

О. В. КОЗЛОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
ЗОНД
В ПЛАЗМЕ



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1969

Козлов О. В. «Электрический зонд в плазме». М., Атомиздат, 1969.

В книге рассмотрена современная теория и экспериментальная практика зондовых измерений в плазме. Наиболее полно приводится теория электрического зонда в разреженной плазме. Описаны конструкции зондов и аппаратура для зондовых измерений.

Изложены методы измерений и обработки экспериментальных данных, источники погрешностей и методы их уменьшения в различных условиях эксперимента.

Книга рассчитана на инженеров и научных работников, специализирующихся в области плазменных исследований и газоразрядной электроники. Она может быть полезна также аспирантам и студентам старших курсов.

Книга содержит 63 иллюстрации, 11 таблиц, библиография — 209 названий.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Зондовые измерения широко применяются в различных областях плазменных исследований. Этому вопросу посвящено большое количество работ. Настоящая книга представляет собой попытку обобщить сведения по теории и лабораторной практике зондовых измерений.

Эта задача осложняется тем, что во многих практически важных случаях теория и экспериментальная практика зондовых измерений находится в начальной стадии развития. Поэтому автор не претендует на полноту изложения материала; некоторые главы предложены вниманию читателя в дискуссионном порядке или в качестве постановки задачи. Наиболее полно рассмотрена теория электрического зонда в разреженной плазме; много внимания уделено также экспериментальной технике зондовых измерений.

Предлагаемая читателям книга, посвященная столь сложному вопросу, безусловно не свободна от недостатков. Все замечания, направленные на улучшение книги, будут приняты автором с благодарностью.

Книга может быть полезна студентам, инженерам и научным работникам, специализирующимся в области плазменных исследований и газоразрядной электроники.

Автор выражает глубокую признательность В. Д. Русанову, ознакомившемуся с рукописью и сделавшему ряд ценных критических замечаний. Автор благодарит также Ю. И. Гальперина и О. А. Зиновьеву, Б. В. Поленова и А. М. Дадонова за ценные обсуждения отдельных вопросов.

ВВЕДЕНИЕ

Метод зондовых измерений был предложен и обоснован в классических работах Ленгмюра с соавторами [1—3]. Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц на малый заряженный электрод, помещенный в плазму. Зависимость этого тока от потенциала электрода называется зондовой характеристикой. Из зондовой характеристики при определенных условиях можно вычислить основные параметры плазмы — температуру и концентрацию заряженных частиц и потенциал пространства. В некоторых случаях зондовые измерения позволяют определить функцию распределения частиц по энергиям.

Большим достоинством зондового метода является простота измерений, для которых, в отличие от многих других методов, обычно не требуется специальной сложной аппаратуры. Основным недостатком этого метода — возмущение плазмы зондом, которое приводит к изменению функции распределения и потенциала пространства в некоторой области вокруг зонда.

Одно из основных положений зондовой теории — допущение о том, что эти возмущения в основном локализуются вблизи зонда, так что он мало влияет на состояние плазмы и на режим газового разряда в большей части рассматриваемого объема. Такая локализация возмущения возможна в связи с тем, что в достаточно плотной плазме зонд окружен слоем заряженных частиц, которые экранируют его от остального объема. Так, например, отрицательно заряженный относительно плазмы зонд отталкивает электроны и притягивает ионы, создающие вблизи его поверхности слой с поло-

жительным объемным зарядом, в котором в основном и локализуется почти все электрическое поле зонда. Заряженные частицы из окружающей плазмы, попадая в этот слой, а затем на зонд, создают ток в его цепи, характеризующий параметры плазмы. Этот ток тем больше, чем выше плотность заряженных частиц и скорость их движения в невозмущенной плазме.

В настоящее время существует несколько основных направлений плазменных исследований, для каждого из которых значение и применимость зондовых измерений различны. Во многих задачах газовой электроники осуществляются условия, в которых зондовые измерения сохраняют доминирующую роль. Это справедливо в том случае, когда температура электронов и их концентрация не очень велики, а магнитные поля малы. При исследованиях горячей плазмы зондовый метод обычно является лишь вспомогательным [4]. Это связано главным образом с контактным характером зондовых измерений, что приводит к сильному возмущению горячей плазмы зондом. Теория и экспериментальная техника зондовых измерений для плазмы высокой плотности в сильном магнитном поле значительно усложняется. В этом случае трудно установить правильную однозначную связь между величиной зондового тока и параметрами плазмы. Следует отметить, что возмущающее влияние зонда на плазму можно уменьшить, направляя последнюю в короткие промежутки времени из «горячей» зоны в область расположения зонда. Однако в этом случае на плазму оказывают возмущающее действие электромагнитные поля, с помощью которых осуществляется такой отбор. Наконец, частицы горячей плазмы, имеющие высокие энергии, вызывают вторичные процессы на поверхности зонда, что приводит к искажению зондовых характеристик.

Введение зонда в плазменную струю на выходе электроракетных устройств [5] значительно меньше возмущает плазму и весь газоразрядный процесс, чем в термоядерных установках. Энергия заряженных частиц здесь значительно меньше, что уменьшает интенсивность протекания вторичных процессов на поверхности зонда. Поэтому при измерении выходных параметров электроракетных двигателей зондовый метод может быть одним из основных при не очень сильных магнитных полях и не слишком большой плотности частиц.

Наконец, при исследованиях по магнитогидродинамическому преобразованию тепловой энергии в электрическую [6] зондовый метод применим лишь для измерений на моделях с низким давлением и сравнительно невысокой плотностью заряженных частиц. Мало пригоден этот метод также и для устройств плазменной химии из-за высокого давления рабочего газа.

Наиболее распространенными бесконтактными методами исследования плазмы являются оптический и сверхвысокочастотный. Оба метода более трудоемкие и сложные по экспериментальной технике, чем зондовый. Они требуют специальной сложной аппаратуры и высококвалифицированного ее обслуживания.

Оптический метод применим в случае не слишком горячей плазмы, степень ионизации которой не равна 100%. Этот метод позволяет определять плотность и температуру плазмы; достоверность его тем выше, чем ближе состояние плазмы к равновесному; в других случаях интерпретация результатов измерений сильно усложняется. Быстрое развитие активной оптической диагностики с помощью лазеров позволяет устранить эти недостатки.

Сверхвысокочастотные методы используются пока в основном для измерения концентрации электронов, не превышающей 10^{15} см^{-3} [7].

Из бесконтактных методов следует упомянуть также активное зондирование плазмы пучками частиц, позволяющее определять ее плотность в широком диапазоне (примерно от 10^{10} до 10^{17} см^{-3}) и температуру заряженных частиц [8]. Этот метод, в отличие от оптического и сверхвысокочастотного, мало зависит от физического состояния плазмы и применимости понятия равновесия к ней.

В связи со сложностью аппаратуры и интерпретации результатов измерений перечисленные бесконтактные методы целесообразно применять лишь тогда, когда зондовый метод непригоден или его применимость сомнительна. Во многих случаях весьма ценные методические результаты получают сравнением данных зондовой методики с другими методами.

Кроме перечисленных областей плазменных исследований зондовый метод находит все более широкое применение в космических исследованиях [9]. Зондовые измерения на искусственных спутниках и ракетах по-

зволяют определить параметры межпланетной и ионосферной плазмы. Отличительной особенностью условий измерений в этом случае является низкая плотность заряженных частиц и их невысокая температура.

Основная задача зондовой теории заключается в том, чтобы найти связь между током зонда и параметрами плазмы. Для определения потоков частиц, притягивающихся к зонду, необходимо знать, как распределен потенциал, а также плотность заряженных частиц в возмущенной зоне вблизи зонда. Строго решить эту задачу трудно из-за ее большой сложности. Это объясняется тем, что ход потенциала и распределение плотности заряженных частиц взаимно связаны.

Точное решение кинетического уравнения для определения функции распределения даже нейтральных частиц вблизи зонда в общем случае достаточно сложная задача [10], хотя она намного проще задачи определения функции распределения заряженных частиц. Поэтому при вычислении зондовых характеристик приходится делать некоторые допущения и предположения, упрощающие задачу.

Создавая основы зондовой теории, Ленгмюр исходил из предположения о равновесной функции распределения заряженных частиц по скоростям в невозмущенной плазме. Он рассматривал две характерные зоны: область плазмы и область слоя вблизи зонда (или стенки).

Для приближенного определения хода потенциала вблизи зонда были сделаны следующие предположения:

1) в области плазмы можно пренебречь объемным зарядом частиц из-за ее квазинейтральности;

2) в области слоя при отрицательном потенциале зонда можно пренебречь зарядом, создаваемым электронами;

3) образование ионов в слое и вторичных частиц на поверхности зонда не происходит;

4) на внешней границе слоя объемного заряда потенциал плазмы обращается в нуль, т. е. плазма за пределами слоя не возмущена.

Исходя из этих предположений легко найти связь между током зонда и параметрами плазмы, что приводит к таким соотношениям для большого зонда

($R_0 \gg D$) при не очень высоком отрицательном потенциале:

$$I_i = R_0^2 \left(\frac{8\pi k T_i}{M_i} \right)^{1/2} e n_i, \quad (1)$$

$$I_e = R_0^2 \left(\frac{8\pi k T_e}{m_e} \right)^{1/2} e n_e e^{-\frac{eU_0}{kT_e}}. \quad (2)$$

Здесь I_i и I_e — токи ионов и электронов на зонд соответственно; T_i и T_e — температуры этих частиц; n_i и n_e — их концентрации в невозмущенной плазме; M_i и m_e — масса иона и электрона соответственно; U_0 и R_0 — потенциал и радиус зонда; D — дебаевский радиус экранирования; k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона.

Из соотношения (2) видно, что по наклону электронной характеристики в полулгарифмическом масштабе легко определить электронную температуру T_e . Ионный ток в случае большого отрицательного зонда, по Ленгмюру, не зависит от его потенциала ($U < 0$). Для согласования выражения (1) с экспериментальными данными приходилось допускать, что температура ионов в газовом разряде очень велика. Это допущение не соответствовало основным теоретическим представлениям и данным других экспериментальных методов измерений.

В работах Ленгмюра фактически не было учтено проникновение электрического поля зонда в квазинейтральную плазму, в связи с чем величина потока притягивающихся частиц оказалась заниженной. Следует отметить, что в работе [3] Ленгмюр и Танкс показали, что поток ионов на стенку газоразрядной трубки определяется температурой электронов из-за некоторого падения потенциала в плазме порядка kT_e . Ионы, образованные в результате ионизации электронным ударом, ускоряются этим полем по направлению к стенке, вследствие чего их движение имеет скорее направленное, чем хаотический характер. В случае больших длин пробега расчет приводит к такому выражению для плотности ионного тока на стенку

$$j_i = a e n_0 \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2},$$

где n_0 — плотность ионов в центре газоразрядной трубки, a — коэффициент, изменяющийся примерно от 0,26 до 0,34 в зависимости от геометрии разряда.

Это выражение весьма близко к соотношению, полученному впоследствии Бомом для ионного тока с учетом проникновения поля зонда в плазму [11]. Пренебрегая тепловым движением притягивающихся частиц, Бом получил для случая $T_e \gg T_i$ весьма важное приближенное соотношение, которое широко применяется при обработке результатов зондовых измерений

$$j_{\text{ин}} = 0,4en_0 \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2},$$

где $j_{\text{ин}}$ — плотность ионного тока насыщения. Согласно этому соотношению, поток ионов на зонд зависит лишь от температуры электронов и практически не зависит от теплового движения ионов в невозмущенной плазме.

В дальнейшем теория зондовых измерений развивалась в работах Венцеля, Аллена, Бойда и Рейнольдса, Бернштейна и Рабиновича, Кагана и Переля и других авторов. В некоторых из этих работ задачу о распределении потенциала решали численно во всей возмущенной области вблизи зонда. Этот метод решения более точный по сравнению с искусственным приемом разделения возмущенной зоны на области слоя и плазмы, упрощающим вычисления.

В работе Я. П. Альперта, А. В. Гуревича и Л. П. Пятаевского [10] последовательно решена задача о распределении потенциала и плотности частиц в изотермической плазме ($T_i = T_e$), имеющая большое прикладное значение для исследования ионосферной плазмы и в других случаях. Были учтены частицы, совершающие финитное движение в окрестности заряженного тела, которые в некоторых случаях могут играть существенную роль.

Важнейшими факторами, определяющими вид зондовой характеристики, являются средняя длина свободного пробега заряженных частиц и напряженность магнитного поля в зоне измерения. В зондовой теории при отсутствии магнитного поля рассматривают такие соотношения между длиной свободного пробега и размером зонда:

1. $\lambda \gg R_0$
2. $\lambda \simeq R_0$
3. $\lambda \ll R_0$

В первом случае столкновения между частицами играют незначительную роль; в третьем — следует учитывать столкновения и диффузионные процессы в газе. Второй случай является промежуточным. Магнитное поле искривляет траектории частиц и тем самым влияет на величину зондового тока. Когда ларморовский радиус вращения заряженных частиц становится сравнимым или меньше размеров зонда, важную роль начинают играть диффузионные процессы в магнитном поле.

Метод ленгмюровских зондов наиболее полно и корректно обоснован теоретически и экспериментально для разреженной изотропной плазмы в достаточно слабых магнитных полях. Наиболее последовательно развита теория сферического зонда в разреженной изотермической плазме, в связи с чем изложению этой теории в книге уделено много внимания. Достаточно хорошо разработана также зондовая теория для разреженной не-изотермической плазмы при $T_i \ll T_e$. Остальные случаи менее разработаны.

В последнее время все большее применение находят многоэлектродные зонды [12]. В них кроме электрода — коллектора тока используются вспомогательные электроды, позволяющие упростить измерения и сделать их более точными. Хотя такие системы конструктивно имеют мало общего с одиночным зондом Ленгмюра, по физической сути и применимости зондовой теории измерения с их помощью также относятся к зондовым методам. В некоторых случаях электрические зонды используют не для измерения вышеописанных параметров плазмы, а в других целях, например для определения спектра шумов в плазме, плотности газа и т. д.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И УРАВНЕНИЯ

§ 1.1. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ

Плазма представляет собой совокупность частиц различного рода: электронов, ионов, атомов и молекул; атомы, ионы и молекулы могут находиться в различных состояниях. Таким образом, даже в плазме, образованной при газовом разряде в однородном газе, в общем случае имеется обширный набор частиц разного рода. Однако часто можно пренебречь частицами определенного сорта ввиду их относительно малой концентрации, что значительно упрощает расчеты и измерения. В дальнейшем, кроме особых случаев, будем считать, что плазма состоит из частиц трех типов: электронов, однозарядных ионов и нейтральных атомов (молекул) одного сорта.

Для статистического описания совокупности многих частиц вводится шестимерное фазовое пространство, по осям которого отложены координаты частиц x, y, z и скорости v_x, v_y, v_z . Число частиц данного типа α , находящихся в элементе объема фазового пространства, можно определить так:

$$dN_\alpha = f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3r d^3v, \quad (1.1)$$

где f_α — плотность распределения частиц по фазовому пространству, или функция распределения частиц. С ее помощью можно выразить средние величины, характеризующие плазму, например, концентрацию частиц n_α , плотность потока j_α , среднюю скорость \bar{v}_α и т. п. в виде

$$n_\alpha(\mathbf{r}, t) = \int f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v; \quad (1.2)$$

$$\bar{v}_\alpha(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_\alpha} \int \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v, \quad (1.3)$$

$$j_\alpha(\mathbf{r}, t) = -e \int (\mathbf{nv}) f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v, \quad (1.4)$$

где (\mathbf{nv}) — проекция скорости частицы на внешнюю нормаль к площадке.

Вид функции распределения и ее изменение во времени определяют с помощью кинетического уравнения, впервые введенного Больцманом в кинетической теории газов [13], которое представляет собой уравнение баланса точек в фазовом пространстве:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla_r) f_\alpha + \frac{1}{M_\alpha} (F_\alpha \nabla) f_\alpha = C^\alpha. \quad (1.5)$$

Здесь F_α — сила, действующая на частицу; M_α — ее масса; C^α — интеграл столкновений.

Из уравнения (1.5) следует, что скорость изменения функции распределения вдоль траектории определяется только столкновениями между частицами. При отсутствии столкновений $C^\alpha = 0$, причем уравнение Больцмана становится аналогичным обычному уравнению непрерывности. В этом случае кинетическое уравнение сводится к теореме Лиувилля, которая устанавливает, что для консервативной системы плотность частиц в фазовом пространстве не изменяется вдоль траектории движения

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0). \quad (1.6)$$

Нас будут интересовать главным образом функции распределения электронов f_e и ионов f_i , на которые в электромагнитном поле действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}]. \quad (1.7)$$

Интеграл столкновений C^α учитывает переход частиц из одного элемента фазового пространства в другой при столкновениях. В общем виде

$$C^\alpha = \int \omega(\mathbf{v}, \mathbf{v}'; \mathbf{v}_1, \mathbf{v}'_1) \{f(\mathbf{v}) F(\mathbf{v}') - f(\mathbf{v}_1) F(\mathbf{v}'_1)\} d^3v' d^3v_1 d^3v'_1. \quad (1.8)$$

Здесь $\omega(\mathbf{v}, \mathbf{v}'; \mathbf{v}_1, \mathbf{v}'_1)$ — вероятность столкновения, при котором скорости частиц \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}'_1 изменяются на \mathbf{v} и \mathbf{v}' соответственно; v_1 — скорость рассматриваемой части-

цы; v'_1 — скорость частицы, с которой она соударяется; v и v' — скорость этих частиц после столкновения соответственно; $f(\mathbf{v})$ и $F(\mathbf{v}')$ — функции распределения частиц.

Таким образом, кинетическое уравнение в общем виде является весьма сложным интегро-дифференциальным соотношением. Поэтому важно при решении конкретных задач получить упрощенные выражения для интеграла столкновений [14].

Если функция распределения зависит от переменных, мало изменяющихся при каждом столкновении, то кинетическое уравнение можно записать в форме Фоккера — Планка, где интеграл столкновений имеет вид

$$C^a = \operatorname{div} j. \quad (1.9)$$

Здесь j — плотность потока частиц в фазовом пространстве, вызванного столкновениями. Например, при упругих столкновениях электронов с нейтральными частицами их энергия E_e изменяется мало из-за большой разницы масс. Тогда имеем

$$C^a = -\operatorname{div} I(E_e) = -A(E_e) \frac{\partial I(E_e)}{\partial E_e}, \quad (1.10)$$

где $I(E_e)$ — поток электронов в пространстве энергий.

При решении кинетического уравнения необходимо учитывать взаимодействие частиц с поверхностью зонда: поглощение частиц, отражение их или рассеяние, испускание вторичных заряженных и нейтральных частиц, испускание электромагнитных квантов. Характер взаимодействия частиц плазмы с поверхностью зонда определяет граничные условия на поверхности. Эти граничные условия связывают функции распределения падающих и вторичных частиц [10].

При термодинамическом равновесии в невозмущенной плазме устанавливается распределение заряженных частиц по скоростям в соответствии с формулой Максвелла — Больцмана

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_0 \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{eU(\mathbf{r})}{kT} - \frac{Mv^2}{2kT} \right], \quad (1.11)$$

где $U(\mathbf{r})$ — потенциал электрического поля по точке \mathbf{r} . Средняя арифметическая скорость частиц равна

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi M} \right)^{1/2}. \quad (1.11a)$$

Среднеквадратичная скорость

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \left(\frac{3kT}{M} \right)^{1/2}. \quad (1.116)$$

Наиболее вероятная скорость

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{M}}, \quad (1.11в)$$

$$v_m : \overline{v} : \sqrt{\overline{v^2}} = 1 : 1,13 : 1,23.$$

Распределение электронов в невозмущенной плазме во многих случаях с большей или меньшей точностью соответствует этому выражению. Наиболее существенные отклонения в распределении по сравнению с равновесным обычно бывают в области высоких скоростей электронов, намного превышающих среднюю. Для ионов случай равновесного распределения встречается значительно реже. Примером может служить ионосферная плазма.

§ 1.2. УРАВНЕНИЕ ПУАССОНА. ДЕБАЕВСКИЙ РАДИУС ЭКРАНИРОВАНИЯ

Обычно зондовые измерения проводят в условиях квазистационарных полей, при которых можно пренебречь токами смещения (исключение составляет резонансный зонд), а электрическое поле можно считать потенциальным. В этом случае распределение электрического поля определяется уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = - \frac{4\pi}{\epsilon} \rho. \quad (1.12)$$

Это уравнение позволяет найти связь между плотностью объемного заряда ρ и распределением потенциала вблизи зонда. Плотность объемного заряда определяется плотностью заряженных частиц-ионов и электронов.

Рассмотрим плазму, в которой параметры достаточно медленно изменяются во времени, так что за время измерений n_i и n_e можно считать неизменными. Тогда уравнение Пуассона при $\epsilon=1$ будет иметь вид

$$\nabla^2 U = - 4\pi e [zn_i(r) - n_e(r)]. \quad (1.13)$$

где z — заряд ионов.

Из уравнения (1.13) при термодинамическом равновесии нетрудно получить следующее выражение для потенциала вблизи заряженной частицы в плазме:

$$U(r) = \frac{e}{r} e^{-\frac{r}{D}},$$

где $D^2 = kT_i T_e / 4\pi e^2 n_0 (T_i + T_e)$; n_0 — средняя концентрация заряженных частиц в невозмущенной плазме.

Это выражение называют дебаевским потенциалом, а величину D , имеющую размерность длины, — дебаевским радиусом экранирования (или радиусом Дебая — Хюккеля). Таким образом, на малых расстояниях от частицы потенциал переходит в кулоновский. На расстояниях $r \gg D$ потенциал экспоненциально уменьшается из-за экранирования поля данной частицы зарядами частиц другого знака. Впервые распределение потенциала такого вида было получено Дебаем для точечного заряда в электролите.

Дебаевская экранировка устанавливается не мгновенно; время установления τ_0 по порядку величины равно

$$\tau_0 \approx \frac{1}{\omega_0},$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$ — частота плазменных колебаний.

В соответствии с определением, данным Ленгмюром, ионизованный газ называется плазмой, если дебаевский радиус экранирования мал по сравнению с рассматриваемым объемом газа.

§ 1.3. СРЕДНЯЯ ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

Как уже отмечалось, характер зондовых измерений определяется соотношением между средней длиной свободного пробега заряженных частиц плазмы и размерами возмущенной зоны. Длина свободного пробега частицы определяется так называемым «транспортным сечением» σ , которое связано с дифференциальным сечением рассеяния следующим образом:

$$\sigma = \int (1 - \cos \theta) d\sigma.$$

Интегрирование проводят по всем углам рассеяния. Транспортное сечение определяет вероятность изменения импульса частицы при столкновении.

Сечение, плотность рассеивающих частиц и длина пробега связаны соотношением

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma},$$

Сечение столкновений, а следовательно, и длина пробега зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц. В сильноионизованной плазме длина пробега электронов и ионов определяется кулоновскими столкновениями с заряженными частицами. В слабоионизованном газе основную роль играют упругие и неупругие столкновения электронов и ионов с нейтральными атомами и молекулами. Изменение импульса частицы может происходить в этом случае в процессах упругого рассеяния, ионизации, возбуждения, перезарядки и т. п. Различные типы столкновений детально описаны в специальной литературе [15—17].

В случае слабоионизованной плазмы для качественной оценки длины свободного пробега ионов воспользуемся классическими газокинетическими сечениями столкновений σ_i между ионами и атомами. По порядку величины эти сечения примерно равны сечениям столкновений σ_0 между соответствующими нейтральными атомами. Величины этих сечений приведены в табл. 1 [18]. В этой же таблице приведено давление p_m , при котором длина пробега в данном газе равна 1 см. Для небольших зондов такое давление ориентировочно можно считать предельным, при котором еще выполняется условие $\lambda > R_0$.

Таблица 1
Газокинетические сечения столкновений молекул

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	H ₂	N ₂	O ₂	Cl ₂	Hg	Cs
$\sigma_0, 10^{-15} \text{ см}^2$	1,6	2,36	3,5	4,3	5,06	2,0	4,2	4,05	5,8	5,7	20
$p_m, 10^{-2}$ мм рт. ст.	1,7	1,2	0,8	0,66	0,56	1,4	0,67	0,7	0,49	0,6	0,014

Такая оценка справедлива для невысоких энергий ионов, для которых еще оправдано классическое газокинетическое приближение. При более высоких энергиях большое значение имеют неупругие соударения. Для атомарных и молекулярных ионов в собственном газе при низких энергиях важнейшую роль играет процесс резонансной перезарядки, сечение которой приближается к газокинетическому [16].

Газокинетическая длина пробега электрона по классической теории в $4\sqrt{2}$ раз больше, чем атома. В действительности сечение столкновения электрона с нейтральными частицами даже по порядку величины не совпадает с газокинетическим. Оно зависит от энергии электрона, причем в области низких энергий имеются резкие максимумы и минимумы (эффект Рамзауэра). Так как обычно $\lambda_e \gg \lambda_i$, для ориентировочной оценки длин пробегов можно пользоваться данными табл. 1.

В сильно ионизованной плазме основное значение имеют кулоновские столкновения между заряженными частицами.

При равных температурах длины пробегов ионов и электронов одинаковы:

$$\lambda = \frac{k^2 T^2}{\pi n_e e^4 \Lambda}. \quad (1.14)$$

Для качественной оценки можно полагать $\Lambda \approx 10$ [19]. На рис. 1 приведена зависимость плотности n_e от температуры частиц, при которых $\lambda \approx 1$ см для полностью ионизованного газа. Таким образом, из табл. 1 и рис. 1 можно качественно оценить пределы применимости бесстолкновительной зондовой теории.

Столкновения между частицами имеют разное значение для частиц с бесконечными и конечными траекториями. Траектория частицы называется бесконечной, если последняя пролетает к зонду из невозмущенной зоны и поглощается им или ~~иначе уходит в невозмущен-~~

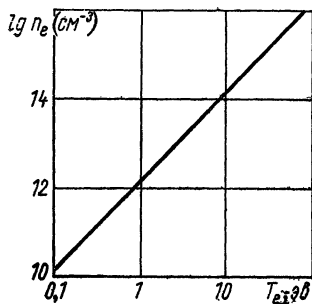


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов n_e от их температуры T_e при $\lambda = 1$ см.

ную плазму, больше не возвращаясь к зонду. Фinitные траектории ограничены в пространстве; по ним движутся частицы, захваченные полем зонда на эти траектории, с которых без столкновений они не могут безвозвратно уйти в невозмущенную область.

Для инфинитных частиц столкновения становятся несущественными, когда длина свободного пробега намного превышает размер возмущенной зоны. Следовательно, если зондовая характеристика определяется лишь этими частицами, при таком условии столкновениями можно пренебречь. Для фinitных частиц учет столкновений всегда необходим, так как именно столкновения в стационарном режиме приводят к переходу частиц с инфинитных траекторий на фinitные.

§ 1.4. ДРЕЙФ И ДИФФУЗИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Диффузия заряженных частиц, как и нейтральных, происходит вследствие их хаотического теплового движения. Обычно рассматривают диффузию заряженных частиц в среде, состоящей из нейтральных молекул и атомов. Плотность диффузионного потока частиц пропорциональна градиенту их концентрации

$$j_{\text{дифф}} = -D \nabla n_a. \quad (1.15)$$

Здесь D — коэффициент взаимной диффузии заряженных и нейтральных молекул

$$D = \frac{1}{3} \cdot \frac{n_a \lambda_n \bar{v}_n + n_n \lambda_a \bar{v}_a}{n_a + n_n}.$$

В этой формуле n_a , λ_a , \bar{v}_a — плотность, длина пробега и средняя скорость заряженных частиц; n_n , λ_n , \bar{v}_n — то же для нейтральных частиц.

В слабоионизованном газе $n_i \approx n_e \ll n_n$; поэтому здесь имеем

$$D_{i,e} \approx \frac{1}{3} \lambda_{i,e} \bar{v}_{i,e}. \quad (1.16)$$

Общее уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n, \quad (1.17)$$

что справедливо, если коэффициент взаимной диффузии D не зависит от координат. Таким образом, в стационарном случае ($\partial n/\partial t=0$) в диффузионном режиме распределение плотности частиц описывается уравнением Лапласа

$$\nabla^2 n = 0, \quad (1.18)$$

аналогичным уравнению для электрического потенциала в отсутствие зарядов [см. уравнение (1.12)]. Диффузионное рассмотрение справедливо, когда характерные размеры намного превышают длину свободного пробега. В другом предельном случае, когда длина пробега много больше характерного размера, осуществляется не диффузионный, а молекулярный режим. Для нахождения распределения плотности частиц при молекулярном режиме необходимо применять кинетическое рассмотрение.

Специфическая особенность диффузии заряженных частиц в плазме состоит в том, что она, как правило, сопровождается дрейфом в электрическом поле. При наложении электрического поля в плазме возникают направленные потоки ионов и электронов. В распределении скоростей этих частиц появляется направленная составляющая скорости \bar{v}_d , которую называют скоростью дрейфа. В результате появляется ток, плотность которого

$$j = en \bar{v}_d.$$

Скорость дрейфа пропорциональна напряженности электрического поля

$$\bar{v}_d = bE. \quad (1.19)$$

Это справедливо для слабых полей, не влияющих на симметричную часть функции распределения частиц по скоростям [17]. Коэффициент пропорциональности b , называемый подвижностью заряженных частиц данного рода, зависит от средней длины свободного пробега, распределения скоростей, заряда и массы частиц [17].

При максвелловском распределении скоростей между подвижностью и диффузией существует простое соотношение

$$\frac{D}{b} = \frac{kT}{e}. \quad (1.20)$$

§ 1.5. ЗАКОН СТЕПЕНИ «ТРЕХ ВТОРЫХ»

Электрический зонд, заряженный отрицательно, притягивает к себе положительные ионы и отталкивает электроны. Вследствие этого при достаточно высоком потенциале зонда ($U_0 \gg kT_e/e$) у его поверхности образуется слой объемного заряда ионов, в котором потенциал быстро уменьшается по направлению к поверхности. В этом случае концентрацией электронов в слое можно пренебречь, вследствие чего при отсутствии столкновений его можно приближенно рассматривать как вакуумный диод, в котором эмиттером является поверхность квазинейтральной плазмы, а коллектором — поверхность зонда. При высоком положительном потенциале у поверхности зонда создается слой с отрицательным объемным зарядом, в котором движутся электроны, а ионы отсутствуют.

В вакуумном диоде при фиксированном расстоянии между эмиттером и коллектором в режиме объемного заряда ток частиц, поступающих на коллектор, не зависит от эмиссионной способности коллектора и определяется только массой частиц и разностью потенциалов между электродами. Режимом объемного заряда называют такой режим, при котором напряженность электрического поля E_0 у поверхности эмиттера равна нулю. Связь между током частиц, поступающих на коллектор диода, и разностью потенциалов U_0 можно найти, решая совместно уравнения Пуассона, непрерывности тока и движения частиц. Полученный таким образом закон степени «трех вторых» имеет вид:

для плоского диода

$$j = \frac{FU_0^{3/2}}{d^2}, \quad (1.21a)$$

для цилиндрического диода

$$j = \frac{FU_0^{3/2}}{R_1 R \beta^2}, \quad (1.21б)$$

для сферического диода

$$j = \frac{FU_0^{3/2}}{R_1^2 \alpha^2}. \quad (1.21в)$$

Здесь R_1 — радиус эмиттера; R — радиус коллектора; d — расстояние между эмиттером и коллектором; β^2 и

α^2 — функции отношения R_1/R ; j — плотность тока на поверхность эмиттера; U_0 — разность потенциалов между эмиттером и коллектором.

Выражая плотность тока j в a/cm^2 , напряжение U — в v , d и радиус R — в cm , получаем $F = 5,455 \cdot 10^{-8} A^{-1/2}$, где A — молекулярный вес иона. Для электронного тока имеем $F = 2,334 \cdot 10^{-6}$. Коэффициенты β^2 и α^2 , вычисленные в работах [1, 2], приведены в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость коэффициентов α^2 и β^2 от отношения радиусов
(внешний эмиттер)

R_1/R	β^2	α^2	R_1/R	β^2	α^2
1,00	0	0	3,4	4,1126	3,421
1,05	0,0025	0,0024	3,6	4,7298	3,913
1,10	0,098	0,096	3,8	5,3795	4,429
1,15	0,0218	0,0213	4,0	6,0601	4,968
1,20	0,0385	0,0372	4,6	8,2763	6,712
1,25	—	0,0571	5,0	9,8887	7,976
1,30	0,0850	0,0809	5,6	12,493	10,01
1,35	—	0,1084	6,0	14,343	11,46
1,40	0,1485	0,1396	7,0	19,337	15,35
1,45	—	0,1740	8,0	24,805	19,62
1,50	0,2282	0,2118	9,0	30,698	24,25
1,60	0,3233	0,2968	10,0	36,976	29,19
1,70	0,4332	0,394	12,0	50,559	39,98
1,80	0,5572	0,502	14,0	65,352	51,86
1,90	0,6947	0,621	16,0	81,203	64,74
2,00	0,8454	0,750	18,0	97,997	78,56
2,20	1,1840	1,036	20,0	115,65	93,24
2,40	1,5697	1,358	30,0	214,42	178,2
2,60	1,9995	1,712	40,0	327,01	279,6
2,80	2,4708	2,098	60,0	582,14	523,6
3,00	2,9814	2,512	100,0	1174,9	1144,0
3,20	3,5893	2,954	—	—	—

Учитывая начальные скорости заряженных частиц \bar{v}_0 , получают более сложные выражения. Однако при условии $(2eU_0/M_i)^{1/2} \gg \bar{v}_0$ влияние начальных скоростей невелико. Отметим, что в отличие от диода ток частиц, протекающий через слой объемного заряда между плазмой и зондом, определяется «эмиссионной способностью» последней, т. е. концентрацией заряженных частиц и их температурой. Толщина же слоя в этом случае устанавливается такой, что при соблюдении приведенных выше условий выполняется закон трех вторых.

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЦЕНТРАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ПОЛЕ

§ 2.1. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ И РАДИАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ

Рассмотрим сферический зонд в разреженной плазме ($\lambda \gg R_0$).

В возмущенной зоне вблизи зонда заряженные частицы движутся в центрально-симметричном электрическом поле, если зонд неподвижен относительно плазмы. Схема движения частицы показана на рис. 2. При

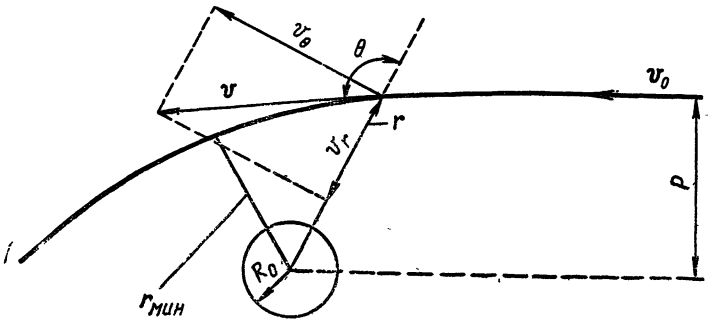


Рис. 2. Траектория притягиваемой частицы.

отсутствии столкновений можно воспользоваться законами сохранения энергии и момента количества движения:

$$\mu = Mrv_\theta = \text{const}, \quad (2.1)$$

$$E_0 = \frac{Mv_r^2}{2} + \frac{\mu^2}{2Mr^2} + eU(r), \quad (2.2)$$

где E_0 — полная энергия частицы.

Примем $U(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Для притягивающихся частиц $eU(r) < 0$; для отталкивающихся $eU(r) > 0$. Введем обозначение

$$U_{\text{эфф}}(r) = \frac{\mu^2}{2Mr^2} + eU(r). \quad (2.3)$$

Характер изменения радиальной составляющей скорости v_r зависит от свойств эффективной потенциальной

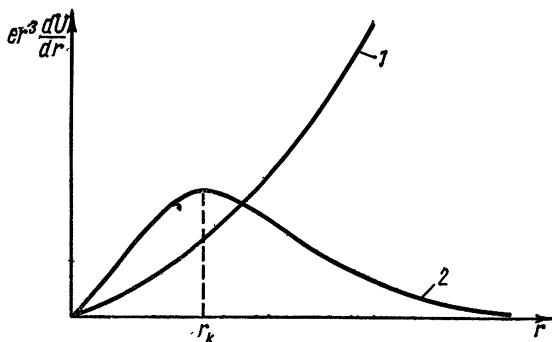


Рис. 3. Функция $er^3 \frac{dU}{dr}$:

1 — $U(r)$ уменьшается медленнее, чем $1/r^2$; 2 — $U(r)$ уменьшается сначала медленнее, а затем быстрее, чем $1/r^2$.

энергии $U_{\text{эфф}}$. Ход функции $U_{\text{эфф}}$ в зависимости от r определяет области финитного и инфинитного движений частиц. Область движения частицы, естественно, соответствует условию $Mv_r^2/2 > 0$.

Из уравнения (2.2) следует, что если функция $U_{\text{эфф}}$ монотонно возрастает с приближением к зонду, то на его поверхность попадут лишь те частицы, у которых $E_0 \gg U_{\text{эфф}}(R_0)$, где R_0 — радиус зонда.

Рассмотрим три характерных случая изменения потенциала для притягивающихся частиц [10].

1. Пусть модуль потенциала $|U(r)|$ убывает с ростом r медленнее, чем $1/r^2$. Определим точку r_m , в которой эффективная потенциальная энергия имеет минимум из условия

$$r^3 e \frac{dU}{dr} = \frac{\mu^2}{M}. \quad (2.4)$$

В этом случае функция $r^3 edU/dr$ монотонно возрастает с ростом r (рис. 3). Так как $\mu = \text{const}$, то уравнение (2.4) имеет при любом μ один корень r_m , соответствующий минимальному значению $U_{эфф}$. Вид функции $U_{эфф}$ для этого случая показан на рис. 4. Здесь

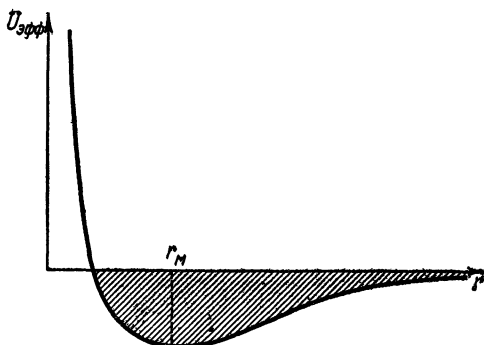


Рис. 4. Функция $U_{эфф}(r)$ в случае медленно убывающего поля (случай 1). Заштрихована область финитного движения.

имеются две области: $U_{эфф} > 0$ и $U_{эфф} < 0$. Условием инфинитного движения в этом случае является

$$E_0 = \frac{Mv_r^2}{2} + U_{эфф}(r) > 0. \quad (2.5)$$

Для финитных частиц

$$E_0 = \frac{Mv_r^2}{2} + U_{эфф}(r) < 0. \quad (2.6)$$

Таким образом, областью финитного движения является заштрихованная область на рис. 4. Граница, разделяющая области финитного и инфинитного движений, соответствует уравнению

$$\frac{Mv^2}{2} = -eU(r). \quad (2.7)$$

В пространстве скоростей v_r , v_θ кривая, разделяющая области финитного и инфинитного движений, это окружность радиусом $R_c = \sqrt{-\frac{2eU(r)}{M}}$. Таким образом,

разделяющая кривая здесь зависит только от потенциала $U(r)$ в данной точке r .

2. Потенциал $U(r)$ убывает с ростом r сначала медленнее, а затем, при больших r , — быстрее, чем $1/r^2$. Вид функции $r^3 e dU/dr$ для этого случая показан на рис. 3. В некоторой точке r_k эта функция имеет максимум. Точку r_k определим из условия

$$3 \frac{dU}{dr} + r_k \frac{d^2U}{dr^2} = 0, \quad (2.8)$$

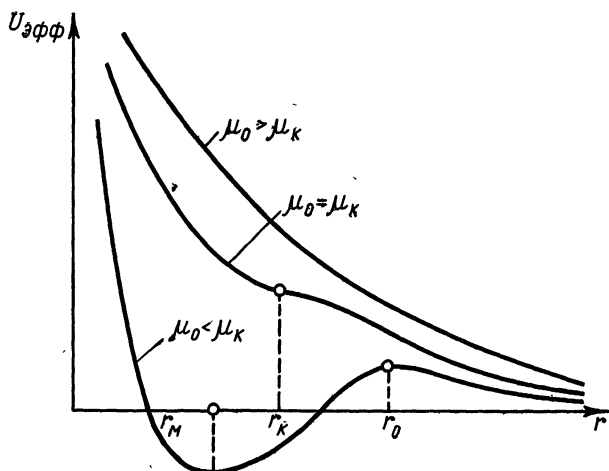


Рис. 5. Функция $U_{эфф}(r)$ для случая 2.

получаемого дифференцированием функции $r^3 dU/dr$. Таким образом, r_k однозначно определяется потенциалом $U(r)$.

Из вида функции $r^3 dU/dr$ ясно, что в этом случае уравнение (2.4) имеет два корня, если μ меньше некоторой критической величины μ_k :

$$\mu_k = \sqrt{Mr_k^3 e \frac{dU}{dr}(r_k)}. \quad (2.9)$$

Следовательно, при $\mu < \mu_k$ функция $U_{эфф}$ имеет минимум и максимум. Точка минимума r_M располагается слева от r_k , точка максимума r_0 — справа от r_k (рис. 5). При малых значениях $\mu \rightarrow 0$ радиус r_M стремится к нулю, а r_0 неограниченно возрастает. С приближением μ к μ_k (при $\mu < \mu_k$) точки r_M и r_0 сближаются, а при $\mu = \mu_k$ имеем

$r_m = r_0 = r_k$. На графике $U_{эфф} = f(r)$ в этом случае в точке r_k имеется перегиб; максимум и минимум отсутствуют. Таким образом, случай $\mu = \mu_k$ является граничным, разделяющим область с монотонным возрастанием $U_{эфф}$ (при $\mu > \mu_k$) от области, в которой $U_{эфф}$ имеет экстремумы (см. рис. 5). Из этого следует, что при $\mu > \mu_k$ при

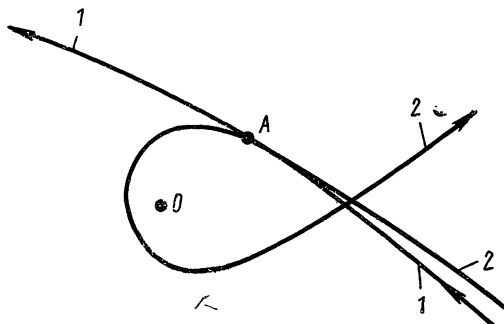


Рис. 6. Траектория инфинитных частиц:
1 — $E_0 < U_{эфф}(r_0)$; 2 — $E_0 > U_{эфф}(r_0)$ в точке А.

любой энергии E_0 движение инфинитно («потенциальная яма» для радиального движения отсутствует). Фinitные траектории могут быть у частиц с $\mu < \mu_k$. Для того чтобы движение было фinitным, необходимо выполнение условия

$$E_0 = \frac{Mr^2}{2} + U_{эфф}(r) \leq U_{эфф}(r_0). \quad (2.10)$$

Величина $U_{эфф}(r_0)$ зависит от μ . При этом полная энергия частицы E_0 может быть отрицательной или положительной, в отличие от первого случая.

Если частицы, летящие из невозмущенной плазмы, имеют $\mu < \mu_k$ и $E_0 < U_{эфф}(r_0)$, то они отражаются от точки поворота $r_{мин}$, лежащей правее r_0 .

Таким образом, $r_{мин}$ является минимальным расстоянием, на котором частица проходит от центра зонда при указанных условиях. Если полная энергия частицы E_0 превышает $U_{эфф}(r)$, то точка поворота скачком перемещается в область левее r_k . На рис. 6 показаны траектории инфинитных частиц, соответствующие этим двум случаям. В обоих случаях $\mu < \mu_k$. При $\mu > \mu_k$ с увели-

чением E_0 такого скачка точки поворота не происходит; она плавно смещается влево с ростом E_0 .

Найдем кривую, разделяющую области финитного и инфинитного движений в пространстве скоростей v_r, v_θ . Из уравнений (2.3), (2.4) и (2.10) получим параметрическое решение для этой разделяющей кривой

$$v_r^2 = -\frac{2e}{M} [U(r) - U(r_0)] - \frac{r_0 e}{M} \cdot \frac{dU}{dr}(r_0) \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right); \quad (2.11a)$$

$$v_\theta^2 = \frac{r_0^3 e}{Mr^2} \cdot \frac{dU}{dr}(r_0), \quad (2.11b)$$

где r_0 — больший из двух корней уравнения (2.4). Параметр r_0 изменяется от некоторого минимального значения $\rho_0(r)$ до ∞ . Величина ρ_0 определяется уравнением

$$U(\rho_0) - U(r) - \frac{\rho_0}{2} \cdot \frac{dU}{dr}(\rho_0) \left(\frac{\rho_0^2}{r^2} - 1 \right) = 0. \quad (2.12)$$

Уравнение (2.12) получают из (2.11a) при условии $v_r^2 = 0$, так как при этом r_0 минимально. Величина ρ_0 является максимальным корнем этого уравнения. Одним из корней является $\rho_0 = r$, причем при $r > r_K$ этот корень единственный; при $r < r_K$ имеется другой корень $\rho_0 > r_K$. При $r \rightarrow 0$ функция $\rho_0(r) \rightarrow \infty$.

Из уравнения (2.11) видно, что в данном случае, в отличие от первого, разделяющая кривая зависит не только от величины потенциала U в точке r , но и от всего хода потенциала от бесконечности до точки $\rho_0(r)$. Конкретным примером потенциала с рассмотренной зависимостью от радиуса является дебаевский.

3. Потенциал $U(r)$ при больших r убывает строго, как $1/r^2$, а при малых — вначале медленнее, а затем быстрее $1/r^2$. Этот случай наиболее интересен для зондовой теории, так как характер изменения потенциала в плазме, возмущенной зондом, часто соответствует именно этому случаю.

Действительно, при малых расстояниях $r \ll D$ дебаевская экранировка не существенна. Здесь потенциал изменяется по закону Кулона, т. е. как $1/r$, если размер зонда R_0 также много меньше, чем D . На расстояниях порядка дебаевского радиуса из-за экранировки зарядов поле спадает экспоненциально, т. е. гораздо быстрее, чем $1/r^2$.

На очень больших расстояниях от зонда при условии $r \gg R_0$ и $r \gg D$ потенциал электрического поля убывает, как $1/r^2$. Качественно это можно показать так. На расстояниях $r \gg D$ плазма квазинейтральна, при этом распределение электронов можно считать бoльцмановским, откуда для потенциала получим

$$U = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_e(r)}{n_0}. \quad (2.13)$$

При таком ходе потенциала плотности электронов и ионов совпадают, т. е. $n_i \approx n_e$. Так как на больших рас-

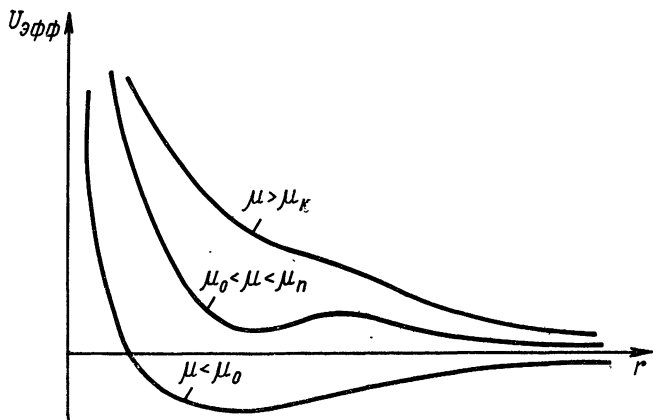


Рис. 7. Функция $U_{эфф}$ для случая 3.

стояниях от зонда плотность возмущена слабо, то выполняется неравенство $\frac{n_e - n_0}{n_0} = \frac{\delta n}{n} \ll 1$. При таком условии из (2.13) разложением в ряд получаем

$$U \approx \frac{kT_e}{e} \cdot \frac{\delta n}{n}. \quad (2.14)$$

Таким образом, потенциал в этом случае пропорционален возмущению концентрации плазмы. В свою очередь, возмущение концентрации есть следствие поглощения частиц поверхностью зонда. При $r \gg R_0$ это возмущение пропорционально телесному углу, под которым виден контур зонда из данной точки r и который пропорционален величине $(R_0/r)^2$.

Вид функции $U_{эфф}$ для случая 3 показан на рис. 7. Из графиков, приведенных на этом рисунке, видно, что

функция $|U_{\text{эфф}}|$ не имеет максимума, в отличие от предыдущего случая, не только при $\mu > \mu_k$, но и при $\mu < \mu_0$, где μ_0 определяется ходом потенциала при больших r :

$$\mu_0 = \sqrt{-2Mr^2 eU(r)}, \quad r \gg R_0, D.$$

При $\mu < \mu_0$ разделяющая кривая, как и в случае 1, определяется выражением (2.7). Если $\mu > \mu_0$, то разделяющая кривая определяется соотношением (2.11).

Для отталкивающихся частиц ($eU(r) > 0$) потенциал есть монотонная положительная функция. Следовательно, в этом случае $U_{\text{эфф}}(r)$ также положительная монотонная функция, вследствие чего траектории отталкивающихся частиц всегда инфинитны.

§ 2.2. ЛИМИТАЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЕ

Если радиус зонда равен R_0 , то необходимое условие попадания заряженной частицы на его поверхность: $v_r(R_0) \leq 0$. Найдем связь между прицельным параметром частицы p и минимальным расстоянием $r_{\text{мин}}$, на котором частица проходит от центра сферического зонда.

Для этого снова воспользуемся законами сохранения энергии и момента количества движения, из которых нетрудно получить

$$p^2 \equiv G(r_{\text{мин}}) = r_{\text{мин}}^2 \left[1 - \frac{2e}{Mv_0^2} U(r_{\text{мин}}) \right]. \quad (2.15)$$

Здесь v_0 — скорость частицы вдали от зонда в невозмущенной зоне (см. рис. 2). Это соотношение можно получить также из выражения (2.3), приравнявая начальную энергию величине эффективной потенциальной энергии.

Рассмотрим собирание отталкивающихся и притягивающихся частиц зондом, исходя из характера зависимости $p = f(r_{\text{мин}})$.

Для отталкивающихся частиц $eU(r) > 0$, поэтому функция $G(r_{\text{мин}})$ монотонно возрастает с ростом минимального расстояния; прицельный параметр при этом также увеличивается. Для каждого такого параметра имеется соответствующее минимальное расстояние, на котором частица пролетает от центра зонда. На зонд попадают все те частицы, прицельный параметр которых меньше, чем $p_{\text{мин}} = G(R_0)$. Этому случаю соответствует монотонно возрастающая кривая 1 на рис. 8, а.

Для притягивающихся частиц величина $eU(r)$ отрицательна, поэтому при определенном распределении потенциала функция $|G(r_{\text{мин}})$ может иметь экстремумы. Так, если потенциал изменяется вначале медленнее, а затем быстрее $|1/r^2$, а при $r \rightarrow \infty$ строго, как $1/r^2$, то график зависимости эффективной потенциальной энергии

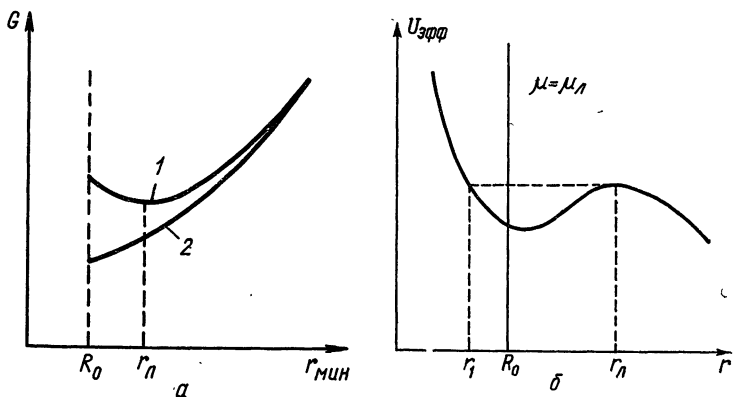


Рис. 8. Функция $G(r_{\text{мин}})$ (а) и определение точек отражения (б): 1 — при лимитационном движении; 2 — без лимитационного движения.

от радиуса имеет вид, показанный на рис. 7. Если $\mu < \mu_{\text{к}}$, то кривая имеет минимум и максимум, а при $\mu > \mu_{\text{к}}$ экстремумы отсутствуют. Точка минимального расстояния $r_{\text{мин}}$ может быть определена из графиков рис. 7 на пересечении горизонтальной прямой E_0 и соответствующей кривой $U_{\text{эфф}}$.

При уменьшении прицельного параметра (и, следовательно μ) точка отражения монотонно приближается к зонду до точки $r_{\text{л}}$, в которой максимум функции $U_{\text{эфф}}$, соответствующей данному $\mu_{\text{л}}$, оказывается равным энергии E_0 . Меньшим значениям $r_{\text{мин}}$ формально соответствуют большие величины μ^2 и ρ^2 , так как в этой области $\partial U_{\text{эфф}}/\partial r < 0$. В соответствии с этим на графике $G(r_{\text{мин}})$ имеется минимум при $r_{\text{мин}} = r_{\text{л}}$. Фактически это означает, что минимальное расстояние для частиц с $\mu < \mu_{\text{л}}$ ($\rho < \rho_{\text{л}}$) скачком уменьшается от величины $r_{\text{л}}$ до r_1 . Радиус r_1 определяется пересечением прямой E_0 с возрастающей ветвью $U_{\text{эфф}}$ при $r < r_{\text{мин}}$ на рис. 8, б. С дальнейшим уменьшением $r_{\text{мин}}$ при $r_{\text{мин}} < r_1$ функция $G(r_{\text{мин}})$ вновь монотонно уменьшается.

Из изложенного ясно, что при всех $\mu < \mu_{\text{л}}$ (или $p < G(r_{\text{л}})$) частицы попадают на зонд, если $r_1 < R_0 < r_{\text{л}}$, так как для таких частиц минимальное расстояние меньше радиуса зонда. Таким образом, при выполнении условия

$$r_1 < R_0 < r_{\text{л}} \quad (2.16)$$

роль собирающей поверхности играет сфера радиуса $r_{\text{л}}$. Такой случай называют лимитационным движением частиц, а радиус $r_{\text{л}}$ — лимитационным радиусом. Радиус $r_{\text{л}}$ можно определить из условия минимума функции $G(r_{\text{мин}})$. Производя дифференцирование (2.15), получаем

$$r_{\text{л}}^3 e \frac{\partial U}{\partial r}(r_{\text{л}}) = \frac{\mu_{\text{л}}^2}{M},$$

что совпадает с условием максимума эффективной потенциальной энергии (2.4). Таким образом, при данной энергии частицы E_0 радиус лимитационной сферы совпадает с радиусом r_0 максимума функции $U_{\text{эфф}}$, построенной для $\mu = \mu_{\text{л}}$. Траектория частицы при лимитационном движении показана на рис. 6, где этому случаю соответствует кривая 2. Кривая 1 — траектория частицы, отраженной при $r > r_0$.

Основные предположения, лежащие в основе теории Ленгмюра, соответствуют случаю, когда $G(r_{\text{мин}})$ достигает минимального значения на поверхности зонда, т. е. когда условие (2.16) не выполняется и лимитационное движение отсутствует. В связи с этим в теории Ленгмюра [20] ток притягивающихся частиц на зонд не зависит от распределения потенциала вблизи зонда и определяется только его потенциалом и размером слоя объемного заряда. В действительности для ионов в поле отрицательного зонда при условии $T_i \ll T_e$ во многих практически важных случаях осуществляется именно лимитационное движение, причем радиус лимитационной сферы лежит за пределами слоя объемного заряда, вследствие чего ионный ток на зонд значительно возрастает по сравнению с величиной тока, вычисленной по теории Ленгмюра.

В случае цилиндрического зонда все выводы данного параграфа остаются справедливыми, если v_0 и v заменить проекциями скоростей на плоскость, перпендикулярную к оси зонда. В этом случае, вводя цилиндрическую систему координат, имеем $\mu = Mv_{\phi} r$.

§ 2.3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТЯХ СФЕРИЧЕСКОГО ЗОНДА

В случае равновесного распределения концентрация заряженных частиц вблизи зонда определяется уравнением Больцмана

$$n(r) = n_0 \exp \left[- \frac{eU(r)}{kT} \right], \quad (2.17)$$

где n_0 — концентрация в невозмущенной зоне, в которой потенциал полагаем равным нулю [21]. Для притягивающего потенциала $eU(r) < 0$, и в соответствии с (2.17) концентрация вблизи зонда повышается по сравнению с невозмущенной. При $\left| \frac{eU(r)}{kT} \right| \gg 1$ в этом случае формально из (2.17) следует: $n(r) \gg n_0$, причем концентрация определяется здесь в основном финитными частицами, так как число инфинитных при условии $\left| \frac{eU(r)}{kT} \right| \gg 1$ пренебрежимо мало.

При большой длине пробега, превышающей размеры возмущенной зоны, равновесное распределение нарушается вследствие поглощающего действия зонда. Поэтому вблизи зонда распределение притягивающихся частиц может стать существенно неравновесным, вследствие чего соотношение (2.17) становится неприменимым. При таких условиях необходимо прежде всего определить функцию распределения частиц, используя кинетическое уравнение.

Будем рассматривать неподвижный сферический зонд, поле которого является центрально-симметричным. Функция распределения в этом случае зависит от координат r , θ и скоростей v_r и v_θ (см. рис. 2). Учитывая, что в этой системе координат составляющие v_r и v_θ изменяются во времени из-за поворота системы при движении частицы, из выражения (1.5) в стационарном случае при отсутствии столкновений получаем линейное уравнение

$$\frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial f}{\partial \theta} + r_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left(\frac{v_\theta^2}{r} - \frac{e}{M} \cdot \frac{dU}{dr} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_\theta v_r}{r} \cdot \frac{\partial f}{\partial v_\theta} = 0. \quad (2.18)$$

Решением этого уравнения является произвольная функция энергии E_0 , момента количества движения μ и угла θ_0

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f \left[\frac{Mv^2}{2} + eU(r); rv_\theta; \Theta_0 \right],$$

где

$$\Theta_0 = \Theta - \frac{\mu}{(2M)^{1/2}} \int \frac{ar}{r^2 \sqrt{E_0 - eU(r) - \frac{\mu^2}{2Mr^2}}}.$$

Для того чтобы отсюда получить функцию распределения, необходимо задаться граничными условиями. Для инфинитных частиц граничное условие может быть наложено в невозмущенной зоне, откуда они прилетают к зонду. В этой зоне $U(r) = 0$ и распределение частиц не нарушено зондом. Если невозмущенное распределение равновесное, то и во всей области имеем распределение Максвелла — Больцмана

$$f(r, v) = n_0 \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{M(v_r^2 + v_\theta^2)}{2kT} - \frac{eU(r)}{kT} \right]. \quad (2.19)$$

Это распределение в стационарном состоянии не зависит от начальных условий в возмущенной зоне; время его установления $\tau \approx R_B/\bar{v}$, где R_B — размер возмущенной зоны. Учет столкновений в области инфинитного движения приводит к малым поправкам порядка R_B/λ .

Так как для отталкивающихся частиц их траектории всегда инфинитны (см. § 2.2), то для них справедливо распределение (2.19), если в невозмущенной зоне оно равновесно.

Распределение финитных частиц в отсутствие столкновений не связано с распределением частиц в невозмущенной зоне. Это распределение определяется начальными условиями (при отсутствии столкновений). В частности, если потенциал $U(t)$ нарастает достаточно медленно, так что выполняется условие $\frac{1}{U} \cdot \frac{dU}{dt} \ll \frac{\bar{v}}{R_B}$, то частицы с $E_0 < 0$ в область финитного движения захвачены быть не могут; частицы с $E_0 > 0$ в области финитного движения сохранят равновесное распределение (если оно было равновесным в невозмущенной зоне).

Однако наибольший интерес представляет определение функции распределения финитных частиц с учётом столкновений и поглощения частиц поверхностью зонда. При этом устанавливается стационарный поток частиц из области инфинитного движения в область финитного, обусловленный столкновениями. Наиболее простым и в то же время важным случаем является слабоионизованная плазма, в которой заряженные частицы сталкиваются главным образом с нейтральными молекулами, функция распределения которых не зависит от электрического поля. Так как масса электрона много меньше массы молекулы, при каждом упругом столкновении его энергия изменяется мало, а импульс сильно. Используя выражение (1.10), получаем следующее выражение функции распределения электронов для кулоновского потенциала вблизи положительного зонда:

$$f_{\text{фин}} = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{E}{kT} + 1 \right). \quad (2.20)$$

Членами порядка $\exp \frac{eU(R_0)}{kT}$ здесь пренебрегали, а сечение столкновений положили не зависящим от энергии.

Учтем влияние поглощающей поверхности зонда на функцию распределения заряженных частиц. Отметим, что в точке r отсутствуют те частицы, траектории которых проходят через поглощающую поверхность — сферу радиусом R_0 , т. е. $f=0$ при $v_r(R_0) \geq 0$. Учитывая закон сохранения энергии, условие $v_r(R_0) \geq 0$ можно записать так:

$$v_r^2 + v_\theta^2 \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + \frac{2e}{M} [U(r) - U(R_0)] \geq 0, \quad (2.21a)$$

$$v_r \geq 0. \quad (2.21б)$$

§ 2.4. КОНЦЕНТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Определим концентрацию притягивающихся инфинитных частиц для трех случаев зависимости потенциала от расстояний, рассмотренных выше.

I. $U(r)$ уменьшается с расстоянием медленнее, чем $1/r^2$. Вначале рассмотрим концентрацию инфинитных

частиц, пренебрегая поглощением на поверхности зонда. Учтем, что область инфинитного движения определяется условием (2.7). Подставляя в (1.2) функцию распределения (2.19) и проводя интегрирование по всей области скоростей, получаем

$$n_{\text{инф}}(r) = n_0 \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\frac{eU}{kT}} + \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{eU}{kT}}\right) \right] \right\}, \quad (2.22)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл вероятности

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz.$$

Таким образом, в данном случае концентрация частиц в точке r однозначно определяется потенциалом в этой точке. Напомним, что мы рассматриваем случай $eU < 0$. Учтем теперь поглощение частиц поверхностью зонда. В этом случае область интегрирования ограничивается не только условием (2.7), но и (2.21). Проведя интегрирование с учетом этих условий, получаем

$$n_{\text{инф}}(r) = n_0 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\frac{eU(r)}{kT}} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{R_0^2 U(R_0)}{r^2 U(r)}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{eU(r)}{kT}\right) \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{eU(r)}{kT}}\right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{r}\right)^2} \exp\left[-\frac{r^2 eU(r) - R_0^2 eU(R_0)}{(r^2 - R_0^2) kT}\right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{r^2 eU(r) - R_0^2 eU(R_0)}{(r^2 - R_0^2) kT}}\right) \right] \right\}. \quad (2.23)$$

Таким образом, при наличии поглощающей поверхности концентрация частиц в точке r зависит не только от потенциала $U(r)$, но также от $U(R_0)$ и отношения r/R_0 .

В случае, когда $r/R_0 \gg 1$, выражение (2.23) совпадает с (2.22), т. е. на больших расстояниях от зонда поглощением можно пренебречь. В другом предельном случае,

когда $r \rightarrow R_0$, концентрация частиц из-за поглощения уменьшается в два раза по сравнению с (2.22).

II. Потенциал $U(r)$ уменьшается с расстоянием сначала медленнее, а затем быстрее, чем $1/r^2$. Область инфинитного движения частиц в этом случае определяется выражением (2.11). Используя функцию распределения (2.19), получаем следующее выражение:

$$n_{\text{инф}}(r) = n_0 \left\{ \exp \left(-\frac{eU}{kT} \right) \left[1 - \Phi \left(\sqrt{-\frac{eU}{kT}} \right) \right] + \frac{1}{2 \sqrt{\pi kT}} \int_{\rho_0(r)}^{\infty} \frac{\left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) \left(3 \frac{dU}{dr_0} + r_0 \frac{d^2U}{dr_0^2} \right)}{\left[U(r_0) - U(r) - \frac{r_0}{2} \cdot \frac{dU}{dr_0} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right) \right]^{1/2}} \times \exp \left[-\frac{eU(r_0)}{kT} - \frac{r_0 e}{2kT} \cdot \frac{dU}{dr_0} \right] dr_0 \right\}. \quad (2.24)$$

Концентрация, определяемая выражением (2.24), всегда меньше, чем концентрация, соответствующая формуле (2.22). Это объясняется тем, что в первом случае из-за наличия резкого градиента потенциала часть налетающих частиц отражается на больших расстояниях $r > r_K$ от зонда.

Как видим, в рассматриваемом случае концентрация частиц зависит от всего хода потенциала $U(r)$ вблизи зонда.

Для того чтобы учесть поглощение частиц поверхностью зонда, интегрирование необходимо производить в области, определяемой как уравнениями (2.11), так и (2.21).

Проведя интегрирование, можно получить

$$n_{\text{инф}}(r) = \frac{n_0}{2} \left\{ \left[1 - \Phi \left(\sqrt{-\frac{eU(r)}{kT}} \right) \right] \exp \left[-\frac{eU(r)}{kT} \right] + \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{r^2}} \times \left[1 - \Phi \sqrt{\frac{e\rho_0^3(R_0)}{2R_0^2 kT} \cdot \frac{dU}{dr}(\rho_0(R_0)) - e \frac{U(r) - U(R_0)}{kT \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2} \right)}} \right] \right\} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left[e \frac{R_0^2 U(R_0) - r^2 U(r)}{(r^2 - R_0^2) kT} \right] + \frac{1}{2 \sqrt{\pi kT}} \times \\
& \times \int_{\rho_0(r)}^{\infty} \frac{\left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) \left(3 \frac{dU}{dr_0} + r_0 \frac{d^2 U}{dr_0^2}\right)}{\left[U(r_0) - U(r) - \frac{r_0}{2} \cdot \frac{dU}{dr_0} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1\right)\right]^{1/2}} \times \\
& \times \exp \left[-\frac{eU(r_0)}{kT} - \frac{r_0 e}{2kT} \cdot \frac{dU}{dr_0} \right] dr_0 + \\
& + \frac{1}{2 \sqrt{\pi kT}} \int_{\rho_0(r)}^{\rho(R_0)} \frac{\left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^2\right] \left(3 \frac{dU}{dr_0} + r_0 \frac{d^2 U}{dr_0^2}\right)}{\left[U(r_0) - U(r) - \frac{r_0}{2} \cdot \frac{dU}{dr_0} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1\right)\right]^{1/2}} \times \\
& \times \exp \left[-\frac{eU(r_0)}{kT} - \frac{r_0 e}{2kT} \cdot \frac{dU}{dr_0} \right] dr_0 \}. \quad (2.25)
\end{aligned}$$

III. Потенциал $U(r)$ убывает с ростом r сначала медленнее, затем быстрее, чем $1/r^2$, а при больших r — как $1/r^2$. При $r \rightarrow \infty$ $U(r)$ можно представить в виде

$$U(r) = -C_0 kT \left(\frac{R_0}{r}\right)^2, \quad (2.26)$$

где C_0 — безразмерная постоянная. Область интегрирования в этом случае определяется соотношением (2.7)

при $v_\theta < \sqrt{\frac{2C_0 kT R_0^2}{Mr^2}}$ и (2.11) при $v_\theta > \sqrt{\frac{2C_0 kT R_0^2}{Mr^2}}$.

Учитывая поглощающую поверхность, можно получить следующие соотношения для плотности притягивающихся частиц;

$$\begin{aligned}
n_{\text{инф}}(r) &= n_1^*(r) + \frac{n_0}{\sqrt{\pi}} \times \\
& \times \left(\sqrt{\frac{-eU(r)}{kT}} - \sqrt{\frac{-eU(r)}{kT} - C_0 \frac{R_0^2}{r^2}} \right) \\
& \text{при } R_0 > R_k, \quad (2.27a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
n_{\text{инф}}(r) = n_1^*(r) + \frac{n_0}{2} & \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\sqrt{\frac{-eU(r)}{kT}} + \right. \right. \\
& + \sqrt{\frac{-eU(r)}{kT} + \frac{eR_0^2 U(R_0)}{r^2 kT}} - 2 \sqrt{\frac{-eU(r)}{kT} - C_0 \frac{R_0^2}{r^2}} \Big) + \\
& \left. + \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{r^2}} \times \right. \\
& \times \left[\Phi \left(\sqrt{\frac{e\rho_0^3(R_0)}{2R_0^2 kT} \cdot \frac{dU}{dr}(\rho_0(R_0)) - \frac{eU(r) - eU(R_0)}{kT \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2}\right)}} \right) - \right. \\
& \left. - \Phi \left(\sqrt{\frac{R_0^2 U(R_0) - r^2 U(r)}{(r^2 - R_0^2) kT}} \right) \right] \exp \left[\frac{R_0^2 U(R_0) - r^2 U(r)}{(r^2 - R_0^2) kT} \right] \Big\} \\
& \text{при } R_0 < R_K. \tag{2.27б}
\end{aligned}$$

Здесь $n_1^*(r)$ — концентрация, определяемая соотношением (2.25). Таким образом, концентрация притягивающихся частиц весьма сложно зависит от распределения потенциала вблизи зонда.

Теперь вычислим концентрацию отталкивающихся частиц вблизи зонда ($eU > 0$). Движение отталкивающихся частиц всегда инфинитно, поэтому во всей области для них справедливо соотношение (2.19). Область интегрирования этого распределения ограничивается только условиями (2.21), учитывающими поглощение частиц поверхностью зонда. Проводя интегрирование, получаем

$$\begin{aligned}
n(r) = \frac{n_0}{2} & \left\{ 1 + \Phi \left(\sqrt{e \frac{U(R_0) - U(r)}{kT}} \right) + \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{r^2}} \times \right. \\
& \times \left[1 - \Phi \left(\sqrt{e \frac{r^2 U(R_0) - r^2 U(r)}{(r^2 - R_0^2) kT}} \right) \right] \times \\
& \left. \times \exp \left[\frac{eR_0^2 U(R_0) - eR_0^2 U(r)}{(r^2 - R_0^2) kT} \right] \right\} \exp \left[-\frac{eU(r)}{kT} \right]. \tag{2.28}
\end{aligned}$$

Это соотношение значительно проще, чем соответствующие выражения для притягивающихся частиц. При $r \gg R_0$ имеем

$$n(r) = n_0 \exp \left[-\frac{eU(r)}{kT} \right], \tag{2.28а}$$

при $r \rightarrow R_0$

$$n(R_0) = \frac{n_0}{2} \exp \left[- \frac{eU(R_0)}{kT} \right]. \quad (2.286)$$

Таким образом, вблизи поверхности зонда концентрация частиц из-за поглощения уменьшается вдвое. Вдали от зонда поглощение влияет мало, и концентрация соответствует уравнению Больцмана. Выражение (2.28) также существенно упрощается в случае высоких потенциалов зонда. При условии $eU_0/kT \gg 1$ получим уравнение, совпадающее с (2.28a) и представляющее собой больцмановское распределение. Такой же результат может быть получен интегрированием (2.19) без учета поглощения частиц зондом. При выполнении условия $eU_0/kT \gg 1$ число частиц, достигающих зонда, экспоненциально мало, поэтому эффектом поглощения можно пренебречь.

Наконец, вычислим концентрацию финитных частиц в кулоновском поле в слабоионизованной плазме (см. § 2.4). Интегрируя функцию распределения (2.20), находим в случае поглощающего кулоновского центра

$$n_{\text{фин}}(r) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} n_0 \left(\frac{e^2 z}{rkT} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{5} \cdot \frac{e^2 z}{rkT} + 1 \right). \quad (2.29)$$

Представляет интерес сравнение концентрации финитных и инфинитных частиц, которое мы можем провести для случая притягивающего кулоновского центра. В этом случае, подставляя в (2.22) $U(r) = -\frac{e^2 z}{r}$, получаем для финитных частиц

$$n_{\text{инф}} = n_0 \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e^2 z}{rkT}} + \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{e^2 z}{rkT}} \right) \right] \exp \left(\frac{e^2 z}{rkT} \right) \right\}. \quad (2.30)$$

Из сравнения формул (2.29) и (2.30) видно, что при условии $\frac{e^2 z}{rkT} \ll 1$, т. е. в слабом поле на больших расстояниях от зонда, $n_{\text{инф}} \gg n_{\text{фин}}$. С ростом потенциала концентрация $n_{\text{фин}}$ возрастает быстрее, чем $n_{\text{инф}}$, и при условии $\frac{e^2 z}{rkT} \gg 1$ имеем, т. е. $n_{\text{фин}} \gg n_{\text{инф}}$.

$$\frac{n_{\text{фин}}(r)}{n_{\text{инф}}(r)} = \frac{4}{15} \left(\frac{e^2 z}{rkT} \right)^2,$$

Таким образом, концентрация финитных частиц при наличии поглощения на поверхности зонда сильно отличается от равновесной концентрации, описываемой уравнением (2.17). Из этого следует, что полная концентрация притягивающихся частиц при условии $eU/kT \gg 1$ также сильно отличается от равновесной, так как при этом полная концентрация определяется главным образом финитными частицами. Если длина свободного пробега зависит от энергии частиц по степенному закону, то и функция распределения и концентрация также возрастают с ростом потенциала не по экспоненциальному, а по степенному закону. Следовательно, при $eU/kT \gg 1$ концентрация притягивающихся частиц вблизи поглощающей поверхности зонда намного меньше равновесной концентрации.

ЗОНДОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ЗОНДА В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

§ 3.1. ПОТОКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ ЗОНДА

В изотермической плазме температуры ионов и электронов равны

$$T_e = T_i. \quad (3.1)$$

В лабораторном плазменном эксперименте такое условие осуществляется сравнительно редко. В ионосферной плазме на определенных высотах условие (3.1) хорошо выполняется (см. § 6.3).

Основной задачей зондовой теории является вычисление зондовой характеристики, связывающей величину тока заряженных частиц на зонд с его потенциалом. Полный ток I на зонд равен разности токов электронов I_e и ионов I_i

$$I = I_e - I_i. \quad (3.2)$$

Плотность тока частиц данного сорта может быть определена из функции распределения согласно уравнению (1.4). Наиболее просто вычислить плотность тока отталкивающихся частиц. Для них нет разделения на области финитного и инфинитного движений; подставляя функцию распределения (2.19) в (1.4) и интегрируя по всему пространству скоростей, получаем

$$j = j_0 \exp \left[-\frac{eU(R_0)}{kT} \right]. \quad (3.3)$$

Здесь $j_0 = en_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$; $U(R_0) = U_0$ — потенциал зонда.

Выражение (3.3) справедливо, если вдали от зонда функция распределения отталкивающихся частиц равно-

весна *. Величина j_0 представляет собой плотность тока электронов на поверхности зонда в отсутствие электрического поля ($U(R_0) = 0$). Формула (3.3) была впервые получена Ленгмюром; ее используют для вычисления параметров плазмы по зондовой характеристике. Ток отталкиваемых частиц экспоненциально уменьшается с ростом потенциала и уменьшением температуры, на чем и основано измерение температуры заряженных частиц зондовым методом. Следует отметить, что полученный результат не связан с предположениями о соотношении температур отталкиваемых и притягиваемых частиц (ионов и электронов). Поэтому он применим как для изотермической, так и для неизотермической плазмы.

Для отталкиваемых частиц плотность тока на зонд, так же как и функция распределения, не зависит от хода потенциала в возмущенной плазме, в отличие от притягиваемых частиц. Плотность тока в этом случае зависит только от потенциала зонда. Если поверхность зонда всюду выпуклая, то плотность тока не зависит и от формы зонда. Если имеются вогнутые участки, то из-за их экранировки зондом плотность тока в этих местах снижается по сравнению с вычисленной по формуле (3.3).

Формула (3.3) получена в предположении, что все частицы, попадающие на поверхность зонда, поглощаются им.

При наличии отражения частиц вычисление плотности тока на зонд следует производить по формуле

$$j_\alpha = e \int (nv) [1 - R_\alpha(nv)] f_\alpha d^3v, \quad (3.4)$$

где $R_\alpha(nv)$ — коэффициент отражения. Если в невозмущенной зоне функция f_α максвелловская, то из (3.4) имеем

$$j_\alpha = j_0 \left(1 - \frac{\langle R_\alpha v \rangle}{\bar{v}} \right) \exp \left[-\frac{eU_0}{kT} \right], \quad (3.5)$$

где $\langle R_\alpha v \rangle$ и \bar{v} — величины, усредненные по распределению.

Как видим, выражение (3.5) отличается от (3.3) только множителем $\left(1 - \frac{\langle R_\alpha v \rangle}{\bar{v}} \right)$, который не зависит от потенциала зонда. Поэтому отражение частиц не

* Для распределения Дрейфштейна зондовая характеристика рассчитана в работе [22].

влияет на наклон зондовой характеристики и соответственно на результат определения температуры отталкивающихся частиц. Данные об отражении электронов от различных поверхностей приведены в работах [23, 24], о вторичной эмиссии — в работах [15, 16] и других.

Значительно более сложным является вопрос о потоке притягивающихся частиц. При отрицательном потенциале зонда — это ионы, при положительном — электроны. В этом случае поток частиц зависит от хода потенциала в возмущенной области. Для притягивающихся частиц с инфинитными траекториями в случае сферического зонда при максвелловском распределении из (1.4) имеем

$$j_{\text{инф}} = -en_0 \sqrt{\frac{2M}{\pi kT}} \int_{-\infty}^0 \exp \left[-\frac{M [v_r^2 + v_\theta^2(v_r)]}{2kT} - \frac{eU(r)}{kT} \right] v_r dv_r. \quad (3.6)$$

Функция $v_\theta(v_r)$ представляет собой границу области инфинитного движения, до которой проводится интегрирование при данном r_0 . Если $|v_r| > \sqrt{2eU/M}$, то $v_\theta = 0$; если $|v_r| < \sqrt{2eU/M}$, то v_θ представляет собой границу между областями финитного и инфинитного движений. Эта граница параметрически задается уравнениями (2.11). Исходя из этого в общем случае имеем следующее выражение для плотности потока частиц в точке r :

$$j_{\text{инф}} = j_0 \left\{ 1 + \frac{R_0^2}{r^2} \Phi_\infty + \frac{1}{2} \int_{r_0(r)}^{\infty} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(3 \frac{d\varphi}{dr_0} + r_0 \frac{d^2\varphi}{dr_0^2} \right) \exp \left[\varphi(r_0) + \frac{r_0}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dr_0} \right] dr_0 \right\}. \quad (3.7)$$

Вдесь $\varphi = -\frac{eU}{kT}$, $j_0 = en_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi M}}$, Φ_∞ — характеризует асимптотическое поведение потенциала при $r \rightarrow \infty$:

$$\Phi_\infty = \frac{eU(r \rightarrow \infty)}{kT} \cdot \frac{r^2}{R_0^2}.$$

Величина $\rho_0(r)$ определяется уравнением (2.12). Таким образом, поток притягивающихся инфинитных частиц определяется не только потенциалом зонда, но и всем ходом потенциала в области $r_0 \gg \rho_0$. Поток финитных частиц в случае кулоновского центра в слабоионизованной плазме равен [10]:

$$I_{\text{фин}} = \frac{16 \sqrt{2\pi}}{3} \cdot \frac{e^3 z^3 m^{1/2} n_0}{M (kT)^{5/2} \lambda}. \quad (3.8)$$

При большой длине пробега $\lambda \gg R_0$ этот поток мал по сравнению с потоком инфинитных частиц. В общем случае при отсутствии столкновений поток финитных частиц на поглощающую поверхность в стационарном режиме равен нулю, что следует из теоремы Лиувилля. Если длина свободного пробега намного больше размера возмущенной зоны, то этот поток всегда мал по сравнению с потоком инфинитных частиц, так как только столкновения в возмущенной зоне могут привести к появлению финитных траекторий в области минимума потенциала $U_{\text{эфф}}$. В частности, это видно, если сравнить выражение (3.8) с соответствующим выражением для инфинитных электронов (3.31), в котором надо положить $eU(R_0) = -e^2 z/R_0$.

Рассмотрим зондовые характеристики и ход потенциала вблизи большого и малого зондов в изотермической плазме.

§ 3.2. БОЛЬШОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД

Рассмотрим большой зонд, потенциал которого U_0 не очень велик, так что выполняются условия:

$$R_0 \gg D; \quad |U_0| \ll \frac{kT}{e} \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3}. \quad (3.9)$$

Второе условие сводится к тому, что толщина слоя объемного заряда d_c у поверхности зонда должна быть небольшой по сравнению с размером зонда R_0 . При этом приближенно можно считать, что граница области, в которой выполняется условие квазинейтральности ($n_e = n_i$), совпадает с поверхностью зонда. Так как $R_0 \gg D$, а $D \simeq r_K$, то потенциал вблизи большого зонда уменьшается быстрее, чем $1/r^2$. Вследствие этого концентрация финитных частиц вблизи тела равна нулю: $n_{\text{фин}} = 0$. Кроме того, так как здесь $r > r_K$, то $\rho_0(r) = r$ и $\rho_0(R_0) =$

$=R_0$ (см. § 2.1). При этом из формулы (3.7) для полного потока частиц на поверхность зонда с радиусом R_0 имеем

$$I = I_0 \left\{ 1 + \varphi_\infty + 2 \int_1^\infty x \left[1 - \exp \left(\varphi + \frac{x}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \right) \right] dx \right\}, \quad (3.10)$$

где $I_0 = en_0 \sqrt{\frac{8\pi kT}{M}} R_0^2$ — поток частиц в отсутствие поля; $x = r/R_0$ — безразмерная переменная интегрирования.

Для вычисления тока необходимо знать ход потенциала $\varphi(r)$, который можно определить, исходя из уравнения Пуассона (1.13), в котором концентрации n_1 и n_2 выразим через потенциал, используя соотношения (2.27а) и (2.28) соответственно.

Переходя к безразмерным переменным $x = r/R_0$, $\varphi = -eU/kT$, имеем

$$\frac{n_0}{x^2} \cdot \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{d\varphi}{dx} \right) = \left(\frac{R_0}{D} \right) \{ n_1(x, \varphi) - n_2(x, \varphi) \}. \quad (3.11)$$

Так как $\frac{R_0}{D} \gg 1$, то при условии

$$\frac{d\varphi}{dx} \ll \frac{R_0}{D} \varphi \quad (3.12)$$

уравнение (3.11) сводится к условию квазинейтральности

$$n_1(x, \varphi) = n_2(x, \varphi). \quad (3.13)$$

Это равенство справедливо с точностью до членов порядка $\left(\frac{D}{R_0 \varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \right)^2$. Условие (3.12) выполняется всюду, кроме двойного слоя объемного заряда вблизи поверхности зонда, в котором потенциал круто уменьшается от U_0 на поверхности до U_1 на внешней границе слоя. Таким образом, мы можем рассматривать две области изменения потенциала: область плазмы, для которой справедливо уравнение квазинейтральности (3.13), и область слоя, в котором происходит резкое уменьшение потенциала. Такое деление, конечно, является условным и вводится для упрощения вычислений. При условии $D \ll R_0$, т. е. для большого зонда, такое приближенное рассмотрение оправдано, так как при этом концентра-

ция притягивающихся частиц вне слоя очень слабо зависит от хода потенциала в слое. В этом случае почти все притягивающиеся частицы, пересекающие границу слоя, поглощаются зондом. Поэтому наличие такого слоя по отношению к притягивающимся частицам эквивалентно увеличению собирающей поверхности на толщину слоя, причем потенциал на этой собирающей поверхности равен U_1 — потенциалу на границе слоя. Для отгаливающих частиц граничным значением потенциала остается потенциал зонда, так как он существенно влияет на их концентрацию вне слоя. Поэтому в выражении для n_1 (2.27) следует в этом случае в области плазмы полагать $U(R_0) = U_1$, а для n_2 в (2.28) — $U(R_0) = U_0$. Потенциал U_1 определяется уравнением

$$e^{-\varphi_1} [1 + \Phi \sqrt{\varphi_0 - \varphi_1}] = e^{\varphi_1} [1 - \Phi (\sqrt{\varphi_1})] + \\ + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi_1} - C_1(1, \varphi_1),$$

где $\varphi_1 = \frac{eU_1}{kT}$; C_1 определена ниже.

Рассмотрим сначала область плазмы. Используя уравнения (2.27) и (2.28), из уравнения (3.13) получаем

$$\varphi(x) = \ln \left\{ \frac{A}{B - C_1(x, \varphi) + C_2(x, \varphi)} \right\}, \quad (3.14)$$

где

$$A = 1 + \Phi \sqrt{\varphi_0 - \varphi} + \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} \times \\ \times \left[1 - \Phi \sqrt{\frac{\varphi_0 - \varphi}{1 - \frac{1}{x^2}}} \right] \exp \left(\frac{\varphi_0 - \varphi}{x^2 - 1} \right),$$

$$B = e^{\varphi} [1 - \Phi (\sqrt{\varphi})] + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varphi} + \\ + \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} \exp \left(\frac{x^2 \varphi - \varphi_1}{x^2 - 1} \right),$$

$$C_1(x, \varphi) = -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \times$$

$$\times \int_x^{\infty} \frac{\left(1 - \frac{x_0^2}{x^2}\right) \left(3 \frac{d\varphi}{dx_0} + x_0 \frac{d^2\varphi}{dx_0^2}\right) \left(1 - \exp\left[\varphi(x_0) + \frac{x_0}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dx_0}\right]\right)}{\left[\varphi(x) - \varphi(x_0) + \frac{x_0}{2} \left(\frac{x_0^2}{x^2} - 1\right) \frac{d\varphi}{dx_0}\right]^{1/2}} dx_0,$$

$$C_2 = -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \times$$

$$\times \int_x^1 \frac{\left(1 - \frac{x_0^2}{x}\right) \left(3 \frac{d\varphi}{dx_0} + x_0 \frac{d^2\varphi}{dx_0^2}\right) \exp\left[\varphi(x_0) + \frac{x_0}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dx_0}\right]}{\left[\varphi(x) - \varphi(x_0) + \frac{x_0}{2} \left(\frac{x_0^2}{x^2} - 1\right) \frac{d\varphi}{dx_0}\right]^{1/2}} dx_0 -$$

$$- \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} \Phi\left(\sqrt{\frac{\varphi - \varphi_1}{1 - \frac{1}{x^2}} - \frac{1}{2} \cdot \frac{d\varphi(1)}{dx}}\right) \times$$

$$\times \exp\left(\frac{x^2\varphi - \varphi_1}{x^2 - 1}\right),$$

x_0 — переменная интегрирования.

Решение уравнения (3.14) можно найти численными методами. При этом удобно использовать метод итераций [10], который дает результаты, приведенные в табл. 3 и на рис. 9. Здесь приведены результаты расчета для пяти

Таблица 3

Характеристики электрического поля
вблизи большого зонда

φ_0	φ_1	φ_{∞}	$\Delta\varphi_{\infty}$	φ_0	φ_1	φ_{∞}	$\Delta\varphi_{\infty}$
0	0	0	0,25	0,75	0,47	0,160	0,25
$\varphi_0 \ll 1$	φ_0	$\varphi_0/2$	0,25	1,00	0,53	0,180	0,24
0,25	0,22	0,082	0,25	$\varphi_0 \gg 1$	0,69	0,240	0,24
0,50	0,37	0,130	0,25				

значений φ_0 , а именно φ_0 равно 0,25; 0,5; 0,75; 1 и $\varphi_0 \gg 1$. Величина φ_{∞} характеризует поведение потенциала при $x \rightarrow \infty$. При $\varphi_0 \gg 1$ $\varphi_{\infty} \rightarrow 0,24$. Концентрация заря-

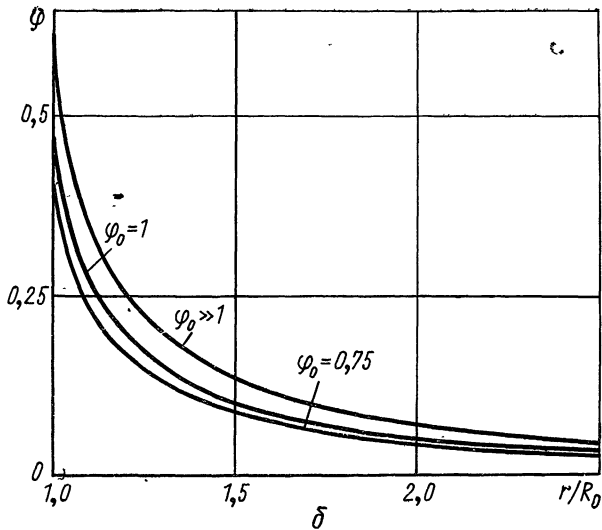
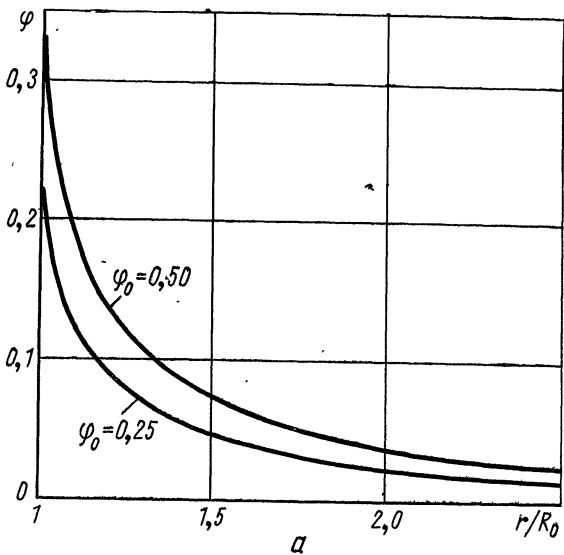


Рис. 9. Распределение потенциала вблизи большого зонда.

женных частиц вдали от зонда убывает пропорционально $1/x$:

$$\Delta n(x \rightarrow \infty) = - \frac{\Delta n_{\infty} n_0}{x^2},$$

где $\Delta n = n - n_0$, Δn_{∞} — величина, характеризующая асимптотическое поведение концентрации при $x \rightarrow \infty$.

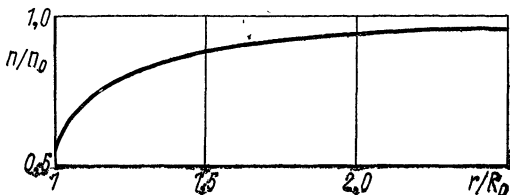


Рис. 10. Концентрация заряженных частиц вблизи большого зонда.

При $\varphi_0 = 0$ $\Delta n_{\infty} = 1/4$, так как в отсутствие поля играет роль чисто геометрический фактор $R_0^2/4r^2$.

На небольших расстояниях от зонда возмущение концентрации плазмы может быть большим. Ход концентрации вблизи зонда в случае $\varphi_0 \gg 1$ показан на рис. 10, из которого видно, что концентрация вблизи внешней границы слоя почти вдвое меньше невозмущенной.

При малом потенциале зонда $\varphi_0 \ll 1$ на внешней границе слоя φ_1 совпадает с φ_0 . При $\varphi_0 \gg 1$ потенциал на внешней границе слоя по порядку величины равен kT/e .

Теперь рассмотрим структуры плазмы и распределение потенциала в двойном электрическом слое у поверхности зонда. В этом слое потенциал поля резко возрастает, вследствие чего концентрация отталкивающихся частиц экспоненциально уменьшается в соответствии с уравнением (2.28). Поэтому концентрации n_1 и n_2 в слое сильно различаются, и уравнение (3.13) становится несправедливым. В этом случае необходимо решать полное уравнение Пуассона (3.11). Так как толщина слоя у большого зонда, согласно условию (3.9), невелика, можно считать, что концентрации и потенциал, как в плоской геометрии, зависят только от одной координаты. При этом выражения для концентраций частиц в слое упрощаются, и из уравнения Пуассона при граничном

условии $\varphi \rightarrow \varphi_1$, при $r \rightarrow \infty$, получаем

$$z = \int_{\varphi}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sqrt{D(\varphi)}}, \quad (3.15)$$

где

$$z = \frac{r - R_0}{D},$$

$$\begin{aligned} D(\varphi) = & 2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} f(\varphi) d\varphi = e^{-\varphi} [1 + \Phi(\sqrt{\varphi_0 - \varphi})] + \\ & + e^{\varphi} [1 - \Phi(\sqrt{\varphi})] + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} [\varphi^{3/2} - (\varphi - \varphi_{\infty})^{3/2}] + \\ & + \frac{2\sqrt{\varphi}}{\sqrt{\pi}} - \frac{2e^{-\varphi_0}\sqrt{\varphi_0 - \varphi}}{\sqrt{\pi}} - \int_{\varphi_1}^{\varphi} C(\varphi) d\varphi - \\ & - \left\{ [1 + \Phi(\sqrt{\varphi_0 - \varphi})] e^{-\varphi_1} + e^{\varphi_1} [1 - \Phi(\sqrt{\varphi_1})] + \right. \\ & \left. + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} [\varphi_1^{3/2} - (\varphi_1 - \varphi_{\infty})^{3/2}] + \frac{2\sqrt{\varphi_1}}{\sqrt{\pi}} - \frac{2e^{-\varphi_0}\sqrt{\varphi_0 - \varphi_1}}{\sqrt{\pi}} \right\}. \end{aligned}$$

График функции $C(\varphi)$ показан на рис. 11, там же приведен график функции $C'(\varphi) = \int_{\varphi_1}^{\varphi} C(\varphi) d\varphi$.

Результаты численного расчета уравнения (3.15) для $\varphi_0 = 10$ приведены на рис. 12. Как видим, потенциал в слое уменьшается от φ_0 до 1 на расстоянии порядка десятка дебаевских радиусов. Для сравнения на рис. 12 пунктиром показан ход потенциала в двойном слое без учета влияния электрического поля в квазинейтральной плазме на концентрацию и поток притягивающихся частиц. Из сравнения кривых на рис. 12 видно, что электрическое поле вне слоя сильно влияет на распределение потенциала в слое. Это вызвано тем, что ход потенциала в двойном слое определяется потоком частиц, поступающих в слой из плазмы, а этот поток, в свою очередь, зависит от распределения потенциала в квазинейтральной области. В частности, при точном решении задачи с учетом электрического поля в плазме при 1 условии

$\varphi_0 \ll 1$ получаем, что слой у поверхности зонда отсутствует, так как при этом $\varphi_1 \approx \varphi_0$; приближенное же решение дает в этом случае $\varphi_1 = \varphi_0/2$.

При высоком потенциале зонда можно получить приближенное аналитическое выражение для распределения

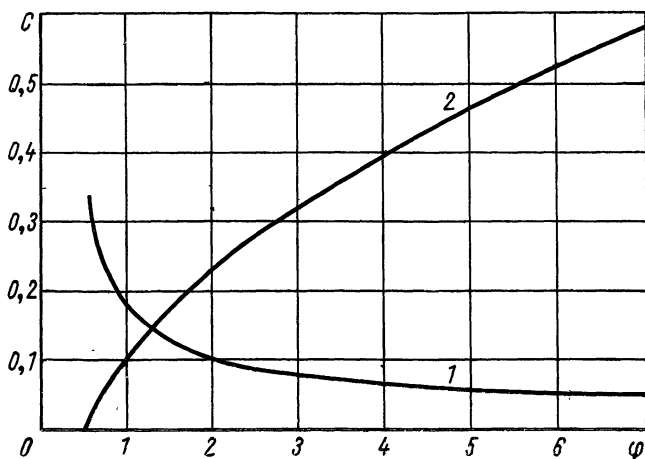


Рис. 11. Функция $C(\varphi)$ (кривая 1) и $C'(\varphi)$ (кривая 2) при $\varphi_0 \gg 1$.

потенциала в слое. При $\varphi_0 \gg 1$ численным интегрированием получаем

$$D(\varphi) \approx 1,66\sqrt{\varphi} - 2,83.$$

Тогда из уравнения (3.15) имеем

$$d = D(\varphi_0^{3/4} - \varphi^{3/4}),$$

где $d = r - R_0$. Толщину слоя объемного заряда d_c можно получить, полагая $\varphi_0 = 0$:

$$d_c^2 = D^2 \varphi_0^{3/2}. \quad (3.16)$$

Это соотношение эквивалентно закону трех вторых для плоского диода

$$d_c = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \cdot \frac{U^{3/2}}{j}. \quad (3.17)$$

Соотношение (3.16) можно получить из (3.17), если положить $j = 1,57 j_0$, где j_0 — плотность тока частиц в от-

существование поля. Как будет показано ниже, в рассматриваемом случае при $\varphi_0 \gg 1$ плотность тока насыщения составляет

$$j = 1,47j_0.$$

Таким образом, при высоком потенциале большого зонда связь между плотностью тока и толщиной слоя объем-

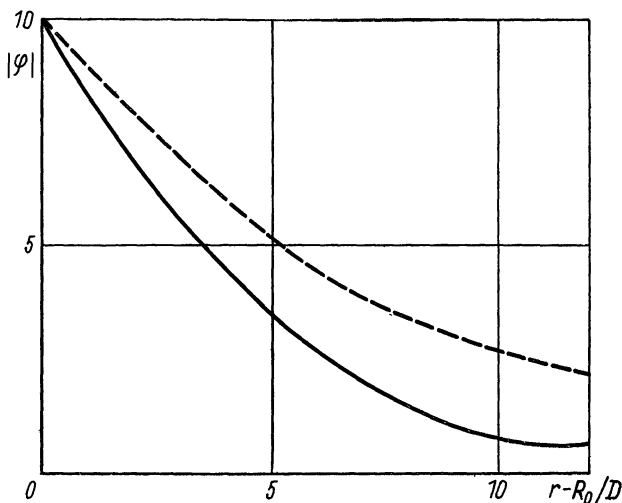


Рис. 12. Распределение потенциала в двойном слое вблизи большого зонда, $\varphi_0=10$. (Пунктир — без учета поля в области плазмы.)

ного заряда практически определяется законом степени трех вторых. Это означает, что при условии $\varphi_0 \gg 1$ отталкивающиеся частицы мало влияют на распределение потенциала в слое, так как их плотность резко убывает с уменьшением d .

Из уравнения (3.15) следует, что напряженность электрического поля в слое определяется соотношением

$$E = (4\pi n_0 k T D(\varphi))^{1/2}.$$

Используя приближенное выражение для $D(\varphi)$, в случае $\varphi \gg 1$ получаем

$$E = 4,57\varphi^{1/4} \sqrt{n_0 k T}. \quad (3.18)$$

При небольшой величине потенциала зонда ($\varphi_0 \approx 1$) толщина двойного слоя порядка дебаевского радиуса экранирования.

Распределение концентрации заряженных частиц в слое у большого зонда, вычисленное из (2.27) с учетом полученного распределения потенциала, приведено на рис. 13. Концентрация как отталкивающихся, так и при-

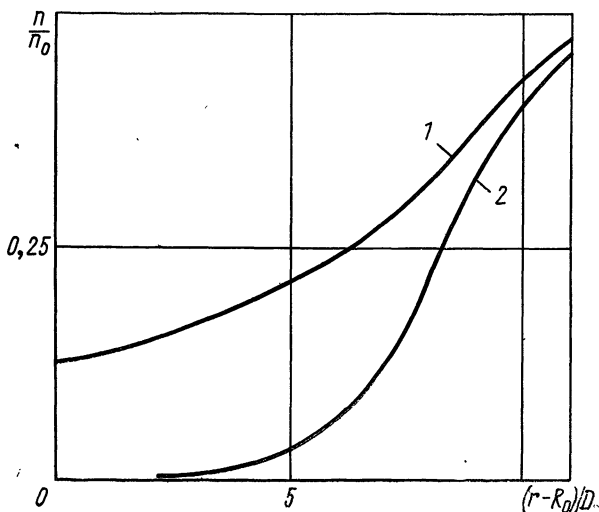


Рис. 13. Распределение концентрации в двойном слое вблизи большого зонда, $\varphi_0 = 10$:

1 — для притягивающихся; 2 — для отталкивающихся частиц.

тягивающихся частиц уменьшается по мере приближения к поверхности зонда. Уменьшение концентрации притягивающихся частиц вызывается увеличением их скорости в слое.

При высоких потенциалах $\varphi \gg 1$ скорость притягивающихся частиц пропорциональна $\sqrt{\varphi}$, а плотность $n_1 \sim 1/\sqrt{\varphi}$.

Поскольку распределение потенциала вблизи большого зонда теперь известно, можно вычислить ток притягивающихся частиц, используя выражение (3.10). Проведя численное интегрирование этого уравнения, найдем связь между током I и потенциалом зонда φ_0 . Эта зависимость приведена в табл. 4 и на рис. 14.

При $\varphi_0 \gg 1$ ток притягивающихся частиц достигает насыщения, его величина не зависит от потенциала. Ток насыщения, как видим, в 1,47 раза превышает ток I_0 в отсутствие поля:

$$I = 1,47I_0; \quad I_0 = en_0R_0^2 \left(\frac{8\pi kT}{M} \right)^{1/2}. \quad (3.19)$$

Таким образом, благодаря проникновению электрического поля зонда за пределы слоя объемного заряда сбор

Таблица 4

Зависимость I от потенциала φ_0 большого зонда

φ_0	0	$\varphi_0 \ll 1$	0,25	0,5	0,75	1	$\varphi_0 \gg 1$
I/I_0	1	$1 + \varphi_0$	1,18	1,26	1,33	1,38	1,47

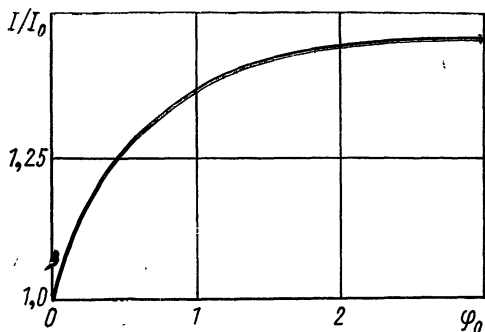


Рис. 14. Зависимость тока притягивающихся частиц от потенциала большого зонда.

положительных ионов в режиме насыщения возрастает в 1,47 раза по сравнению с током на незаряженный зонд.

В теории Ленгмюра для изотермической плазмы не учитывалось влияние поля, проникающего в плазму; при этом имеем $I=I_0$ при $\varphi \gg 1$. В работе [11] это проникновение поля в плазму учитывается приближенно, причём для коэффициента $\kappa=I/I_0$ в разных приближениях получены значения от 1,77 до 1,35. Величина $\kappa=1,47$ получена в работе [10] точным расчетом, приведенным выше.

При малых потенциалах зонда ($\varphi \ll 1$) имеем

$$I = I_0(1 + \varphi), \quad (3.20)$$

что совпадает с выражением, полученным Ленгмюром и Мотт-Смитом [20].

§ 3.3. БОЛЬШОЙ ЗОНД С ОЧЕНЬ ВЫСОКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Рассмотрим большой зонд, потенциал которого φ_0 очень велик:

$$R_0 \gg D; \quad \varphi_0 \simeq \left(\frac{R_0}{D}\right)^{4/3}. \quad (3.21)$$

При этом, в отличие от предыдущего случая, толщина двойного слоя становится сравнимой или больше размеров зонда $R_c - R_0 \gtrsim R_0$, где R_c — радиус внешней границы слоя. В § 3.2 мы полагали приближенно, что граница области квазинейтральности совпадает с границей зонда: $R_c = R_0$. В данном случае также можно разделить пространство вблизи зонда на две области: область квазинейтральной плазмы и область слоя. Однако, здесь нельзя полагать, что граница плазмы совпадает с R_0 . В этом случае граница области квазинейтральности совпадает с внешней границей слоя R_c . Если в пределах слоя потенциал поля изменяется достаточно круто, то все заряженные частицы, прошедшие через внешнюю границу слоя, попадут на поверхность зонда. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\varphi_0 \frac{R_0^2}{R_c^2} \gg 1.$$

Учитывая соотношение (3.21), находим, что это условие выполняется заведомо, если $\frac{R_c}{R_0} \simeq (R_0/D)^{2/3}$. Тогда, как

и в § 3.2, для области плазмы роль поглощающей поверхности играет сфера радиуса R_c . Поэтому распределение электрического поля в квазинейтральной области в этом случае совпадает с распределением поля, полученным в § 3.2, если заменить $x = r/R_0$ на $\eta_1 = r/R_c$.

Уравнение Пуассона в данном случае можно существенно упростить, учитывая, что потенциал зонда φ_0 очень

велик. При $r < R_c$ имеем $\varphi \gg 1$. При таком условии можно пренебречь отталкивающимися частицами, так как их плотность n_2 экспоненциально мала. Уравнение (2.27а) для притягивающихся частиц в этом случае также упрощается:

$$n = 0,415 \frac{n_0}{r^2} \cdot \frac{R_c^2}{\sqrt{\varphi(r)}}.$$

Здесь учтено, что интегральные члены (2.27а) в области $r < R_c$ экспоненциально малы, так как $\varphi \gg 1$. Также мал член, пропорциональный $\sqrt{1 - \frac{R_0^2}{r^2}}$. Коэффициент 0,415

получен численным интегрированием в области квазинейтральности с использованием распределения, вычисленного в § 3.2 для $\varphi_0 \gg 1$ (см. рис. 9.). Уравнение (1.13) в безразмерных переменных в данном случае приобретает вид

$$\frac{1}{\eta^2} \cdot \frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\varphi^*}{d\eta} \right) = \frac{0,415}{\eta^2 \sqrt{\varphi^*}} + \frac{n_{\text{фин}}}{n_0} \left(\frac{R_c}{D} \right)^{2/3}, \quad (3.22)$$

здесь

$$\eta = \frac{r}{R_c}; \quad \varphi^* = \frac{eU}{kT} \left(\frac{D}{R_c} \right)^{4/3}.$$

Граничные условия следующие: $\varphi^*(\eta_0) = \varphi_0 \left(\frac{D}{R_c} \right)^{4/3}$;

$$\varphi^*(\eta \rightarrow 1) \rightarrow 0,$$

где

$$\eta_0 = \frac{R_0}{R_c}.$$

Первое условие соответствует граничной поверхности зонда, а второе — границе слоя, где $\varphi \sim 1$.

Между слоем объемного заряда и областью плазмы имеется переходная область, в которой нельзя полагать $n_2 = 0$. Решение уравнения Пуассона для такой области получено в § 3.2; здесь при $\eta \rightarrow 1$ имеем $d\varphi^*/d\eta \rightarrow 0$ (третье граничное условие).

В предыдущем случае мы пренебрегли концентрацией финитных частиц, так как вне слоя потенциал плазмы уменьшается не медленнее, чем $1/r^2$. Это справедливо, если радиус зонда R_0 больше, чем r_k (см. § 2.1). Радиус

r_k в безразмерных переменных определяется соотношением

$$3 \frac{d\varphi^*}{d\eta} (\eta_k) + \eta_k \frac{d^2\varphi^*}{d\eta^2} (\eta_k) = 0.$$

Используя данные о распределении потенциала, полученные ниже (см. табл. 5) численным интегрированием, получаем

$$\eta_k = 0,846, \quad \varphi^* (\eta_k) = 0,101.$$

Таким образом, критические величины $R_{ск}$ и $\varphi_{ок}$ равны:

$$R_{ск} = 1,183R_0; \quad \varphi_{ок} = 0,127 \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3}.$$

Если потенциал зонда φ_0 меньше $\varphi_{ок}$, то финитных частиц, траектории которых не проходят через зонд, нет. То же самое происходит в случае, когда радиус слоя $R_c < R_{ск}$. Отметим, что эти условия выполняются в случае, описанном в § 3.2.

В рассматриваемом случае имеем

$$\varphi_0 \gtrsim \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3} > \varphi_{ок}.$$

Следовательно, финитные траектории имеют место. Однако при таком высоком потенциале зонда концентрация финитных частиц экспоненциально мала. Это объясняется тем, что частица, захваченная на финитную орбиту вблизи зонда с очень высоким потенциалом, должна обладать очень большим моментом количества движения, а количество таких частиц при равновесном распределении экспоненциально мало.

Если пренебречь концентрацией финитных частиц, то уравнение (3.22) сводится к соотношению, аналогичному рассмотренному Ленгмюром [1]:

$$\frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\varphi^*}{d\eta} \right) = \frac{0,415}{\sqrt{\varphi^*}}. \quad (3.23)$$

Численное решение этого уравнения приведено в табл. 5. Это решение соответствует распределению потенциала в шаровом конденсаторе в режиме объемного заряда (по закону трех вторых) для случая, когда сфера радиуса R_c эмиттирует ионы, движущиеся затем радиально к зонду в его ускоряющем поле [1].

Зависимость потенциала φ от расстояния η в двойном слое

$1/\eta$	φ^*	$1/\eta$	φ^*	$1/\eta$	φ^*	$1/\eta$	φ^*
1,00	0	1,8	0,632	3,2	2,06	5,8	4,86
1,05	0,018	1,9	0,727	3,4	2,27	6,0	5,08
1,10	0,046	2,0	0,823	3,6	2,48	6,5	5,62
1,15	0,078	2,1	0,922	3,8	2,69	7,0	6,16
1,20	0,112	2,2	1,020	4,0	2,90	7,5	6,71
1,25	0,148	2,3	1,120	4,2	3,12	8,0	7,26
1,30	0,186	2,4	1,220	4,4	3,33	8,5	7,81
1,35	0,226	2,5	1,320	4,6	3,55	9,0	8,36
1,40	0,269	2,6	1,430	4,8	3,76	9,5	8,91
1,45	0,311	2,7	1,530	5,0	3,98	10,0	9,46
1,50	0,355	2,8	1,640	5,2	4,2	—	—
1,60	0,445	2,9	1,740	5,4	4,42	—	—
1,70	0,538	3,0	1,850	5,6	4,64	—	—

При $\eta < 0,1$ справедлива приближенная формула

$$\varphi^* \approx \frac{1,67}{\eta} - 2,47. \quad (3.24)$$

Радиус слоя объемного заряда определяется первым граничным условием. Если $\varphi^* \gg 1$, то потенциал вблизи поверхности зонда убывает по кулоновскому закону. В этом случае пространственный заряд вблизи зонда практически не влияет на распределение потенциала.

При условии $\frac{R_c}{R_0} \gg 1$ из (3.24) получим

$$R_c = 0,803 (R_0 \varphi_0)^{3/2} D^{4/3}.$$

При малых потенциалах зонда, как видно из табл. 5, величина η близка к единице, так как здесь толщина слоя объемного заряда мала по сравнению с радиусом зонда.

Используя вычисленное распределение потенциала, определим ток притягивающихся частиц на зонд. При этом следует учесть, что роль поглощающей поверхности играет сфера радиуса R_c . Кроме того, учтем, что

$$\left| \varphi(\rho_0) + \frac{\rho_0}{2} \cdot \frac{d\varphi}{dr}(\rho_0) \right| \approx \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3} \gg 1.$$

Тогда уравнение (3.7) дает после численного интегрирования

$$j = 1,47j_0 \left(\frac{R_c}{R_0} \right)^2.$$

Полный ток притягивающихся частиц определяется уравнением

$$I = 1,47I_0 \left(\frac{R_c}{R_0} \right)^2 = 1,47 \left(\frac{8\pi kT}{M} \right)^{1/2} en_0 R_c^2. \quad (3.25)$$

Этот результат может быть получен из данных § 3.2 с учетом увеличения тока с ростом радиуса слоя объемного заряда, поверхность которого играет теперь роль собирающей. Зависимость отношения R_c/R_0 от потенциала зонда, которую необходимо знать для вычисления тока, приведена на рис. 15. При больших значениях потенциала R_c растет пропорционально $(\varphi)^{3/7}$. Зависимость тока притягивающихся частиц от потенциала зонда представлена в табл. 6. При очень высоких потенциалах: $\varphi_0 \gg \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3}$ имеем из (3.25)

$$I = 1,12 \frac{(kT)^{3/14} n_0^{3/7} e \varphi_0^{6/7} R_0^{9/7}}{M^{1/2} e^{2/7}}.$$

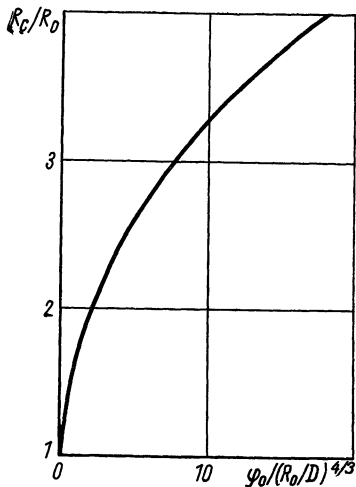


Рис. 15. Зависимость R_c/R_0 от потенциала зонда.

Как видно из этих данных, в случае очень больших потенциалов зонда насыщение тока притягивающихся частиц с ростом потенциала не наблюдается. Это связано с непрерывным возрастанием радиуса слоя объемного заряда, окружающего зонд, вследствие чего собирание частиц поверхностью сферы с радиусом R_c непрерывно увеличивается. Такое непрерывное возрастание, естественно, возможно лишь для неограниченной плазмы. В лабораторных условиях размеры плазмы ограничены стенками камеры, вследствие чего возрастание тока притягивающихся частиц не может быть безграничным.

Зависимость тока притягивающихся частиц от потенциала зонда

при больших величинах потенциала $\varphi_0^* = \frac{eU_0}{kT} \left(\frac{D}{R_0}\right)^{4/3}$

φ_0^*	I/I_0	φ_0^*	I/I_0	φ_0^*	I/I_0	φ_0^*	I/I_0
0	1,47	0,8	3,71	6,0	11,0	30	33,6
0,02	1,67	1,0	4,11	7,0	12,2	35	37,6
0,05	1,77	1,4	4,75	8,0	13,3	40	41,4
0,10	1,96	1,7	5,32	10,0	15,5	45	54,2
0,15	2,14	2,0	5,77	12,0	17,5	50	49,0
0,20	2,30	2,5	6,52	14,0	19,4	55	52,8
0,25	2,45	3,0	7,25	16,0	21,3	60	56,5
0,30	2,59	3,5	7,94	18,0	23,2	70	63,7
0,40	2,84	4,0	8,60	20,0	25,0	80	70,7
0,50	3,07	4,5	9,23	25,0	29,4	90	77,4
0,60	3,29	5,0	9,83	—	—	100	83,8

§ 3.4. МАЛЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД

Рассмотрим зонд малого размера, для которого выполняется условие $R_0 \ll D$. При таком условии на небольших расстояниях от зонда поле изменяется по закону Кулона, так как пространственный заряд играет существенную роль лишь на расстояниях порядка дебаевского радиуса. При условии, если потенциал зонда φ_0 не слишком велик, а именно $\varphi_0 \ll D/R_0$, в области $r \gg D$ выполняется соотношение

$$|\varphi(r)| \ll 1. \quad (3.26)$$

Рассмотрим ход потенциала поля в области, где выполняется условие (3.26). Тогда при $r \gg R_0$ из выражений (2.25) и (2.28) в линейном приближении можно получить такие соотношения для концентрации частиц:

$$n_2 = n_0 \left\{ 1 - \varphi + \frac{1}{2x^2} \left[\left(\varphi_0 - \frac{1}{2} \right) (1 - \Phi\sqrt{\varphi_0}) - \frac{\sqrt{\varphi_0}}{\sqrt{\pi}} e^{-\varphi_0} \right] \right\}, \quad (3.27)$$

$$n_1 = n_0 \left[1 + \varphi - \frac{1}{x^2} \left(\varphi_0 + \frac{1}{2} \right) \right], \quad (3.28)$$

где $x = r/R_0$,

n_1 и n_2 — концентрации притягивающихся и отталкивающихся частиц соответственно.

Концентрация финитных частиц при условии $\varphi \ll 1$ пропорциональна $\varphi^{3/2}$ [см. выражение (2.29)], следовательно, в линейном приближении $n_{\text{фин}} = 0$. Подставляя полученные выражения для концентрации в уравнение Пуассона и проводя его интегрирование при граничных условиях $\varphi(x=1) = \varphi_0$; $\varphi \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$, получаем

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{x} \exp[-a(x-1)] + \frac{\varphi_\infty a}{2x} \{-e^{-ax} E_i(-ax) + [\bar{E}_i(ax) - \bar{E}_i(a)] e^{-ax} + E_i(-ax) e^{a(2-x)}\}. \quad (3.29)$$

Здесь

$$a = \frac{V\sqrt{2}R_0}{D}; \quad E_i(-x) = -\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt.$$

$$\bar{E}_i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt \text{ — табулированные функции.}$$

Из соотношения (3.29) видно, что при $r \ll D$ поле изменяется по кулоновскому закону $\varphi(r) \approx \frac{\varphi_0 R_0}{r}$. На больших расстояниях, при $r \gg D \ln\left(\frac{2D}{R_0 \varphi_0}\right)$, поле изменяется пропорционально $1/r^2$;

$$\varphi(r) \approx \frac{kT\varphi_\infty}{e} \cdot \frac{R_0^2}{r^2}.$$

И, наконец, в промежуточном случае, при $D < r < \frac{D}{\sqrt{2}} \ln\left(\frac{2D}{R_0 \varphi_0}\right)$ потенциал поля убывает экспоненциально с расстоянием. Распределение потенциала вблизи малого зонда приведено на рис. 16.

Концентрация притягивающихся заряженных частиц на больших расстояниях от зонда приближенно определяется уравнением (3.28). На малых расстояниях с точностью до членов порядка $\left(\frac{R_0}{D\varphi_0}\right)^2$ оказывается справедливым выражение (2.23), полученное для медленно спада потенциала с расстоянием, что соответствует

данному случаю. Концентрацию отталкивающихся частиц n_2 можно вычислить, используя выражения (2.28) и (3.29). Зависимость концентрации инфинитных заряженных частиц от расстояния вблизи малого зонда показана на рис. 17. Как видно, концентрация притягивающихся частиц вблизи зонда значительно возрастает.

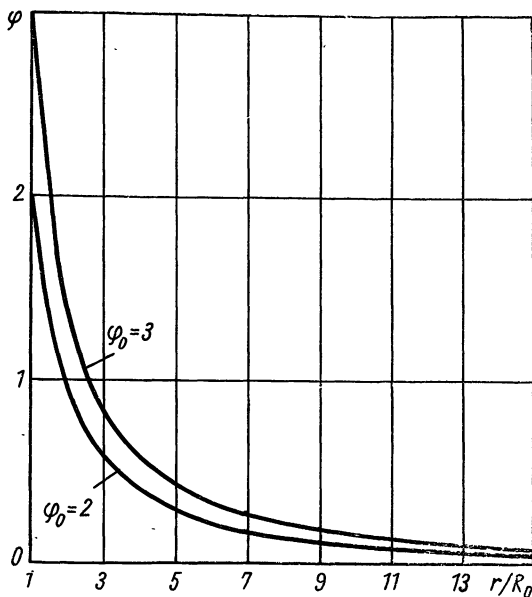


Рис. 16. Распределение потенциала вблизи малого зонда $D/R_0 = 14,2$.

Концентрация финитных частиц определяется их столкновениями (см. § 2.5). В случае кулоновского распределения потенциала при выполнении условия $r > \sqrt{\frac{M}{m}} R_0$ справедливо соотношение (2.29).

Оценка концентраций финитных частиц в области малых r (при больших потенциалах) показывает, что при $r \rightarrow R_0$ концентрация финитных частиц стремится к нулю [10].

Теперь рассмотрим случай, когда потенциал малого зонда настолько велик, что условие (3.26) не выполняется. При этом влияние экранирующего объемного за-

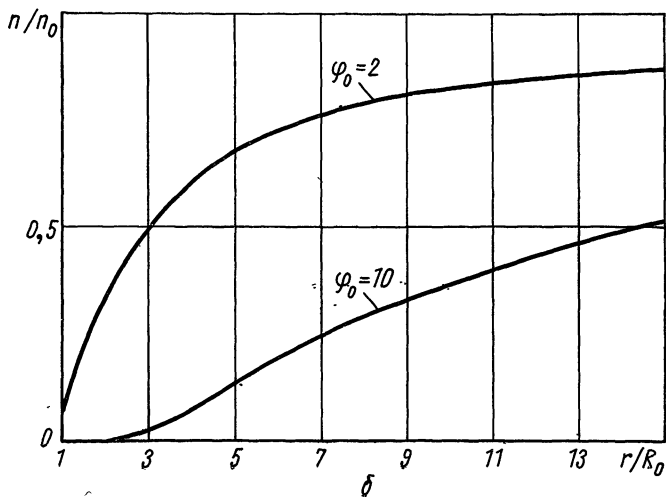
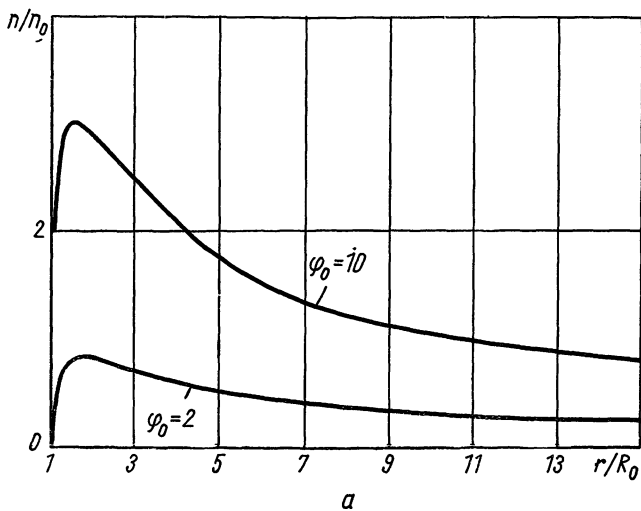


Рис. 17. Концентрация заряженных частиц вблизи малого зонта ($D/R_0 = 14,2$):
 а — притягивающиеся; б — отталкивающиеся частицы.

ряда становится существенным уже на небольших расстояниях от зонда. При таких больших величинах потенциала роль финитных частиц в распределении потенциала становится определяющей.

Рассмотрим область вблизи зонда, в которой $\varphi \gg 1$. В этой области концентрация финитных частиц велика и их объемный заряд экранирует поле зонда, поэтому потенциал в этом случае уменьшается быстрее, чем $1/r$. Как показано выше, финитные частицы отсутствуют, если потенциал уменьшается быстрее, чем $1/r^2$ (при наличии поглощающей поверхности). Следовательно, концентрация финитных частиц возрастает до тех пор, пока распределение потенциала не станет пропорциональным $1/r^2$.

При очень высоких значениях потенциала зонда, когда выполняется условие

$$\varphi_0 \gg \left(\frac{D}{R_0}\right)^8, \quad (3.30)$$

концентрация финитных частиц оказывается экспоненциально малой. В этом случае размер возмущенной зоны, в которой $\varphi \gg 1$, намного превышает дебаевский радиус, т. е. $R_c \gg D$. Поэтому при выполнении условия (3.30) распределение потенциала вблизи малого зонда соответствует рассмотренному выше случаю большого зонда с очень высоким потенциалом (§ 3.2).

Теперь вычислим величину тока притягивающихся частиц на малый зонд. Для не очень высоких потенциалов, удовлетворяющих условию $\varphi_0 < D/R_0$, используя полученные соотношения для потенциала, из (3.7) имеем

$$I = I_0(1 + \varphi_0). \quad (3.31)$$

Выражение (3.31) совпадает с формулой, полученной Ленгмюром и Мотт-Смитом [20]. Это выражение строго справедливо всегда, когда потенциал поля убывает с ростом r не быстрее, чем $1/r^2$ до больших расстояний $r \gg R_0$. Действительно, как показано в § 2.1, при этом граница области инфинитных траекторий определяется соотношением (2.7). Учитывая это, из уравнения (3.6) сразу получаем формулу (3.31).

В рассматриваемом случае ($\varphi_0 < D/R_0$) потенциал поля уменьшается вплоть до больших расстояний по закону Кулона, т. е. медленнее, чем $1/r^2$.

Для цилиндрического зонда в этом случае получаем соотношение

$$I = 4 \sqrt{\pi R_0 l j_0} \sqrt{1 + \varphi_0}, \quad (3.32)$$

где l — длина зонда $\varphi_0 > 1$.

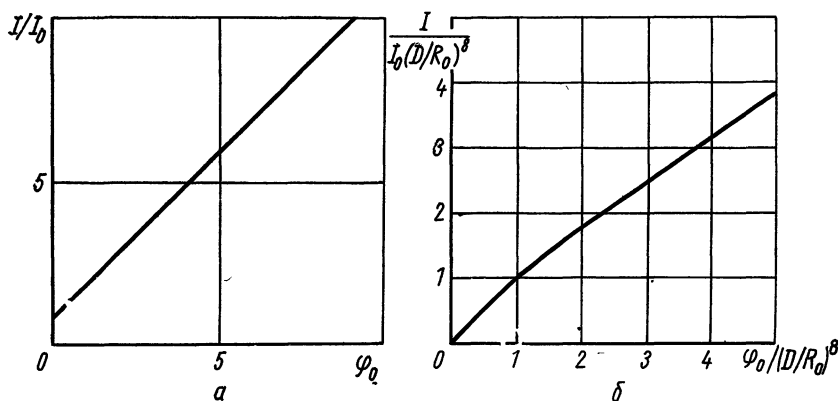


Рис. 18. Зависимость тока притягивающихся частиц от потенциала малого зонда:

а — малые; *б* — большие потенциалы зонда.

Соотношения (3.31) и (3.32) носят названия формул для орбитально ограниченного тока. В этом случае $R_c > R_0$, поэтому значительная доля притягивающихся частиц пролетает внутри слоя мимо зонда [17]:

При высоких потенциалах зонда, удовлетворяющих условию

$$\frac{D}{R_0} < \varphi_0 \ll \left(\frac{D}{R_0}\right)^8,$$

потенциал также убывает не быстрее, чем $1/r^2$. Поэтому здесь также ток определяется соотношениями (3.31) и (3.32).

Наконец, при очень высоких потенциалах, когда $\varphi_0 \gg (D/R_0)^8$, вычисленное распределение потенциала дает следующее соотношение:

$$I = 0,951 I_0 \left[\varphi_0 \left(\frac{D}{R_0}\right)^{4/3} \right]^{3/7}. \quad (3.33)$$

Зависимость тока притягивающихся частиц от потенциала малого сферического зонда показана на рис. 18.

Таким образом, нами рассмотрены структура поля и плазмы вблизи зонда и токи заряженных частиц для случая, когда $T_e = T_i$. Для построения полных зондовых характеристик необходимо учитывать, что полный ток на зонд определяется разностью токов притягивающихся и отталкивающихся частиц, согласно уравнению (3.2).

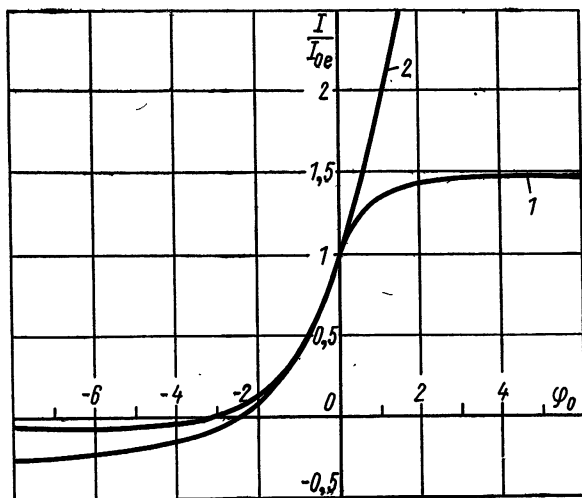


Рис. 19. Зондовые характеристики для изотермической водородной плазмы:
1 — большой зонд; 2 — малый зонд.

Существенно, что при $\lambda \gg R_0$ поток притягивающихся финитных частиц всегда мал по сравнению с потоком инфинитных частиц. Для случая не очень высоких потенциалов зондовые характеристики показаны на рис. 19.

§ 3.5. ПОТЕНЦИАЛ ИЗОЛИРОВАННОГО ЗОНДА

Электроны и ионы, попадающие на поверхность изолированного зонда, заряжают его до определенного потенциала. Число заряженных частиц, поглощаемых зондом, определяется его потенциалом, вторичными процессами на поверхности и параметрами плазмы.

Если зонд не заряжен и его потенциал равен потенциалу пространства, то, как видно из § 3.4, ток электронов намного превышает ионный ток, так как

$$\frac{I_{0e}}{I_{0i}} = \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}. \quad (3.34)$$

В частности, в плазме, состоящей из молекулярных ионов водорода и электронов, $I_{0e}/I_{0i} = 60$, а в случае молекулярных ионов азота $I_{0e}/I_{0i} = 220$.

Так как $I_{0e} \gg I_{0i}$, в первый момент изолированный зонд начинает заряжаться отрицательно. При этом ток электронов начинает уменьшаться в соответствии с уравнением (3.3), а ток ионов возрастает. Зонд заряжается до тех пор, пока его потенциал не достигнет величины $\varphi_{\text{н}}$, при которой ток ионов становится равным току электронов. Таким образом, потенциал изолированного зонда $\varphi_{\text{н}}$ можно определить из условия

$$I_e = I_i. \quad (3.35)$$

Если учесть вторичную электронную эмиссию, фотоэмиссию и отражение частиц от поверхности, то это условие следует записать так:

$$I_i(1 + C_1) + I_{\phi} = I_e(1 - C_2), \quad (3.36)$$

где $C_1 = \bar{\sigma}_i - \bar{R}_i$; $C_2 = \bar{\sigma}_e + \bar{R}_e$, $\bar{\sigma}_i$ и $\bar{\sigma}_e$ — усредненные по распределению частиц коэффициенты вторичной эмиссии при ударах ионов и электронов соответственно; I_{ϕ} — ток фотоэлектронов с поверхности зонда (включая ток, вызванный возбужденными молекулами); \bar{R}_i и \bar{R}_e — коэффициенты отражения ионов и электронов от поверхности зонда соответственно.

Как видим, все виды вторичной электронной эмиссии и фотоэмиссия, а также отражение электронов уменьшают отрицательный потенциал изолированного зонда. То же самое относится к термоэмиссии электронов, которая может иметь место при высокой температуре зонда. В этом случае в левой части уравнения (3.36) следует добавить ток термоэлектронной эмиссии. Все эти явления вызывают уменьшение количества электронов, поглощаемых зондом, вследствие чего и происходит уменьшение его потенциала. Наоборот, отражение ионов и ионная эмиссия с поверхности зонда приводят к повышению его потенциала. При наличии ионной

эмиссии [17] в правую часть уравнения (3.36) следует добавить ток ионной эмиссии.

Рассчитаем потенциал изолированного зонда в изотермической плазме, исходя из условия (3.35). Для большого зонда имеем

$$I_{0i}f(\varphi_{и}) = I_{0e}e^{-\varphi_{и}},$$

где $f(\varphi_0)$ — функция, приведенная в табл. 3 и на рис. 14.

Проведя логарифмирование, получим

$$\varphi_{и} = \frac{1}{2} \ln \frac{M_i}{m_e} - \ln f(\varphi_{и}). \quad (3.37)$$

Так как максимальная величина функции $f(\varphi_0)$ равна 1,47, то $\ln f(\varphi_{и}) \leq 0,39$. Учитывая, что $M_i/m_e \gg 1$, приближенно получаем

$$\varphi_{и} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{M_i}{m_e}. \quad (3.38)$$

Например, для молекулярных ионов водорода $\frac{1}{2} \ln M_i/m_e \approx 4,1$, что на порядок превышает второе слагаемое в (3.37). Поскольку даже для легких ионов $\varphi_{и} > 3$, то, как следует из рис. 14, для уточнения (3.62) можно положить в (3.37) $f(\varphi_0) = 1,47$, и тогда

$$\varphi_{и} = 2,3 \lg 0,68 \left(\frac{M_i}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (3.39)$$

В табл. 7 приведены значения потенциалов большого изолированного зонда для ионов различных газов в изотермической плазме.

Таблица 7

Потенциал большого изолированного зонда в изотермической плазме

Тип ионов	H ⁺	H ₂ ⁺	He ⁺	Ne ⁺	N ₂ ⁺	Ar ⁺	Kr ⁺	Xe ⁺
$eU_{и}/kT$	3,38	3,7	4,06	4,85	5,04	5,2	5,57	5,8

Таким образом, потенциал изолированного зонда в несколько раз превышает температуру заряженных частиц (в энергетических единицах).

В случае малого сферического зонда, воспользовавшись выражением (3.31), из (3.35) получим

$$\varphi_{\text{н}} = 2,3 \lg \frac{\left(\frac{M_i}{m_e}\right)^{1/2}}{1 + \varphi_{\text{н}}} . \quad (3.40)$$

Как видим, потенциал малого изолированного зонда меньше, чем потенциал большого зонда. Уравнение (3.40) можно решить для каждого конкретного случая методом последовательных приближений. Например, для ионов H^+ получаем $\varphi_{\text{н}} = 2,5$; для большого зонда в этом случае имеем $\varphi_{\text{н}} \approx 3,4$.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

§ 4.1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ТЕОРИИ

Во многих случаях в лабораторной практике температура ионов плазмы не равна температуре электронов: $T_e \neq T_i$. Наиболее часто встречается случай, когда выполняется условие

$$T_i \ll T_e. \quad (4.1)$$

Это соотношение между температурами ионов и электронов обусловлено особенностями процесса нагревания газоразрядной плазмы при протекании через нее тока.

Если $T_i \neq T_e$, то распределение потенциала вблизи зонда и вид зондовых характеристик отличаются от результатов, полученных в гл. 3. Однако некоторые выводы, полученные выше, применимы также и к случаю неизотермической плазмы. Так, целиком остается справедливой теория тока отталкивающихся частиц, а также вычисленное распределение потенциала в двойном слое вблизи большого зонда при очень высоких потенциалах, так как в этом случае отталкивающиеся частицы практически не проникают в слой. Однако необходимо иметь в виду, что величина тока притягивающихся частиц в общем случае при $T_e \neq T_i$ отличается от величины тока, полученного в гл. 3, вследствие чего, в соответствии с законом трех вторых, изменится и радиус слоя объемного заряда.

Остается справедливой приведенная выше теория тока на малый зонд, и в частности формулы (3.31) и (3.32), которые можно получить из общего выражения (3.6) без всякого предположения о соотношении температур ионов и электронов. Это объясняется тем,

что в окрестности малого зонда электрическое поле изменяется медленнее, чем $1/r^2$, вследствие чего лимитационное движение отсутствует, так как эффективная потенциальная энергия в этом случае не имеет максимумов при конечных r .

В связи с изложенным в данной главе мы подробно рассмотрим лишь ток притягивающихся частиц на большой зонд, удовлетворяющий условию $R_0 \gg D$. При этом рассмотрим отрицательно заряженный зонд, представляющий наибольший практический интерес. В этом случае притягивающимися частицами являются ионы, а плотность электронов и их ток на зонд выражаются соотношениями (2.28) и (3.3) соответственно. Для вычисления ионной характеристики воспользуемся понятием лимитационного движения.

Рассмотрим ход функции $G(r_{\text{мин}})$ для случая большого зонда. Как видно из рис. 8, если момент количества движения μ меньше, чем некоторая критическая величина $\mu_{\text{л}}$ [или $p < G(r_{\text{л}})$], точка отражения частицы скачком перемещается в область $r_1 < r_{\text{л}}$. При этом $r_1 < r_{\text{м}}$, где $r_{\text{м}}$ — точка минимума эффективной потенциальной энергии. В свою очередь, $r_{\text{м}} < r_{\text{к}}$, где $r_{\text{к}}$ — точка перегиба кривой $U_{\text{эфф}}$ для $\mu = \mu_{\text{к}}$ (см. § 2.1).

Так как $r_{\text{к}} \approx D$, то в случае большого зонда $R_0 \gg r_{\text{к}}$, следовательно $R_0 \gg r_1$. Таким образом, в рассматриваемом случае большого зонда условие лимитационного движения запишется так:

$$R_0 < r_{\text{л}}. \quad (4.2)$$

Все ионы, достигнувшие радиуса $r_{\text{л}}$, попадают на зонд; роль собирающей поверхности играет здесь лимитационная сфера. При выполнении условия (4.1), как будет показано в дальнейшем, радиус лимитационной сферы лежит за пределами слоя объемного заряда, экранирующего зонд. В связи с этим ионный ток на зонд оказывается значительно больше, чем ток, вычисленный, согласно теории Ленгмюра, как поток хаотически движущихся частиц, попадающих из невозмущенной плазмы на поверхность слоя. Физически это означает, что потенциал зонда проникает за пределы слоя объемного заряда и увеличивает ток ионов по сравнению с хаотическим током. Можно произвести приближенную оценку величины ионного тока при лимитационном движении, исходя из простых физических соображений.

• Попадая на лимитационную сферу, ионы под воздействием притягивающего потенциала зонда почти радиально ускоряются к поверхности слоя. Их концентрация в области квазинейтральной плазмы равна концентрации электронов

$$n_e = n_i. \quad (4.3)$$

Если потенциал отрицательного зонда достаточно высок, то, согласно (2.28а), концентрация электронов имеет больцмановское распределение, т. е.

$$n_i = n_e = n_0 e^{-\frac{eU(r)}{kT_e}}. \quad (4.4)$$

Здесь и ниже потенциал берем по модулю. На границе слоя концентрация электронов начинает резко уменьшаться с приближением к зонду. Следовательно, для потенциала на границе слоя имеем приближенное выражение

$$U_c \approx \frac{kT_e}{e}. \quad (4.5)$$

Плотность потока ионов на границе слоя определим из их скорости и плотности

$$j_i = n(R_c) v(R_c), \quad (4.6)$$

где R_c — радиус слоя.

Скорость $v(R_c)$ определяется потенциалом поверхности слоя, т. е. $v(R_c) \approx \sqrt{\frac{2eU_c}{M_i}}$. Это справедливо, если $T_i \gg T_e$.

Используя соотношения (4.4) и (4.6), получаем

$$I_i \approx en_0 S_c \sqrt{\frac{2eU_c}{M_i}} e^{-\frac{eU_c}{kT_e}},$$

где S_c — площадь поверхности слоя объемного заряда.

Учитывая (4.5), получаем

$$I_i = \kappa n_0 e \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_c, \quad (4.7)$$

где κ — коэффициент порядка единицы.

Точный расчет дает для сферического зонда $\kappa=0,8$ и для цилиндрического $\kappa=0,4$. Величина радиуса слоя

R_c и, следовательно, S_c при достаточно высоком потенциале зонда ($\phi_0 \gg 1$) может быть рассчитана, исходя из закона трех вторых.

Таким образом, при условии $T_i \ll T_e$ величина ионного тока на зонд определяется не температурой ионов, а температурой электронов, так как хаотические скорости ионов намного меньше скорости, которую они приобретают в области между радиусами r_d и R_c под воздействием электрического поля зонда, проникающего в плазму. Это эффект аналогичен увеличению тока зонда в изотермической плазме (см. § 3.4), хотя в последнем случае нельзя пренебрегать скоростями хаотического движения ионов.

Бом показал [11], что для образования стабильного двойного слоя, окружающего отрицательно заряженный зонд, необходимо, чтобы кинетическая энергия падающих на поверхность слоя ионов была не меньше, чем $kT_e/2$, т. е. $U_c \gg \frac{kT_e}{2e}$.

Для решения этой задачи в первом приближении он положил, что за пределами слоя изменением потенциала можно пренебречь, если считать, что ионы влетают в слой с некоторой упорядоченной скоростью v_{i0} , которая соответствует потенциалу границы слоя U_c . Основанием для этого предположения является тот факт, что напряженность электрического поля в пределах слоя намного превышает напряженность поля, проникающего в плазму.

Если электроны имеют распределение, близкое к равновесному, то, согласно (2.28 а), их концентрация имеет вид

$$n_e = n_0 \exp \left[- \frac{e(U - U_c)}{kT_e} \right], \quad (4.8)$$

где n_0 — концентрация электронов вблизи границы слоя.

Если толщина слоя много меньше размеров зонда, то задача является одномерной. Тогда из закона непрерывности тока, пренебрегая тепловой скоростью, получаем

$$n_i = n_0 \sqrt{\frac{U_c}{U(r)}}. \quad (4.9)$$

Уравнение (4.9) показывает, что концентрация ионов уменьшается по мере их ускорения, т. е. с приближением к зонду.

Используя уравнение Пуассона, в этом случае получаем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 4en_0\pi \left\{ \sqrt{\frac{U_c}{U}} - \exp \left[-\frac{e(U-U_c)}{kT_e} \right] \right\}. \quad (4.10)$$

Согласно терминологии, введенной Ленгмюром, это уравнение плазмы — слоя. Пренебрегая в (4.10) левой частью, получаем уравнение плазмы; уравнение слоя получаем, если пренебречь концентрацией электронов. Умножая его на $\partial U/\partial r$ и интегрируя, при граничном условии $\partial U/\partial r = 0$ при $U = U_c$ получаем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 = & 8\pi n_0 e \left\{ 2U_c \left(\sqrt{\frac{U}{U_c}} - 1 \right) + \right. \\ & \left. + \frac{kT_e}{e} \left[\exp \left(-\frac{e(U-U_c)}{kT_e} \right) - 1 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Решение для области плазмы получим при условии $U \rightarrow U_c$. Введя обозначение $\Delta U = U - U_c$ и произведя разложение в ряд, из (4.11) для малых ΔU имеем

$$\frac{1}{8\pi n_0 e} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{kT_e} - \frac{1}{2U_0} \right) (\Delta U)^2. \quad (4.12)$$

Очевидно, что уравнение (4.12) имеет неосциллирующее решение только при выполнении условия

$$U_c \gg \frac{kT_e}{2e}, \quad (4.13)$$

т. е. при минимальной энергии ионов, равной половине средней тепловой энергии электронов. В этом случае уравнение (4.12) имеет экспоненциальное решение, что соответствует ходу потенциала в переходной области между слоем и плазмой.

Физически необходимость выполнения условия (4.13) объясняется тем, что в противном случае при малых ΔU плотность ионов в области плазмы уменьшалась бы по мере приближения к зонду медленнее, чем плотность электронов, что вызвало бы нарастающее увеличение потенциала и осцилляции.

Правильная теория ионного тока на зонд в неизотермической плазме при выполнении условия (4.1) впер-

вые была изложена Бомом с соавторами в работе [11]. В дальнейшем эта теория была развита и уточнена в работах Кагана, Бернштейна и других авторов [25—30]. В этих работах для упрощения вычислений реальное распределение по скоростям ионов в плазме заменяли моноэнергетическим

$$f_i(v_0) = \frac{M_i}{4\pi v_0} \delta \left[\frac{M_i v_0^2}{2} - E_0 \right], \quad (4.14)$$

где v_0 — начальные скорости ионов в невозмущенной плазме; $\delta(x)$ — дельта-функция; E_0 — величина порядка средней энергии ионов в плазме.

Таким образом, скорости всех ионов в плазме полагают одинаковыми по модулю и хаотически распределенными по направлению. Такая замена максвелловского распределения моноэнергетическим оправдывается тем, что ионы вблизи зонда попадают в ускоряющее поле, в котором при $T_e \gg T_i$ они приобретают скорости, намного превышающие первоначальные. В связи с этим конкретный вид функции распределения ионов не оказывает заметного влияния на величину ионного тока. Часто распределение ионов в разреженной плазме существенно отличается от максвелловского, поэтому использование выражения (2.19) для вычисления зондовых характеристик не всегда правомерно. Величина E_0 с точностью до множителя порядка единицы равна средней энергии ионов в плазме. Такая неопределенность величины E_0 не оказывает заметного влияния на результаты вычислений при $T_i \ll T_e$, так как при этом температура ионов и, следовательно, их средняя энергия, как будет показано ниже, вообще весьма слабо влияет на ток ионов.

Ниже приведена теория ионного тока для сферического и цилиндрического зондов в неизотермической не-замагниченной плазме, разработанная для больших длин пробега ($\lambda \gg R_0$).

§ 4.2. СФЕРИЧЕСКИЙ ЗОНД

Для вычисления потока ионов на сферический зонд воспользуемся зависимостью максимального прицельного параметра от начальной скорости (см. § 2.2). Поток ионов на зонд, имеющих начальные скорости в интервале скоростей d^3v_0 , равен потоку через

площадку $\pi r_{\text{макс}}^2$, где $r_{\text{макс}}$ — максимальный прицельный параметр, при котором ион попадает на зонд. Если лимитационное движение отсутствует, то собирающей поверхностью является поверхность зонда с радиусом R_0 ; тогда из (2.15) имеем

$$r_{\text{макс}}^2 = G(R_0) = R_0^2 \left[1 + \frac{2eU_0}{M_i v_0^2} \right]. \quad (4.15)$$

Из выражения (1.4) нетрудно получить

$$I_i = 4\pi^2 e n_0 \int_0^\infty G(R_0) f_i(v_0) v_0^3 dv_0. \quad (4.16)$$

Если распределение ионов по скоростям f_i максвелловское, то, используя (4.15), получаем

$$I_i = \pi R_0^2 e n_0 \bar{v}_0 \left(1 + \frac{eU_0}{kT_i} \right) = I_0 \left(1 + \frac{eU_0}{kT_i} \right), \quad (4.17)$$

где \bar{v}_0 — средняя скорость ионов в плазме. Выражение (4.17) аналогично формуле, полученной Ленгмюром для случая толстого слоя объемного заряда.

В действительности же в случае большого зонда при $T_e \gg T_i$ осуществляется лимитационное движение, т. е. роль собирающей поверхности играет сфера радиусом $r_{\text{л}}$. В этом случае вместо (4.15) имеем

$$r_{\text{макс}}^2 = G(r_{\text{л}}) = r_{\text{л}}^2 \left[1 + \frac{2e}{M_i v_0^2} U(r_{\text{л}}) \right]. \quad (4.18)$$

Тогда, используя упрощенную формулу (4.14) для распределения ионов, из (4.16) получаем

$$I_i = \pi r_{\text{л}}^2 e n_0 \left[1 + \frac{eU(r_{\text{л}})}{E_0} \right] \sqrt{\frac{2E_0}{M_i}}. \quad (4.19)$$

Радиус лимитационной сферы определяется соотношением (2.4). Для вычисления этого радиуса, а также потенциала $U(r_{\text{л}})$ необходимо знать распределение потенциала вблизи зонда, которое можно вычислить из уравнения Пуассона. Для этого нужно определить ход концентрации заряженных частиц вблизи зонда. Если воспользоваться соотношениями, полученными в § 2.4 в предложении о максвелловском распределении ионов,

то уравнение Пуассона приводит к очень громоздким выражениям. Для упрощения вычислений воспользуемся аппроксимацией (4.14) для функции распределения ионов. При достаточно высоком отрицательном потенциале зонда концентрация электронов зависит от потенциала в соответствии с формулой (2.28 а). Вычислим зависимость концентрации ионов от потенциала вблизи зонда в области плазмы, т. е. там, где еще выполняется условие квазинейтральности. Для этого определим поток ионов в точке r , имеющих здесь радиальную скорость v_r . Радиуса r достигнут все частицы с соответствующим прицельным параметром $\rho(v_r)$, откуда имеем

$$I(v_r) = en_0 v_0 \pi \rho^2. \quad (4.20)$$

Определив величину параметра $\rho(v_r)$ из уравнения (2.2), имеем

$$I(v_r) = en_0 \sqrt{\frac{2E_0}{M_i}} \pi r^2 \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} - \frac{M_i v_r^2}{2E_0} \right]. \quad (4.21)$$

Часть тока $dI(v_r)$, переносимого ионами со скоростями, лежащими в диапазоне между v_r и $v_r + dv_r$, определим из (4.21) частным дифференцированием по v_r

$$dI(v_r) = en_0 \pi r^2 \sqrt{\frac{2M_i}{E_0}} \cdot v_r dv_r.$$

С другой стороны, эту часть тока можно определить из плотности и скорости, исходя из простого соотношения $dj = dn_i v_r e$, что после интегрирования по углам дает

$$dI = 4\pi r^2 v_r e dn_i.$$

Исключая величину dI , получаем

$$dn_i = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{2M_i}{E_0}} dv_r. \quad (4.22)$$

Для того чтобы определить плотность ионов, следует проинтегрировать уравнение (4.22) в пределах от $v_{r \text{ мин}}$ до $v_{r \text{ макс}}$. При этом следует учитывать, что частицы, достигающие поверхности лимитационной сферы, поглощаются зондом и, следовательно, проходят точку r только один раз. Частицы, не достигшие поверхности лимитационной сферы, отражаются от зонда, поэтому они проходят на расстоянии r от него дважды — до и

после отражения. Таким образом частицы, не достигающие лимитационной сферы, дважды вносят вклад в величину плотности ионов. Для каждой точки r имеется критическая величина скорости $v_{rк}$. Лимитационной сферы достигают лишь те ионы, у которых скорость v_r больше или равна критической.

Критический параметр для ионов, достигающих лимитационной сферы, определяется уравнением (4.18), из которого имеем:

$$v_{rк}^2 = \frac{2E_0}{M_i} \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} - \frac{r_{л}^2}{r^2} \left(1 + \frac{eU(r_{л})}{E_0} \right) \right]. \quad (4.23)$$

При вычислении плотности ионов необходимо отдельно рассмотреть две области: $r > r_{л}$ и $r < r_{л}$. Плотность ионов вычислим так:

$$n_i(r) = 2 \int_{v_{r\text{ мин}}}^{v_{rк}} dn_i + \int_{v_{rк}}^{v_{r\text{ макс}}} dn_i. \quad (4.24)$$

Первый интеграл удвоен, так как частицы с $v_r < v_{rк}$ дважды вносят вклад в плотность $n_i(r)$. Минимальная величина скорости $v_{r\text{ мин}}$ соответствует частицам, отраженным в точке r , т. е. $v_{r\text{ мин}} = 0$; максимальная величина $v_{r\text{ макс}}$ соответствует частицам с прицельным параметром, равным 0:

$$v_{r\text{ макс}}^2 = \frac{2E_0}{M_i} \left(1 + \frac{eU(r)}{E_0} \right). \quad (4.25)$$

Таким образом, из (4.24), используя (4.25) и (4.23), имеем для $r > r_{л}$

$$n_i(r) = \frac{n_0}{2} \left\{ \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} \right]^{1/2} + \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} - \frac{r_{л}^2}{r^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 + \frac{eU(r_{л})}{E_0} \right) \right]^{1/2} \right\}. \quad (4.26)$$

В области $r < r_{л}$ существуют лишь частицы, поглощаемые зондом. Минимальная радиальная скорость частиц в этой области соответствует частицам, которые на лимитационной сфере имеют $v_r = 0$. Следовательно, в этой области $v_{r\text{ мин}} = v_{rк}$. Максимальная скорость по-прежнему определяется уравнением (4.25). Учитывая, что

первый интеграл (4.24) в данном случае равен нулю, получаем для $r < r_{\text{л}}$

$$n_i(r) = \frac{n_0}{2} \left\{ \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} \right]^{1/2} - \left[1 + \frac{eU(r)}{E_0} - \frac{r_{\text{л}}^2}{r^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{eU(r_{\text{л}})}{E_0} \right)^{1/2} \right\}. \quad (4.27)$$

Заметим, что (4.27) отличается от (4.26) только знаком перед вторым слагаемым.

Таким образом, нами получена связь между концентрацией и потенциалом в данной точке r , что позволяет воспользоваться уравнением Пуассона для определения хода потенциала вблизи зонда.

Введем безразмерные переменные:

$$x = \frac{r}{r_{\text{л}}}; \quad \gamma = \frac{E_0}{kT_e}; \quad \varphi = \frac{eU(r)}{kT_e}.$$

В области плазмы при выполнении условия квазинейтральности $n_i = n_e$ уравнение Пуассона сводится к (4.4), откуда, используя (4.27) и (4.26), получаем

$$\left(1 + \frac{\varphi}{\gamma} \right)^{1/2} \pm \left[1 + \frac{\varphi}{\gamma} - \frac{1}{x^2} \left(1 + \frac{\varphi_{\text{л}}}{\gamma} \right) \right]^{1/2} = 2e^{-\varphi}, \quad (4.28)$$

где

$$\varphi_{\text{л}} = \frac{eU(r_{\text{л}})}{kT_e}.$$

Определим потенциал лимитационной сферы, полагая в (4.28) $x=1$

$$\varphi_{\text{л}} = \gamma(4e^{-2\varphi_{\text{л}}} - 1). \quad (4.29)$$

При условии $T_i \ll T_e$ имеем $\gamma \ll 1$, так как энергия E_0 по порядку величины равна средней энергии ионов в плазме ($E_0 \sim kT_i$). Если $\gamma \ll 1$, то и $\varphi_{\text{л}} \ll 1$; тогда, разлагая экспоненту в ряд в (4.29), имеем

$$\varphi_{\text{л}} \approx \frac{3\gamma}{1 + 8\gamma}. \quad (4.30)$$

Следовательно, при условии $T_i \ll T_e$ потенциал лимитационной сферы по порядку величины равен начальной энергии ионов в невозмущенной плазме (в энергетических единицах); $eU(r_{\text{л}}) \approx kT_i$.

Таким образом, даже слабое проникновение поля зонда в плазму далеко за пределы слоя весьма существенно увеличивает сбор положительных ионов, так как собирающая поверхность при этом значительно превосходит размеры поверхности зонда и слоя. Для приближенного определения потенциала границы слоя можно воспользоваться методом, который был впервые применен Ленгмюром и Тонксом [3]. Суть этого способа заключается в том, что приближенное равенство $n_i \approx n_e$ справедливо для области плазмы, где потенциал изменяется медленно; при приближении к области слоя потенциал изменяется круто и условие $n_i \approx n_e$ здесь не выполняется. Поэтому потенциал, вычисленный из этого приближения, здесь резко возрастает. Можно считать приближенно, что граница слоя соответствует точке, в которой $\partial U(r)/\partial r = \infty$, если потенциал вычислен из условия квазинейтральности.

Таким способом из уравнения (4.28) получаем

$$\frac{1}{2\varphi} - \left(1 + \frac{\varphi_c}{\gamma}\right) + 2\left(1 + \frac{\varphi_c}{\gamma}\right)^{1/2} e^{-\varphi_c} = 0. \quad (4.31)$$

При малых величинах $\gamma \ll 1$ имеем

$$\varphi_c \approx 0,5, \quad x_c \approx 1,5 (\gamma)^{1/4}.$$

Первое соотношение совпадает с результатом, полученным из качественных соображений в § 4.1. При всех γ потенциал на границе слоя порядка kT_e/e . Таким образом, если ионная температура намного меньше, чем электронная, то $x_c \ll 1$, т. е. $R_c \ll r_{\text{Л}}$. Это означает, что радиус лимитационной сферы намного превосходит радиус слоя объемного заряда, что и предполагалось нами выше. Однако определенный выше радиус R_c лишь приближенно можно принять за границу слоя. В действительности между слоем и квазинейтральной плазмой имеется некоторая переходная зона, в которой потенциал изменяется хотя и быстро, но не скачком. Определенная выше точка R_c лежит ближе к зонду, чем эта переходная зона. Поэтому следует установить конкретно, при каких условиях лимитационная сфера располагается в области квазинейтральной плазмы. Условие квазинейтральности запишем в виде

$$\frac{n_i - n_e}{r_i} \ll 1.$$

Для того чтобы оценить разность $n_i - n_e$, воспользуемся уравнением Пуассона, левую часть которого можно определить, используя соотношение (4.28). Тогда условие квазинейтральности при $\varphi = \varphi_L$ дает

$$\frac{8 \left(\frac{D}{r_L} \right)^2 (\varphi_L + \gamma) [1 + 2(\varphi_L + \gamma) + 2(\varphi_L + \gamma)^2]}{\left(1 + \frac{\varphi_L}{\gamma} \right)^{1/2}} \ll 1. \quad (4.32)$$

Если $\gamma \ll 1$, имеем $40 \left(\frac{D}{R_c} \right)^2 \gamma^{3/2} \ll 1$. Для большого зонда имеем $R_c \approx R_0 \gg D$, вследствие чего условие квазинейтральности хорошо выполняется при $\gamma \ll 1$.

Рассмотрим теперь область слоя. Внутри него с приближением к зонду потенциал быстро возрастает. В связи с этим концентрация электронов, согласно (2.28), круто уменьшается. Концентрация ионов, как это следует из § 3.2, также уменьшается, однако менее круто, чем концентрация электронов. В связи с этим плотность положительного объемного заряда ρ_+ вначале возрастает, так как концентрация ионов начинает превышать концентрацию электронов. Однако затем, с приближением к зонду, концентрация электронов становится пренебрежимо малой и плотность ρ_+ начинает уменьшаться так же, как плотность ионов, так как в этой области $\rho_+ \approx en_i$. Таким образом, положительный объемный заряд в области слоя имеет максимум в некоторой точке $r = r_i$. Оценим пределы, в которых лежит величина радиуса r_i . Для этого рассмотрим область $r_i < r < R_c$, которую называют областью отражения [25, 31]. В этой области выполняется неравенство

$$\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} > 0.$$

Из этого неравенства, используя выражения (4.27) и (2.28 а), имеем

$$\frac{1}{4\gamma} \left\{ \frac{1}{\left(1 + \frac{\varphi}{\gamma} \right)^{1/2}} - \frac{1}{\left[1 + \frac{\varphi}{\gamma} - \frac{1}{x^2} \left(1 + \frac{\varphi_L}{\gamma} \right) \right]^{1/2}} \right\} + e^{-\varphi} > 0.$$

Отсюда следует неравенство

$$1 < \left(\frac{x_c}{x_i} \right)^2 < \Phi_{\max}(\gamma),$$

где $\Phi_{\text{макс}}(\gamma)$ — максимальное значение функции $\Phi(\gamma)$;

$$\Phi(\gamma) = x_c^2 \frac{1 + \frac{\varphi}{\gamma}}{1 + \frac{\varphi_l}{\gamma}} \left[1 - \left(1 + 4\gamma \sqrt{1 + \frac{\varphi}{\gamma}} e^{-\varphi} \right)^{-2} \right].$$

При $\gamma \ll 1$ $\sqrt{\Phi_{\text{макс}}(\gamma)} \approx 1,38$. Таким образом,

$$1 < \frac{x_c}{x_l} < 1,38.$$

Сравнение с численными расчетами хода потенциала показывает, что при высоких потенциалах зонда значение x_c/x_l приближается к своему верхнему пределу. Величина потенциала, при которой достигается максимум функции $\Phi(\gamma)$, является потенциалом внутренней границы области отражения φ_l . При $\gamma \rightarrow 0$ $\varphi_l \rightarrow 1,5$.

В области $x < x_l$ можно пренебречь концентрацией электронов по сравнению с концентрацией ионов. Это область ионного слоя. Можно считать, что в этом слое ионы летят нормально к поверхности зонда. При этом решение уравнения Пуассона приводит к закону трех вторых для сферического конденсатора:

$$I_l = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_l}} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{\alpha^2 \left(\frac{r_l}{R_0} \right)}, \quad (4.33)$$

где $\alpha^2(x)$ — табулированная функция (см. табл. 2). Выражением (4.33) можно пользоваться, если потенциал зонда намного превышает потенциал на границе слоя. Такое условие уже было принято выше. Кроме того, необходимо, чтобы выполнялось условие $\varphi_0 \gg kT_l$.
Перейдем теперь к зондовой характеристике. Введем следующее обозначение:

$$\alpha'(\gamma) = \frac{\sqrt{\gamma}}{4x_c^2} \left(1 + \frac{\varphi_l}{\gamma} \right) \left(\frac{x_c}{x_l} \right)^2.$$

Тогда формулу (4.17) можно записать так:

$$I_l = 4\pi r_l^2 e n_0 \alpha'(\gamma) \left(\frac{2kT_e}{M_l} \right)^{1/2}. \quad (4.34)$$

Максимальное и минимальное значения функции $\alpha'(\gamma)$ соответствуют максимальной и минимальной величинам

$(x_c/x_i)^2$, которые определены выше. Зависимость $\alpha'_{\text{мин}}$ и $\alpha'_{\text{макс}}$ от величины γ приведена на рис. 20. При высоких потенциалах зонда ($\phi_0 \gg 1$) отношение x_c/x_i близко к своему максимальному значению, поэтому здесь следует пользоваться величиной $\alpha'_{\text{макс}}$. Из рис. 20 видно, что $\alpha'_{\text{макс}}$ лежит в пределах примерно от 0,8 до 0,6. При $\gamma \rightarrow 0$ $\alpha'_{\text{макс}} = 0,82$.

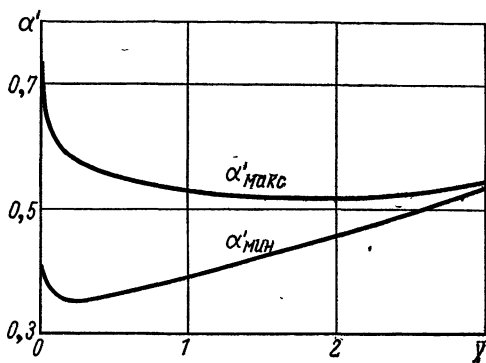


Рис. 20. Зависимость величин α' от γ .

В формуле (4.34) остается неизвестным радиус r_i . Для его определения воспользуемся законом трех вторых. Исключая из (4.34) и (4.33) величину r_i , получаем следующее выражение для зондовой характеристики:

$$\Phi^{*2} = \frac{9}{4} I_i^* \alpha'^2 (I_i^{*1/2}). \quad (4.35)$$

Здесь,

$$\Phi^* = \frac{eU_0}{kT_e} \left(\frac{D^2}{R_0^2 \alpha'(\gamma)} \right)^{2/3},$$

$$I_i^* = I_i \frac{D^2}{R_0^2 \alpha'(\gamma)} \cdot \frac{e}{kT_e \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}}.$$

На рис. 21, а приведены ионная вольт-амперная характеристика сферического зонда, рассчитанная по формуле (4.35) с использованием максимального значения $\alpha'(\gamma)$, и результаты численных расчетов, взятые из работ [26, 27]. В этих работах также использовалось приближение (4.14) для функции распределения ионов.

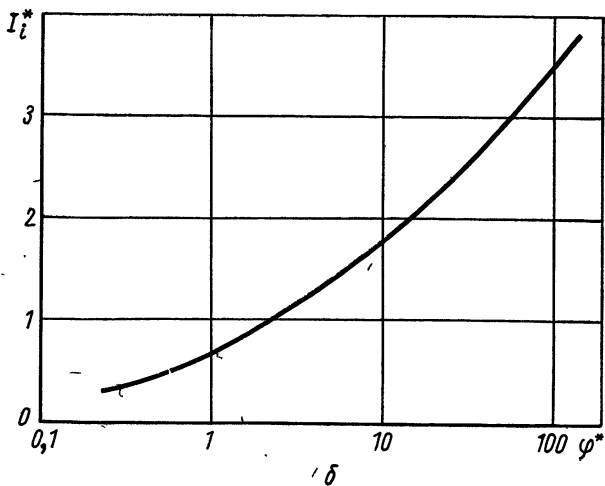
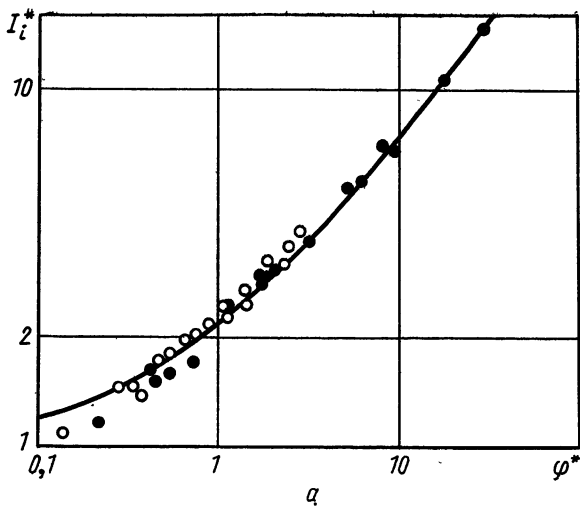


Рис. 21. Ионная часть характеристики сферического (а) и цилиндрического (б) зондов:
 ○ — $\gamma=0,1$ [27]; ● — $\gamma=0$ [26, 27].

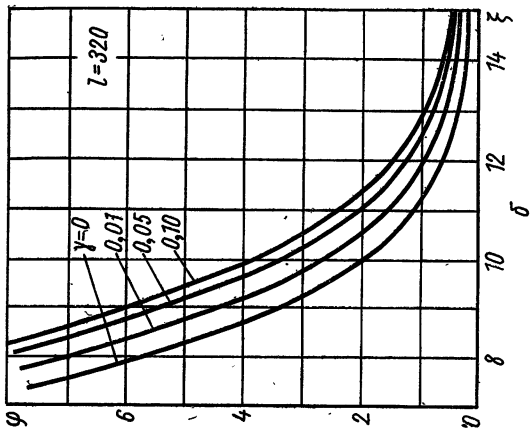
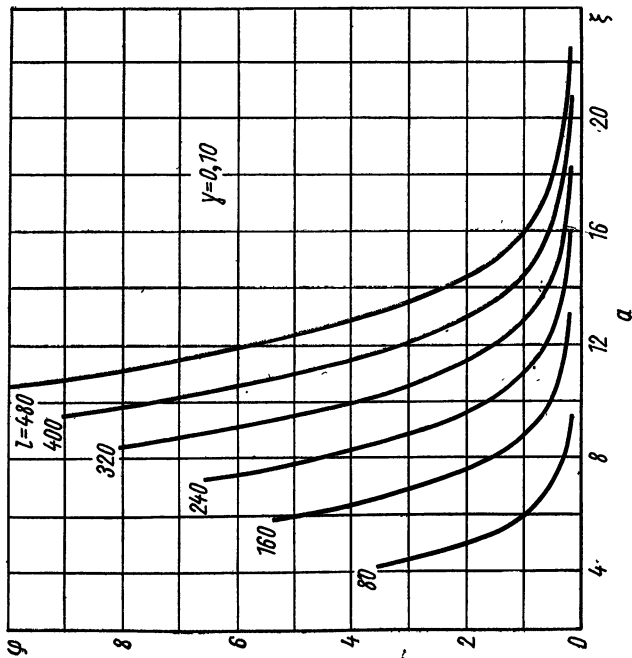


Рис. 22. Численное решение уравнения плазмы — слоя для сферического зонда [27]:

а — зависимость потенциала от радиуса при разных l , $l=2l_1 (ze^2/kT_e)(2kT_e/M_i)^{-1/2}$;
 б — зависимость потенциала от радиуса при разных γ , $\gamma = \frac{E_0}{kT_e}$; $\xi = r [4\pi n_0 e^2/kT_e]^{1/2}$.

В работе [27] не производилось разделения на область плазмы и слоя; для определения потенциала численно решалось полное уравнение плазмы—слоя. Результаты этих вычислений приведены на рис. 22 и 23.

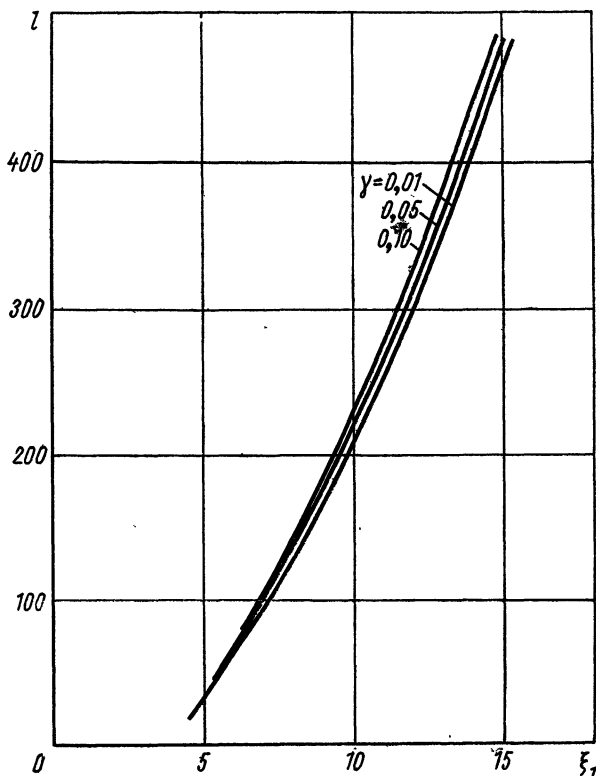


Рис. 23. Зависимость критического радиуса от ионного тока для сферического зонда:

$$\xi_1 = r_K [\pi n_0 e^2 / k T_e]^{1/2}; \quad l = 2l_1 (z e^2 / k T_e) (2 k T_e / M_i)^{-1/2}.$$

Из этих графиков видно, что температура ионов даже при $\gamma \ll 1$ оказывает более заметное влияние на величину тока и распределение потенциала, чем это предлагалось в более ранних работах. Из рис. 21 видно, что ионный ток не имеет насыщения при возрастании потенциала зонда. Это связано с непрерывным увеличением радиуса слоя объемного заряда и границы области от-

ражения. Такое непрерывное возрастание тока, естественно, справедливо лишь для неограниченной плазмы.

В приведённой теории не учитывались ионы, совершающие финитное движение вблизи зонда. Достаточным условием для справедливости такого пренебрежения является следующее соотношение $R_0 > r_k$, где r_k — критический радиус, соответствующий точке перегиба кривой эффективной потенциальной энергии. На рис. 23 приведена зависимость этого радиуса от величины ионного тока в безразмерных единицах. Радиус r_k слабо зависит от температуры ионов.

Как видно на рис. 21, данные численных расчетов хорошо соответствуют выражению (4.35) при достаточно высоких потенциалах зонда ($\phi_0 \gg 1$). Это подтверждает справедливость сделанного выше предложения о том, что при высоких потенциалах зонда величина $\alpha'(\gamma)$ имеет максимальное значение. В этом случае из (4.34) получаем

$$I_i = 0,8 S_i e n_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \quad (4.36)$$

где $S_i = 4 \pi r_i^2$ — площадь поверхности ионного слоя. Если $(r_i - R_0) \ll R_0$, то можно приближенно положить: $S_i \approx 4 \pi R_0^2$.

В области очень малых потенциалов формула (4.35) лучше согласуется с численными расчетами, если положить: $\alpha' = \alpha'_{\text{мин}}$.

Таким образом, величина ионного тока на зонд определяется параметрами плазмы, величиной зонда и его потенциалом. Толщина ионного слоя, окружающего зонд, определяется величиной этого тока в соответствии с законом трех вторых. Чем выше плотность плазмы и температура электронов, тем больше ионный ток и тем меньше толщина слоя объемного заряда.

§ 4.3. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД

Для цилиндрического зонда существенное значение имеет только проекция скорости частицы на плоскость, перпендикулярную к оси зонда, которую обозначим v_{0n} . Полный ток ионов на единицу длины ци-

линдрического зонда можно определить так:

$$I_i = 4\pi en_0 \int_0^{\infty} \rho_{\text{макс}} f_i(v_{0n}) v_{0n}^2 dv_{0n}. \quad (4.37)$$

Здесь $\rho_{\text{макс}}$ — максимальный прицельный параметр для иона со скоростью v_{0n} , при котором ион попадает на зонд.

Так же как и для сферического зонда, предположим, что в невозмущенной плазме ионы имеют одинаковые скорости v_{0n} :

$$f_i(v_{0n}) = \frac{M_i}{2\pi} \delta\left(\frac{M_i v_{0n}^2}{2} - E_{0n}\right), \quad (4.38)$$

где

$$E_{0n} = \frac{M_i v_{0n}^2}{2} = \text{const.}$$

При наличии лимитационного движения справедливо выражение (4.18), в котором положим $v = v_{0n}$, откуда из (4.37) получим

$$I_i = 2en_0 r_{\text{л}} v_{0n} \sqrt{1 + \frac{eU(r_{\text{л}})}{E_0}}. \quad (4.39)$$

Определим связь между концентрацией ионов и потенциалом пространства. Проводя вычисления, аналогичные изложенным в § 4.2, для цилиндрического зонда получаем

$$n_i = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{r_{\text{л}}}{r} \left[\frac{E_0 + eU(r_{\text{л}})}{E_0 + eU(r)} \right]^{1/2} \right\}$$

при $r > r_{\text{л}}$,

$$n_i = \frac{n_0}{\pi} \arcsin \frac{r_{\text{л}}}{r} \left[\frac{E_0 + eU(r_{\text{л}})}{E_0 + eU(r)} \right]^{1/2} \quad (4.40)$$

при $r > r_{\text{л}}$.

В этих выражениях

$$0 < \arcsin \frac{r_{\text{л}}}{r} \left(\frac{E_0 + eU(r_{\text{л}})}{E_0 + eU(r)} \right)^{1/2} < \frac{\pi}{2}.$$

Для концентрации электронов примем больцмановское распределение. Тогда уравнение Пуассона в безразмер-

ных переменных при $r < r_{\text{л}}$ будет иметь вид

$$\left(\frac{D}{r_{\text{л}}}\right)^2 \frac{\pi}{x} \cdot \frac{d}{dx} \left(x \frac{d\varphi}{dx}\right) = \arcsin \frac{1}{x} \left(\frac{1 + \frac{\varphi_{\text{л}}}{\gamma}}{1 + \frac{\varphi}{\gamma}}\right)^{1/2} - \pi e^{-\varphi}. \quad (4.41)$$

Уравнение плазмы, приближенно справедливо в области квазинейтральности, получаем из (4.41), пренебрегая его левой частью. Отсюда можно определить потенциал лимитационной поверхности, полагая $x=1$:

$$\varphi_{\text{л}} = \ln 2 = 0,69.$$

Лимитационной поверхностью является цилиндр радиусом $r_{\text{л}}$. Для определения границы слоя, как и для сферического зонда, необходимо найти точку, в которой $d\varphi/dx = \infty$. Отсюда для границы слоя получим соотношение

$$[\text{tg}(\pi e^{-\varphi_{\text{с}}}) - 2\pi\bar{\varphi}_{\text{с}} e^{-\varphi_{\text{с}}}] e^{\varphi_{\text{с}}} = 2\pi\gamma, \quad (4.42)$$

где $\varphi_{\text{с}}$ — потенциал на границе слоя. При $\gamma=0$ имеем $x_{\text{с}}=0,92$, $\varphi_{\text{с}}=0,99$. В случае цилиндрического зонда лимитационная поверхность лежит ближе к поверхности слоя, чем для сферического.

Условие, при котором лимитационная сфера лежит вне слоя объемного заряда, в области квазинейтральности, имеет вид

$$4 \left(\frac{D}{R_{\text{с}}}\right)^2 (\gamma + \ln 2) [2 + \pi^2 (\gamma + \ln 2)^2] \ll 1. \quad (4.43)$$

Если $\gamma \ll 1$, имеем $\frac{D}{R_{\text{с}}} \ll 0,23$.

При температуре электронов порядка 1 эв и радиусе слоя $R_{\text{с}}=1$ мм это условие хорошо выполняется, если концентрация n_0 превышает 10^{11} см⁻³.

В области пространственного заряда, как и в случае сферического зонда, плотность заряда максимальна в некоторой точке r_i . В области отражения должно выполняться условие $d\rho/d\varphi > 0$, откуда для величины r_i получаем условие

$$1 < \left(\frac{x_{\text{с}}}{x_i}\right)^2 < \Phi_{\text{макс}}(\gamma), \quad (4.44)$$

где $\Phi_{\text{макс}}(\gamma)$ — максимальное значение $\Phi(\gamma)$;

$$\Phi(\gamma) = \left\{ \frac{\gamma + \varphi}{\gamma + \varphi_{\text{л}}} \left[1 + \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{e^{2\gamma}}{(\gamma + \varphi)^2} \right]^{-1} \right\} x_c^2.$$

При выполнении условия $\gamma=0$ имеем $1 < \frac{x_c}{x_i} < 1,3$. При этом $\varphi_i=1,8$. В области $x < x_i$ (ионный слой) можно пренебречь концентрацией электронов. Так как в слое потенциал резко возрастает, то можно считать, что $\varphi \gg \gamma$, т. е. тепловыми скоростями ионов можно пренебречь, и они движутся к зонду по радиальным траекториям.

Сделанные предположения сводят задачу к расчету распределения потенциала в цилиндрическом конденсаторе в режиме объемного заряда, которое определяется законом трех вторых. Для цилиндрического зонда с радиусом эмиттирующей поверхности r_i этот закон имеет вид

$$I_i = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{U_0^{3/2}}{R_0 \beta^2 \left(\frac{r_i}{R_0} \right)}. \quad (4.45)$$

Здесь I_i — ток ионов на единицу длины цилиндра; $\beta^2(x)$ — табулированная функция (см. табл. 2).

С другой стороны, ионный ток определяется соотношением (4.39), которое можно записать в таком виде:

$$I_i = 2\pi e r_i n_0 \alpha'(\gamma) \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (4.46)$$

где $\alpha'(\gamma) = \frac{\sqrt{\gamma + \ln 2}}{\pi x_c} \cdot \frac{x_c}{x_i}$.

Максимальное и минимальное значения функции $\alpha'(\gamma)$ определяются максимальным и минимальным значениями отношения x_c/x_i . Зависимость величин $\alpha'_{\text{мин}}$ и $\alpha'_{\text{макс}}$ от γ приведена на рис. 24. Как видим, в случае цилиндрического зонда различие между $\alpha'_{\text{мин}}$ и $\alpha'_{\text{макс}}$ значительно меньше, чем для сферического. При $\gamma=0$ $\alpha'_{\text{макс}}=0,37$. Если потенциал зонда достаточно велик, то, как и в случае сферического зонда, следует использовать значение $\alpha'_{\text{макс}}$. Тогда при $\gamma \ll 1$ из (4.46) имеем

$$I_i = 0,4 S_i e n_0 \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (4.46a)$$

где $S_i = 2 \pi r_i$.

Как видим, плотность тока в случае цилиндрического зонда вдвое меньше, чем у сферического; это связано с меньшей величиной площади лимитационной поверхности. Сопоставляя (4.45) и (4.46), после исключения ве-

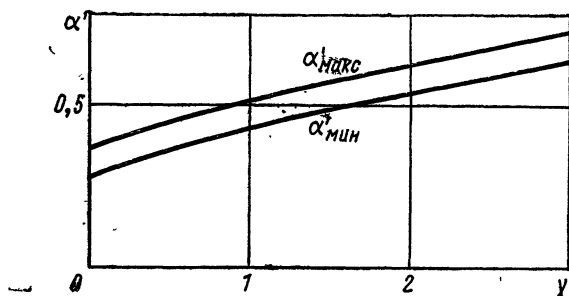


Рис. 24. Зависимость величины α' от γ для цилиндрического зонда.

личины γ_i , формулу ионной части зондовой характеристики получим в следующем виде:

$$\varphi^{*2/3} = \frac{9}{2} I_i^* \beta^2 (2I_i^*). \quad (4.47)$$

Здесь

$$\varphi^* = \frac{eU}{kT_e} \left[\frac{D^2}{R_0^2 \alpha'(\gamma)} \right]^{2/3};$$

$$I_i^* = \frac{I_i D}{\frac{kT_e}{-e} \cdot \frac{R_0}{D} \alpha'(\gamma) \left(\frac{2kT_e}{e} \right)^{1/2}}.$$

На рис. 21, б показана ионная часть характеристики цилиндрического зонда, рассчитанная по формуле (4.47).

§ 4.4. ИЗОЛИРОВАННЫЙ ЗОНД

В § 3.5 показано, что потенциал изолированного зонда может быть определен из условия равенства нулю полного тока на зонд. При этом существенную роль могут играть различные виды эмиссии частиц с его поверхности. Если пренебречь ими, то получим следую-

щие выражения для потенциала изолированного зонда в неизотермической плазме:

$$\varphi_{\text{и}} = \dot{\ln} \left[\frac{0,28}{\alpha'(\gamma)} \left(\frac{R_0}{r_{i1}} \right)^K \left(\frac{M_i}{m_e} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.48)$$

Здесь r_{i1} — радиус ионного слоя при потенциале $\varphi_{\text{и}}$. $K=2$ для сферического и $K=1$ для цилиндрического зонда. Эти соотношения получены при условии равенства токов ионов и электронов из формул (4.34) и (4.46). Для оценок в них можно полагать $r_{i1} \approx R_0$, если $R_c - R_0 \ll R_0$. Из данных § 3.5 видно, что потенциал изолированного зонда в изотермической плазме равен нескольким kT_e/e . Такой же порядок величины имеет потенциал изолированного зонда и в неизотермической плазме, если $\gamma \ll 1$.

Как следует из вышеизложенного, можно полагать $\alpha'(\gamma) = 0,7 \div 0,8$ для сферического зонда и $\alpha'(\gamma) \approx 0,4$ — для цилиндрического. Тогда из уравнений (4.48) получим

$$\varphi_{\text{и}} \approx \ln \left(0,4 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \right) = \frac{e \dot{U}_{\text{и}}}{kT_e}$$

для сферического зонда;

$$\varphi_{\text{и}} \approx \ln \left(0,7 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \right),$$

для цилиндрического.

Отсюда видно, что потенциал цилиндрического зонда несколько выше, чем сферического. Это связано с тем, что величина ионного тока на сферический зонд больше, чем на цилиндрический при равных площадях.

Сравнение с формулой (3.39) показывает, что потенциалы изолированных зондов в изотермической и неизотермической плазме мало отличаются друг от друга.

Изложенная выше теория зонда в неизотермической плазме достаточно корректна в области малых энергий ионов ($\gamma \ll 1$); при $\gamma \gg 1$ полученные результаты могут служить лишь для оценки порядка величины ионного тока на зонд. При $E_0 \gg kT_e$ становится существенным конкретный вид функции распределения ионов. Поэтому аппроксимация (4.14) дает здесь лишь качественные результаты.

ДВОЙНОЙ, ТРОЙНОЙ И МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЙ ЗОНДЫ

§ 5.1. ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД

Метод двойного зонда был предложен в работах [33, 34]. Он заключается в том, что в плазму помещают не один, а два одинаковых малых электрода и измеряют зависимость тока в цепи этих электродов от разности потенциалов между ними. Таким образом, двойной зонд в целом является изолированной системой, не связанной с потенциалом какого-либо другого электрода в газовом разряде. Это позволяет использовать его для измерений параметров плазмы в тех случаях, когда в ней нет электродов с заданным потенциалом, относительно которых можно было бы изменять потенциал одиночного зонда. Примером может служить плазма высокочастотного разряда, безэлектродного вихревого разряда, распадающаяся плазма и т. п.

Примерный вид вольт-амперной характеристики двойного зонда показан на рис. 25. Токи, идущие на каждый из зондов, должны быть равны по величине и противоположны по знаку, так как в целом система зондов изолирована. Ток каждого зонда равен разности электронного и ионного токов. При изменении разности потенциалов между зондами потенциал каждого из них относительно плазмы устанавливается таким образом, чтобы их токи оставались равными друг другу.

Если зонды совершенно одинаковы и плазма однородна, то ток в цепи зондов равен нулю в точке U_0 , в которой разность потенциалов ΔU , приложенная от внешнего источника, равна разности потенциалов между теми участками плазмы, в которых расположен каждый зонд. Тогда оба зонда имеют потенциал, равный потен-

циалу изолированного зонда. Если теперь между зондами приложить более высокую разность потенциалов, чем ΔU , то потенциал одного зонда станет выше, а другого ниже, чем потенциал изолированного зонда, вслед-

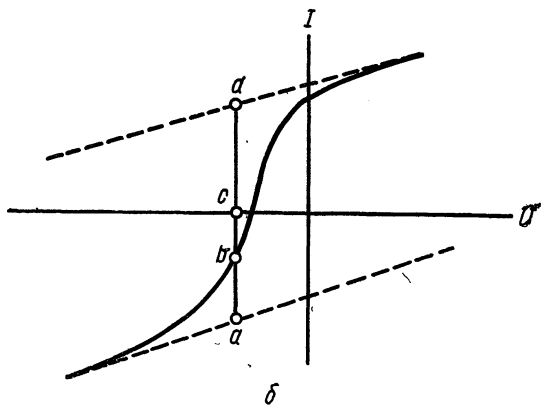
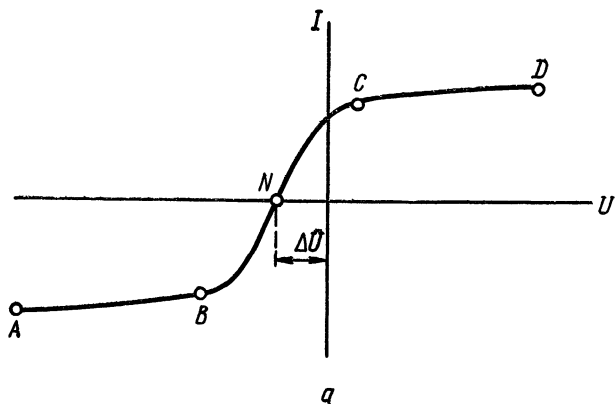


Рис. 25. Вольт-амперные характеристики двойного зонда:
 а — симметричная; б — несимметричная.

ствие чего в их цепи будет протекать ток, величину которого можно определить из однозондовой характеристики. При этом на один зонд преобладает ток электронов, а на другой — ионов. Так как электронный ток экспоненциально возрастает с увеличением потенциала, то потенциал положительного зонда может быть лишь нем-

ного выше потенциала изолированного зонда. Поэтому при достаточно большой разности потенциалов почти вся она равна потенциалу отрицательного зонда относительно изолированного зонда.

По этой причине на удаленном участке AB и CD изменяется практически лишь потенциал отрицательного зонда, причем почти весь ток на него является ионным током, вследствие чего в этой области двухзондовая характеристика совпадает с однозондовой.

Выражение для характеристики в области BC можно получить из условия равенства величины токов на каждый из зондов. Обозначим U' — потенциал плазмы относительно первого зонда, U'' — то же относительно второго зонда, $I(U)$ — ток в цепи зондов.

Очевидно, что

$$U' - U'' = U - \Delta U, \quad (5.1)$$

где U — разность потенциалов между зондами. Так как оба зонда имеют отрицательный потенциал относительно плазмы, то электроны являются отталкивающимися частицами, и для вычисления их тока справедливо выражение (3.3).

Тогда из равенства величин токов получим

$$I(U) = I_i(U') - I_{0e} e^{-\frac{eU'}{kT_e}} = I_{0e} e^{-\frac{eU''}{kT_e}} - I_i(U''). \quad (5.2)$$

Для того чтобы из уравнений (5.1) и (5.2) получить уравнение зондовой характеристики, необходимо знать зависимость тока ионов от потенциала зонда. Если положить, что ионный ток не зависит от потенциала, т. е. характеристика хорошо насыщается, то, исключая U' и U'' из (5.1) и (5.2), получим

$$I(U) = I_i \operatorname{th} \frac{e(U - \Delta U)}{2kT_e}. \quad (5.3)$$

Выражение (5.3) достаточно хорошо соответствует участку BC характеристики. При больших потенциалах соответствие с реальной характеристикой хуже, так как формула (5.3) приводит к строгому насыщению, которое на практике не наблюдается.

В работе [35] вычислена характеристика в предположении линейной зависимости тока ионов от потенциала в области насыщения, которая лучше соответствует

реальной характеристике. При этом для симметричной характеристики при $\Delta U=0$ имеем

$$I(U) = A + \frac{kT_e S}{e} (\ln AI_i) \operatorname{th} \frac{eU}{2kT_e} + US - \frac{kT_e S}{e} \delta, \quad (5.3a)$$

где

$$S = \frac{\partial I_i}{\partial U} = \text{const (в области насыщения);}$$

$$A = I_i(U=0);$$

$$\delta = \frac{eU}{kT_e} - \left[1 - \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \right]^{-1} \left\{ \ln \left(e^{\frac{eU}{kT_e}} + 1 \right) - e^{-\frac{eU}{kT_e}} \ln \left[1 + \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \right] \right\}.$$

В случае линейной зависимости ионного тока от потенциала в области насыщения имеется следующая связь между производными ионного тока в этой области и в точке $U=0$:

$$S = 2 \left(\frac{dI_i}{dU} \right)_{U=0}.$$

Если зонды неодинаковы либо плазма неоднородна, двухзондовая характеристика оказывается несимметричной относительно нуля тока.

Здесь уравнение (5.2) несправедливо, и его следует заменить таким:

$$I(U) = I_{0e}'' e^{-\frac{eU''}{kT_e}} - I_i''(U'') = I_i'(U') - I_{0e}' e^{-\frac{eU'}{kT_e}}. \quad (5.4)$$

Здесь

$$I_{0e}'' = en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} S'';$$

$$I_{0e}' = en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} S';$$

S'' и S' — площади поверхности первого и второго зондов; I_i'' и I_i' — ионные токи на первый и второй зонды.

Кроме возможности использования в безэлектродных разрядах двойной зонд обладает и другими преимуществами. В первую очередь сюда следует отнести возмож-

ность проведения измерений при наличии колебаний потенциала плазмы, характерных для сильноточных разрядов с большой плотностью тока, а также в некоторых других случаях. Эти колебания приводят к искажению усредненной зондовой характеристики ввиду ее нелинейности (см. § 9.2). В случае двойного зонда существенными являются лишь колебания разности потенциалов между участками плазмы, в которых находятся зонды. Эти колебания могут быть намного меньше, чем в случае одиночного зонда, особенно если зонды соединены низкоомным сопротивлением [37].

Важным является и то, что двойной зонд может применяться для измерений в достаточно сильных магнитных полях. Это связано с тем, что для двойного зонда определяющим является ионный ток насыщения. Ток в цепи зонда не может превышать этот ток. При небольших размерах зонда ионы остаются незамагниченными даже в достаточно сильных магнитных полях (см. гл. 7), вследствие чего ионная часть характеристики может быть рассчитана по теории для плазмы без магнитного поля. Замагниченность же электронов при измерении концентрации не является определяющим фактором для двойного зонда, так как их ток необходим лишь для полной компенсации ионного тока, что осуществляется даже в сильных магнитных полях.

К недостаткам двойного зонда следует отнести невозможность определения с его помощью потенциала пространства.

§ 5.2. МЕТОД ПРОТИВОЗОНДА И ТРОЙНОГО ЗОНДА

Метод противозонда заключается в измерении вольт-амперной характеристики изолированной двухзондовой системы, в которой размеры одного зонда намного превышают размеры другого [36]. В этом случае ток на малый зонд, ввиду небольшой площади его поверхности, очень мал по сравнению с токами электронов и ионов на большой зонд. По этой причине малый зонд вносит лишь небольшой вклад в баланс токов большого зонда. Поэтому при изменении разности потенциалов между зондами потенциал большого зонда практически остается неизменным и равным потенциалу изолированного зонда. При этом необходимо, чтобы

разница в размерах зондов была достаточно большой, чтобы электронный ток малого зонда даже при его положительном потенциале мог быть скомпенсирован током большого зонда, потенциал которого лишь немного ниже $U_{и}$. В этом случае потенциал малого зонда практически равен приложенной разности потенциалов. Следовательно, потенциал малого зонда может в этом случае изменяться в широких пределах от больших отрицательных величин до положительного потенциала относительно плазмы.

Большой зонд, называемый противозондом, играет роль «опорного» электрода с потенциалом, близким к плазменному, относительно которого и изменяется потенциал малого зонда. Характеристика такой системы практически совпадает с характеристикой одиночного зонда Ленгмюра. В случае однородной плазмы для такой системы справедливо уравнение (5.4). Дифференцируя это уравнение и пренебрегая производными ионного тока, получаем

$$I_{0e}'' e^{-\frac{eU''}{kT_e}} dU'' = - I_{0e}' e^{-\frac{eU'}{kT_e}} dU'. \quad (5.5)$$

Отнесем левую часть к малому зонду, а правую (одн штрих) — к противозонду. Найдем критерий применимости противозонда из уравнения (5.5). Для этого положим, что потенциал малого зонда близок к потенциалу плазмы ($U'' \approx 0$), а потенциал противозонда равен потенциалу изолированного зонда ($U' \approx U_{и}$). Учтем, что при $U = U_{и}$ ток ионов равен току электронов.

Тогда из (5.5) получим

$$\left| \frac{dU'}{dU''} \right| = \frac{I_{0e}'}{I_i(U_{и})}. \quad (5.6)$$

Двухзондовая характеристика будет практически совпадать с однозондовой, если выполняется неравенство $dU' \ll dU''$, т. е.

$$\frac{I_{0e}'}{I_i(U_{и})} \ll 1. \quad (5.7)$$

Из результатов, полученных в гл. 3 и 4, следует, что

$$I_i(U_{и}) = kn_0 e S_c \left(\frac{kT_e}{M_i} \right)^{1/2},$$

где k — порядка единицы. Если толщина слоя невелика, то $S_c \approx S'$, и тогда из (5.7) имеем следующее условие применимости метода противозонда:

$$\frac{S'}{S''} \gg \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (5.8)$$

где S' и S'' — площади поверхности противозонда и зонда соответственно.

Таким образом, в случае водородной плазмы площадь противозонда в несколько сот раз должна превышать площадь зонда; для более тяжелых газов это различие должно быть еще больше. Отсюда следует основной недостаток метода: противозонд из-за своих больших размеров приводит к значительно большему возмущению плазмы, чем маленький одиночный зонд.

Критерий (5.8) справедлив для случая, если и зонд, и противозонд помещены в однородную плазму. Иногда, для предотвращения возмущения разряда, противозонд размещают на периферии в области пониженной концентрации частиц. Тогда условие (5.8) является недостаточным и отношение площадей должно быть еще большим.

Размеры зонда можно уменьшить, используя трехзондовую систему (тройной зонд [35, 38]). Схема измерения методом тройного зонда показана на рис. 26. Вся система зондов изолированная, поэтому сумма токов на все зонды должна быть равна нулю:

$$I' + I'' + I''' = 0. \quad (5.9)$$

Напряжение между зондами регулируется потенциометром. Для того чтобы с помощью этой системы получить однозондовую характеристику, потенциал зонда 3 удерживают таким, чтобы ток в его цепи был равен нулю. В этом случае потенциал этого зонда равен потенциалу $U_{\text{н}}$, и, следовательно, разность потенциалов U_2 равна потенциалу зонда 2 относительно потенциала $U_{\text{н}}$.

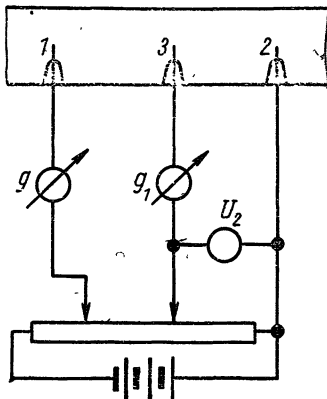


Рис. 26. Схема измерения методом тройного зонда.

Ток в цепи зонда 2 равен току в цепи зонда 1, измеряемому гальванометром g . Действительно, в этом случае $I''' = 0$, и из (5.9) имеем

$$I' = -I''.$$

Таким образом, измеряя ток I' в зависимости от напряжения U_2 , получим однозондовую характеристику второго зонда. Роль зонда 1 заключается в том, что его ток должен компенсировать ток зонда 2; зонд 3 является опорным, относительно которого измеряется потенциал.

Очевидно, электронную ветвь характеристики зонда можно получить лишь до такого тока, который будет скомпенсирован ионным током насыщения зонда 1. Поэтому если зонды 1 и 2 имеют одинаковые размеры, то такой способ позволяет получить лишь начальную часть электронной характеристики. Для измерения всей характеристики необходимо, чтобы размер первого зонда был достаточно большим по сравнению со вторым. Соотношение площадей, как нетрудно показать, должно удовлетворять условию

$$\frac{S'}{S''} \gg \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}. \quad (5.10)$$

Этот критерий менее жесткий, чем критерий применимости метода противозонда. Существует модификация метода тройного зонда, в которой используется зонд 2 с переменной площадью поверхности [39].

§ 5.3. МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЕ ЗОНДЫ

Одноэлектродный зонд позволяет определить энергетический спектр заряженных частиц по существу методом торможения в слое объемного заряда, окружающем зонд. Однако он не позволяет получить отдельно ионную и электронную характеристики. В «неподвижной» плазме при положительном потенциале зонда электронный ток на два-три порядка превышает ток ионов. Поэтому получить кривую торможения ионов на фоне такого большого тока электронов практически невозможно. Вследствие этого одиночный зонд не позволяет измерить температуру ионов. По той же причине нельзя получить энергетический спектр быстрых электронов, ток которых намного меньше ионного тока насы-

щения. Кроме того, невозможно получить истинное насыщение токов на зонд, что затрудняет обработку характеристик (см. гл. 9).

Другим недостатком одноэлектродных зондов является влияние различных видов эмиссии с поверхности зонда на результаты измерений. В условиях интенсивного ультрафиолетового излучения и большого количества метастабильных атомов этот эффект может сильно исказить результаты измерений даже по порядку величины. Следует отметить также, что при больших потенциалах зонда он может сильно возмущать окружающую плазму, а также влиять на режим разряда.

Эти недостатки значительно уменьшаются при использовании устройств, называемых многоэлектродными зондами [12, 40]: Двухэлектродный зонд, впервые примененный Ленгмюром [42], схематически изображен на рис. 27, а. Он состоит из плоского коллектора K и сетки C , установленной перед коллектором со стороны плазмы. Роль этой сетки заключается в том, чтобы отсечь электроны плазмы. Для этого на нее подается большой отрицательный потенциал. Электроны отталкиваются полем сетки, а ионы из плазмы проходят через ее ячейки к коллектору. Такой процесс иногда называют разрывом плазмы. На коллектор подают положительный потенциал, тормозящий ионы. Изменяя этот потенциал, можно получить кривую задержки ионного тока, которая приведена на рис. 27, б. До коллектора доходят лишь ионы, энергия которых превосходит задерживающую разность потенциалов между плазмой и коллектором. Таким образом, в случае направленного потока ионов кривая задержки представляет собой интегральный энергетический спектр, из которого графическим дифференцированием можно получить дифференциальный спектр. По величине полного ионного тока на зонд можно оценить плотность ионов в плазме (см. гл. 9). Изменив полярность потенциалов на сетке и коллекторе, можно выделить и проанализировать электронную компоненту плазмы.

Хотя двухэлектродный зонд и позволяет получить раздельно кривые задержки ионов и электронов, он имеет следующие недостатки: высокий потенциал на сетке приводит к сильному возмущению плазмы; недостаточно эффективно подавляется фотоэлектронная и вторичная эмиссия с электродов. Поэтому более широко при-

меняются трех- и четырехэлектродные зонды, в иногда и зонды с большим числом электродов.

Схемы этих зондов приведены на рис. 28. Трехэлектродный зонд, впервые примененный в работе [40], сос-

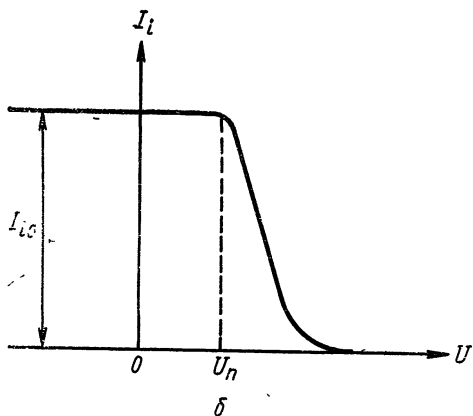
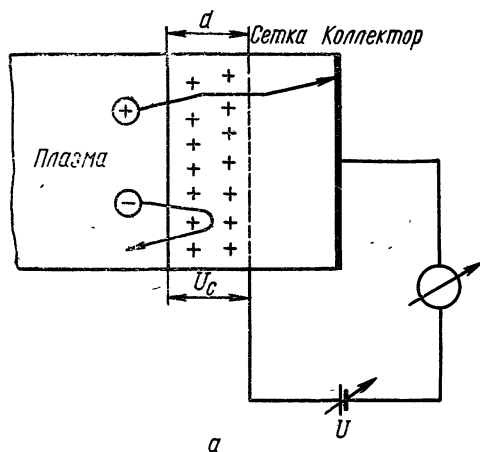


Рис. 27. Двухэлектродный зонд (а) и кривая задержка ионного тока на плоский двухэлектродный зонд (б).

тоит из двух сеток и коллектора. Разрыв плазмы с выделением ионной компоненты осуществляется с помощью сетки C_2 , на которую подают достаточно высокий отрицательный потенциал относительно плазмы

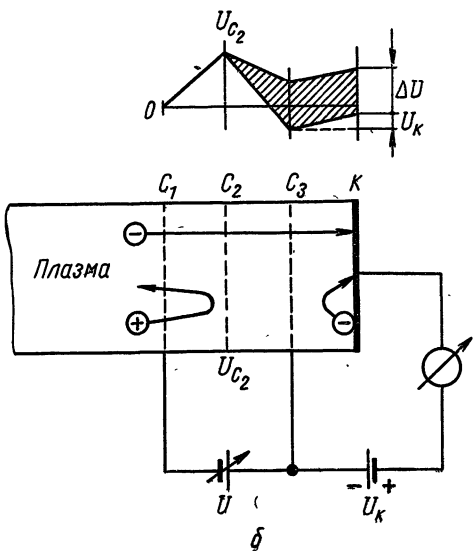
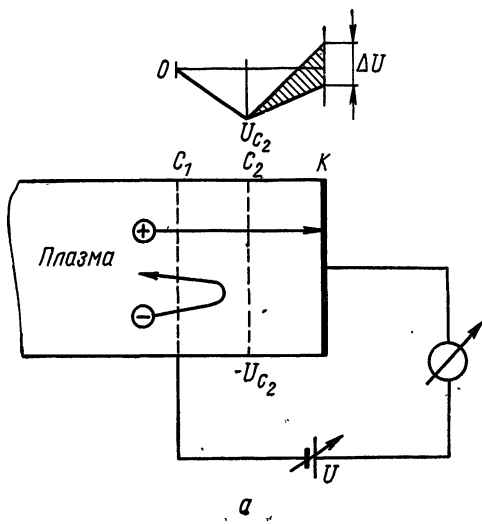


Рис. 28. Схемы трехэлектродного (а) и четырехэлектродного (б) зондов.

Сетка C_1 служит для экранировки плазмы от поля сетки C_2 . Кривую задержки измеряют, изменяя положительный потенциал коллектора. Потенциал сетки C_1 должен быть близок к потенциалу плазмы. В частности, он может быть равен потенциалу изолированного зонда. Так как электрическое поле коллектора почти не проникает за пределы сетки C_1 , собирающая поверхность зонда практически не изменяется при изменении задерживающего потенциала, вследствие чего кривые задержки трехэлектродного зонда имеют хорошее насыщение.

Недостатком трехэлектродного зонда, как и двухэлектродного является влияние вторичной эмиссии при измерении кривых задержки электронов. В этом случае коллектор находится под отрицательным напряжением относительно сетки C_2 , вследствие чего вторичные электроны и фотоэлектроны уходят с коллектора, образуя в его цепи фоновый ток. При измерении кривой задержки ионов полярность электродов обратная, поэтому уход электродов с коллектора затруднен.

Для подавления токов вторичных электронов и фотоэлектронов в четырехэлектродном зонде используется дополнительная сетка C_3 , которую называют супрессорной. На нее подают отрицательный относительно коллектора потенциал, создающий тормозящее поле для вторичных электронов. Кроме того, эта сетка экранирует сетку C_2 от поля коллектора, которое, проникая в ячейки последней, снижает величину эффективного потенциала в ее плоскости, что может привести к разрушению слоя объемного заряда между сеткой C_2 и плазмой. Как будет видно из дальнейшего, в последнем случае разрыва плазмы не происходит и к коллектору приходят частицы обоих знаков. Анализ частиц по энергиям возможен изменением потенциала сетки C_3 или коллектора.

Таким образом, распределение потенциалов в четырехэлектродном зонде при анализе электронов такое: потенциал на сетке C_1 близок к потенциалу плазмы; на сетке C_2 — высокий положительный потенциал, достаточный для разрыва плазмы; на сетке C_3 — переменный анализирующий потенциал, отрицательный относительно коллектора.

Потенциал сетки C_3 должен быть больше (по модулю) потенциала коллектора на 100—200 в. Схема измерения с анализирующим потенциалом на коллекторе имеет то неудобство, что здесь необходимо подавать

потенциал на коллектор через чувствительное измерительное устройство. Анализ с помощью переменного напряжения на сетке C_3 лишен этого недостатка, однако в этом случае ухудшается энергетическое разрешение (см. ниже). Для того чтобы при этом потенциал коллектора оставался неизменным, перед ним необходимо установить дополнительную супрессорную сетку.

Наличие супрессорной сетки позволяет лишь уменьшить величину фототоков и токов вторичных электронов, но не устраняет их полностью.

Недостатком четырехэлектродного зонда при неизменном потенциале коллектора является изменение фототока при изменении разности потенциалов между коллектором и сеткой C_3 , что приводит к искажению зондовой характеристики. Этот эффект особенно важен в условиях измерений при высокой интенсивности ультрафиолетового излучения и малой плотности плазмы. Для его устранения может быть использована еще одна сетка, введенная между сетками C_2 и C_3 и служащая для анализа частиц по энергиям, для чего на нее подают переменный потенциал. Потенциалы остальных электродов остаются постоянными. Эта же сетка может служить для модуляции тока заряженных частиц, что позволяет повысить чувствительности измерений.

Рассмотрим некоторые особенности и параметры многоэлектродных зондов. Оценим величину напряжения, которое необходимо подавать на сетку C_2 для разрыва плазмы. Разрыв плазмы с отсечением электронов произойдет при соблюдении таких условий [8]:

$$2d_c > h(C_2); \quad (5.11)$$

$$\frac{eU_{C_2}}{kT_e} \gg 1, \quad (5.12)$$

где $h(C_2)$ — размер ячейки сетки C_2 ; d_c — толщина слоя объемного заряда у поверхности этой сетки; U_{C_2} — ее потенциал.

Действительно, для того чтобы плазма не проникала за сетку, поверхность последней должна быть отделена от плазмы непрерывным слоем объемного заряда ионов. Если толщина этого слоя меньше размера ячейки, то такой непрерывный слой не образуется. Тогда каждую проволочку сетки окружает тонкий экранирующий слой объемного заряда, а плазма протекает внутрь зонда.

Однако условие (5.11) не является достаточным для отсечения электронов. Чтобы количество прошедших электронов было небольшим, необходимо выполнение условия (5.12). В этом случае, согласно формуле (3.3), плотность тока электронов, прошедших к коллектору, экспоненциально мала. Для достаточно холодной и плотной плазмы обычно при выполнении условия (5.11) выполняется и условие (5.12). При отсечении ионов необходимо выполнение условий, аналогичных (5.11) и (5.12). Толщину слоя объемного заряда для большого зонда можно оценить из закона трех вторых для плоского диода (1.21.а). В случае анализа ионов, исключая i_i из (1.21.а) и (4.7) и полагая $k=0,4$, получаем для неизотермической «неподвижной» плазмы при $T_i \ll T_e$

$$d_c^2 = 6,2 \cdot 10^5 \frac{U_{C_2}^{3/2}}{n_0 T_e^{1/2}}, \quad (5.13)$$

где d_c — толщина слоя, см; U_{C_2} — потенциал сетки C_2 , в; T_e — температура, эв; n_0 — концентрация электронов, см⁻³. По этой формуле можно оценить напряжение U_{C_2} , необходимое для разрыва плазмы с отражением электронов, полагая $d_c = \lambda/2$. Формула (5.13) в случае движущейся плазмы неверна, если направленная скорость ионов U_0 порядка или больше тепловой. При условии $v_0^2 \gg 2kT_i/M_i$ для вычисления толщины слоя объемного заряда воспользуемся уравнениями (6.2) и (6.7), откуда следует

$$d_c^2 = 2,22 \cdot 10^8 \frac{U_{0i}}{n_0} \left[\frac{1}{9} \left(\sqrt{1 - \frac{U_{C_2}}{U_{0i}}} - 1 \right)^3 + \sqrt{1 + \frac{U_{C_2}}{U_{0i}}} - 1 \right]. \quad (5.14)$$

Здесь потенциал U_{0i} и U_{C_2} , в.

Если отражаются ионы плазмы и анализируются электроны, то слой объемного заряда у сетки создается электронами. Если для величины электронного тока насыщения воспользоваться выражением (3.3), то

$$d_c^2 \approx 8,8 \cdot 10^5 \frac{U_{C_2}^{3/2}}{n_0 T_e^{1/2}}. \quad (5.15)$$

Определим эффективность регистрации заряженных частиц многоэлектродным зондом α , которая представляет собой отношение потока частиц, регистрируемых коллектором J_k , к потоку частиц $J_{оп}$, выходящих из плазмы в сторону сетки S_2 . Часть ионов, выходящих из плазмы, попадает на боковые стенки зонда и на сетки.

Кроме того, необходимо учитывать возможность неполной нейтрализации ионов на коллекторе и выбирания им вторичных электронов:

$$\alpha = \frac{J_k}{J_{оп}} = a\xi \prod_i \omega_i, \quad (5.16)$$

где a — коэффициент, учитывающий геометрический фактор коллектора по отношению к входу в зонд; ξ — коэффициент, учитывающий вероятность нейтрализации и вторичной эмиссии; $\prod \omega_i$ — произведение коэффициентов, учитывающих поглощение частиц сетками.

Коэффициент ω_i зависит от энергии ионов и потенциала i -й сетки. Если этот потенциал намного меньше энергии анализируемых частиц, то ω_i есть геометрическая прозрачность стенки:

$$\omega_i = \frac{h - \delta}{h}, \quad (5.17)$$

где δ — диаметр проволоки сетки; h — шаг ее намотки (для однорядной сетки).

Если потенциал сетки имеет полярность, при которой частицы притягиваются к ее виткам, то их уход на сетку возрастает по сравнению с выражением (5.17).

Как известно из теории электронных ламп, в этом случае может осуществляться два режима: режимы возврата и прямого перехвата частиц [41, 44, 46]. Тип режима зависит от соотношения потенциалов на данной сетке и последующем электроде, а также от геометрии — шага намотки и расстояния между сетками. Режим возврата может осуществляться лишь в том случае, когда потенциал данной сетки превышает потенциал последующего электрода. Чем меньше шаг сетки и больше расстояние от нее до последующего электрода, тем при более высоком потенциале происходит переход от режима прямого перехвата к режиму возврата.

Коэффициент ω_i можно вычислить, зная коэффициент токораспределения k_i :

$$k_i = \frac{I_1}{I_{ci}}, \quad (5.18)$$

где I_1 — поток частиц, прошедших через сетку и достигших следующего электрода; I_{ci} — поток частиц на сетку.

Приведенные в литературе по электронным лампам выражения для коэффициентов токораспределения [44, 46] выведены в предположении равенства нулю начальной скорости электронов; поэтому они могут дать неверный результат в нашем случае, где следует учитывать начальную скорость частиц.

Токораспределение в режиме перехвата можно рассчитать, исходя из приближенного соотношения:

$$k_i = \frac{j_d}{j_{ci}} \cdot \frac{S_d}{S_{ci}}. \quad (5.19)$$

Здесь S_d и S_{ci} — площадь отверстий сетки и площадь проводов соответственно; j_d и j_{ci} — плотность тока между проводами и на провода сетки соответственно. Учитывая соотношения $j = \rho v$; $v = \sqrt{\frac{(U + U_{oi}) 2e}{M}}$, где U — потенциал пространства в данной точке, eU_{oi} — начальная энергия частиц, получаем

$$k_i = \frac{h - \delta}{\delta} \left(\frac{U_d + U_{oi}}{U_{ci} + U_{oi}} \right)^{1/2}.$$

Здесь U_d — усредненный (действующий) потенциал в плоскости сетки между витками, U_{ci} — потенциал рассматриваемой сети.

По аналогии с выводом для электронной лампы, используя понятие нормального потенциала [46] для случая, когда объемный заряд отсутствует, получим

$$k_i = \frac{h - \delta}{\delta} \left(\frac{\frac{d_i}{d_{i+1}} \cdot \frac{U_{i+1} + U_{i-1}}{U_{oi}} + 1}{\frac{U_{ci}}{U_{oi}} + 1} \right)^{1/2}. \quad (5.20)$$

Здесь U_{i+1} и U_{i-1} — потенциалы последующей и предыдущей сетки соответственно; d_i — расстояние от предыдущей сетки до i -й; d_{i+1} — расстояние от предыдущей

сетки до последующей. Если i -я сетка граничит с плазмой, то d_{i-1} — толщина слоя объемного заряда между сеткой и плазмой.

В случае режима объемного заряда выражение получается более сложным. Например, если $U_{c-1}=0$, то в этом режиме перед первым слагаемым в скобках вместо d_i/d_{i+1} стоит $(d_i/d_{i+1})^{4/3}$.

Наибольший интерес представляет случай, когда $U_{c+1} \approx U_{c-1} \approx 0$. Действительно, в трехэлектродном зонде первая сетка имеет потенциал, близкий к нулю. Вторая сетка при анализе спектра ионов имеет высокий отрицательный потенциал и «отсасывает» часть ионов. Ток насыщения коллектора получаем при его потенциале, близком к нулю. Если при этом расстояние между сетками намного превышает шаг намотки, то обычно осуществляется режим прямого перехвата, и из (5.20) имеем

$$k_i = \frac{h-\delta}{\delta} \left(1 + \frac{U_{ci}}{U_{oi}}\right)^{-\beta}. \quad (5.21)$$

Коэффициент β , согласно приведенному приближенному расчету, равен 0,5. Экспериментальные данные лучше соответствуют величине $\beta=0,6$.

Из выражений (5.20) и (5.21) видно, что начальная скорость частиц весьма существенно влияет на токораспределение между сетками и коллектором в случае, когда начальная энергия (в электронвольтах) одного порядка или больше потенциала поглощающей сетки или последующего электрода. Действительно, если пренебречь начальной скоростью частицы, то из закона токораспределения при $U_{c+1}=0$ [46] получим $k_i=0$, т. е. все частицы поглощаются сеткой. Выражение (5.21) дает совсем иной результат; например, даже при $U_{oi} \approx 0,1 U_{ci}$ и $\frac{h-\delta}{\delta} = 4$ имеем $k_i=1$.

Коэффициенты ω_i выражаются через коэффициенты k_i так:

$$\omega_i = \frac{k_i}{k_i + 1}. \quad (5.22)$$

При $\frac{U_{ci}}{U_{oi}} \ll 1$ формула (5.22) переходит в простое выражение (5.17), так как в этом случае поглощение определяется только прозрачностью сетки.

На рис. 29 содоставлены результаты расчета ослабления потока ионов по формулам (5.22) и (5.21) при $\beta=0,6$ с экспериментальными данными. Экспериментальное исследование ослабления пучка ионов (N^+) осуществлялось с помощью многосеточного зонда и ионного источника, позволяющего варьировать энергию

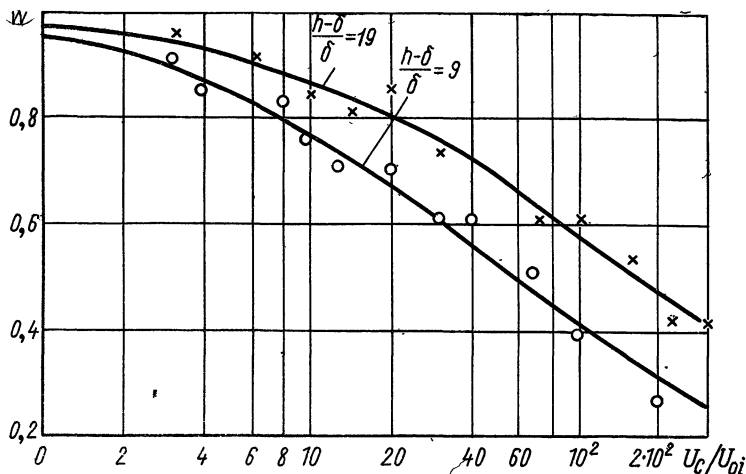


Рис. 29. Зависимость ослабления потока ионов от потенциала сетки.

ионов в диапазоне от 30 до 300 эв. Измерения проводились для двух сеток с разной прозрачностью. Как видно из рис. 29, формулы (5.22) и (5.21) хорошо соответствуют экспериментальным данным. Таким образом, для сетки с высокой прозрачностью перехват ионов становится существенным при условии $\frac{U_{ci}}{U_{oi}} \geq 1$, т. е.

при анализе частиц низких энергий. Если в системе имеется несколько сеток с высоким притягивающим потенциалом, для них необходимо вычислить коэффициенты w_i и подставить в формулу (5.16). При достаточно высоком потенциале сетки C_i происходит переход в режим возврата [см. (5.25)].

Величина коэффициента a в формуле (5.16) также зависит от начальной энергии и характера распределения частиц по скоростям. Для трехэлектродного зонда в случае направленного потока частиц $a \approx 1$, если ось зонда совпадает с направлением их движения.

При изотропном распределении скоростей и $E_0 \gg eU_{C_2}$ имеем $a \approx \Omega/2\pi$, где Ω — телесный угол коллектора по отношению ко входу. Если в этом случае $E_0 \ll eU_{C_2}$, то $a \approx 1$. В промежуточном случае при $E_0 \approx eU_{C_2}$ имеем $\Omega/2\pi < a < 1$; при этом необходимо учитывать «фокусирующее» действие сетки, притягивающий потенциал которой способствует собиранию частиц на коллекторе.

Рассмотрим теперь энергетическое разрешение многоэлектродного зонда. Вначале отметим тот факт, что при движении заряженной частицы под углом φ к оси зонда его торможение произойдет при потенциале коллектора, равном:

$$U_K = \frac{E_0}{e} \cos^2 \varphi. \quad (5.23)$$

При изотропном распределении скоростей отсюда нетрудно получить в случае моноэнергетических частиц при $a \approx 1$:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \sqrt{\frac{eU_K}{E_0}}, \quad (5.24)$$

где I_0 — ток насыщения коллектора.

Эта зависимость представляет собой плавно спадающую кривую от $U_K=0$ до $U_K=E_0/e$, причем $\partial I/\partial U_K = \infty$ при $U_K=0$. Отсюда ясно, что в случае $a \approx 1$ при изотропном распределении скоростей кривая торможения не имеет ничего общего с интегральным спектром.

При максвелловском распределении и $a \approx 1$ кривая торможения имеет вид, соответствующий выражению (3.3). Из нее можно вычислить температуру частиц. Если распределение немаксвелловское, его определяют из этой кривой методом, описанным в гл. 9.

Следует отметить, что высокий потенциал на сетке C_2 может привести к существенному искажению энергетического спектра в области низких энергий. Действительно, из выражения (5.21) видно, что отсасывающее действие сетки тем сильнее, чем меньше энергия частиц. Это приводит к относительному обеднению измеряемого спектра в области низких энергий. Для направленного потока частиц, а при $a \ll 1$ и для изотропного распределения многоэлектродный зонд представляет собой спектр-

рѳметр, позволяющий измерять интегральный энергетический спектр частиц. При этом значительно облегчается вычисление функции распределения. Однако даже в случае остро направленного потока частиц разрешающая способность такого спектрометра ограничена. В случае, если анализирующее напряжение подается на коллектор, это связано с искривлением траекторий частиц в поле витков сетки, предшествующей коллектору. Если же анализирующее напряжение подается на сетку (как при анализе электронов в четырехэлектродном зонде), то появляется дополнительный фактор, снижающий разрешающую способность, вызванный «провисанием» потенциала между витками сетки.

Рассмотрим трехэлектродный зонд в режиме анализа ионов. Пролетая между витками сетки C_2 , ионы отклоняются под воздействием высокого отрицательного напряжения на витках этой сетки. Угол отклонения данного иона от направления, нормального к поверхности коллектора, тем больше, чем ближе он пролетает от проволоки сетки. Поэтому, чем ближе проходит траектория ионов от проволоки, тем при меньшем потенциале коллектора он будет отражен от последнего.

Характер движения ионов между сеткой C_2 и коллектором при этом соответствует режиму возврата в электронной лампе [46]. В данном случае, как и выше, при вычислении токораспределения необходимо учесть начальную энергию ионов. Тогда для моноэнергетического потока ионов получим следующее выражение для кривой торможения:

$$\frac{I_K}{I_0} = \frac{4d_1 \left(1 + \frac{U_{0i}}{U_{C_2}}\right)}{h \left[\frac{U_{сд}}{U_{C_2}} \left(\frac{d_1}{d_2} + 1\right) + \frac{U_K}{U_{C_2}} \right]} \left(\frac{1 - \frac{U_K}{U_{0i}}}{1 + \frac{U_{сд}}{U_{0i}}} \right)^{1/2}, \quad (5.25)$$

где d_1 — расстояние между второй сеткой и коллектором; d_2 — расстояние между сетками C_1 и C_2 ; U_{C_2} , U_K — потенциалы второй сетки и коллектора соответственно; $U_{сд}$ — действующий потенциал в плоскости сетки C_2

$$U_{сд} \approx \frac{U_c - DU_K}{1 + D \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)}. \quad (5.26)$$

Здесь D — проницаемость сетки C_2 , которую можно вычислить по формуле для плоских сеток

$$D = \frac{\ln \operatorname{cth} \pi \alpha}{\frac{2\pi}{h} d - \ln \operatorname{ch} \pi \alpha}. \quad (5.27)$$

Здесь h — шаг сетки; $\alpha = \delta/h$; δ — диаметр проволоки; d — расстояние от сетки C_2 до коллектора. Выражение (5.25) справедливо для плоской однорядной сетки при U_K , близком к U_{0i} , когда $I_K < I_0$. Потенциал сетки C_1 при выводе выражения (2.25) полагался равным нулю.

Удобно характеризовать энергетическое разрешение, связанное с рассеянием ионов сеткой, следующей величиной:

$$\gamma_1 = \frac{U_{0i} - U_K^*}{U_{0i}}. \quad (5.28)$$

Здесь eU_{0i} — энергия монокинетических ионов; U_K^* — тормозящий потенциал коллектора, при котором ток этих ионов становится вдвое меньше тока насыщения ($I_K(U_K^*)/I_0 = 0,5$).

Для сетки с низкой прозрачностью величина γ_1 оказывается небольшой (т. е. разрешение хорошее), если U_{C_2}/U_{0i} не очень велико. Так, при $d_1 \simeq d_2 = 5$ мм, $h = 1$ мм, $\delta = 0,1$ мм, $eU_{0i} = 10$ эв и $U_{C_2} = 150$ в имеем $\gamma_1 = 2,5\%$. Однако при такой геометрии и при $U_{C_2}/U_{0i} = 100$ уже имеем $\gamma_1 = 25\%$. Таким образом, разрешение тем хуже, чем выше потенциал второй сетки и больше шаг ее намотки.

При анализе спектра изменением тормозящего потенциала на сетке разрешение может сильно ухудшиться по сравнению с рассчитанным из-за провисания электрического поля между проволочками, вследствие чего потенциал между витками тормозящей сетки ослабляется. Поэтому вблизи витков отражаются ионы с более высокой энергией, чем посередине между ними. Влияние этого эффекта на разрешающую способность можно характеризовать коэффициентом γ_2 :

$$\gamma_2 = \frac{\Delta E}{E_0},$$

где ΔE — полуширина дифференциального спектра, полученного из кривой торможения моноэнергетических частиц с энергией E_0 .

Для характеристики провисания электрического поля между витками сетки можно использовать действующее напряжение U_d в ее плоскости:

$$U_d = \frac{U_c + DU_{c+1} + D(\alpha - 1)U_{c-1}}{1 + \alpha D}, \quad (5.29)$$

где U_c — потенциал тормозящей сетки; U_{c+1} , U_{c-1} — потенциалы последующей и предыдущей сеток соответственно; $\alpha = \left(\frac{d_{c-1} + d_{c+1}}{d_{c-1}}\right)^\omega$; $\omega = 4/3$ в режиме объемного заряда; $\omega = 1$ в пренебрежении объемным зарядом; d_{c-1} и d_{c+1} — расстояния от рассматриваемой сетки до предыдущей и последующей соответственно.

Разрешение γ_2 можно вычислить по следующей эмпирической формуле при $\gamma \ll 1$:

$$\gamma_2 = \kappa \frac{U_{oi} - U_{од}}{U_{oi}}, \quad (5.30)$$

где $U_{од}$ — величина действующего потенциала при $U_c = U_{oi}$; κ — коэффициент порядка единицы.

Коэффициент κ определяют экспериментально для сетки с данной проницаемостью D , измеряя спектры торможения частиц данной энергии E_0 . На рис. 30 приведены такие спектры, измеренные для ионов N_2^+ с энергией 100 эв при разных отрицательных напряжениях U_{c-1} на предшествующей сетке (режим без объемного заряда). Шаг намотки сетки составлял 2 мм, диаметр проволоки 0,1 мм, расстояния между сетками — 5 мм. При этом проницаемость сетки составляет 0,118. Как видно из рис. 30, с ростом отрицательного потенциала U_{c-1} разрешение ухудшается. Это связано с понижением действующего напряжения $U_{од}$ при увеличении U_{c-1} [см. формулу (5.29)]. Приведенные графики позволяют получить

$$\kappa = 1,24.$$

Сравним действие провисания полей с влиянием отклонения траекторий частиц витками. Выше для конкретного случая вычислена величина $\gamma_1 = 2,5\%$. Для той же геометрии при $U_{oi} = 10$ в, $U_{c-1} = -150$ в получим $\gamma_2 = 80\%$. Таким образом, эффект провисания поля значительно превосходит влияние отклонения ионов.

Кроме ухудшения разрешения, как видно из рис. 30, провисание поля приводит к смещению спектра в область более высоких энергий. Величину смещения ΔE_c можно оценить по формуле

$$\Delta E_c = \kappa_c (U_{0l} - U_d), \quad (5.31)$$

где κ_c — коэффициент порядка единицы, который определяют экспериментально по сдвигу спектров на гра-

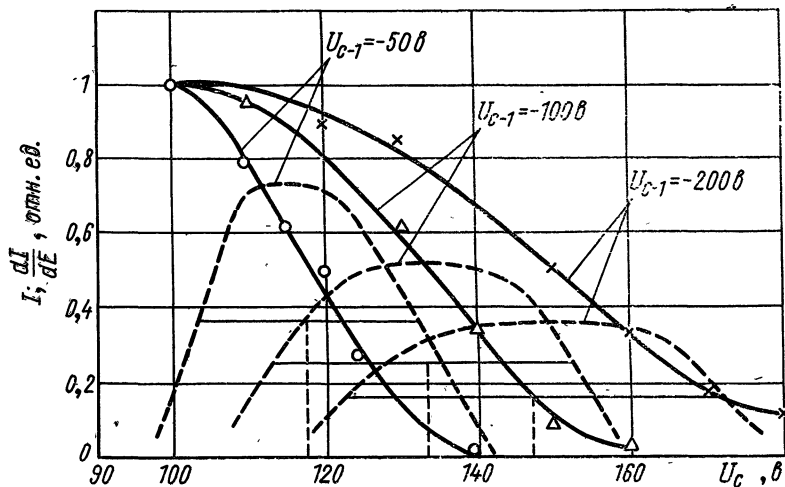


Рис. 30. Спектры торможения моноэнергетического пучка ионов при разных потенциалах сетки U_{c-1} ; $E_0=100$ эв: ———— дифференциальные спектры.

фиках, аналогичных приведенным на рис. 30. Данные этого рисунка дают $\kappa_c=0,8$.

Таким образом, провисание поля между витками тормозящей сетки может привести к значительному искажению характеристики. Для уменьшения этого искажения необходимо, чтобы сетка имела малую проницаемость. Однако уменьшение проницаемости влечет за собой уменьшение прозрачности и эффективности регистрации частиц. В связи с этим имеет смысл делать тормозящую сетку сдвоенной, т. е. состоящей из двух сеток со взаимно перпендикулярным направлением намотки. Проницаемость такой сдвоенной сетки становится примерно равной произведению проницаемостей каждой из них: $D_c \approx D_{c_1} D_{c_2}$, что позволяет резко улуч-

шить разрешающую способность. Прозрачность и эффективность регистрации в многосеточной системе при этом уменьшается незначительно.

В заключение рассмотрим роль объемного заряда при измерениях многоэлектродным зондом. При достаточно высокой плотности плазмы объемный заряд анализируемых частиц влияет на распределение потенциала в пространстве между разрывающей сеткой C_2 и коллектором [44]. В случае трехэлектродного зонда это влияние будет незначительным, если толщина слоя объемного заряда, вычисленная по формуле (5.14) или (5.15), намного превышает расстояние d_2 между этими электродами.

Влияние объемного заряда на прохождение тока между сетками достаточно подробно рассмотрено в теории многосеточных электронных ламп [43—46]. Из нее следует, что при возрастании плотности тока анализируемых частиц между сеткой C_2 и коллектором появляется минимум потенциала. Максимальную плотность тока в такой плоской системе можно рассчитать по формуле

$$j_{\text{макс}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_{C_2}^{1/2} + U_K^{1/2})^3}{d_2^2} a, \quad (5.32)$$

где U_{C_2} и U_K — потенциалы второй сетки и коллектора относительно плазмы, v ; d_2 — расстояние между этими электродами, $см$. При выводе уравнения (5.32) полагали, что $E_0 \ll U_{C_2} \gg kT$, где E_0 и T — энергия направленного движения и температура анализируемых частиц в плазме. При этом минимальная величина потенциала между электродами составляет

$$U_{\text{мин}} = \frac{U_{C_2}}{\left(\sqrt{\frac{U_{C_2}}{U_K} + 1} \right)^2}. \quad (5.33)$$

При достижении плотности тока, равной $j_{\text{макс}}$, минимальный потенциал скачком уменьшается от величины, определяемой уравнением (5.32), до нуля (образуется виртуальный катод). Если затем уменьшать плотность тока, то минимум потенциала сохраняет нулевое значе-

ние до тех пор, пока j не достигнет следующей величины:

$$j'_{\text{макс}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_{C_2}^{3/4} + U_K^{3/4})^2}{d_2^2}. \quad (5.34)$$

Заметим, что при измерении кривых задержки $U_K < 0$, и в скобках при этом имеем знак минус.

Если потенциал второй сетки достаточно высок, так что $E_0 \ll U_{C_2} \gg kT$, то задержка анализируемых частиц происходит при $|U_K| \ll |U_{C_2}|$, и следовательно, в приведенных соотношениях величиной U_K можно пренебречь. Тогда эти соотношения приводят к закону трех вторых, в котором роль анодного напряжения играет потенциал второй сетки. В этом случае при равенстве $d_c = d_2$ распределение потенциала симметрично слева и справа от сетки C_2 , а вблизи коллектора имеем $dU/dx = 0$.

Таким образом, для того чтобы измерение кривых задержки было корректным, плотность тока не должна превосходить величины $j'_{\text{макс}}$, определяемой выражением (5.32) или, в более простом случае, законом трех вторых. Отсюда ясно, что чем выше напряжение на разрывающей сетке C_2 , тем более плотная плазма может быть исследована с помощью зонда. Однако кроме технических трудностей, это напряжение ограничено тем, что при большой его величине значительная часть ионов перехватывается витками сетки. Кроме того, с ростом напряжения увеличивается возмущение плазмы зондом.

Аналогичные требования должны выполняться и для четырехэлектродного зонда.

Приведенные выше соображения о влиянии объемного заряда справедливы для плоских систем, в которых ширина пучка анализируемых частиц намного превосходит расстояние между электродами. В случае очень плотной плазмы применять сетки в многоэлектродном зонде трудно из-за высокой тепловой нагрузки на проволочки, поэтому вместо сеток используются одиночные щелевые диафрагмы.

В этом случае получаем не плоскую, а ленточную геометрию пучка анализируемых частиц. Здесь также необходимо учитывать влияние объемного заряда на их траектории. Для простоты рассмотрим такой ленточный пучок ионов, состоящий главным образом из ионов с энергией $E_1 = Mv_1^2/2$ и небольшой примеси ионов с

энергией $E_2 = Mv_2^2/2$ [8]. Будем считать, что объемный заряд в пучке создается ионами первого типа. Тогда расширение пучка под влиянием объемного заряда можно описать формулой [43]

$$\frac{y_1 - y_{01}}{y_{01}} = \frac{2\pi j_{01} e z^2}{v_1^3 M}. \quad (5.35)$$

Здесь y_1 и y_{01} — текущая и начальная координаты частицы; j_{01} — начальная парциальная плотность тока частиц первого типа. Ось z направлена вдоль продольной оси пучка, ось y — перпендикулярно к средней плоскости пучка; граничное условие: $y'(z=0) = 0$.

Используя соотношение (5.35), а также уравнения движения, непрерывности и Пуассона, получаем такое выражение для траекторий ионов второго типа в поле объемного заряда основных ионов:

$$\frac{y_2 - y_{02}}{y_{02}} = \frac{2\pi j_{01} e z^2}{M v_1 v_2^2}. \quad (5.36)$$

При выводе этого уравнения полагалось, что полем объемного заряда примесных ионов (ионов второго типа) и продольным полем в пучке можно пренебречь; плотность тока по сечению пучка полагалась постоянной.

Так как $\frac{j(z)}{j(z=0)} = \frac{y(z=0)}{y(z)}$, из (5.36) получаем

$$\frac{j_2(z)}{j_1(z)} = \frac{j_{02}}{j_{01}} \cdot \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{1 + a v_1^2}{1 + a v_2^2}, \quad (5.37)$$

где

$$a = \frac{M v_1}{2\pi j_{01} e z^2}.$$

Когда пучок расширяется сильно, т. е. $y(z)/y(0) \gg 1$, то его состав вблизи оси практически не зависит от расстояния, но зависит от соотношения энергий анализируемых частиц:

$$\frac{j_2}{j_1} = \frac{j_{02}}{j_{01}} \cdot \frac{E_2}{E_1}.$$

Таким образом, под влиянием объемного заряда вблизи оси ленточного пучка происходит «обеднение» энергии

ческого спектра в области малых энергий. Если пучок, сформированный после разрывающей диафрагмы, целиком, без диафрагмирования, проходит на коллектор, то это «обеднение» не влияет на результаты измерений. Однако при сильном расплывании пучка даже в этом случае кривые задержки могут быть искажены из-за различного отклонения траекторий ионов разных энергий от направления, параллельного оси системы, что следует из соотношения (5.23).

ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

§ 6.1. ЗОНД В ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

Вопрос об измерении параметров движущейся плазмы приобрел большую актуальность в связи с исследованиями в области электроракетных двигателей [5], магнитогазодинамических преобразователей [6], а также исследованиями ионосферы с помощью ракет и искусственных спутников Земли [48]. Кроме того, быстродвижущиеся плазменные потоки и сгустки используются в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу [4].

В связи с этим представляет большой интерес распространение метода электрических зондов на движущуюся плазму, в которой распределение частиц по скоростям заведомо отличается от максвелловского. Введение зонда в плазменную струю на выходе плазменного источника приводит к значительно меньшему возмущению плазмы и режима разряда, чем, например, при исследованиях горячей плазмы, вследствие чего в первом случае зондовый метод может применяться как один из основных методов измерений.

Для упрощения задачи можно полагать, что в системе координат, которая движется вместе с плазмой, заряженные частицы имеют максвелловское распределение частиц со скоростями [17, 20]. Тогда распределение по скоростям в невозмущенной плазме в лабораторной системе координат имеет вид

$$f_{\alpha}(v) = A \exp \left\{ -\frac{M}{2kT} [(v_x - v_0)^2 + v_y^2 + v_z^2] \right\}, \quad (6.1)$$

где

$$A = \frac{n_0}{\pi^{3/2}} \left(\frac{M}{2kT} \right)^{3/2},$$

v_x, v_y, v_z — проекции скорости на координатные оси; v_0 — направленная скорость плазмы. Прямоугольная система координат выбрана так, что ось x совпадает с направлением движения плазмы. Следует сразу заметить, что аппроксимация (6.1) далеко не всегда соответствует истинному распределению. Если для электронного газа она обычно достаточно справедлива, то для ионов, как и в случае «неподвижной» плазмы, предположение о максвелловском распределении часто является неверным.

В случае неподвижной плазмы, при немаксвелловском распределении, можно считать, что температура ионов T_i характеризует среднюю энергию хаотического движения, если распределение по скоростям изотропно. Как видно из результатов, полученных в гл. 4, такая замена реального распределения на максвелловское мало влияет на зондовую характеристику, если $T_i \ll T_e$.

В плазменных потоках, истекающих из электроразрядных устройств, часто не наблюдается изотропного распределения ионов по скоростям даже в движущейся системе координат. В этом случае «температура» ионов может характеризовать лишь среднюю величину составляющей скорости хаотического движения, которая различна для направлений, параллельного и перпендикулярного v_0 . Часто $\langle T_{\parallel} \rangle > \langle T_{\perp} \rangle$, так как разброс по составляющим скоростей в направлении движения потока превышает разброс в поперечном направлении, что связано с условиями ионизации газа и характером ускорения ионов.

Тем не менее использование аппроксимации (6.1) для плазменных потоков является оправданным даже в этом последнем случае, так как оно позволяет определить качественный характер ионной части зондовой характеристики, а затем получить и более точные результаты.

Рассмотрим плоский зонд в разреженном плазменном потоке [8]. Будем считать, что длины свободных пробегов частиц намного превосходят размеры зонда. Для вычисления зондовой характеристики прежде всего нужно определить ход потенциалов вблизи зонда, для чего необходимо решить уравнение Пуассона.

Для упрощения задачи предположим, что направленная скорость плазмы намного превышает среднюю тепловую скорость ионов (в движущейся системе коор-

динат). Тепловые скорости электронов, напротив, намного превышают направленную скорость, т. е. $v_0 \ll \ll \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$. Это последнее предположение обычно хорошо выполняется; например, при $kT_e = 1$ эв для его выполнения необходимо, чтобы скорость v_0 не превышала 10^7 см/сек. В этом случае, при достаточно высоком отрицательном потенциале зонда, справедливо бoльцмановское распределение. Рассмотрим плоский зонд, установленный перпендикулярно к направлению потока. Тогда, считая задачу одномерной, имеем следующее соотношение:

$$j = en_i v_i = \text{const.} \quad (6.2)$$

Обозначим $E_0 = eU_{0i}$ — энергия направленного движения ионов в невозмущенной плазме. Полагая, что потенциал невозмущенной плазмы равен 0, и учитывая, что $v_0^2 = \frac{2e}{M_i}(U_{0i} + U)$, из (6.2) получим связь между плотностью ионов и потенциалом пространства

$$n_i = n_0 \left(\frac{U_{0i}}{U_{0i} + U} \right)^{1/2}. \quad (6.3)$$

Тогда уравнение Пуассона будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -4\pi en_0 \left[\left(\frac{U_{0i}}{U_{0i} + U} \right)^{1/2} - e^{-\frac{eU}{kT_e}} \right]. \quad (6.4)$$

Граничные условия следующие: $U = U_0$ при $x = 0$ (U_0 — потенциал зонда); $\partial U / \partial x = 0$ при $U = 0$, т. е. в невозмущенной плазме на достаточном удалении от зонда электрическое поле равно 0.

Уравнение (6.4) можно проинтегрировать, после чего в безразмерных переменных получим

$$\left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right)^2 = \left[2b \left(\sqrt{1 + \frac{y}{b}} - 1 \right) + C (e^{-y/C} - 1) \right], \quad (6.5)$$

где

$$\xi = \frac{8\pi n_0 e}{U_0} x; \quad C = \frac{kT_e}{eU_0}; \quad b = \frac{U_{0i}}{U_0};$$

$$y = \frac{U}{U_0}.$$

На рис. 31 приведены результаты численного интегрирования уравнения (6.5). Из них видно, что, в отличие от неподвижной плазмы, в данном случае потенциал вблизи зонда быстро уменьшается до величины, много меньшей, чем kT_e/e . Это справедливо, если

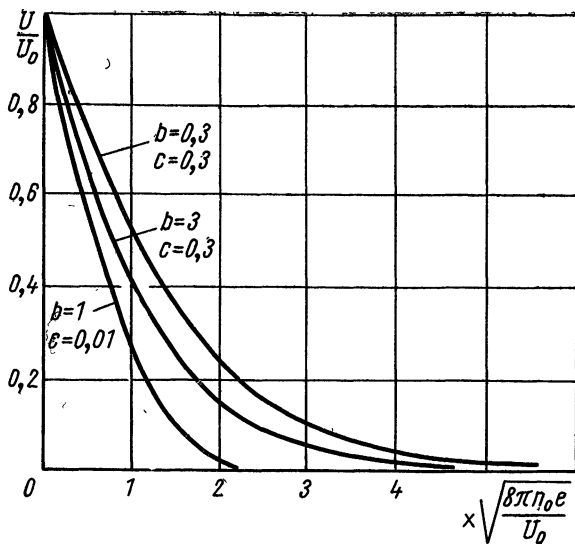


Рис. 31. Распределение потенциала вблизи плоского зонда в движущейся плазме.

$U_{0i} \gg \frac{kT_e}{2e}$. В противном случае величина $\frac{\partial U}{\partial \xi}$ становится мнимой; следовательно, задача не может быть одномерной. Как было показано в гл. 4, это объясняется тем, что при условии $U_{0i} < \frac{kT_e}{2e}$ образования устойчивого слоя не происходит. Покажем, что если $E_0 \gg \frac{kT_e}{2e}$, то имеется неосциллирующее решение для распределения потенциала вблизи границы слоя. По аналогии с соотношением (4.11), при сделанных выше предположениях, интегрированием уравнения Пуассона [граничные условия: $\frac{\partial U}{\partial x}(U_c) = 0$] и разложени-

ем в ряд при малой величине ΔU вблизи границы слоя нетрудно получить

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 = 4\pi n_0 e (\Delta U)^2 \left[\frac{e}{kT_e} - \frac{1}{2(U_{0i} - U_c)} \right]. \quad (6.6)$$

Это уравнение имеет экспоненциальное решение, если $U_c + U_0 < \frac{kT_e}{e}$. Таким образом, если $eU_{0i} \gg \frac{kT_e}{2}$, то осциллирующее решение отсутствует даже при $U_c = 0$.

Вычислим распределение потенциала в слое объемного заряда у плоского зонда. Как и в гл. 4, здесь мы пренебрежем концентрацией электронов, что справедливо при условии $\frac{kT_e}{eU_0} \ll 1$. Пренебрежем также тепловыми скоростями ионов по сравнению с направленной. Тогда из уравнения Пуассона, используя (6.3), получаем при условии на границе слоя $U = 0, \frac{\partial U}{\partial x} = 0$:

$$d^2 = \frac{E_0}{\pi e^2 n_0} \left[\left(1 + \frac{eU}{E_0}\right)^{1/2} - 1 \right] \times \\ \times \left[\frac{1}{9} \left(\sqrt{1 + \frac{eU}{E_0}} - 1 \right)^2 + 1 \right], \quad (6.7)$$

где d — толщина слоя объемного заряда у поверхности зонда. При $E_0 = 0$ выражение переходит в закон трех вторых для плоского диода с ионным потоком.

Если, согласно нашему предположению, $E_0 \gg kT_i$, то при положительном потенциале зонда с приближением к нему при одномерном движении плотность положительных ионов должна возрастать из-за их торможения. В то же время плотность электронов уменьшается, так как их скорость по приближению к зонду растет. Таким образом, в этом случае плоский экранирующий слой объемного заряда у зонда не образуется. Это означает, что вблизи зонда образуется достаточно большая возмущенная зона, в которой движение частиц не является одномерным.

Для устранения этого эффекта плоский положительный зонд в плазменном потоке необходимо искусственно экранировать сеткой, потенциал которой должен быть равен или меньше потенциала плазмы. При этом необходимо, чтобы ток зонда не ограничивался объемным зарядом ионов в пространстве между поверхно-

стью зонда и сеткой. Для этого расстояние d_c между зондом и сеткой не должно превышать некоторой критической величины, которую можно приближенно определить из закона трех вторых для плоского диода. Размер ячейки сетки, в свою очередь, должен быть намного меньше, чем d_c , чтобы распределение потенциала вблизи зонда оставалось одномерным. Таким образом, плоский зонд, помещенный в плазменный поток, оказывается экранированным слоем объемного заряда или сеткой, за пределы которых электрическое поле зонда практически не проникает.

При этом поле зонда за пределами слоя не влияет на движение заряженных частиц, а следовательно, и на их сбор на зонд. Поэтому в данном случае, при соблюдении приведенных условий, ток отталкивающихся частиц на зонд можно вычислить, по Ленгмюру, исходя из их функции распределения в невозмущенной плазме. Используя выражения (1.4) и (6.1), получаем

$$j_i = \frac{en_0c_i}{2\sqrt{\pi}} e^{-z_i^2} + \frac{en_0v_0}{2} [1 - \Phi(z_i)], \quad (6.8)$$

где

$$c_i = \left(\frac{2kT_i}{M_i} \right)^{1/2} \text{ — тепловая скорость частиц;}$$

$$z_i = \frac{\left(\frac{2eU_0}{M_i} \right)^{1/2} - v_0}{c_i};$$

$$\Phi(z) \text{ — интеграл вероятности: } \Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx.$$

Аналогичное выражение получаем для плотности тока электронов. Если $v_0 \ll c$, то из (6.8) получаем соотношение (3.3). Это условие для электронов в большинстве случаев выполняется, поэтому направленное движение плазмы мало влияет на электронную часть зондовой характеристики.

Если пренебречь краевыми эффектами, то изменения эффективной собирающей поверхности с ростом потенциала плоского зонда не происходит. Тогда можно приближенно полагать, что при отрицательном потенциале зонда изменяется только электронный ток, а при положительном — только ионный. При $U_0 = 0$ эти токи

достигают насыщения. При таких предположениях получим выражение для зондовой характеристики:

$$j = \frac{en_0}{2} \left\{ \frac{c_e}{\sqrt{\pi}} e^{-z_e^2} + v_0 [1 - \Phi(z_e)] - \frac{c_i}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_0^2}{c_i^2}} - v_0 \left[1 + \Phi\left(\frac{v_0}{c_i}\right) \right] \right\} \quad (6.9)$$

для

$$U_0 < 0;$$

$$j = \frac{en_0}{2} \left\{ \frac{c_e}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v_0^2}{c_e^2}} + v_0 \left[1 + \Phi\left(\frac{v_0}{c_e}\right) \right] - \frac{c_i}{\sqrt{\pi}} e^{-z_i^2} + v_0 [\Phi(z_i) - 1] \right\}$$

для

$$U_0 > 0,$$

$$n_{0i} = n_{0e} = n_0.$$

Зондовая характеристика, рассчитанная по формуле (6.9), приведена на рис. 32. В отличие от неподвижной плазмы, как видно из рисунка, в плазменном потоке величина ионного тока может составлять значительную часть полного тока зонда даже при $U_0 > 0$. Это позволяет по ионной части зондовой характеристики определять параметры ионной компоненты плазмы: плотность частиц и их распределение по скоростям. В случае неподвижной плазмы, как было отмечено в гл. 5, такая обработка характеристики одноэлектродного зонда затруднена из-за того, что при $U_0 \geq 0$ $j_e \gg j_i$.

Полученные результаты справедливы, если длина свободного пробега частиц превышает размеры зонда. В противном случае необходимо учитывать диффузионные процессы, а также возможность возникновения ударных волн. В работе [32] для случая малых длин пробега предлагается использовать плоский электрический зонд, расположенный в критической точке вблизи вершины затупленного тела, помещенного в плазмен-

ный поток. Впереди этого тела образуется ударная волна и пограничный слой (рис. 33). Зонд расположен в пограничном слое, от которого его отделяет слой объемного заряда. Поскольку течение газа вблизи критической точки в пограничном слое достаточно хорошо

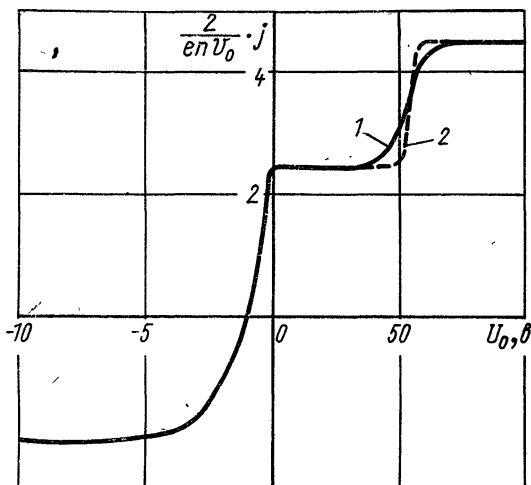


Рис. 32. Зондовая характеристика для плоского зонда в плазменном потоке (H^+).

$$v_0 = 10^7 \text{ см/сек}, T_e = 1 \text{ эв}; \quad 1 - c_i = 10^6 \text{ см/сек}; \\ 2 - c_i = 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}.$$

изучено, то представляется возможным, измерив параметры плазмы в этой зоне, рассчитать затем параметры невозмущенной плазмы вдали от тела.

Вблизи оси системы в пограничном слое появляется тангенциальная составляющая скорости направленного движения u . Эта составляющая тем больше, чем ближе расположена рассматриваемая точка к поверхности; нормальная составляющая соответственно уменьшается. Поэтому, если толщина слоя объемного заряда d_c много меньше, чем толщина пограничного слоя δ_0 , то вкладом направленного движения плазмы в поток частиц на зонд можно пренебречь. В этом случае зондовая характеристика может быть рассчитана так же, как и для «неподвижной» плазмы.

Приведенная в работе [32] теория зонда в критической точке является весьма приближенной и может

служить лишь для оценки порядка величин параметров плазменного потока. В ней используется одновременно гидродинамическое приближение и допущение о больших длинах свободных пробегов заряженных частиц, намного превышающих характерные размеры в рассматриваемой задаче. Как известно, в этом случае для строгого решения задачи следует использовать кинети-

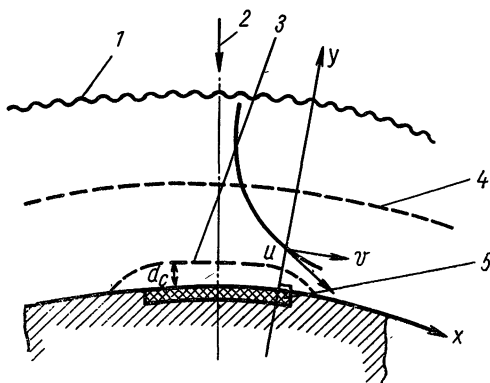


Рис. 33. Структура плазмы, обтекающей затупленное тело:

1 — ударная волна; 2 — невозмущенный поток плазмы; 3 — граница слоя; 4 — граница пограничного слоя; 5 — зонд.

ческую теорию. Кроме того, здесь используется ленгмюровская теория для тока притягивающихся частиц на плоский зонд, что, несмотря на приведенные доводы, совершенно не обосновано при использованном условии $R_0 \ll \delta_0$ и $d_c \ll \delta_0$. Отметим, что пока нет корректной теории для плоского зонда в «неподвижной» плазме, аналогичной теории сферического и цилиндрического зондов.

Решение задачи для сферического зонда в движущейся плазме встречает большие трудности из-за несимметрии возмущенной зоны. Результаты некоторых приближенных расчетов распределения потенциала для этого случая приведены в § 6.3. Приближенные оценки ионных токов насыщения на сферический зонд в движущейся разреженной плазме сделаны в работе [49] в предположении, что толщина слоя вблизи участка поверхности зонда, касательного к направлению

потока, не изменяется по сравнению с неподвижной плазмой. Для этих оценок использовали выражения для потока ионов на плоский зонд, аналогичные формуле (6.8), которая при произвольной ориентировке зонда относительно направления движения и $U_0=0$ имеет вид

$$j_{i\theta} = j_{i0} \left\{ e^{-x_0^2 \cos^2 \theta} + \pi^{1/2} x_0 \cos \theta [1 + \Phi(x_0 \cos \theta)] \right\}, \quad (6.10)$$

где θ — угол между нормалью к поверхности зонда и направлением движения;

$$x_0 = v_0 \left(\frac{M_i}{2kT_i} \right)^{1/2}; \quad j_0 = \left(\frac{kT_i}{2\pi M_i} \right)^{1/2} n_0 e.$$

Обозначая $w = x_0 \cos \theta$, приближенно получаем

$$\left. \begin{aligned} j_{i\theta} &\approx 3,55 j_0 w && \text{для } w > 1; \\ j_{i\theta} &\approx 0,734 j_0 (w + 1,2)^2 && \text{для } 1 > w > -1, 2; \\ j_{i\theta} &\approx 0 && \text{для } w < -1, 2. \end{aligned} \right\} \quad (6.11)$$

Эти соотношения справедливы для потока частиц, набегающего на переднюю часть зонда. В соответствии с выводами § 6.1 будем считать, что электрическое поле зонда слабо проникает за пределы слоя и не влияет на величину ионного тока, что справедливо, если $v_0 \left(\frac{M_i}{2kT_e} \right)^{1/2} > 1$.

Предположим, что поверхность слоя в движущейся плазме не деформируется по сравнению с неподвижной плазмой. Тогда, интегрируя уравнение (6.10), получаем

$$\left. \begin{aligned} I_{i1} &= 2\pi R_c^2 j_0 x_0^{-1/2} (0,408 + 1,775x_0^2) \\ &\text{при } x_0 \gg 1, \end{aligned} \right\} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} I_{i1} &= 0,245 \cdot 2\pi R_c^2 j_0 (4,32 + 3,6x_0 + x_0^2) \\ &\text{при } x_0 < 1. \end{aligned}$$

Для оценки влияния деформации поверхности слоя в движущейся плазме сравним ток I_{i1} с током I_{i2} на диск радиусом R_c , перпендикулярный к потоку, что соответствует «максимальной» деформации. Ток I_{i2} можно вычислить, используя уравнения (6.11), полагая

гая в них $\cos \theta = 1$. Отношение токов I_{i_1} и I_{i_2} на сферическую поверхность и на диск следующее:

x_0	1	2	4	6
I_{i_1}/I_{i_2}	1,23	1,16	1,12	1,09

Из этих данных видно, что при $x_0 > 1$ величина ионного тока на зонд мало зависит от формы передней части собирающей поверхности. Этот ток определяется радиусом R_c слоя объемного заряда в максимальном поперечном сечении поверхности слоя. Если предположить, что этот радиус остается таким же, как и в неподвижной плазме, то, вычислив его из закона трех вторых, по формуле (6.12) (при $x_0 > 1$) можно с хорошей точностью определить ионный ток сферического зонда.

Форму передней части поверхности слоя будем приближенно считать эллипсоидом с малой полуосью вдоль направления движения, равной $R_0 + d_1$, и большой полуосью в поперечном направлении $R_0 + d_2$. Если слой можно считать плоским ($d \ll R_0$), то d_1 определяется из уравнения (6.7) для движущейся плазмы, а d_2 — из закона трех вторых для неподвижной плазмы.

Аналогичные приближенные результаты можно получить, если учесть проникновение электрического зонда в плазму, что необходимо сделать, если $\frac{v_{0i} \sqrt{M}}{\sqrt{kT_e}} < 1$.

§ 6.2. НАПРАВЛЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ В ПЛАЗМЕ

Выше был рассмотрен электрический зонд, помещенный в плазму, движущуюся относительно него как целое. Кроме движения, направленного в одну сторону, часто движение ионов и электронов происходит в противоположных направлениях. В газоразрядной плазме такое движение связано с протеканием тока через газоразрядный промежуток. При протекании тока через газ распределение скоростей заряженных частиц становится неизотропным. В нем имеется направленная составляющая (скорость дрейфа v_d), которая и дает ток этих частиц (§ 1.4).

При высокой скорости дрейфа, сравнимой с тепловыми скоростями частиц, происходит искажение зондовых характеристик. Корректной теории зондовых изме-

рений для этого случая нет. Основная трудность здесь заключается в расчете потенциала, распределение которого вблизи зонда из-за направленного движения становится асимметричным [66].

Вблизи зонда, где происходит экранирование направленных потоков частиц, квазинейтральность плазмы нарушается. Например, если плоский зонд обращен к катоду, то вблизи его поверхности концентрация ионов будет ниже, чем электронов, так как зонд экранирует ионы, движущиеся от анода к катоду. У поверхности зонда, имеющего потенциал невозмущенной плазмы, в этом случае образуется отрицательный объемный заряд электронов толщиной порядка размеров зонда.

Этот объемный заряд влияет на движение заряженных частиц и их ток на зонд, в то время как для неподвижной плазмы при $U_0=0$ движение является невозмущенным и $j=j_0$. Если бы и в случае направленного движения возмущение движения частиц отсутствовало или было незначительным, то плотность объемного заряда в слое достигала бы величины $\frac{n_0 e v_d}{v_e}$ и минимум потенциала был бы равен по порядку величины $U_{\min} \approx \frac{n_0 e R_0^2 v_d}{v_e}$. Например, при $R_0=5$ мм, $n_0=10^{11}$ см⁻³ и $\frac{v_d}{v_e}=10^{-2}$ имеем $U_{\min} \approx 30$ в.

Отсюда видно, что в этом случае даже при малом дрейфе незаряженный зонд должен сильно возмущать движение заряженных частиц плазмы. В связи с этим возмущением величина U_{\min} значительно снижается по сравнению с приведенной. Ввиду возмущения плазмы измерение скорости дрейфа с помощью двух незаряженных плоских зондов, обращенных в противоположные стороны, по разности их токов [67], представляется необоснованным.

В работе Ленгмюра и Мотт-Смита [20] задача о плоском и цилиндрическом зонде при наличии направленного движения компонентов плазмы решалась в пренебрежении искажения потенциала из-за дрейфа частиц. При этом использовали функцию распределения электронов (6.1), что дает для плоского зонда соотношения, совпадающие с (6.9), и аналогичные выражения для цилиндрического зонда. Однако полу-

ченные, таким образом соотношения могут служить в лучшем случае лишь для оценки влияния дрейфа на характеристику отталкивающихся частиц по порядку величины и при малых скоростях дрейфа, так как здесь не учтена асимметрия потенциала в возмущенной зоне вблизи зонда. Для притягивающихся частиц приведенное в работе [20] рассмотрение не учитывает лимитационного движения, что приводит к неверным результатам, как и в случае неподвижной плазмы.

Для изучения пучка быстрых электронов в катодной части разряда использовали плоский зонд [68]. Если эти электроны в движущейся системе координат имеют максвелловское распределение по скоростям, то для зондовой характеристики получим соотношение, совпадающее с (6.9). Если в таком лучке скорость направленного движения много больше тепловой скорости электронов, то из (6.9) имеем

$$j_z = \frac{j_0}{2} [\Phi(z_e) + 1],$$

где $j_0 = en_0v_0$.

Таким образом, функция, обратная $\Phi\left(\frac{2j_e}{j_0} - 1\right)$, должна быть линейной зависимостью корня из потенциала зонда. По наклону графика этой функции можно определить температуру электронов в лучке.

§ 6.3. ОСОБЕННОСТИ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ИОНОСФЕРНОЙ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЕ

Зондовые методы широко используются для измерения параметров ионосферной и космической плазмы с помощью искусственных спутников Земли и ракет [12, 47, 48, 50, 62, 64].

Различают несколько областей ионосферы, расположенных на различных высотах над поверхностью Земли: *D* — область (на высотах от 50 до 85 км); *E* — область (85—140 км); *F* — область (140—600 км); верхняя ионосфера или магнитосфера (до десяти земных радиусов).

Верхняя ионосфера представляет собой разреженный ионизированный газ. Концентрация заряженных частиц n_0 в ионосферной плазме сильно изменяется в течение суток, а также в зависимости от времени года

и солнечной активности. Эти изменения особенно велики на небольших высотах (100—300 км), где плотность электронов колеблется в пределах одного-двух порядков.

Плотность нейтральных частиц (молекул и атомов) резко убывает с увеличением высоты. Если на высоте 100 км она порядка 10^{13} см⁻³, то на высоте 1000 км — всего 10^5 см⁻³. Концентрация заряженных частиц на небольших высотах порядка 100—200 км возрастает с увеличением высоты, а затем убывает, но гораздо медленнее, чем концентрация нейтральных частиц. В связи с этим степень ионизации ионосферной плазмы резко возрастает с увеличением высоты. Так, на высоте 300 км $\frac{n_0}{n_H} = 10^{-3}$, а на высоте 3000 км — $\frac{n_e}{n_H} \approx 1$, т. е. здесь атмосфера сильно ионизована.

Температура ионосферной плазмы возрастает с высотой примерно от 200° К (100 км) до нескольких тысяч градусов на большой высоте (приблизительно 1000 км). На высотах примерно от 150 до 800 км температура электронов может значительно превышать температуру ионов; ниже 150 км $T_i \approx T_H \approx T_e$.

До высоты примерно 80 км молекулярный состав атмосферы практически не изменяется. Выше 80 км возрастает концентрация атомов кислорода, которые образуются в результате диссоциаций молекул. Примерное распределение концентрации ионов и молекул с высотой приведено в табл. 8. В связи с изменением молекулярного состава плазмы средний молекулярный вес M_0 уменьшается от 28 на небольших высотах до единицы в межпланетном пространстве. Средняя длина свободного пробега нейтральных частиц λ_H в верхней ионосфере весьма велика. Так, на высоте 200 км $\lambda_H = 80$ м, а уже на высоте 300 км $\lambda_H = 1$ км. Длины пробега заряженных частиц также большие: $\lambda_e = 100$ м на высоте 200 км и $\lambda_e = 8$ км на высоте 1000 км.

Дебаевский радиус в ионосфере изменяется в пределах 0,1—4 см для высот от 100 до 3000 км. В межпланетной плазме дебаевский радиус достигает нескольких метров. Напряженность магнитного поля Земли изменяется от 0,3—0,6 э для небольших высот до незначительной величины порядка 10^{-4} — 10^{-5} э в межпланетной плазме. В среднем в плоскости геомагнитного экватора $H = 0,31 (R_0/R)^3$ э. В табл. 9 приведены величины основ-

Концентрация ($см^{-3}$) и температура ($^{\circ}К$) нейтральных

Высота, км	n_e	O_2	N_2	O	N	He
60	$1 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{16}$	$5,9 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^7$	$3,9 \cdot 10^{11}$
100	$5 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^{12}$	$3,7 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^8$
200	$1,5 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^7$
300	$6,8 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$
400	$3 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^6$
500	$1,4 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^6$	$5,8 \cdot 10^7$	$8,7 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^6$
700	$3,5 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^1$	$5,5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^6$
1000	$1,3 \cdot 10^5$	—	—	$3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^5$
3000	$3 \cdot 10^4$	—	—	—	—	$3 \cdot 10^3$
(3—4) R_0	(3—5) \times $\times 10^2$	—	—	—	—	—
100 R_0	10^2	—	—	—	—	—

Примечание. Данные на лето 1962 г., минимум солнечной активности, концентрация нейтральных частиц, $см^{-3}$; R_0 — радиус Земли.

* M. Wolt. J. Geophys., Res., 69, 3950 (1964).

ных газокинетических и электрических параметров, характеризующих ионосферную плазму.

Важной характеристикой условий измерений в ионосфере и межпланетной плазме являются интенсивность потоков быстрых заряженных частиц и электромагнитного (ультрафиолетового и рентгеновского) излучения Солнца в окрестностях спутника. Интенсивность потоков быстрых заряженных частиц особенно велика в радиационных поясах [52, 53].

Внутренний радиационный пояс начинается на высотах 400—1000 км и заканчивается на высоте примерно 10000 км. Максимальная величина потока протонов с энергией больше 1 Мэв достигает здесь примерно $3 \cdot 10^4 (см^2 \cdot сек)^{-1}$. Поток электронов с энергией больше 10 кэв достигает порядка $10^9—10^{10} (см^2 \cdot сек)^{-1}$. Внешний радиационный пояс простирается от высот в 1,5—2 и до 6—8 радиусов Земли. Максимальная интенсивность радиации наблюдается здесь на высотах 3—4 радиуса

и заряженных частиц на разных высотах*

H	O ₂ ⁺	NO ⁺	O ⁺	He ⁺	H ⁺	T _H	$\frac{n_e}{n_H}$
1·10 ⁵	1·10 ²	1·10 ¹	1	—	—	—	1,3× ×10 ⁻¹⁵
5·10 ⁶	9·10 ⁴	4,1·10 ⁵	2·10 ³	—	—	230	10 ⁻⁸
8,7·10 ⁵	3·10 ⁵	4,5·10 ⁵	7,5·10 ⁵	1·10 ³	5·10 ¹	450— 800	7·10 ⁻⁵
7,2·10 ⁵	1·10 ⁴	2,8·10 ⁴	6,8·10 ⁶	2,4·10 ⁴	9·10 ²	1000	3·10 ⁻³
6,5·10 ⁵	1·10 ³	3,2·10 ³	3·10 ⁶	3,5·10 ⁴	1,8·10 ³	1500	10 ⁻³
5,9·10 ⁵	1·10 ²	3,7·10 ²	1,3·10 ⁶	4,9·10 ⁴	3,5·10 ³	1800	3·10 ⁻²
4,8·10 ⁵	1	5	2,5·10 ⁵	8,4·10 ⁴	1,15·10 ⁴	2000	7·10 ⁻²
3,7·10 ⁵	—	—	1,2·10 ⁴	9,5·10 ⁴	2,5·10 ⁴	3000	10 ⁻¹
9,2·10 ⁴	—	—	—	2·10 ³	2,8·10 ⁴	4000	0,3
—	—	—	—	—	(3—5)× ×10 ²	—	—
—	—	—	—	—	10 ²	—	—

время дневное. T_H — температура, °K; n_e — концентрация электронов; n_H —

Земли, где поток электронов с E > 20 кэВ достигает 10⁸—10⁹ (см²·сек)⁻¹.

В области полярных сияний, лежащей в районе геомагнитной широты ~67° на высотах от 70 до 1000 км, потоки мягких электронов, вызывающих сияния, могут достигать величины порядка 10¹² см⁻²·сек⁻¹·стер⁻¹ [54]. Энергетический спектр этих электронов простирается от нескольких десятков электронвольт до десятков килоэлектронвольт.

Наконец, приведем параметры солнечного ветра, который представляет собой поток плазмы, выбрасываемой солнечной короной и обтекающей магнитосферу Земли [55]. Плотность этой плазмы вблизи Земли составляет 0,5—30 см⁻³, скорость движения — (3÷8) × 10⁷ см/сек. Соответственно плотность потока заряженных частиц (протонов и электронов) лежит в диапазоне 10⁷÷2·10⁹ см⁻²·сек⁻¹. Поток протонов имеет очень узкую диаграмму направленности (±12°); тепловая же

Газокинетические и электрические параметры ионосферной плазмы

Высота, км	λ_H , см	λ_e , см	ν_e , сек ⁻¹	$\bar{v}_{H,i}$, см/сек	\bar{v}_e , см/сек	D , см	H , э	$\rho_{де}$, см	$\rho_{дi}$, см	ω_e , сек ⁻¹	ω_i , сек ⁻¹
100	10^1	50	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$	$9,4 \cdot 10^6$	1	0,49	~ 1	$2 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
200	$8 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^7$	0,2—1	0,45	~ 2	$4 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
300	10^5	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^7$	0,1—0,7	0,44	~ 3	$5,6 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
400	$7 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	10^3	10^5	$2,2 \cdot 10^7$	0,2—0,4	0,40	~ 3	$5,5 \cdot 10^2$	$7,3 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
500	$6 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^7$	0,3—0,6	0,37	~ 3		$7 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
700	$5 \cdot 10^7$	10^5	$2 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^7$	0,4—0,7	0,35	~ 4	$8 \cdot 10^2$	$6,4 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
1000	$8 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^5$	40	$2 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^7$	1	0,33	~ 5	10^3	$5,7 \cdot 10^6$	$\sim 2 \cdot 10^2$
3000	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^6$	14	$2,3 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^7$	4	0,16	~ 14	$2 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^6$	$\sim 10^2$
(3—4) R_0	—	$3 \cdot 10^9$	10^{-2}	$\sim 2 \cdot 10^6$	$4,4 \cdot 10^7$	30	$(5-15) \times 10^{-3}$	$\sim 10^2$	$4 \cdot 10^4$	$(1-3) \times 10^5$	~ 50

Примечание. λ_H и λ_e — длины свободных пробегов молекул и электронов; ν_e — частота столкновений электронов с ионами и молекулами; $\bar{v}_{H,i}$ — средняя тепловая скорость молекул и ионов; \bar{v}_e — средняя тепловая скорость электронов; D — диффузионный радиус; R_0 — радиус Земли; H — напряженность магнитного поля Земли для случая, когда $H = 0,5$ э около ее поверхности; $\rho_{де}$, $\rho_{дi}$ — ларморовские радиусы электронов и ионов; ω_e , ω_i — ларморовские частоты электронов и ионов.

скорость электронов значительно превышает направленную, так как $T_e \approx 30 \text{ эв}$, $E_0 \approx 1 \text{ эв}$. Иногда обнаруживают электроны с энергией 0,1—1 кэв, и изредка — с энергией, превышающей 40 кэв, и протоны с $E > 180 \text{ кэв}$.

Наиболее существенные помехи при зондовых измерениях в космическом пространстве создаются мощным рентгеновским и ультрафиолетовым излучением солнца, которое вызывает интенсивную фотоэмиссию с электродов зонда. Если не принимать специальных мер для подавления тока фотоэмиссии, то во многих случаях помехи от нее могут превосходить величину полезного сигнала.

Ультрафиолетовое излучение подразделяют на три области: близкое (3800—3000 Å), далекое (3000—2000 Å) и вакуумное (2000—100 Å) излучения. Последние две области имеют сравнительно слабый непрерывный спектр с интенсивными линиями, самой яркой из которых является L серии Лаймана ($\lambda = 1215,7 \text{ Å}$). Поток фотонов этой линии по порядку величины достигает $10^{11} \text{ (см}^2 \cdot \text{сек)}^{-1}$ [56]. Плотность потока энергии в области 3000—2000 Å составляет около $2 \cdot 10^4 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек)}$, в области 2000—1300 Å — около $3 \cdot 10^2 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек)}$ и для 1300—8 Å — $10 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек)}$.

Интегральная плотность потока энергии в рентгеновской области составляет примерно $1 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек)}$ [57].

Интегральная плотность потока в области видимого и инфракрасного излучений составляет $1,4 \cdot 10^6 \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек)}$.

Важнейшей характеристикой условий измерений в космосе является величина фототока с открытого коллектора. Она зависит от материала последнего. Плотность потока квантов ультрафиолетового излучения резко уменьшается с их энергией, поэтому при увеличении работы выхода материала фототок значительно уменьшается. В табл. 10 приведены экспериментальные данные о парциальных величинах фототоков с поверхности вольфрамового коллектора, соответствующих различным участкам спектра ультрафиолетового излучения [58]. Суммарная плотность фототока с поверхности вольфрама на спутнике Земли составляет примерно $4 \cdot 10^{-9} \text{ а/см}^2$ (при прямом-нормальном освещении солнцем). При скорости спутника порядка 10^6 см/сек максимальная плотность тока ионов на коллектор примерно равна величине $j_i \approx n_i \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ а/см}^2$. Отсюда видно,

Парциальная плотность фототока с поверхности вольфрама

Диапазон длины волн λ , Å	Парциальная плот- ность фототока в диапазоне, 10^{-10} а/см^2	Плотность потока фотонов, $10^{10} (\text{см}^2 \cdot \text{сек})^{-1}$	Плотность потока энергии, $\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$
584—740	1,8	0,86	0,3
740—1060	5,2	2,3	0,6
1060—1216	12,0	34,0	5,5
≥ 2000	18,0	—	—

что ток ионов сравнивается с фототоком при плотности ионосферной плазмы порядка $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Следствием малой плотности космической плазмы является и другая особенность зондовых измерений в космосе, связанная с большой толщиной слоя объемного заряда у поверхности зонда. Действительно, при концентрации $n_i \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ и потенциале в несколько десятков вольт, согласно выражениям (5.14) и (5.15), толщина слоя составляет несколько метров. Это означает, что площадь собирающей поверхности здесь может быть намного больше собственной площади поверхности зонда. При этом насыщаемость характеристик получается плохой.

Следующая особенность зондовых измерений на спутнике или ракете связана с высокой скоростью зонда относительно плазмы. Скорость спутника Земли составляет примерно $8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, что намного превышает тепловые скорости ионов (см. табл. 9). Соответственно энергия направленного движения ионов намного превышает энергию их теплового движения. Поэтому для ионной части характеристики здесь следует учитывать выводы § 6.1. Тепловые скорости электронов, напротив, намного превышают скорость направленного движения, поэтому электронная часть характеристики имеет обычный вид, соответствующий неподвижной плазме. Наконец, следует учитывать возмущение ионосферной плазмы спутником, которое приводит к изменению концентрации заряженных и нейтральных частиц в его окрестностях. Характерный размер ракет и спутников порядка нескольких метров, а длины свободных пробега в верхней ионосфере, как видно из табл. 9, намного больше. Поэтому для расчета возмущения плазмы спутником

необходимо использовать кинетическое рассмотрение.

Частицы, отраженные поверхностью движущегося в плазме тела, могут в принципе производить дополнительную ионизацию и разогрев газа. Для спутников Земли отраженные атомы и ионы имеют энергию, не превышающую $10-20$ эв, причем их скорость много меньше скорости внешних электронов в атоме. При таких условиях вероятность ионизации отраженными частицами очень мала. Также мал дополнительный нагрев газа на высотах, превышающих 200 м [10].

Рассмотрим качественно возмущение концентрации частиц спутником. Нейтральные молекулы взаимодействуют только с поверхностью спутника, впереди которого из-за отражения частиц образуется область сгущения, а позади имеется область разрежения. Концентрация молекул максимальна у передней поверхности; при зеркальном отражении она равна удвоенной концентрации в невозмущенном газе. При диффузном рассеянии и при наличии аккомодации средняя скорость рассеянных частиц по направлению нормали к поверхности уменьшается и избыточная концентрация увеличивается. Концентрация частиц вблизи поверхности может возрасти также из-за испарения материала и распыления его налетающими частицами.

Вдали от спутника, при $r \gg R_{сп}$, избыточная концентрация молекул уменьшается с расстоянием пропорционально $(R_{сп}/r)^2$.

Область разрежения позади спутника заполняется молекулами за счет их теплового движения. Поэтому размер сильно разреженной области по порядку величины равен $R_{сп} v_0/\bar{v}_n$. Величина $v_0 \gg \bar{v}_n$, поэтому размер области разрежения намного превосходит размер области сгущения. Концентрация молекул в зоне разрежения на небольших расстояниях экспоненциально мала, так как эта зона не успевает заполниться частицами. Возмущение концентрации заряженных частиц определяется не только их столкновениями с поверхностью спутника, но и электрическими и магнитными полями. Однако для ионов влияние электрического поля, возникающего впереди спутника из-за возмущения концентраций ионов и электронов, невелико, и в первом приближении им можно пренебречь, так как энергия направленного движения ионов намного превосходит энергию их теплового движения. В то же время потен-

циал поверхности спутника относительно плазмы порядка kT , т. е. потенциальная энергия иона в электрическом поле намного меньше его начальной кинетической энергии. Поэтому электрическое поле слабо влияет на траекторию иона, которая практически не отличается от траектории молекулы. Однако позади спутника электрическое поле в поперечном направлении действует на ион длительное время, так что его влияние может оказаться значительным.

Магнитное поле Земли существенно влияет на движение ионов и на заполнение ими разреженного пространства позади спутника. На расстояниях $r \gtrsim \frac{2\pi v_0 M c}{eH}$ влияние магнитного поля весьма существенно. При этом, если спутник движется поперек силовых линий поля, в этой дальней зоне концентрация ионов уменьшается с расстоянием как $1/r$, в то время как концентрация нейтральных молекул уменьшается как $1/r^2$. Такой ход концентрации ионов объясняется тем, что ионы свободно заполняют возмущенную зону лишь по направлению магнитного поля.

Если спутник движется вдоль силовой линии магнитного поля, то и в дальней зоне ионы не могут заполнить разреженную область без столкновений, так как они не могут смещаться перпендикулярно к силовым линиям. Если учесть столкновения, то оказывается, что концентрация ионов убывает с расстоянием так же, как $1/r$.

Теперь рассмотрим возмущение концентрации электронов. Поскольку их тепловые скорости намного превышают скорость спутника, то распределение электронов в движущейся системе координат остается равновесным (отрицательный потенциал поверхности спутника намного превышает электронную температуру). Концентрация электронов, следовательно, определяется формулой (2.28а).

Так как $(n_i - n_e)/n_0 \simeq (D/r)^2$, где r — область, в которой $n_i \neq n_e$, а в зоне затенения вблизи поверхности можно положить $n_i = 0$, то из (2.28а) имеем

$$\varphi \simeq \frac{kT}{e} \ln (R_0/D)^2. \quad (6.13)$$

Следовательно, в зоне затенения вблизи спутника потенциал может сильно понизиться до величины $|\varphi| \gg$

$\gg kT/e$. Это поле существенно влияет на траектории ионов в зоне разрежения, фокусируя их поток к оси. В результате возникновения неустойчивостей в этой зоне абсолютная величина потенциала может значительно уменьшиться по сравнению с (6.13).

Размеры спутника намного превышают дебаевский радиус экранирования. В связи с этим вблизи спутника не возникает финитных траекторий и концентрацию финитных частиц можно положить равной нулю. Кроме того, при $D < R_{\text{сп}}$ можно отдельно рассматривать тонкий двойной слой у поверхности спутника и квазинейтральную плазму, в которой $n_i \approx n_e$, что значительно упрощает вычисления.

Определим потенциал поверхности спутника. Так как $v_0 \gg \bar{v}_i$, то заряженные частицы попадают на эту поверхность в основном спереди. Поток ионов почти не отличается от потока нейтральных молекул, так как электрическое поле практически не влияет на траектории ионов, налетающих спереди. При этом плотность тока ионов может быть подсчитана с помощью соотношений (6.8) и (6.10).

Используя выражения (3.3) и (6.10), из равенства токов ионов и электронов имеем при $T_e = T_i = T$:

$$U_c = -\frac{kT}{e} \times \ln \left\{ \frac{\left(\frac{kT}{2\pi m_e}\right)^{1/2} (1 - R_e)}{(1 - R_i) v_0 \cos \theta \left[\frac{1}{2} + \frac{A}{2}\right] + [1 - R_i] \left(\frac{kT}{2\pi M_i}\right)^{1/2} \exp(B)} \right\},$$

где

$$A = \Phi \left(\frac{v_0 \cos \theta}{\left(2 \frac{kT}{M_i}\right)^{1/2}} \right); \quad B = -\frac{M_i v_0^2 \cos^2 \theta}{2kT};$$

R_e и R_i — коэффициенты отражения ионов и электронов.

Потенциал достигает максимального значения при $\theta = \frac{\pi}{2}$, где он равен

$$U_{c \text{ макс}} = -\frac{kT}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{1 - R_e}{1 - R_i} \right).$$

Если поверхность спутника металлическая, то на ней $U_c = U_{c0} = \text{const}$. Этот потенциал определяется из равенства полных токов, откуда получим после интегрирования по поверхности сферы

$$U_{c0} = -\frac{kT}{e} \ln \left[\left(\frac{2kT}{\pi m_e v_0^2} \right)^{1/2} \frac{1 - R_e}{1 - R_l} \right]. \quad (6.14)$$

Здесь не учтены такие процессы на поверхности, как фото- и термоэмиссия электронов, вторичная эмиссия заряженных частиц и т. п. Таким образом, потенциал спутника в соответствии с (6.14) достигает величины $-(3 \div 5) kT/e$. При таком высоком потенциале для электронов справедливо распределение Больцмана.

Используя это распределение, из условия квазинейтральности в области плазмы имеем

$$\varphi \approx \varphi_0 = \ln \frac{n_l(r)}{n_0}. \quad (6.15)$$

Для того чтобы вычислить распределение потенциала впереди спутника, необходимо знать зависимость концентрации ионов от расстояния. Эту концентрацию можно подсчитать, как и концентрацию нейтральных частиц, пренебрегая влиянием электрического поля на движение ионов. Следует лишь учитывать нейтрализацию ионов на поверхности спутника, в результате чего получим из (6.15)

$$\varphi = \ln \left[1 + R_l \frac{\Delta n}{n_0} \right], \quad (6.16)$$

где Δn — избыточная, по сравнению с невозмущенной, концентрация частиц впереди спутника.

Таким образом, при полной нейтрализации ионов на поверхности ($R_l = 0$) в квазинейтральной области впереди спутника $\varphi = 0$, т. е. плазма оказывается невозмущенной, что соответствует выводам, сделанным в § 6.1.

Избыточная концентрация частиц существенно зависит от характера их рассеяния поверхностью спутника. При зеркальном отражении нетрудно получить для нейтральных частиц

$$\Delta n(\rho, z) = n_0 \left(\frac{R_{\text{сп}}}{\rho} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{1 - \frac{R_0}{\rho} \sin^3 \theta}, \quad (6.17)$$

где z — ось, совпадающая с вектором v_0 ; ρ — радиус в цилиндрической системе координат с осью z ; θ — полярный угол точки поверхности, отсчитываемый от оси z .

Подставляя (6.17) в (6.16) при $R_i=1$, получаем распределение потенциала, приведенное на рис. 34, а. Как видим, потенциал впереди спутника в этом случае порядка kT/e . Так как толщиной слоя мы здесь пренебрегли, то потенциал $\phi^*=0,69 kT/e$, на рисунке соответствующий поверхности спутника, в самом деле относится к внешней границе слоя. В двойном слое впереди спутника потенциал быстро, на расстоянии в несколько дебаевских радиусов, изменяется от ϕ^* до величины, определяемой уравнением (6.14) (для металлической сферы). Распределение потенциала в слое и в плазме вблизи передней поверхности при полном поглощении заряженных частиц соответствует выражению (6.5) и рис. 31. В выражении (6.5) в данном случае $U_0=U_{c0}$, где U_{c0} — потенциал спутника, составляющий несколько kTe ($c=0,3$; $v \gg 1$). Из рис. 31 видно, что толщина слоя объемного заряда составляет 2—3 дебаевских радиуса, так как

$$\left(\frac{U_{c0}}{8\pi n_0 e}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{3kTe}{8\pi n_0 e^2}\right)^{1/2} \approx D.$$

Таким образом, зона сравнительно сильного возмущения плазмы впереди спутника достигает в верхней ионосфере толщины порядка 1—2 см. При больших величинах потенциала U_{c0} толщина слоя растет как $U_{c0}^{1/2}$. Если U_{c0} порядка нескольких десятых долей вольта, то напряженность электрического поля у передней поверхности при $D \sim 0,1$ см достигает нескольких вольт на сантиметр.

Теперь рассмотрим возмущение плазмы позади спутника. В первом приближении здесь также можно считать, что траектории ионов не отличаются от траекторий нейтральных частиц, хотя это приводит к результатам, справедливым лишь по порядку величины. Концентрация ионов вблизи задней поверхности очень низка ($n_i=0$), вследствие чего, как показано выше, на границе двойного слоя здесь возникает большой отрицательный потенциал. Поэтому концентрация электронов здесь также мала. По этим причинам при расчете электрического поля в ближней зоне разрежения объемным зарядом частиц в первом приближении с

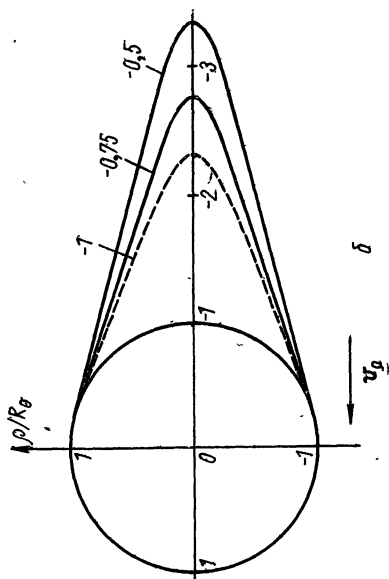
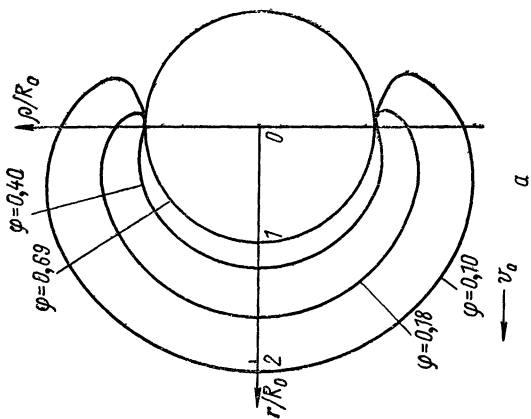


Рис. 34. Эквипотенциальные поверхности электрического поля вблизи спутника:

a — область плазмы впереди спутника при зеркальном отражении ионов; *b* — область слоя позади спутника; потенциал в единицах $\frac{kT}{e} / \ln\left(\frac{R_{\text{св}}}{D}\right)^2$; $\frac{U_0}{U_{0i}} = 8$.



точностью до членов порядка $1/\ln(R_{\text{сп}}/D)^2$ можно пренебречь [см. (6.13)]. Тогда электрический потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\nabla^2 U = 0.$$

Граничные условия $U(R_{\text{сп}}) = U_{\text{со}}$ и $U_{\text{макс}} = -kT/e \ln(R_{\text{сп}}/D)^2$ на границе слоя.

Результаты численного интегрирования этого уравнения при $(M_i v_0^2 / 2kT)^{1/2} = 8$ и $U_{\text{макс}} = 4U_{\text{со}}$ приведены на рис. 34, б. Как видно из рисунка, в этом случае с удалением от поверхности потенциал сначала растет от величины $U_{\text{со}}$ до $U_{\text{макс}}$, а затем уменьшается. Максимальное значение потенциал на оси достигает при $r/R_{\text{сп}} \approx 2,3$ (граница слоя в области разрежения). Зона значительного возмущения простирается на оси в области разрежения вплоть до $r/R_{\text{сп}} \approx 5 \div 6$. Возникновение неустойчивостей в плазме позади спутника может значительно изменить распределение потенциала и снизить его абсолютную величину по сравнению с рассчитанной.

Таким образом, возмущение плазмы в области разрежения значительно превосходит возмущение в зоне сгущения.

В приведенном приближенном рассмотрении не учитывалось влияние электрического и магнитного полей на движение ионов. Это влияние особенно велико в дальней зоне разрежения на больших расстояниях от поверхности при $r/R_{\text{сп}} \approx (8 \div 10)$ [10], которая не представляет большого интереса для зондовых измерений.

Из изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Для того чтобы зондовые измерения давали сведения о невозмущенной плазме, зонд необходимо располагать на штанге, так чтобы он находился в слабо-возмущенной зоне.

2. Наиболее благоприятны условия для измерений у передней поверхности спутника. В случае полной нейтрализации ионов зона значительного возмущения не превышает здесь нескольких сантиметров. Однако если ионы нейтрализуются плохо, то, как видно из рис. 34, а, даже здесь концентрация электронов возмущена на значительном расстоянии от поверхности. Для того чтобы зонд находился в зоне, в которой возмущение концентрации электронов было меньше 10%, длина

штанги должна быть в этом случае больше радиуса спутника.

Концентрация ионов у передней поверхности при полной нейтрализации практически не возмущена.

3. Зона разрежения позади спутника малопригодна для измерения параметров плазмы из-за очень сильного возмущения концентрации и электрического поля. Однако зондовые измерения здесь могут дать ценные сведения о характере взаимодействия спутника с ионосферной плазмой. Это представляет также большой интерес для уточнения и развития теории сферического зонда в плазменном потоке с учетом влияния электрического и магнитного поля. В частности, такие измерения могут дать важные сведения о наличии и характере неустойчивостей в этой зоне.

4. Так как система спутник — зонд является изолированной, измерения фактически проводятся по двух-зондовой схеме (точнее, по схеме противозонда). Поэтому, как следует из § 5.2, зондовая характеристика тем ближе к однозондовой, чем меньше площадь поверхности зонда по сравнению с площадью проводящей поверхности спутника. При этом необходимо учитывать, что потенциал «противозонда», согласно выражению (6.14), составляет несколько kT , так что зондовая характеристика оказывается смещенной в область положительных потенциалов.

5. Поскольку впереди спутника возмущение потенциала заметно не влияет на траекторию ионов, то их поток на элемент поверхности зонда в этой зоне можно подсчитать по формуле (6.10). Для электронов характеристика остается такой же, как и в случае неподвижной плазмы.

6. Из условия $M_i v_0^2 / 2 \gg kT$ следует, что ионы разных масс в набегающем потоке имеют одинаковые скорости и, следовательно, различные энергии. Поэтому кривые задержки плоского зонда для ионов дают принципиальную возможность отдельно измерить концентрацию ионов каждой массы. Для того чтобы реализовать эту возможность, необходимо, чтобы зонд имел достаточно высокую разрешающую способность. Таким образом, плоский зонд в данном случае может выполнять необычные для него функции масс-анализатора.

Первые зондовые измерения ионосферной плазмы были проведены на вертикальных ракетах в 1946—

1947 г. Одноэлектродный зонд имел форму усеченного конуса, расположенного в головной части ракеты. Его потенциал изменялся линейно от $-22,5$ до $+22,5$ в течение $0,5$ сек. Зондовые характеристики для высот меньше 70 км оказались симметричными относительно нуля, что свидетельствовало о преобладании отрицательных ионов над электронами на этих высотах. На высотах, превышающих 90 км, был измерен значительный электронный ток на зонд. Никаких мер по подавлению вторичной и фотоэмиссии здесь принято не было.

Для измерений на вертикальных ракетах японские ученые применили зонд, состоящий из двух проволочных колец. Такая конструкция позволяет значительно уменьшить фотоэмиссию с поверхности зонда (см. гл. 9). Применение двойного зонда на вертикальной ракете описано в работе [61].

Перечисленные применения одноэлектродных зондов для исследования ионосферной плазмы дали возможность измерить ее параметры лишь по порядку величины из-за недостатков одноэлектродного метода, описанных выше.

Для исследования ионосферной плазмы более пригодными оказались многоэлектродные зонды, которые часто называют также ионными (электронными) ловушками. При измерениях в ионосфере условия для многоэлектродных зондов особенно благоприятны из-за малой плотности плазмы, вследствие чего объемный заряд не влияет на прохождение частиц между электродами.

В работе [63] описан двухэлектродный плоский зонд, установленный на спутнике «Эксплорер-8». На коллектор здесь подавали постоянный положительный потенциал $+15$ в, что позволяло отсечь ионную компоненту тока и подавить фотоэффект с коллектора. В связи с большой толщиной слоя объемного заряда у поверхности анализирующей сетки такой метод не позволяет получить хорошего насыщения тока из-за непрерывного изменения площади собирающей поверхности. Это затрудняет определение концентрации электронов.

Для измерения концентрации ионов в ионосфере Грингауз и др. [51, 64] использовали сферические ионные ловушки. Такая ловушка представляет собой двухэлектродный зонд со сплошным сферическим коллекто-

ром и сферической сеткой вокруг него. (см. гл. 9). На коллектор подают достаточно высокий постоянный отрицательный потенциал (от -100 до 150 в). Потенциал сетки изменяют. Все ионы, прошедшие через сетку внутрь сферы, притягиваются электрическим полем к коллектору. При положительном потенциале сетки часть ионов, отклоняясь в электрическом поле, не попадает внутрь сетки и, следовательно, на коллектор.

Из законов сохранения при центральной симметрии задачи и $Mv_0^2/2 \ll kT$ можно получить такую зависимость тока коллектора от потенциала сетки

$$I_i = en_i v_0 \omega \pi r_c^2 \left(1 - \frac{2eU_c}{Mv_0^2} \right). \quad (6.18)$$

Здесь ω — прозрачность сетки; r_c — ее радиус. В этом случае величина ионного тока является линейной функцией потенциала. Это выражение сильно отличается от формулы (3.3) для отталкивающихся частиц с равновесным распределением по скоростям. Зависимость (6.31) позволяет определить плотность ионов плазмы из наклона характеристики.

В данном случае фототок меньше влияет на результаты измерения, чем в случае одноэлектродного зонда, так как он мало изменяется с изменениями напряжения сетки, а результаты измерений определяются лишь изменением тока. Кроме того, поверхность коллектора ловушки намного меньше собирающей поверхности.

Другим достоинством сферической ловушки является независимость результатов измерений от ориентации, если только ловушка не находится в зоне разрежения. Здесь, однако, следует отметить, что штанга, на которой крепится ловушка, может нарушать симметрию электрического поля вблизи сетки, тогда как формула (6.18) получена для центрально-симметричного поля. Поэтому правильные результаты получаются для такой ориентации, когда ловушка направлена вперед, а штанга находится в области разрежения, образованной позади ловушки.

При очень малых концентрациях ионов фототок начинает заметно влиять на характеристики двухэлектродного зонда. Для уменьшения этого влияния между сеткой и коллектором вводят супрессорную сетку, имеющую отрицательный потенциал относительно кол-

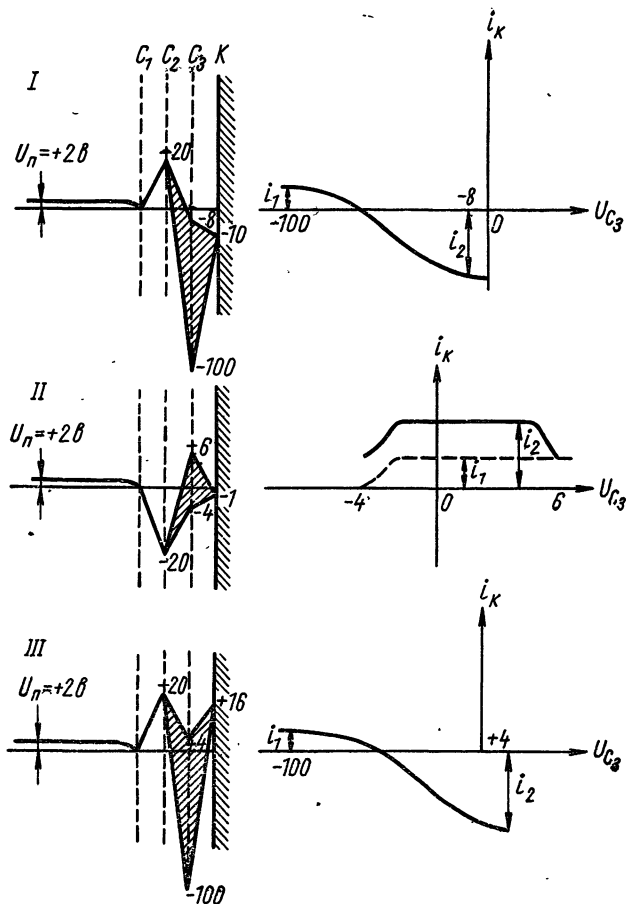


Рис. 35. Схемы распределения потенциала в четырех-электродном зонде:

I — измерение фототоков: i_1 — фотоэлектроны с третьей сетки и ионы с $E > 18$ эв, i_2 — фотоэлектроны, вторичные электроны с коллектора и ионы с $E > 18$ эв; *II* — измерение ионных кривых задержки: i_1 — фотоэлектроны и вторичные электроны с катода, i_2 — фотоэлектроны и вторичные электроны с катода и ионы; *III* — измерение электронных кривых задержки i_1 — фотоэлектроны с третьей сетки и ионы $E > 18$ эв, i_2 — электроны с энергией $E > 2$ эв, фотоэлектроны с $E > 12$ эв и ионы с $E > 18$ эв.

лектора [64]. Здесь также анализирующую разность потенциалов прикладывают между внешней сеткой и плазмой, что приводит к возмущению окружающего пространства. Этот эффект можно устранить, используя четырехэлектродный зонд [50]. На рис. 35 приведены различные схемы распределения потенциалов на электродах такого зонда, которые позволяют измерять отдельные компоненты тока коллектора. Анализирующий потенциал подают на третью сетку. Таким образом, с помощью четырехэлектродного зонда можно раздельно измерять фототок, кривую задержки ионов и кривую задержки электронов.

Следует учитывать, что в описанных многоэлектродных зондах, используемых для космических исследований, на пути анализируемых частиц обычно имеется сетка с достаточно высоким притягивающим потенциалом порядка нескольких десятков вольт при энергии анализируемых частиц порядка 1 эв и меньше. Поэтому, как показано в § 5.3, притягивающая сетка может перехватывать значительную долю заряженных частиц, идущих к коллектору, причем эта доля зависит от потенциала последующей анализирующей сетки. Необходимо также учитывать провисание потенциала между витками анализирующей сетки, приводящее к размыванию и смещению спектра (см. § 5.3).

Для того чтобы еще более уменьшить влияние фотоэмиссии на результаты измерений, используют модуляционные ловушки, ловушки с магнитной защитой коллектора и другие способы подавления фототоков (см. гл. 9).

Помимо измерения параметров плазмы многоэлектродный зонд может быть использован как чувствительный анализатор направленных потоков заряженных частиц и электромагнитного излучения. Возможности зондовой методики существенно расширяются путем сочетания многоэлектродного зонда с электрическими и магнитными анализаторами, а также детекторами заряженных частиц типа сцинтилляционных счетчиков и электронных умножителей, позволяющими вести дискретный счет частиц (см. гл. 9). Это позволяет значительно повысить чувствительность и точность измерений.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

§ 7.1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗОНДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Задачу об электрическом зонде в магнитном поле рассматривали многие авторы [11, 69—72]. Однако до сих пор корректной теории зондовых измерений в сильном магнитном поле нет.

В магнитном поле заряженные частицы движутся вдоль силовых линий по спиральным траекториям. Мгновенный центр вращения частицы обычно называют ведущим центром. При оценке влияния магнитного поля на зондовую характеристику решающим фактором является отношение среднего ларморовского радиуса заряженных частиц $\bar{R}_л$ к размерам зонда R_0

$$\frac{\bar{R}_л}{R_0} = \frac{c}{eHR_0} (2kTM)^{1/2}. \quad (7.1)$$

Если магнитное поле не очень сильное, так что $\bar{R}_л/R_0 \gg 1$, то оно мало влияет на зондовую характеристику [72]. Действительно, в этом случае магнитное поле слабо искривляет траектории заряженных частиц вблизи зонда, и они определяются главным образом электрическим полем. Для магнитных полей средней напряженности (до нескольких тысяч эрстед) часто средний радиус ионов намного превышает размеры зонда. В этом случае магнитное поле слабо влияет на ионную часть зондовой характеристики. Однако для электронов даже в слабых магнитных полях условие $\bar{R}_л/R_0 \gg 1$ не выполняется. Во многих случаях, наоборот, имеем $\bar{R}_л/R_0 \ll 1$. При этом магнитное поле весьма существенно влияет на величину электронного тока и на вид зондовой характеристики.

В этой главе рассмотрим влияние магнитного поля на зондовые токи для случая сильного магнитного поля, когда $\bar{R}_n/R_0 \ll 1$.

В однородном поле электроны в первом приближении движутся вдоль силовых линий поля. Они перемещаются поперек силовых линий в результате столкновений или из-за дрейфа ведущих центров под влиянием сил, действующих на частицу в поперечном направлении. При столкновении электрона с какой-либо частицей его ведущий центр «перескакивает» на другую силовую линию, что приводит к диффузии электронов поперек силовых линий поля. Скорость дрейфа электрона в магнитном поле под воздействием силы F определяется соотношением

$$v_d = \frac{c}{eH^2} [FH]. \quad (7.2)$$

Сила F может иметь любую природу, в частности, она может быть электрической: $F = eE$. В этом случае направление дрейфа не зависит от знака заряда. При наличии искривлений силовой линии возникает центробежный дрейф за счет центробежной силы, действующей на электрон. Скорость этого дрейфа направлена по бинормали к магнитной силовой линии.

Рассмотрим качественную картину движения электронов вблизи положительного цилиндрического зонда, ось которого параллельна силовой линии магнитного поля. Вблизи боковой поверхности зонда электроны движутся вдоль силовых линий и, кроме того, испытывают дрейф в азимутальном направлении вокруг зонда под действием радиального электрического поля, создаваемого его зарядом. Такое движение не приводит к попаданию частиц на поверхность зонда. Из-за неоднородности электрического поля вблизи торца зонда возникает радиальный дрейф второго порядка, который приводит к попаданию частиц на зонд.

Оценим скорость дрейфа электрона вблизи цилиндрического зонда в отсутствие столкновений. Воспользуемся уравнением движения

$$\frac{m_e}{e} \cdot \frac{dv}{dt} = E + \frac{[vH]}{c}. \quad (7.3)$$

Если формально разложить скорость электрона в степенной ряд по малому параметру m_e/e [70], то из

(7.3) легко получить следующее выражение для составляющих скорости дрейфа ведущего центра v_d , пренебрегая членами второго порядка:

$$\left. \begin{aligned} v_{d\theta} &= \frac{c}{H} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} \left(1 - \frac{m_e c^2}{e H^2 r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} \right); \\ v_{dr} &= - \frac{m_e c^2}{e H^2} v_z \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial r}; \\ v_{dz} &= v_z \left(1 - \frac{m_e c^2}{e H^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (7.4)$$

Здесь $H = \text{const}$; v_z — продольная компонента скорости частицы в однородном электрическом поле. Как видим, радиальный дрейф электрона связан с продольной неоднородностью напряженности электрического поля. Выразим v_{dr} через ларморовский радиус:

$$v_{dr} = - v_z \frac{\bar{R}_L^2}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z \partial r} \left(\frac{eU}{kT} \right).$$

Эта компонента скорости обратно пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля (дрейф второго порядка). Так как вблизи цилиндрической поверхности зонда $\partial E / \partial z = 0$, то дрейф частиц на эту поверхность практически отсутствует. Он имеет место лишь вблизи торца зонда, где электрическое поле уменьшается вдоль оси z .

Такое движение характерно для электронов в отсутствие столкновений. Столкновения приводят к диффузии электронов поперек магнитных силовых линий, благодаря чему появляется поток электронов к боковой поверхности зонда.

На торцовую поверхность зонда электроны поступают вдоль магнитных силовых линий из области плазмы, ограниченной торцом и цилиндрической поверхностью, являющейся продолжением боковой поверхности зонда. При достаточно сильном магнитном поле эта область обедняется электронами, уходящими на зонд, по сравнению с рядом лежащими участками плазмы. Если пренебречь ионизацией вблизи зонда, то электроны попадают в эту область главным образом в результате диффузии через боковую поверхность поперек силовых линий магнитного поля. Затем они уже значительно быстрее диффундируют к торцовой поверх-

ности зонда вдоль силовых линий магнитного поля. Если размер указанной возмущенной зоны перед торцом зонда меньше длины свободного пробега, то попавшие в нее электроны свободно «падают» на зонд по спиральным траекториям.

Таким образом, задача о цилиндрическом зонде в магнитном поле является значительно более сложной, чем в его отсутствие. Здесь необходимо рассматривать в совокупности радиальную диффузию электронов поперек силовых линий и их движение в торцовой области в зависимости от потенциала зонда и напряженность магнитного поля. До сих пор эта задача не решена сколько-нибудь корректно.

Как будет показано ниже, сам коэффициент диффузии поперек магнитных силовых линий не является достаточно определенной величиной; он может широко варьироваться в зависимости от конкретных условий эксперимента. Однако даже феноменологическое введение этого коэффициента не позволяет получить достаточно точных результатов. Имеются лишь некоторые качественные решения, позволяющие оценить величину электронного тока на зонд, потенциал которого несколько выше нуля [11, 70].

§ 7.2. СБОР ЭЛЕКТРОНОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ЗОНДОМ

Рассмотрим цилиндрический зонд в сильном магнитном поле с потенциалом, несколько более высоким, чем потенциал плазмы. Ось зонда направлена параллельно силовой линии поля. Качественная картина движения электронов вблизи такого зонда рассмотрена в § 7.1. Предположим, что движение электронов к зонду осуществляется главным образом диффузией как в радиальном направлении, так и вдоль силовых линий поля [11]. Очевидно, что движение является диффузионным на расстоянии от зонда, превышающем среднюю длину свободного пробега электронов в продольном направлении и средний ларморовский радиус — в поперечном направлении. На меньших расстояниях от поверхности зонда движение электронов является свободным.

Если давление газа не очень велико и средняя длина свободного пробега электронов намного превышает

средний ларморовский радиус, то их движение поперек магнитного поля более затруднено, чем вдоль силовых линий. Соответственно необходимо ввести два коэффициента диффузии: D_{\perp} — коэффициент диффузии поперек и D_{\parallel} — вдоль силовых линий поля. Будем называть их «поперечный» и «продольный» коэффициенты диффузии соответственно.

Введем величину $\alpha = D_{\perp}/D_{\parallel}$. Согласно вышеизложенному $\alpha \ll 1$. Будем считать, что ионы отражаются от зонда, имеющего достаточно высокий положительный потенциал. Тогда можно предположить, что они имеют больцмановское распределение по скоростям. В области плазмы ввиду ее квазинейтральности имеем

$$n = n_e = n_i = n_0 e^{-\frac{eU}{kT_i}} \quad (7.5)$$

Это соотношение выполняется за пределами слоя объемного заряда, окружающего зонд. Наличие электрического поля приводит к появлению дрейфа электронов; описываемого уравнениями (1.19) и (1.20), из которых имеем

$$j_d = \frac{e^2 D}{kT_e} n_e E.$$

Следовательно, учитывая (1.15), для полного тока электронов получаем выражение

$$j_{e\parallel} = -eD_{\parallel} \left(\frac{\partial n_e}{\partial z} - \frac{e}{kT_e} n_e \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (7.6)$$

для продольного направления и

$$j_{e\perp} = -eD_{\perp} \left(\nabla_{\perp} n_e - \frac{e}{kT_e} n_e \nabla_{\perp} U \right) \quad (7.7)$$

для поперечного. Здесь ∇_{\perp} — градиент в направлении, перпендикулярном к магнитному полю. Таким образом, уравнения (7.6) и (7.7) определяют плотность тока электронов, связанного с диффузией из-за градиента концентрации и с дрейфом в электрическом поле.

Используя уравнение (7.5), получаем связь между градиентами концентрации и потенциала

$$\frac{\partial n_e}{\partial x} = -\frac{e}{kT_i} n_e \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (7.8)$$

Подставляя (7.8) в равенство (7.6) и (7.7), имеем

$$j_{e\parallel} = -eD_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \frac{\partial n_e}{\partial z}, \quad (7.9)$$

$$j_{e\perp} = -eD_{\perp} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \nabla_{\perp} n_e. \quad (7.10)$$

Воспользуемся уравнением непрерывности тока: $\text{div } j_e = 0$. Если подставить сюда j_e из (7.9) и (7.10), то получим соотношение, сходное с уравнением Лапласа:

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} + \alpha \left(\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (7.11)$$

Для того чтобы свести его к уравнению Лапласа, произведем подстановку $\xi = z \sqrt{\alpha}$:

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial \xi^2} = 0. \quad (7.12)$$

Таким образом, в этом случае также получено уравнение, аналогичное соотношению (1.18), справедливому для «чистой» диффузии. Здесь мы пренебрегли ионизацией в возмущенной зоне вблизи зонда.

Для расчета тока электронов на зонд необходимо интегрировать выражение для плотности тока по замкнутой поверхности, окружающей зонд. Для удобства выберем в качестве поверхности интегрирования бесконечно длинную цилиндрическую поверхность, ось которой направлена вдоль магнитной силовой линии и совпадает с осью зонда. В этом случае поверхность всюду пересекает ток j_{\perp} . Тогда для полного тока на зонд получим

$$\begin{aligned} I_e &= \int \mathbf{j}_{\perp} \cdot d\mathbf{S} = eD_{\perp} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \int \nabla_{\perp} n_e \cdot d\mathbf{S} = \\ &= e \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \alpha D_{\parallel} \int \nabla_{\perp} n_e \cdot d\mathbf{S}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Для элемента поверхности ξ -пространства имеем $d\mathbf{S}_{\xi} = \sqrt{\alpha} d\mathbf{S}$, и следовательно,

$$I_e = e \sqrt{\alpha} D_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \int \nabla_{\xi} n_e \cdot d\mathbf{S}_{\xi}, \quad (7.14)$$

где ∇_{ξ} — градиент в ξ -пространстве.

Для вычисления интеграла (7.14) удобно воспользоваться аналогией между электростатическим потенциалом и концентрацией электронов n_e . Действительно, решение для концентрации должно удовлетворять уравнению Лапласа, как это имеет место и для потенциала электрического поля в отсутствие зарядов. По теореме Гаусса, полный заряд Q внутри замкнутой поверхности выражается соотношением, - аналогичным уравнению (7.13):

$$Q = - \frac{1}{4\pi} \int \nabla U dS.$$

С другой стороны, заряд Q можно выразить через электрическую емкость C и разность потенциалов, т. е.

$$\int \nabla U dS = 4\pi C (U_\infty - U_1), \quad (7.15)$$

где U_∞ — потенциал на бесконечности; U_1 — потенциал тела.

Таким образом, по аналогии с (7.15) можем написать

$$\int \nabla_\xi n dS_\xi = 4\pi C_\xi (n_{0e} - n_{1e}). \quad (7.16)$$

Здесь n_{0e} — концентрация электронов «в бесконечности», т. е. в невозмущенной плазме; n_{1e} — концентрация электронов на поверхности S_1 , отстоящей от поверхности зонда на длину свободного пробега; C_ξ — емкость той же поверхности в ξ -пространстве. Здесь необходимо иметь в виду, что уравнение диффузии (7.13) справедливо только до поверхности S_1 ; ближе к зонду движение частиц не является диффузионным. Отметим еще, что в магнитном поле роль средней длины свободного пробега поперек силовых линий играет радиус вращения электронов.

Между поверхностью S_1 и зондом электроны движутся свободно, поэтому ток можно вычислить по формуле

$$I_e = \frac{n_{1e} \bar{v}_e S}{4}, \quad (7.17)$$

где S — площадь зонда; \bar{v}_e — средняя скорость электронов. Здесь мы пользуемся тем предположением, что потенциал зонда лишь немного выше нуля ($eU_0 \ll kT_e$), вследствие чего он не влияет на движение электронов.

Из уравнений (7.16) и (7.17) можно определить n_{1e} :

$$n_{1e} = \frac{4\pi C_{\xi} D_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) V^{\alpha} n_{0e}}{\frac{S\bar{v}_e}{4} + 4\pi C_{\xi} D_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) V^{\alpha}}. \quad (7.18)$$

По аналогии с (1.16), для данного случая можно получить [11]

$$D_{\parallel} \approx \frac{\lambda_{\parallel} \bar{v}}{4},$$

где λ_{\parallel} — средняя длина свободного пробега вдоль силовых линий поля. Исключая n_1 из (7.16) и (7.17), получаем

$$I_e = \frac{en_0 \bar{v}_e S}{4} \left[\frac{4\pi C_{\xi} \lambda_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) V^{\alpha}}{S + 4\pi C_{\xi} \lambda_{\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) V^{\alpha}} \right]. \quad (7.19)$$

Если выполняется условие $4\pi V^{\alpha} \lambda C_{\xi} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \ll S$, т. е. в случае сильного магнитного поля имеем

$$I_e \approx 4\pi en_0 V^{\alpha} D_{\parallel} C_{\xi} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right). \quad (7.20)$$

На первый взгляд, электронный ток на зонд должен уменьшаться пропорционально коэффициенту диффузии поперек силовых линий, т. е. как a . Согласно формуле (7.20), ток пропорционален V^{α} . Это объясняется тем, что из-за свободного движения электронов вдоль силовых линий эффективная длина зонда значительно возрастает. Собирающая поверхность простирается далеко за торец зонда вдоль силовой линии. Поскольку концентрация $n(x, y, \xi)$ является решением уравнения Лапласа, в ξ -пространстве вдали от зонда поверхности постоянной плотности представляют собой концентрические сферы. В системе координат (x, y, z) , из-за того что $z \gg \xi$, эти поверхности представляют собой длинные вытянутые вдоль силовых линий эллипсоиды.

Таким образом, эффективная собирающая поверхность зонда сильно вытянута вдоль силовых линий;

ее длина растет с уменьшением коэффициента D_{\perp} . Поэтому ток на зонд пропорционален $\sqrt{D_{\perp}}$, а не D_{\perp} . Так как эффективная длина зонда сильно возрастает вдоль поля, собирание электронов значительно меньше зависит от его продольного размера, чем от поперечного.

Из формулы (7.20) видно, что токи на зонды разной формы отличаются вследствие различия их емкостей. Емкость C_{ξ} необходимо рассчитывать в ξ -пространстве. Это емкость поверхности, которую можно получить, если границу диффузионной области (S_1) деформировать, умножив все продольные размеры на $\sqrt{\alpha}$. Поэтому величина емкости C_{ξ} , а следовательно, и тока I_e зависит от ориентации зонда относительно магнитных силовых линий.

Для примера сравним токи на диск радиусом R_0 , ориентированный параллельно и перпендикулярно магнитному полю. Для диска, перпендикулярного к полю, диффузионная поверхность может быть аппроксимирована поверхностью эллипсоида вращения с полуосями $R_0 + R_{\perp}$ (в поперечном) и λ (в продольном направлениях). В ξ -пространстве продольная полуось эллипсоида уменьшается в $\sqrt{\alpha}$ раз. Таким образом, если $\lambda \sqrt{\alpha} \ll R$ и $R_{\perp} \ll R$, что выполняется в достаточно сильном поле, то C_{ξ} есть емкость диска радиусом R_0 . Следовательно, в этом случае имеем:

$$C_{\perp} = \frac{2R_0}{\pi}; \quad I_{\perp} = 8en_0 \sqrt{\alpha} D_{\parallel} R_0. \quad (7.21)$$

Здесь мы положили $T_i/T_e \ll 1$.

Отметим, что зонд в виде эллипсоида с поперечной полуосью R_0 и продольной $R/\sqrt{\alpha}$ имеет $C_{\xi} = R_0$, так как в ξ -пространстве он трансформируется в сферу радиусом R_0 . Таким образом, ток электронов на поперечный диск всего в $\pi/2$ раз меньше тока на такой весьма вытянутой эллипсоид с площадью сечения, равной площади диска.

Для диска, параллельного силовым линиям, C_{ξ} — емкость эллипсоида с большой полуосью $R_0 + R_{\perp}$ и малыми R_{\perp} и $(R_0 + \lambda) \sqrt{\alpha}$. Вычисление этой емкости для случая сильного магнитного поля, когда

$\lambda \sqrt{\alpha}/R_0 \ll 1$ и $\sqrt{\alpha} \ll 1$, приводит к такому результату [31]:

$$C_{\parallel} = \frac{R_0}{\ln \frac{\beta}{\left(1 + \frac{\lambda}{R_0}\right) \sqrt{\alpha}}}. \quad (7.22)$$

Здесь $\beta=4$ при условии $\lambda/R_0 \ll 1$; если $\lambda/R_0 \gg 1$, то $\beta=2$. Таким образом, получаем

$$\frac{j_{\perp}}{j_{\parallel}} = \frac{C_{\perp}}{C_{\parallel}} = \frac{2}{\pi} \ln \frac{\beta}{\left(1 + \frac{\lambda}{R_0}\right) \sqrt{\alpha}}. \quad (7.23)$$

Это отношение много больше единицы, т. е. ток на поперечный зонд значительно больше тока на продольный зонд. Поскольку переменные величины в выражении (7.23) входят под логарифм, результат мало зависит от этих величин, например от длины свободного пробега, напряженности магнитного поля и т. д.

Представляет интерес также отношение электронного тока к ионному току насыщения для одного и того же зонда. Рассмотрим это на примере поперечного дискового зонда. Поскольку ионы мы считаем немагнитными, т. е. $R_{\pi i} \gg R_0$, то для них воспользуемся формулой (4.7), в которой положим $k=0,4$. Тогда, используя формулу (7.21), получаем

$$\frac{I_{e\perp}}{I_i} \approx \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \cdot \frac{\lambda_{\parallel}}{R_0} \sqrt{\alpha}. \quad (7.24)$$

С ростом напряженности магнитного поля это отношение уменьшается вследствие того что ионный ток остается неизменным, а электронный уменьшается из-за уменьшения поперечной диффузии электронов. С увеличением радиуса зонда отношение электронного тока к ионному также уменьшается, так как ионный ток пропорционален площади зонда, т. е. R_0^2 , а электронный — только R_0 .

Следует отметить, что приведенные вычисления справедливы, если потенциал зонда лишь немного выше нуля. Он должен удовлетворять условиям

$$kT_e \gg eU_0 \gg kT_i,$$

Из этого условия следует, что температура ионов должна быть много меньше температуры электронов.

С ростом отрицательного потенциала зонда электронный ток быстро уменьшается. Как показано в гл. 3, в отсутствие магнитного поля для отталкивающихся частиц всегда выполняется экспоненциальный закон изменения тока (3.3). Такая зависимость позволяет определить температуру электронов по наклону вольт-амперной характеристики (см. гл. 9). Для случая магнитного поля теория этой части характеристики не разработана. Однако некоторые качественные соображения и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что, по-видимому, во многих случаях электронная температура может быть оценена здесь таким же способом. Одно из основных соображений в пользу такого вывода заключается в том, что при отрицательном потенциале собирание электронов зондом резко уменьшается. Поэтому обеднение плазмы электронами вдоль силовых линий поля становится не очень большим. В связи с этим сбор электронов из этой зоны должен происходить в соответствии с законом, близким к выражению (3.3).

Действительно, если бы упомянутого обеднения не было совсем, а диффузионный ток электронов поперек силовых линий не вносил заметного вклада, то для отрицательного зонда применение формулы (3.3) было полностью оправданным. Кроме того, чем выше отрицательный потенциал зонда, тем более быстрыми и менее «замагниченными» электронами обусловлен ток на зонд.

Дополнительные трудности при использовании зондов для измерений в магнитных полях создаются неопределенностью коэффициента поперечной диффузии (см. § 7.4).

В работе [70] сделана попытка расчета распределения потенциала вблизи цилиндрического зонда в сильном магнитном поле. При условии, что толщина слоя много меньше радиуса зонда, а потенциал последнего невелик ($eU_0 \ll kT_e$), получено приближенное соотношение, численное решение которого приведено на рис. 36. Расстояние z от торца зонда выражено здесь в дебаевских радиусах. Пунктирная линия соответствует решению для области плазмы, которое в пределах слоя представляет собой константу $\varphi_0 = \ln 2$. Как видно из

рис. 36, падение потенциала в области зонда происходит в слое толщиной около $20 D$. Теория распределе-

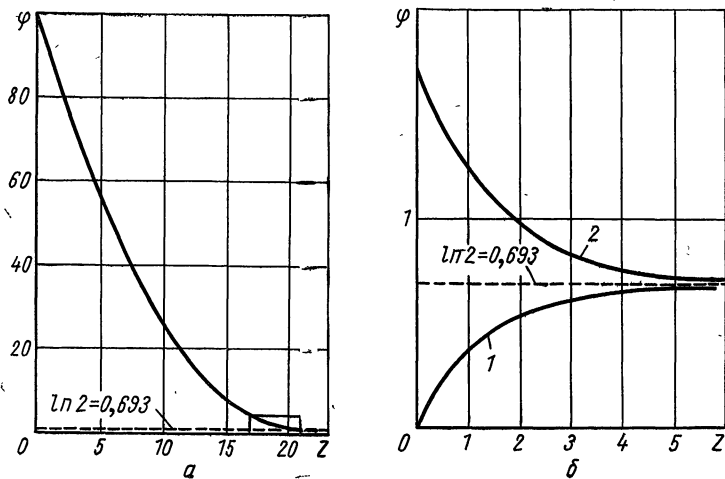


Рис. 36. Распределение потенциала вдоль оси цилиндрического зонда: а — полная кривая; б — часть кривой в квадрате на верхнем рисунке; 1 — $\varphi < \ln 2$; 2 — $\varphi > \ln 2$.

ния потенциала, приведенная в работе [70], имеет лишь качественный характер и нуждается в дальнейшем уточнении и развитии.

§ 7.3. ДИФФУЗИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В § 7.3 мы формально ввели коэффициенты диффузии электронов поперек и вдоль силовых линий магнитного поля D_{\perp} и D_{\parallel} . Коэффициент D_{\parallel} вычисляется достаточно просто, если известна длина свободного пробега и средняя скорость электронов [11]:

$$D_{\parallel} = \frac{\lambda \bar{v}_e}{4}. \quad (7.25)$$

Для коэффициента D_{\perp} нет подобного универсального соотношения. Следует рассмотреть два возможных механизма диффузии электронов поперек силовых линий магнитного поля. Первый из них связан со столкновениями электронов, другой — с колебаниями и турбулентностью плазмы. Эти механизмы приводят к

качественно различным результатам при вычислении коэффициента D_{\perp} .

Рассмотрим сначала диффузию, связанную со столкновениями. При столкновениях центр ларморовского вращения электрона смещается на среднее расстояние, равное радиусу вращения R_{\perp} . Поскольку смещения являются хаотическими по направлению, ситуация в этом случае аналогична броуновскому движению. Поэтому, по аналогии с последним, можно записать

$$D_{\perp} = \frac{\bar{v}_e}{4\lambda} R_{\perp}^2. \quad (7.26)$$

Этот результат качественно отличается от выражения для коэффициента обычной диффузии. Действительно, коэффициент обычной диффузии возрастает с уменьшением давления, так как при этом λ растет [см. соотношение (7.25)]. Как следует из (7.26), с уменьшением давления коэффициент D_{\perp} уменьшается. Причина заключается в том, что диффузия поперек магнитного поля осуществляется только за счет столкновений (в данном рассмотрении). Таким образом, из (7.25) и (7.26) имеем

$$\alpha = \sqrt{\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}} = \frac{R_{\perp}}{\lambda^2}. \quad (7.27)$$

Например, в типичном случае при $H=3000$ э, $T_e=3$ эв, $\lambda=1$ см получим $R_{\perp}=1,9 \cdot 10^{-3}$ см и $\alpha=4 \cdot 10^{-6}$. Для сильноионизованной плазмы определяющими являются кулоновские столкновения между электронами и ионами. При этом имеем

$$D_{\perp} = \frac{4,3n_0}{10^{10}H^2T_e^{1/2}}, \quad (7.28)$$

где H выражено в тысячах эрстед; T_e — в электрон-вольтах. Как видим, D_{\perp} обратно пропорционально квадрату напряженности магнитного поля. Соответственно для продольной диффузии

$$D_{\parallel} = \frac{10^{10}T_e^{3/2}}{n_0}. \quad (7.29)$$

При этом для отношения тока электронов к току ионов из (7.24) получим

$$\frac{I_{e\perp}}{I_i} = \frac{0,95T_e^{1/2}}{R_0H^2}. \quad (7.30)$$

При $H=3000$ э, $R_0=0,15$ см и $T_e=3$ эв из (7.30) имеем $I_{e\perp}/I_i=3,6$. Измерения, проведенные Бомом с соавторами [11] в плазме дугового разряда низкого давления с накалимым катодом, дали результаты, в 5—7 раз превышающие полученные из формулы (7.30). Аналогичные результаты были получены другими авторами. Такое резкое увеличение электронного тока на зонд объясняется действием механизма диффузии, связанного с неустойчивостью в плазме [76]. В условиях, когда плазма неустойчива, в ней могут возникать хаотические переменные электрические поля, которые приводят к перемешиванию отдельных участков. Вследствие этого коэффициент поперечной диффузии электронов может сильно возрасти. Это явление аналогично турбулентности в обычной гидродинамике. Таким образом, турбулентность в плазме приводит к резкому увеличению коэффициента диффузии по сравнению со столкновительной теорией.

Рассмотрим вопрос о механизме турбулентной диффузии несколько подробнее.

Теория турбулентности в плазме пока мало разработана. Однако можно провести простую качественную оценку увеличения диффузии при наличии турбулентности. Перемещение электронов поперек силовых линий может происходить не только при столкновениях, но и из-за дрейфа в скрещенном электрическом и магнитном полях. В аксиально симметричной геометрии, когда магнитные силовые линии направлены вдоль зонда, а силовые линии электрического поля — в радиальном направлении, такой дрейф не приводит к перемещению электронов к зонду. В этом случае происходит азимутальный дрейф вокруг него (см. § 7.1). Однако, в результате турбулентности плазмы, в ней возникают хаотические переменные электрические поля, причем силовые линии такого поля могут оказаться перпендикулярными к радиальному направлению. В этом случае, согласно уравнению (7.2), дрейф электронов может быть направлен к зонду. Если амплитуда поля равна E_a , то скорость дрейфа достигает величины

$$v_d \approx c \frac{E_a}{H}.$$

Правильные синусоидальные колебания скорости дрейфа не могут привести к увеличению диффузии.

Однако ввиду турбулентности плазмы направление скорости дрейфа изменяется хаотически после того, как частицы продрейфуют на некоторое расстояние l_d . Это расстояние, по-видимому, можно оценить по порядку величины, считая, что энергия, получаемая частицами от электрического поля, порядка их тепловой энергии

$$eR_a l_d \approx kT_e.$$

В результате получим

$$D_{\perp T} \approx l_d v_d \approx \frac{ckT_e}{eH} \quad (7.31)$$

Такая оценка коэффициента поперечной турбулентной диффузии была впервые дана Бомом. В работе [11] опубликовано без формального вывода следующее соотношение, которое называют «бомовским коэффициентом диффузии»:

$$D_{\perp T} = \frac{ckT_e}{16eH} = \frac{10^5}{16H} T_e. \quad (7.32)$$

В отличие от «классического» коэффициента D_{\perp} коэффициент турбулентной диффузии обратно пропорционален H в первой, а не во второй степени. Сравнивая эти два коэффициента, нетрудно получить

$$\frac{D_{\perp T}}{D_{\perp ст}} \sim \omega\tau, \quad (7.33)$$

где ω — частота ларморовского вращения; τ — среднее время между столкновениями. Таким образом, при $\omega\tau \ll 1$ турбулентность в плазме может сильно увеличить коэффициент поперечной диффузии и ток электронов на зонд.

Характер диффузии электронов в плазме определяется условиями проведения плазменного эксперимента. Теория турбулентной диффузии для различных случаев наиболее полно рассмотрена в работе [76]. В частности, там показано, что в разреженной плазме в отсутствие продольного тока коэффициент турбулентной диффузии может широко варьироваться в зависимости от величины параметра $\beta = 8\pi p/H^2$, где p — давление плазмы. Максимальное его значение при этом соответствует бомовскому коэффициенту, минимальное, при $\beta > 0,1$, равно классическому коэффициенту диффузии.

Хотя в развитии теории турбулентности за последние годы достигнут определенный прогресс, полученные в ней результаты далеко не всегда можно использовать для обработки зондовых характеристик. Удовлетворительная теория разработана лишь для небольшого круга экспериментальных условий и сам вопрос о характере неустойчивости и величине коэффициента диффузии обычно требует специальных исследований.

Наибольшая ясность в понимании причин и характера турбулентной диффузии поперек магнитного поля достигнута для положительного столба тлеющего разряда. Многочисленные работы (см., например, [72, 77]) показали, что при малых магнитных полях диффузия является классической, т. е. коэффициент диффузии убывает как H^{-2} . Однако, с увеличением напряженности магнитного поля, начиная с некоторого критического значения H_c поперечный диффузионный поток плазмы начинает нарастать, достигая затем некоторого насыщения [78, 79]. Этот эффект при давлениях порядка 10^{-1} — 1 мм рт. ст. теоретически был объяснен в работе [80] на основе токово-конвективной неустойчивости. При более низких давлениях аномальная диффузия связана с возникновением ионно-звуковой неустойчивости.

Усиление диффузионного потока при увеличении магнитного поля выше некоторого критического значения было обнаружено также в разряде Пеннинга, где продольный ток отсутствует [81].

Аномальная диффузия электронов в экспериментах Бома [11], о которых упоминалось выше, была обнаружена в условиях газового разряда в проводящей анодной камере, в которой нейтральный газ ионизовался пучком электронов с энергией 200 эв при давлении порядка 10^{-4} — 10^{-2} мм рт. ст. Эта аномалия была связана с наличием колебаний с частотой 20—60 кГц, обнаруженных экспериментально. В дальнейших исследованиях было установлено, что в указанных условиях диффузия электронов может значительно возрасти из-за образования одного или нескольких вращающихся факелов, выбрасываемых из дуги [82].

Важные сведения о характере диффузии заряженных частиц дают эксперименты с распадающейся плазмой. При небольшой концентрации заряженных частиц порядка 10^7 — 10^{10} см⁻³ обнаружили повышенную диффузию распадающейся плазмы при больших напряжен-

ностях магнитного поля. Согласно данным работы [83], при напряженности магнитного поля выше 300 э коэффициент диффузии заряженных частиц в гелии может быть аппроксимирован эмпирической формулой

$$D_{\perp} = 6 + \frac{0,4 + \rho}{H^2} \cdot 10^8,$$

где D — в $см^2/сек$; H — в э; ρ — в $мм$ *рт. ст.* Здесь только одно из слагаемых приблизительно соответствует классическому значению $D \approx 10^8 \frac{\rho}{H^2}$. Первое слагаемое может быть связано с рекомбинацией заряженных частиц. Наряду с этим, как видно из приведенного выражения, имеется еще дополнительный механизм диффузии, не связанный со столкновениями частиц. Можно предполагать, что этот механизм аномальной диффузии связан с неустойчивостью дрейфового происхождения.

При концентрации заряженных частиц порядка $10^{10}—10^{12}$ $см^{-3}$, когда преобладающую роль играют электрон-ионные столкновения, коэффициент диффузии распадающейся плазмы близок к классическому при напряженности магнитного поля, меньшей примерно 1500 э [84, 85].

Итак, коэффициент диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля может значительно превышать коэффициент классической диффузии, обусловленный парными столкновениями, даже в условии однородного магнитного поля. Неоднородное поле и пучки частиц могут привести к появлению дополнительных нестабильностей в плазме и к усилению диффузии.

Таким образом, теория зонда в сильном магнитном поле разработана весьма слабо. Имеется лишь качественная теория тока электронов на зонд с небольшим положительным потенциалом, ценность которой значительно снижается из-за неопределенности коэффициента диффузий. Теория распределения потенциала вблизи зонда в сильном магнитном поле также имеет лишь качественный характер. Теоретическая зависимость тока электронов от потенциала зонда отсутствует.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА

§ 8.1. ИОННЫЙ ТОК НА ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ЗОНД

При давлении газа, превышающем 10^{-1} — 10^{-2} мм рт. ст., длины свободных пробегов заряженных частиц сравнимы или меньше размеров зонда. Поэтому здесь необходимо учитывать диффузионный характер движения этих частиц вблизи зонда.

Одна из первых попыток создания зондовой теории при условии $\lambda \ll R_0$ была предпринята Б. Давыдовым и Л. Змановской [73]. Наиболее существенные результаты были получены в работах [74, 75]. Однако до сих пор теория зонда в плотной плазме разработана далеко не достаточно.

Рассмотрим ток положительных ионов на отрицательный зонд в плазме при условии $\lambda \ll R_0$. Он определяется распределением потенциала в возмущенной зоне вблизи зонда. Разделим эту зону, согласно Бойду [74], на три области. Первая из них — область слоя I между R_0 и R_c , где концентрация ионов намного превосходит концентрацию электронов.

Далее между R_c и R_2 лежит область аномального дрейфа II, в которой $\delta \ll 1$, но напряженность электрического поля еще настолько велика, что скорость дрейфа ионов в ней, в отличие от (1.19), пропорциональна корню квадратному из величины напряженности электрического поля E [16, 18].

Между R_2 и невозмущенной зоной плазмы лежит область нормального дрейфа III. Здесь напряженность электрического поля уже достаточно мала, и дрейф электронов описывается уравнением (1.19). В этой области $n_e \approx n_i$. Обозначим коэффициенты подвижности

при единичном давлении для зоны II и III через μ_2 и μ_3 соответственно.

Вначале рассмотрим распределение потенциала в области нормального дрейфа. Скорость дрейфа ионов определяется здесь уравнением

$$v_d = \frac{\mu_3}{p} \cdot \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (8.1)$$

где p — давление газа. Учитывая квазинейтральность и полагая распределение электронов равновесным, имеем

$$n_i = n_0 e^{-\frac{eU}{kT_e}}. \quad (8.2)$$

Запишем уравнение непрерывности плотности потока ионов

$$en_i v_d \left(\frac{r}{R_c} \right)^\gamma = j_i, \quad (8.3)$$

где j_i — плотность тока ионов на поверхности слоя; для цилиндрического зонда $\gamma=1$ и $\gamma=2$ — для сферического. Из уравнений (8.1) — (8.3) получим дифференциальное уравнение для потенциала

$$n_0 e^{-\frac{eU}{kT_e}} \mu_3 \frac{\partial U}{\partial r} \left(\frac{r}{R_2} \right)^\gamma = \frac{j_i p}{e} \left(\frac{R_c}{R_2} \right)^\gamma. \quad (8.4)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к следующему соотношению:

$$e^{-\frac{eU}{kT_e}} = 1 - \frac{\alpha}{r} \quad (8.5)$$

для сферического зонда и

$$e^{-\frac{eU}{kT_e}} = 1 - \frac{\alpha}{R_c} \ln \frac{l}{r} \quad (8.6)$$

для цилиндрического зонда.

Здесь $\alpha = \frac{j_i p R_c^2}{\mu_3 n_0 k T_e}$; l — длина зонда.

При выводе уравнения (8.5) использовано граничное условие $U \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$, а при выводе уравнения (8.6) — условие $U \rightarrow 0$ при $r=l$.

В области аномального дрейфа скорость дрейфа определяется уравнением

$$v_d = \mu \left(\frac{dU}{dr} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.7)$$

Тогда, используя (8.2) и (8.3), для потенциала в этой области получаем дифференциальное уравнение

$$e^{-\frac{eU}{kT}} \left(\frac{dU}{dr} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{R_c} \right)^{\nu} = \frac{j\sqrt{p}}{e\mu n_0}. \quad (8.8)$$

При граничном условии $U \rightarrow 0$, $r \rightarrow \infty$, получаем

$$e^{-\frac{2eU}{kT}} = 1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha_1^2}{r^3} R_c^2 \quad (8.9)$$

для сферического зонда,

$$e^{-\frac{2eU}{kT}} = 1 - \frac{\alpha_1^2}{r} \quad (8.10)$$

для цилиндрического.
Здесь

$$\alpha_1 = \frac{jR_c}{\mu n_0} \left(\frac{p}{ekT_e} \right)^{1/2}.$$

Для того чтобы применить полученные уравнения, потенциал и его первую и вторую производные необходимо «сшивать» на границах между областями [74]. При этом для определения границы слоя можно воспользоваться условием

$$n_i \approx 0,1n_0,$$

а для определения границы между областями аномального и нормального дрейфа — условием $\lambda \frac{dU}{dr} \approx \frac{kT_H}{e}$,

где T_H — температура газа.

Последнее условие означает, что на длине свободного пробега ион приобретает в электрическом поле энергию порядка своей тепловой энергии. В этом случае дрейф электронов становится пропорциональным корню квадратному из напряженности поля. Для больших давлений можно полагать $T_i \approx T_H$. Толщиной обла-

сти аномального дрейфа можно пренебречь, если выполняется условие

$$0,2 \frac{\lambda_i}{R_0} \cdot \frac{T_e}{T_H} < 1. \quad (8.11)$$

Если определить границу слоя, по Тонксу и Ленгмюру, из условия $U \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow R_c$, то, пренебрегая указанной областью, из (8.5) и (8.6) получаем

$$R_c = \alpha \text{ сферический зонд,} \quad (8.12)$$

$$\ln \frac{l}{R_c} = \frac{R_c}{\alpha} \text{ цилиндрический зонд.} \quad (8.13)$$

Эти уравнения и дают связь между плотностью ионов и их током на зонд. Во многих случаях длина пробега иона при высоком давлении газа определяется процессом перезарядки (см. гл. 1). Тогда для вычисления скорости дрейфа ионов можно воспользоваться выражением [75]

$$v_d = 0,24 \frac{eE}{\rho \sigma_{\Pi}} \left(\frac{2kT_H}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (8.14)$$

где σ_{Π} — сечение перезарядки. При этом уравнения (8.12) и (8.13) приводят к таким формулам:

$$n_0 T_e = 2 \cdot 10^{12} \frac{R_0^2}{\lambda_i R_c} j_i (AT_H)^{1/2} \quad (8.15)$$

для сферического зонда,

$$n_0 T_e = 2 \cdot 10^{12} \frac{R_0}{\lambda_i} (AT_H)^{1/2} \ln \frac{l}{R_c} j_i \quad (8.16)$$

для цилиндрического. Здесь A — атомный вес газа; j_i — плотность тока ионов на поверхности слоя, ma/cm^2 ;

$$\lambda_i = \frac{1}{n_H \sigma_{\Pi}}.$$

Рассмотрим слой объемного заряда вблизи отрицательного зонда. В большинстве случаев толщина слоя мала, и ею можно пренебречь, полагая $R_c = R_0$. Если толщина слоя по порядку величины сравнима с размером зонда, то в слое имеет место режим диффузии ионов, так как $\lambda \ll R_0$. Напряженность электрического поля в слое достаточно велика, вследствие чего ско-

рость дрейфа здесь пропорциональна \sqrt{E} . Согласно данным работы [86], в этом случае имеем

$$v_d = \left(\frac{2}{\pi} \cdot \frac{eE}{m_e \sigma_{\Pi} n_H} \right)^{1/2}. \quad (8.17)$$

Здесь n_H — концентрация нейтральных молекул; σ_{Π} — сечение перезарядки. В табл. 11 приведены данные по сечениям резонансной перезарядки при низких энергиях.

Таблица 11
Сечения резонансной перезарядки, σ_{Π} , 10^{-15} см²

Газ	Данные, полученные с помощью пучков ионов с энергией 1 эв	Данные полученные из скорости дрейфа в сильных полях	Газ	Данные, полученные с помощью пучков ионов с энергией 1 эв	Данные полученные из скорости дрейфа в сильных полях
He	4,1	2,6	Kr	9,0	7,6
Ne	4,4	3,15	Xe	10,3	9,3
Ar	5,5	6,5			

Если пренебречь концентрацией электронов в слое, а также считать, что потенциал и напряженность поля на границе слоя малы, то из уравнения Пуассона, используя (8.17), получим такую приближенную формулу:

$$\frac{R_c}{R_0} = (1 + \alpha_2)(1 + \kappa\alpha_2). \quad (8.18)$$

Здесь $\kappa=0,05$ для цилиндрического, $\kappa=0,075$ для сферического и $\kappa=0$ для плоского зонда;

$$\alpha_2 = \frac{2,3 \cdot 10^{-2}}{R_0} \left(\frac{U_0^3}{j_i^2 \sigma_{\Pi} n_H} \right)^{1/3}.$$

При большом напряжении U_0 его можно заменить без большой ошибки потенциалом относительно точки $I=0$. Это позволяет определить R_c/R_0 и по ионной части характеристики — величину $n_0 T_e$.

§ 8.2. ЭЛЕКТРОННАЯ ЧАСТЬ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Будем полагать, что во всем пространстве вокруг зонда вплоть до расстояния от его поверхности,

равного средней длине свободного пробега, осуществляется режим диффузии в электрическом поле, т. е.

$$j_e \left(\frac{R}{r} \right)^{\gamma} = D_e \frac{dn_e}{dr} e + n_e b_e e E. \quad (8.19)$$

Здесь D_e и b_e — коэффициент диффузии и подвижность электронов. Потенциал зонда отрицательный. Как следует из гл. 1;

$$D_e = \frac{\lambda_e \bar{v}_e}{3}; \quad b_e = \frac{e D_e}{k T_e}; \quad \bar{v}_e = \left(\frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}.$$

На последней длине свободного пробега перед поверхностью зонда электроны движутся без столкновений в задерживающем поле зонда. Как было показано в гл. 3, ток электронов в этом случае соответствует уравнению

$$j_e = \frac{\bar{v}_e n_{e1}}{4} e^{-\frac{e \Delta U}{k T_e}}, \quad (8.20)$$

где n_{e1} — концентрация электронов на расстоянии длины свободного пробега от зонда; ΔU — падение потенциала на этом расстоянии.

Интегрируя уравнение (8.19) и определяя из него n_{e1} , из (8.20) получим

$$j_e = \frac{e n_0 \bar{v}_e}{4} e^{-\varphi_0} \left[1 + \frac{3}{4} \cdot \frac{R_0}{\lambda_e} \int_1^{\nu} \frac{1}{x^{\nu}} e^{-[\varphi_0 - \varphi(x)]} dx \right]^{-1}. \quad (8.21)$$

Здесь $\nu = \infty$ для сферического и $\nu = l/R_0$ — для цилиндрического зондов. Для незаряженного зонда $U_0 = 0$, тогда

$$j_e = \frac{e n_0 \bar{v}_e \lambda_e}{4 \lambda_e + 3 R_0} \quad (8.22)$$

для сферического зонда и

$$j_e = \frac{e n_0 \bar{v}_e \lambda_e}{4 \lambda_e + 3 R_0 \ln \frac{l}{R_0}} \quad (8.23)$$

для цилиндрического зонда.

Как видно из формулы (8.21), при приближении к потенциалу плазмы электронный ток на зонд увеличивается медленнее, чем по экспоненте. Чем выше давле-

ние и больше размеры зонда, тем при более высоких значениях потенциала зонда сказывается это замедление, связанное со вторым слагаемым в знаменателе (8.21). Поэтому если в этом случае применить обычный метод обработки зондовой характеристики, пригодный для разреженной плазмы, то будет получено завышенное значение температуры и заниженное значение плотности электронов [87].

Для оценки интеграла в формуле (8.21) разобьем область интегрирования на две зоны: квазинейтральную плазму и слой. Используя уравнение (8.4), для области квазинейтральности получаем

$$\int_{x_c}^y e^{\varphi(x)} \frac{dx}{x^2} = \frac{\varphi_c}{\alpha}.$$

Здесь φ_c — потенциал на границе слоя; отношение R_c/R_2 положено равным единице.

В области слоя, полагая его тонким и используя результат для плоского диода в режиме объемного заряда, получаем

$$\int_1^{x_c} e^{\varphi(x)} \frac{dx}{x^2} = \frac{3}{5} \cdot \frac{d}{R_0 \varphi_0} e^{\varphi_0},$$

где d — толщина слоя.

Учитывая эти результаты, из формулы (8.21) окончательно имеем

$$j_e = \frac{en_0 \bar{v}_e}{4} e^{-\varphi_0} \left[1 + \frac{9}{20} \cdot \frac{d}{\lambda_e} \cdot \frac{1}{\varphi_0} + \frac{3}{4} \cdot \frac{R_0}{\alpha \lambda_e} \varphi_c e^{-\varphi_0} \right]^{-1}. \quad (8.24)$$

Второй и третий члены в скобках дают поправку, связанную с малой длиной пробега электронов. При $\lambda_e \rightarrow \infty$ или $\varphi_0 \rightarrow \infty$ получаем обычную экспоненциальную формулу для разреженной плазмы. Второй член в выражении (8.24) изменяется относительно медленно. Поэтому если третьим членом можно пренебречь, то отступление от экспоненциальной формулы будет невелико. Это имеет место при достаточно высоком отрицательном потенциале зонда, когда ионный ток на зонд сравним с электронным,

Для вычисления тока ионов и электронов мы использовали диффузионные уравнения. Применение этих уравнений оправдано, если симметричная часть функции распределения заряженных частиц одинакова в различных точках области, возмущенной зондом. Это справедливо, если релаксация рассматриваемых частиц как по импульсам, так и по энергиям происходит на расстояниях, много меньших по сравнению с размерами возмущенной зоны. Другими словами, не только средняя длина свободного пробега должна быть меньше размеров этой зоны, но и длина пробега относительно обмена энергией между частицей и атомами газа должна удовлетворять тому же условию. Лишь в этом случае будет справедливым диффузионное приближение.

Для ионов оба эти критерия совпадают, так как для них обмен энергией и обмен импульсами с атомами газа происходит одинаково быстро. Поэтому диффузионное рассмотрение движения ионов к зонду является оправданным, если их длина свободного пробега много меньше размеров возмущенной области.

Для электронов обмен энергией с атомами может происходить гораздо медленнее, чем обмен импульсами, вследствие большой разницы масс электрона и атома. Так, если размер зонда R_0 намного превосходит длину свободного пробега, то время диффузии электрона через возмущенную область примерно равно

$$\tau \approx \frac{R_0^2}{2D} \approx \frac{R_0^2}{\lambda v_e}.$$

Время обмена энергии электрона с атомами составляет

$$\tau_1 \approx \frac{\lambda}{v_e} \cdot \frac{M_i}{m_e}.$$

Таким образом,

$$\frac{\tau_1}{\tau} \approx \frac{\lambda^2}{R_0^2} \cdot \frac{M_i}{m_e}.$$

Если λ/R_0 не слишком мало, то может оказаться, что $\tau_1 \gg \tau$. Тогда даже при условии $\lambda \ll R_0$ диффузионное приближение для электронов оказывается несправедли-

вым, так как длина пробега относительно обмена энергией слишком велика. Итак, если выполняется условие

$$\lambda \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \gg R_0, \quad (8.25)$$

то диффузионное приближение несправедливо и можно пренебречь потерями энергии при движении электрона через возмущенную зону.

При выполнении условия (8.25) функция распределения электронов по скоростям в случае не очень высокого отрицательного потенциала зонда изменяется в пределах возмущенной области из-за наличия тока на зонд. Решение кинетического уравнения для этого случая при отсутствии отражения электронов от поверхности зонда приводит к следующему выражению для тока электронов на шаровой зонд [88]:

$$I_e = I_0 e^{-\varphi_0} \int_0^{\infty} \frac{y e^{-y} dy}{1 + \frac{3}{4} \cdot \frac{R_0}{\lambda(v_0)} \cdot \frac{y}{y + \varphi_0}}, \quad (8.26)$$

где

$$v_0^2 = \frac{2kT_e}{m_e} (y + \varphi_0); \quad I_0 = R_0^2 n_0 e \left(\frac{8kT_e \pi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$y = \frac{m_e U_1^2}{2kT_e} + \varphi_0; \quad U_1^2 = \bar{v}_e^2 - \frac{2eU(z)}{m_e}; \quad z = \frac{r}{R_0}.$$

Критерий применимости формулы (8.26)

$$\delta = \frac{d_c}{R_0} \ll 1; \quad \frac{\delta \lambda(v_1) \varphi_0}{\lambda(v_2)} \ll 1,$$

где

$$v_1 = \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \varphi_0; \quad v_2 = \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Можно полагать, что это условие выполняется, если дебаевский радиус на порядок меньше радиуса зонда, а величина φ_0 не превышает нескольких единиц.

Формула (8.26) представляет электронную часть зондовой характеристики в интегральной форме при произвольном давлении. При $R_0 \ll \lambda$ она переходит в обычное экспоненциальное выражение (3.3) для низких давлений. Для вычисления зондовой характеристики

по (8.26) необходимо знать зависимость длины свободного пробега электронов от их энергии.

Из выражения (8.26) видно, что при приближении к точке $\varphi_0 = 0$ рост электронного тока на зонд происходит медленнее, чем по экспоненциальной зависимости, так же как это было показано в диффузионном приближении.

В предельном случае больших давлений, предполагая степенную зависимость длины свободного пробега от скорости

$$\lambda(v_0) = \lambda_0 \left[\frac{v_0}{\left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{1/2}} \right]^c,$$

из (8.26) получаем

$$I = I_0 \frac{4}{3} \cdot \frac{\lambda_0}{R_0} \int_{\varphi_0}^{\infty} t^{\frac{c+2}{2}} e^{-t} dt. \quad (8.27)$$

В случае $c = -2$ давление не влияет на вид характеристики, изменяя лишь абсолютную величину зондового тока. Наклон характеристик при увеличении потенциала стремится к 45° . При этом, как указывалось выше, отступление от экспоненциальной зависимости становится незначительным и наклон характеристики определяет температуру электронов. В приведенной выше теории не учтены ионизация и рекомбинация частиц в возмущенной зоне.

В работах [208—209] приведены некоторые результаты расчетов структуры переходной зоны между плазмой и слоем при средних и высоких давлениях газа, детально обсуждаются граничные условия задачи. Показана возможность определения плотности электронов в области насыщения.

В работе [89] рассмотрена характеристика двойного зонда, состоящего из двух плоских электродов, в плазме с высоким давлением газа. Предполагая диффузионный характер движения заряженных частиц к зонду, авторы получили следующую приближенную формулу для двухзондовой характеристики:

$$U \simeq \frac{kT_e}{e} \ln \frac{1 + \frac{I}{I_i}}{1 - \frac{I}{I_i}}. \quad (8.28)$$

Здесь U — разность потенциалов между зондами; I — полный ток в их цепи; I_i — ионный ток на зонд.

При выводе уравнения (8.28) предполагалось, что j_i не зависит от потенциала зонда, хотя из работы тех же авторов [90] известно, что ионный ток возрастает с напряжением практически линейно.

Оценим потенциал изолированного зонда U_n относительно плазмы из условия $j_e = j_i$. Для оценки толщины слоя воспользуемся уравнением (8.18). Тогда из (8.24) и выражения для α в формуле (8.6) получим

$$e^{-\Phi_n} = 2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T_e}{AT_H} \right)^{1/2} \frac{\alpha \lambda_i}{R_0^2} \times \\ \times \frac{1 + \frac{9}{20} \frac{\alpha_2 R_0}{\lambda_e \Phi_n}}{1 - 1,5 \cdot 10^{-2} \frac{\lambda_i \Phi_c}{\lambda_e} \left(\frac{T_e}{T_H A} \right)^{1/2}}. \quad (8.29)$$

Здесь мы пренебрегли толщиной переходного слоя аномального дрейфа и вторым слагаемым с α в выражении (8.24).

Коэффициент α для сферического и цилиндрического зондов определяется соотношением (8.12) и (8.13). Для сферического зонда в случае тонкого слоя можно положить $\alpha = R_0$.

Так как обычно $\lambda_i \ll \lambda_e$, а $\Phi_c \approx 1$ (так как $U_c \approx kT_e/e$), то вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь. Это слагаемое характеризует отношение последнего члена в скобках (8.24) к двум первым вблизи потенциала изолированного зонда. Это отношение равно $1,5 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T_e}{AT_H} \right)^{1/2} \Phi_c \frac{\lambda_i}{\lambda_e}$. Оно слабо зависит от давления и мало по величине. Следовательно, вблизи потенциала плавающего зонда электронная характеристика мало отличается от экспоненциальной, т. е. для определения T_e в этом случае применим метод двойного зонда и метод производной вблизи потенциала U_n для одиночного зонда.

Таким образом, в приведенной теории зонда при высоком давлении газа сделан ряд упрощающих допущений и предположений, правомерность которых не вполне очевидна. Для проверки и дальнейшего развития этой теории в первую очередь необходимо накопление и анализ экспериментальных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

§ 9.1. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

а. Одиночный зонд

Рассмотрим методы определения температуры электронов по характеристике одиночного одноэлектродного зонда для разреженной плазмы без магнитного поля.

Общий вид экспериментальной зондовой характеристики показан на рис. 37, а. Теоретическое ее обоснование приведено выше, в гл. 3 и 4. Качественное истолкование характеристики следующее. При больших отрицательных потенциалах зонда электронный ток на него экспоненциально мал, поэтому весь зондовый ток переносится ионами (участок *AB*). Этот участок не имеет строгого насыщения из-за роста толщины слоя с увеличением напряжения; при уменьшении напряжения на ионный ток накладывается возрастающий электронный ток быстрых электронов. На участке *BC* ток электронов становится сравнимым с током ионов; в частности, в точке *N* эти токи равны по величине. Следовательно, эта точка определяет потенциал изолированного зонда. На участке *CD* потенциал сравним или меньше электронной температуры ($eU \lesssim kT_e$), поэтому электронный ток здесь уже намного превосходит ионный. Участок *CD* изображен пунктиром из-за сокращения вертикального масштаба на нем; в линейном масштабе этот участок обычно значительно выше.

Когда потенциал зонда становится положительным, зависимость тока электронов от напряжения изменяется. Это проявляется в более или менее резком изломе зондовой характеристики вблизи потенциала плазмы. На рис. 37, а — это участок *DE*. Наконец, на участке *EF* происходит торможение ионов и увеличение тока элек-

тронов, что приводит к дальнейшему возрастанию отрицательного тока.

Во многих случаях для вычисления T_e удобно пользоваться участком $CDEF$, где вклад ионов невелик и

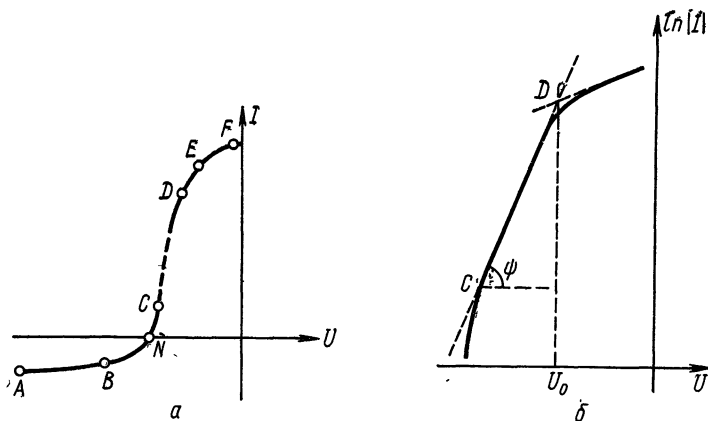


Рис. 37. Зондовая характеристика:

a — общий вид характеристики; *б* — электронная часть характеристики в полулогарифмическом масштабе.

почти весь ток электронный. Пренебрегая ионной частью тока, из уравнения (3.3) получаем

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\frac{d \ln I}{dU}} \quad (9.1)$$

Таким образом, если отложить ток электронов на графике в полулогарифмическом масштабе в зависимости от напряжения, то по наклону графика, вид которого показан на рис. 37, б, можно определить температуру электронов

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \psi}, \quad (9.2)$$

где ψ — угол наклона прямолинейного участка графика к оси U .

Наличие прямолинейного участка на графике в области CD свидетельствует о том, что распределение электронов по скоростям является максвелловским.

Несколько более точно можно получить значение T_e , обработав участок $BCDE$ графически. Для этого необходимо экстраполировать ионный ток из зоны «насыщение» AB в область более низких потенциалов зонда (по модулю). Точный закон такой экстраполяции обычно не известен (см., например, гл. 4), поэтому для упрощения пользуются линейной экстраполяцией. С ее помощью определяют величину ионного тока $I_i(N)$ в точке N , а отсюда и ток электронов $I_e(N)$ в этой точке, так как $I_e(N) = I_i(N)$. Далее, определив с помощью линейной экстраполяции ионный ток в других точках и вычитая его из полного тока, получим остальную часть электронной характеристики. Затем из нее, построив график в полулогарифмическом масштабе, определим электронную температуру. К сожалению, линейная экстраполяция ионного тока не всегда дает хорошие результаты.

График в полулогарифмическом масштабе позволяет более точно определить и потенциал плазмы относительно зонда, так как на нем более резко проявляется излом характеристики в точке $U_0 = U_{\text{и}}$, чем в линейном масштабе. Таким образом, точка U_0 в месте излома характеристики на рис. 37,б определяет потенциал плазмы.

Ток электронов I_{e0} при потенциале зонда, равном потенциалу плазмы, позволяет определить концентрацию электронов, согласно выражению (3.3)

$$n_0 = \frac{4I_{e0}}{ev_e S}, \quad (9.3)$$

где S — площадь поверхности зонда.

Однако в действительности излом характеристики не является столь резким, чтобы по нему можно было точно определить $U_{\text{и}}$ и I_0 . Строго говоря, потенциал плазмы соответствует началу отклонения полулогарифмической характеристики от прямолинейной. В работе [91] проводились сравнительные измерения концентрации электронов в разреженной ртутной плазме микроволновым и зондовым методом. При этом согласие между результатами измерений этими двумя способами было несколько лучше в том случае, когда потенциал плазмы и ток I_{e0} определялись по отклонению характеристики от прямолинейной.

В то же время определение концентрации электронов по току I_{e0} в точке U_0 является заниженным из-за отражения электронов от зонда. Величину этого отражения оценить трудно, так как она зависит от состояния поверхности зонда. Кроме того, сильное влияние здесь оказывают колебания потенциала. Можно надеяться, что при определении I_{e0} по пересечению асимптот участков CD и EF (см. рис. 37, б) влияние отражения электронов на ток будет несколько скомпенсировано, так как отражение слабее влияет на участке EF , который соответствует притягивающему потенциалу зонда (для электронов).

Использование участка CDE для определения параметров плазмы не всегда возможно и оправдано. Часто не удается дойти до точки, соответствующей потенциалу пространства, так как зонд раскаляется электронным током, плотность которого достигает на участке CDE большой величины. По этой причине зонд начинает оказывать значительное возмущающее воздействие на окружающую плазму, вплоть до того, что разряд может переброситься на него. В этих случаях удобнее пользоваться участком AC . Кроме того, использование участка CDE затруднено при зондовых измерениях в сильном магнитном поле и в безэлектродных разрядах, когда электронная часть сильно искажена. В этих случаях удобно пользоваться ионной частью характеристики и участком AC .

На участке AC электронный ток сравним с ионным, и здесь для определения T_e из электронной характеристики необходимо исключать ток ионов из полного тока на зонд. Такое исключение можно проводить, вообще говоря, методом экстраполяции участка насыщения ионного тока, как это было описано выше. Однако ошибки экстраполяции могут сильно влиять на определение величины электронного тока в области BC . Поэтому для уменьшения влияния ионного тока на этом участке целесообразно воспользоваться методом первой производной зондового тока по потенциалу [92].

Идея этого метода состоит в том, что в области BC электронный ток изменяется гораздо быстрее, чем ионный, т. е. $\frac{\partial I_i}{\partial U} \ll \frac{\partial I_e}{\partial U}$. Следовательно, для определения температуры электронов имеет смысл строить график зависимости от напряжения логарифма первой произ-

водной тока, а не самого тока. Тогда, полагая $\frac{\partial I}{\partial U} \approx \frac{\partial I_e}{\partial U}$, из выражения (3.3) получаем

$$\ln \frac{\partial I}{\partial U} = \text{const} + \frac{eU}{kT_e}. \quad (9.4)$$

Таким образом, наклон характеристики производной тока по напряжению в полулогарифмическом масштабе позволяет определить температуру электронов. В случае максвелловского распределения электронов по скоростям эта характеристика должна быть линейной. Преимущество метода первой производной заключается в том, что производной от ионного тока по сравнению с производной от электронного можно пренебречь в большей области потенциалов, чем ионным током по сравнению с электронным.

Если распределение электронов по скоростям отличается от максвелловского, то понятие «температура» неприменимо для характеристики электронного газа. В этом случае необходимо знать функцию распределения, которая и характеризует энергетическое состояние электронов.

Функцию распределения электронов по скоростям можно определить, измерив вторую производную электронного тока на зонд [93]. Действительно, из выражения (1.4)

$$j_e = \pi e n_0 \int_0^{\infty} v^3 f_0 \left(\frac{mv^2}{2} + eU \right) dv = \frac{2\pi e n_0}{m^2} \int_{eU}^{\infty} (E - eU) f(E) dE. \quad (9.5)$$

Дифференцируя выражение (9.5) дважды по напряжению, получаем

$$\frac{d^2 j_e}{dU^2} = \frac{2\pi e^3}{m^2} n_0 f(eU). \quad (9.6)$$

Выражение (9.6) связывает вторую производную электронного тока по напряжению с распределением электронов в невозмущенной плазме. Методы измерения первой и второй производной тока описаны ниже.

Остановимся подробнее на вопросе определения потенциала пространства. Выше описан способ определения потенциала плазмы по излому зондовой характеристики. Однако этот излом часто выражен недостаточ-

но резко, поэтому для уточнения потенциала U_0 можно использовать другие методы. Например, график первой производной тока по напряжению при переходе через потенциал пространства имеет более резкий излом, чем сам ток [94, 95]. При этом за потенциал пространства принимается точка, в которой производная максимальна (см. рис. 38).

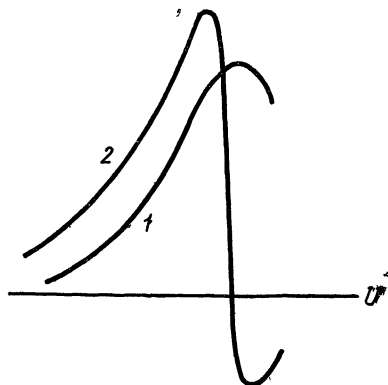


Рис. 38. Первая (1) и вторая (2) производные характеристики вблизи потенциала пространства.

Еще точнее потенциал плазмы можно определить по второй производной зондового тока [96, 97]. Эта производная, как видно из рис. 38, меняет знак вблизи потенциала, равного потенциалу плазмы. За потенциал плазмы принимают точку максимума второй производной.

В современном плазменном эксперименте для определения потенциала пространства часто применяется метод термозонда [11, 98], который представляется наиболее совершенным как по точности, так и по техническому осуществлению. В этом методе используется зонд, нагретый от внешнего источника тока до температуры, при которой наблюдается заметная электронная эмиссия с его поверхности. Часть характеристики нагретого зонда, соответствующая положительным потенциалам, совпадает с характеристикой холодного зонда, так как ток эмиссии электронов при этом запирается положительным потенциалом. При отрицательном потенциале характеристика нагретого зонда проходит значительно выше, чем ненагретого, из-за тока термоэмиссии. Если сравнить характеристики нагретого и холодного зондов, то по точке их расхождения можно определить потенциал плазмы.

В работе [99] предложен метод измерения потенциала плазмы по амплитуде шумов в цепи зонда. При потенциале зонда, равном потенциалу плазмы, эта амплитуда достигала максимума. Однако это не согласуется с данными других авторов [100].

Рассмотрим методы определения концентрации заряженных частиц по данным зондовых измерений в разреженной плазме. Для этой цели можно воспользоваться электронной частью характеристики. Как было показано выше, концентрацию электронов можно вычислить из тока электронов при потенциале зонда, равном потенциалу плазмы (см. § 9.3). Однако этот метод недостаточно точен. Кроме того, для его осуществления необходимо доводить потенциал зонда до нуля, вследствие чего на зонд при измерении течет большой электронный ток. Поэтому для определения концентрации заряженных частиц предпочтительнее пользоваться ионной частью характеристики.

При достаточно большом отрицательном потенциале электронным током на зонд можно пренебречь, так что $I \approx I_i$. Измерив ионный ток насыщения, можно определить концентрацию ионов в невозмущенной плазме с помощью формул (4.33) и (4.34) для сферического зонда или формул (4.45) и (4.46) для цилиндрического (неизотермическая плазма). Например, для сферического зонда вначале по формуле закона трех вторых из тока и потенциала зонда определяют функцию $\alpha^2(r_i/R_0)$. Далее с помощью табл. 2 определяют радиус ионного слоя r_i . Затем, используя формулу (4.34), вычисляют концентрацию ионов

$$n_0 = I_i \left(\frac{M_i}{2kT_e} \right)^{1/2} [4\pi r_i^2 \alpha'(\gamma) e]^{-1}. \quad (9.7)$$

Недостатком такого метода является некоторая неопределенность коэффициента $\alpha'(\gamma)$, тем более что температура ионов обычно неизвестна, а коэффициент α' зависит от энергии ионов. При больших потенциалах зонда, соответствующих току насыщения, как было показано в гл. 4, в формуле (9.7) следует использовать максимальное значение $\alpha'_{\text{макс}}$. Обычно в лабораторных условиях $T_i \ll T_e$, т. е. $\gamma \ll 1$. При этом величина коэффициента $\alpha'_{\text{макс}}$ лежит в пределах между 0,6—0,8. Для подстановки в формулу (9.7) следует положить $\alpha'(\gamma) = 0,8$ (для сферического зонда).

Для того чтобы воспользоваться формулой (9.7), необходимо знать потенциал зонда относительно плазмы U_0 . Если непосредственное определение U_0 затруднено, его можно оценить, используя точку на характеристике, в которой полный ток равен нулю,

т. е. $I_e = I_i$, что соответствует потенциалу изолированного зонда. Этот потенциал определяется соотношением (4.48). Так как r_{i0} входит здесь под логарифм, можно без большой ошибки положить $r_{i0} = R_0$ и, полагая $\alpha' = 0,8$, вычислить $U_{\text{и}}$ и тем самым определить потенциал в любой другой точке характеристики. Так как обычно для ионного тока насыщения $U \gg U_{\text{и}}$, то некоторая неточность в вычислении $U_{\text{и}}$ мало влияет на результаты определения концентрации ионов.

Аналогичным образом производят вычисление концентрации заряженных частиц и в случае цилиндрического зонда. Как ясно из рис. 24, при $T_i \ll T_e$ здесь можно приближенно положить $\alpha'(\gamma) \approx 0,4$.

Сравнение результатов, полученных обработкой ионной и электронной части характеристики для разряда в парах ртути [92] и аргона [101], дает достаточно хорошее согласие этих методов.

В случае изотермической плазмы ($T_i = T_e$) для вычисления концентрации заряженных частиц следует воспользоваться выражением (3.25) для сферического зонда

$$n_0 = \frac{I_i}{1,47R_c^2 e} \left(\frac{M_i}{8\pi kT} \right)^{1/2}, \quad (9.8)$$

где I_i — ионный ток насыщения, измеренный при достаточно большом напряжении на зонде.

Радиус слоя пространственного заряда можно вычислить, используя закон степени трех вторых. Если выполняется условие

$$U_0 \ll \frac{kT_e}{e} \left(\frac{R_0}{D} \right)^{4/3},$$

то, как следует из гл. 4, можно пренебречь толщиной слоя объемного заряда и положить $R_c \approx R_0$. Признаком выполнения этого условия является хорошая насыщаемость зондовой характеристики.

Выше было рассмотрено определение концентрации ионов с помощью большого зонда, для которого $R_0 \gg D$. В противоположном случае ($R_0 \ll D$) вместо приведенных соотношений следует воспользоваться выражениями для орбитально ограниченного тока

$$I = n_0 e R_0^2 \left(\frac{8\pi kT}{M} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{eU_0}{kT} \right) \quad (9.9)$$

для сферического зонда и

$$I = n_0 e l R_0 \left(\frac{8kT}{M} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{eU_0}{kT} \right)^{1/2} \quad (9.10)$$

для цилиндрического зонда, где l — длина зонда. Эти выражения справедливы вплоть до потенциала, ограниченного соотношением

$$U_0 \ll \frac{kT}{e} \left(\frac{D}{R_0} \right)^{1/2}.$$

Для проверки применимости выражений (9.9) и (9.10) строят график экспериментальной зависимости в линейном масштабе для сферического зонда; для цилиндрического зонда по оси абсцисс откладывают величину $\left(1 + \frac{eU_0}{kT} \right)^{1/2}$. Критерием является линейность полученных графиков. Следует отметить, что в области малых потенциалов линейность характеристики обычно нарушается из-за отражения заряженных частиц от поверхности зонда. Кроме того, в области $U_0 \ll \frac{kT_e}{e}$ для отрицательного зонда ход ионной характеристики маскируется изменением электронного тока.

Ленгмюр предложил следующий способ обработки электронной характеристики в случае выполнения соотношения (9.9) или (9.10). Электронная характеристика измеряется до больших положительных напряжений, для которых можно получить хорошо выраженный линейный участок. Затем этот участок экстраполируется графически назад до точки U_0^* , в которой $I_e = 0$. При этом, как видно из формулы (9.9), имеем

$$\frac{kT_e}{e} = -U_0^*. \quad (9.11)$$

Здесь U_0^* — потенциал зонда относительно плазмы при $I_e = 0$. Для цилиндрического зонда график строится в координатах $I = f(\sqrt{1+U})$.

Другой способ обработки характеристики для малого сферического зонда состоит в определении величины тока и производной от него по напряжению в какой-либо точке на линейном участке, после чего совместно

решают уравнение (9.9) и следующее соотношение, полученное его дифференцированием:

$$\frac{\partial I}{\partial U_0} = n_0 e R_0^2 \left(\frac{8\pi}{M_i k T_i} \right)^{1/2}. \quad (9.12)$$

В выражениях (9.9) и (9.12) имеем две неизвестные величины: n_0 и T_i , которые можно вычислить, измерив $I(U_0)$ и $\partial I/\partial U_0$.

Заметим, что в случае цилиндрического зонда в выражении для производной от I^2 выпадает зависимость от температуры частиц

$$\frac{\partial (I^2)}{\partial U_0} = (n_0 l R_0)^2 \frac{8e^3}{M_i}. \quad (9.13)$$

Это позволяет по величине производной определить концентрацию частиц, а затем из выражения (9.10) вычислить их температуру.

Выше нами рассмотрены методы расчета параметров разреженной плазмы. Теория зондового тока при высоком давлении газа рассмотрена в гл. 9. Из формул (8.24) и (8.26) следует, что электронная характеристика в этом случае отличается от экспоненциальной тем сильнее, чем ближе потенциал отрицательного зонда к потенциалу плазмы. Поэтому для определения температуры электронов по наклону характеристики необходимо использовать участки, соответствующие достаточно большим потенциалам ($U_0 > kT_e$). Тогда можно пренебречь отступлением от экспоненциальности, связанным с малой длиной пробега электронов, и определить T_e методами, описанными выше. Для исключения влияния ионного тока можно воспользоваться методом производной.

Если воспользоваться выражением (8.27) для электронного тока на зонд, то получим

$$\ln \frac{dI_e}{d\varphi_0} = \text{const} + \varphi_0 - \frac{c+2}{2} \ln \varphi_0.$$

Таким образом, наклон характеристики определяется выражением

$$\frac{d}{d\varphi_0} \ln \frac{dI_e}{d\varphi_0} = 1 - \frac{c+2}{2\varphi_0}.$$

Отсюда следует, что относительная погрешность определения температуры электронов по наклону графика

$\ln(dI/d\varphi_0)$ равна величине $c + 2/2 \varphi_0$ (в предельном случае высоких давлений). Если показатель c порядка единицы (см. § 8.2), то ошибка порядка $1/\varphi_0$. При промежуточных давлениях эта погрешность еще меньше. Определив температуру электронов, можем далее вычислить концентрацию заряженных частиц, используя соотношения (8.15) и (8.16).

Радиус слоя объемного заряда определяют из соотношения (8.18).

б. Двойной зонд

Вид вольт-амперной характеристики двойного зонда показан на рис. 25. Если характеристика симметрична относительно точки N (см. рис. 25, а), то ее обработка наиболее проста. В точке N потенциалы обоих зондов равны плавающему потенциалу $U' = U'' = U_{\text{п}}$.

Ввиду симметрии характеристики в этой же точке $dU'/dU = -dU''/dU$, а учитывая уравнение (5.1), имеем

$$\frac{dU'}{dU} = -\frac{dU''}{dU} = \frac{1}{2}.$$

Дифференцируя уравнение (5.2) в точке N , получаем

$$\frac{dI}{dU} = \frac{dI_i}{dU'} \cdot \frac{dU'}{dU} + I_{e0} e^{-\frac{eU'}{kT_e}} \cdot \frac{e}{kT_e} \cdot \frac{dU'}{dU}.$$

Отсюда, учитывая, что в точке N ионный ток равен электронному, имеем следующую расчетную формулу:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{I_i}{2 \frac{dI}{dU} - \frac{dI_i}{dU'}}. \quad (9.14)$$

В этом выражении все величины в правой части берутся в точке N . Таким образом, измерив производную ионного и полного токов, а также величину ионного тока в точке N , можно вычислить температуру электронов. Ионный ток можно найти экстраполяцией характеристики из области высоких потенциалов, где полный ток в цепи зондов равен ионному току на один из них. В этой области имеем

$$\frac{dI_i}{dU'} \approx \frac{dI}{dU}.$$

Обычно ограничиваются линейной экстраполяцией в точку N , хотя в действительности ход ионной характеристики, как показано в гл. 4, имеет более сложный вид. Если наклон характеристики в области насыщения мал по сравнению с наклоном в центре симметрии, величиной dI_i/dU в формуле (9.14) можно пренебречь. Если характеристика несимметрична, то из (5.4) имеем

$$\frac{dI}{dU} = \left\{ \left(\frac{dI_i''}{dU''} + \frac{eI_i''}{kT_e} \right)^{-1} + \left(\frac{dI_i'}{dU'} + \frac{eI_i'}{kT_e} \right)^{-1} \right\}^{-1}. \quad (9.15)$$

Все величины здесь взяты в точке, в которой ток в цепи зондов равен нулю. Определив токи I' , I'' и их производные из характеристики экстраполяцией ее левой и правой частей, а также производную полного тока dI/dU , из формулы (9.15) можно вычислить температуру электронов. Если наклон ветвей характеристики в области насыщения мал, то из (9.15) получим более простое выражение

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{I_i' I_i''}{I_i' + I_i''} \left(\frac{dI}{dU} \right)^{-1}.$$

Здесь все величины в правой части также относятся к точке $I=0$.

Другой способ обработки двухзондовой характеристики заключается в следующем. Учитывая, что $\Delta U = U + U'' - U'$, из формулы (5.4) найдем

$$\ln \left(\frac{I_i' + I_i''}{I_e'} - 1 \right) = \ln \frac{I_{0e}''}{I_{0e}'} e^{-\frac{e\Delta U}{kT_e}} + \frac{eU}{kT_e}.$$

Способ определения приведенных здесь величин показан на рис. 36, б. Здесь также производят экстраполяцию ионного тока из области насыщения, обычно линейную (пунктир). После этого находят точку C , относительно которой пунктирные прямые расположены на равном расстоянии. Тогда имеем

$$I_i'' = cd; \quad I_i' = ac; \quad I_e' = ac - bc = ab.$$

Дифференцирование дает

$$\frac{kT_e}{e} = \left[\frac{d \ln \left(\frac{I_i' + I_i''}{I_e'} - 1 \right)}{dU} \right]^{-1}.$$

Таким образом, построив график зависимости $\frac{I_i + I_i'}{I_e}$ —

— 1 от напряжения U в полулогарифмическом масштабе, из его наклона можно определить температуру электронов. Этот метод, как видим, аналогичен методу обработки характеристики одиночного зонда.

Вычисление концентрации заряженных частиц из двухзондовой характеристики основано на том, что ионная часть двухзондовой и однозондовой характеристик практически совпадают. Поэтому для двойного зонда концентрация ионов может быть вычислена из их тока насыщения вышеописанным способом с использованием формул (4.45) и (4.46). Для использования этих формул необходимо знать потенциал более отрицательного зонда U' относительно плазмы. Этот потенциал определяет радиус слоя объемного заряда. Потенциал другого зонда устанавливается вблизи потенциала плавающего зонда, несколько превышая его. Если пренебречь этой разницей, то можно считать, что потенциал U' равен сумме приложенной между зондами разности потенциалов и потенциала плавающего зонда:

$$U' = U + U_{\text{п}}$$

Для грубой оценки при большом U можно положить $U' = U$, пренебрегая потенциалом плавающего зонда. Для уточнения и корректировки вычислений $U_{\text{п}}$ можно оценить из формул, приведенных в § 3,5 и 4.4.

Упрощенный способ оценки концентрации ионов заключается в том, что вначале линейной экстраполяцией из области больших напряжений определяют ионный ток в точке N (см. рис. 25), а затем вычисляют n_i из формулы (4.46), в которой полагают $r_i \approx R_0$. Действительно, потенциал плавающего зонда обычно невелик (несколько вольт), и при достаточно большой плотности ионного тока толщиной ионного слоя в этой точке можно пренебречь.

Выше приведены способы обработки характеристики двойного зонда в разреженной плазме, когда $\lambda \gg R_0$. В противоположном случае, при $\lambda \ll R_0$, электронная часть характеристики описывается выражениями (8.24) и (8.26), а ионный ток насыщения определяется уравнением (8.16). Учитывая изложенные соображения для одиночного зонда при высоком давлении, можно пола-

гать, что для двойного зонда в этом случае вид характеристики не будет сильно отличаться от случая разреженной плазмы. Действительно, потенциал более положительного зонда лишь ненамного превышает потенциал плавающего зонда, а этот потенциал является достаточно высоким, так что ход электронной характеристики здесь близок к экспоненциальному (см. § 8.2). Следовательно, электронную температуру при высоком давлении можно оценить из характеристики двойного зонда так же, как и для разреженной плазмы. Концентрацию ионов определяют из ионного тока насыщения, используя уравнения (8.16) и (8.18).

в. Зонд в движущейся плазме

Характеристика плоского зонда в движущейся плазме описывается уравнением (6.9). В большинстве практических случаев для электронного газа хорошо выполняется условие $v_0 \ll c_e$, т. е. тепловые скорости электронов намного превышают скорость направленного движения. Поэтому электронная ветвь характеристики в движущейся плазме обычно практически не отличается от случая «неподвижной» плазмы, что непосредственно следует из уравнения (6.19), если в нем положить $v_0/c_e \gg 1$. Следовательно, обработка электронной ветви характеристики производится способами, описанными выше.

На ионную часть характеристики направленное движение плазмы оказывает значительно большее влияние, чем на электронную, так как тепловые скорости ионов намного меньше, чем у электронов. Например, при температуре легких ионов порядка 1 эв их средняя тепловая скорость составляет величину порядка 10^6 см/сек. Следовательно, уже при скорости направленного движения, приближающейся к 10^6 см/сек, оно существенно влияет на ионный ток зонда.

Важной особенностью зондовой характеристики в случае направленного движения является значительное увеличение вклада ионного тока в общий ток зонда. Так, при $T_e \approx 1$ эв и скорости направленного движения $v_0 = 10^7$ см/сек, как видно из рис. 32, ионный ток составляет около 30% электронного. Это позволяет легко выделить ионную часть характеристики и из нее определить основные параметры ионов.

Если соблюдается условие $c_i \ll v_0$, то из правой части характеристики легко определить скорость направленного движения плазмы по точке торможения ионов, измерив предварительно потенциал пространства по точке излома электронной характеристики. Например, на рис. 32 точка торможения ионов и, следовательно, их энергия направленного движения составляет 54 эв. С увеличением отношения c_i/v_0 кривая торможения ионов становится менее крутой. При этом скорость направленного движения можно определить следующим образом. Вычислим производную

$$\frac{\partial j_i}{\partial v_i} = -\frac{nv_i}{\sqrt{\pi}c_i} e^{-\left(\frac{v_0 - v_i}{c_i}\right)^2},$$

где

$$v_i = \left(\frac{2eU_0}{M_i}\right)^{1/2}.$$

Производная имеет максимальное значение в точке v_{im}

$$v_{im} = \frac{v_0}{2} + \left(\frac{v_0^2}{4} + \frac{c_i^2}{2}\right)^{1/2}.$$

Это выражение дает связь между тепловой и направленной скоростью ионов, причем величина v_{im} соответствует точке перегиба ионной характеристики, соответствующей торможению. Величину v_0 можно определить графически, построив функцию $f_1(v_i)$

$$f_1(v_i) = \frac{\partial \ln \frac{\partial j_i}{\partial v_i}}{\partial v_i} = \frac{1}{v_i} + \frac{2(v_0 - v_i)}{c_i^2}.$$

Как видим, $f_1(v_i) = 1/v_i$ при $v_0 = v_i$. Таким образом, величина v_0 соответствует точке пересечения графиков функций $1/v_i$ и $f_1(v_i)$. Последнюю строят по данным, полученным из ионной части характеристики. Определив v_0 , по вышеприведенной формуле можно вычислить скорость теплового движения c_i . Отметим, что эта скорость определяет полуширину функции $\partial j_i / \partial v_i$, которую обозначим $\Delta v_i(1/2)$. При условии $\Delta v_i(1/2) \ll v_{im}$, что соответствует случаю $c_i \ll v_0$, имеется простая связь

между полушириной производной и тепловой скоростью

$$\Delta v_i \left(\frac{1}{2} \right) = 1,66 c_i.$$

Поскольку в правой части характеристики потенциал зонда является тормозящим для ионов, из нее можно определить истинное распределение ионов по скоростям двойным дифференцированием по напряжению, как это следует из соотношения (9.6).

Концентрацию ионов можно вычислить из ионного тока насыщения $j_{\text{в}}$, который можно определить из левой части кривой (ток насыщения) или по величине тока торможения. Вычисление концентрации производят по основной формуле (6.9), в которой полагают $U_0 = 0$. При скорости $c_i \ll v_0$ имеем $j \approx en_0 v_0$.

Для сферического зонда кривая торможения имеет более сложный вид, чем для плоского. Ионный ток насыщения в этом случае приближенно выражается соотношением (6.12). При условии $c_i \ll v_0$ здесь имеем

$$I \approx \pi R_c^2 n_0 v_0,$$

где R_c — радиус слоя для неподвижной плазмы.

Характеристика сферического двухэлектродного зонда при условии $c_i \ll v_0$ описывается уравнением (6.18). Концентрация ионов в этом случае может быть определена из наклона характеристики, для чего необходимо знать энергию направленного движения ионов $M_i v_0^2 / 2$ и прозрачность сетки α . Следует отметить, что в выражении (6.18) фигурирует эффективная прозрачность, учитывающая полный перехват ионов сеткой.

г. Многоэлектродные зонды

Многоэлектродный зонд позволяет получить раздельно ионную и электронную характеристики. При максвелловском распределении скоростей для $a \approx 1$ (см. § 5.3) характеристика плоского многоэлектродного зонда представляет собой кривую торможения, соответствующую, как и для одноэлектродного зонда, экспоненциальному закону (3.3). В этом случае обработка характеристики принципиально не отличается от обработки данных для одноэлектродного зонда. Однако здесь необходимо учитывать эффективность ре-

гистрации частиц зондом, и в частности коэффициенты перехвата их витками сетки ω_i [см. уравнение (5.16)].

Отметим, что эти коэффициенты, согласно соотношению (5.20), зависят от энергии анализируемых частиц. Перехват заряженных частиц может существенно исказить вид характеристики, причем ток медленных частиц окажется уменьшенным по сравнению с током быстрых частиц. Это приводит к завышению температуры и отклонению полулוגарифмической характеристики от линейной. Для устранения этой ошибки следует учесть поглощение частиц витками сетки, произведя расчет коэффициентов ω_i по формуле (5.20) или (5.21) или проинтегрировав величину поглощения в зависимости от энергии частиц. При $a \approx 1$ и изотропном распределении энергетический спектр анализируемых частиц определяется, согласно выражению (9.4), второй производной кривой торможения. Истинный дифференциальный спектр $f(E)$ частиц можно получить из экспериментально определенного распределения $f_0(E)$, учитывая эффективность регистрации частиц $\alpha(E)$:

$$f(E) = \alpha(E) f_0(E).$$

В случае изотропного распределения при $a \ll 1$, а также для направленного потока зондовая характеристика непосредственно представляет собой интегральный энергетический спектр влетающих частиц. Первая производная зондового тока по напряжению дает дифференциальный спектр df/dE . Дифференцирование можно осуществить графически или непосредственно при измерениях с помощью специальных измерительных схем, описанных в § 9.3.

Дифференциальная плотность потока частиц в плазме при изотропном распределении может быть вычислена по формуле

$$\frac{dj}{dE} = \frac{1}{S\Omega_K} \cdot \frac{dI}{dE},$$

где S — площадь входного окна; Ω_K — телесный угол коллектора. Далее нетрудно определить дифференциальный энергетический спектр частиц в плазме

$$\frac{dn_0}{dE} = \frac{2}{e} \sqrt{\frac{2M}{E}} \cdot \frac{dj}{dE},$$

что следует из соотношения $dj(v) = dn_0(v) \cdot \frac{ev}{4}$. Из дифференциального спектра определяют концентрацию частиц

$$n_0 = 2 \sqrt{2M} \int_0^{\infty} \frac{dn}{dE} dE = \frac{2}{e} \sqrt{2M} \int_0^{\infty} \frac{dj}{dE} \cdot \frac{dE}{\sqrt{E}}.$$

Для направленного потока имеем

$$dj(v) = evdn_0(v), \text{ откуда } \frac{dn_0}{dE} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2M_i}{E}} \cdot \frac{dj}{dE}.$$

Разрешающая способность многоэлектродного зонда зависит от проникаемости сеток. При торможении частиц сеткой разрешающая способность определяется провисанием потенциала поля между витками; ее можно оценить, используя полуэмпирическую формулу (5.30). Разрешение при торможении коллектором значительно лучше, так как в этом случае оно определяется лишь рассеянием частиц витками сетки. При этом разрешающую способность можно вычислить по формуле (5.28).

При обработке характеристик многоэлектродных зондов следует учитывать, что кроме ухудшения разрешающей способности провисание потенциала поля между витками приводит к смещению характеристики вправо. Это смещение можно учесть с помощью формулы (5.31). В модуляционных зондах получают непосредственно производную характеристику $\frac{dI}{dU}$, если амплитуда модуляции достаточно мала. При 100%-ной модуляции получают интегральную характеристику.

Ловушка с электростатическим цилиндрическим анализатором позволяет определить дифференциальный спектр влетающих частиц

$$\frac{dI}{dE} = \frac{I(E)}{\alpha(E) \mu E},$$

где $I(E)$ — измеряемый детектором ток частиц при средней энергии E , определяемой напряжением на конденсаторе; $\mu = \Delta E/E$ — энергетическая светосила, обратная разрешению. Определив dI/dE , по вышеприведенным формулам вычисляют dn_0/dE и n_0 .

В промежуточном случае, когда $0 < a < 1$, при изотропном распределении ток коллектора сложным образом зависит от его потенциала и спектра скоростей частиц. Для обработки характеристики в этом случае необходимо учитывать траектории частиц между электродами зонда.

При измерениях в плазме с высокой концентрацией заряженных частиц следует учитывать влияние объемного заряда между электродами, который может существенно исказить вид зондовой характеристики (см. § 5.3).

§ 9.2. ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В изложенной теории тока заряженных частиц на зонд принята упрощенная схема, не учитывающая явления, которые в экспериментальных условиях могут исказить результаты измерений. Ниже рассматриваются основные источники погрешностей при зондовых измерениях.

а. Влияние размеров зонда

Большие размеры зонда приводят к ошибкам, возникающим по следующим причинам. В случае разреженной плазмы при вычислении зондовой характеристики использовалось предположение о том, что соударения в области, возмущенной зондом, отсутствуют. Эта возмущенная зона для ионов имеет размеры порядка максимального прицельного параметра $P_{\text{макс}}$, при котором ион попадает на отрицательный зонд. При лимитационном движении этот параметр равен $G(r_{\text{л}})$, где $r_{\text{л}}$ — радиус лимитационной сферы, который при $T_i \ll T_e$ связан с радиусом слоя объемного заряда R_c соотношениями:

$$R_c = 1,5r_{\text{л}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/4}$$

для сферического зонда;

$$R_c = 0,95r_{\text{л}}$$

для цилиндрического.

Потенциал лимитационной сферы равен $\sim \frac{3kT_i}{e}$ для сферического и $0,69 \frac{kT_e}{e}$ для цилиндрического зонда.

Учитывая выражение (4.18) для функции $G(r_{л})$, получаем в случае $T_i \ll T_e$:

$$\rho_{\max} = G(r_{л}) \approx R_c \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} \quad (9.16a)$$

для цилиндрического зонда,

$$\rho_{\max} = G(r_{л}) \approx 1,3R_c \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/4} \quad (9.16b)$$

для сферического зонда. Как видно из выражений (9.16), размеры возмущенной зоны при $T_e \gg T_i$ намного превосходят радиус зонда. Условие, при котором можно пренебречь столкновениями ионов, с учетом (9.16) выглядит так:

$$R_c \ll \lambda_i \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/2} \quad (9.17a)$$

для цилиндрического зонда,

$$R_c \ll \lambda_i \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/4} \quad (9.17b)$$

для сферического зонда. Для оценок можно полагать $R_0 = R_c$.

Для электронов возмущение плазмы зондом начинает сказываться на расстоянии порядка R_c , на котором потенциал порядка kT_e/e . Так как $R_c \approx R_0$, то для электронов пренебрежение столкновениями справедливо, если размер зонда много меньше длины свободного пробега электронов

$$R_0 \ll \lambda_e.$$

Последнее условие является значительно менее жестким, чем условия (9.17).

Очевидно, что расстояние от зонда до ближайших электродов в плазме должно быть не меньше размеров возмущенной зоны. Следовательно, в случае двойного зонда расстояние между зондами должно быть не меньше ρ_{\max} , определяемого уравнением (9.16a).

Другое ограничение размеров зонда связано с ионизацией молекул в возмущенной области. Изложенная

выше теория ионной части зондовой характеристики построена в предположении, что ионизацией можно пренебречь. Предположим, что все ионы, образованные в возмущенной области, доходят до зонда. Ток I'_i , обусловленный этими ионами, равен

$$I'_i \approx zn_0Ve,$$

где z — число актов ионизации на 1 электрон; V — объем возмущенной области.

Величину z оценим из баланса положительного столба для тлеющего разряда [3]. В цилиндрическом случае при условии $\lambda_i \gg R_T$ (R_T — радиус трубки) имеем

$$z \approx \frac{0,8}{R_T} \left(\frac{2kT_e}{M} \right)^{1/2}.$$

Для случая $\lambda_i \ll R_T$ $z \approx 2 \left(\frac{2kT_e^2}{MT_i} \right)^{1/2} \cdot \frac{\lambda_i}{R_T^2}.$

Зондовая теория справедлива, если ток I'_i много меньше, чем ионный ток, определяемый уравнениями (4.34) и (4.46) (в случае неизотермической плазмы). Это условие приводит к следующему ограничению размеров зонда при $T_e \gg T_i$ и $\lambda_i \gg R_T$:

$$R_c \ll \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/4} R_T$$

для сферического зонда,

$$R_c \ll \frac{T_i}{T_e} R_T$$

для цилиндрического зонда.

При $\lambda_i \ll R_T$ имеем

$$R_c \ll 0,2 \frac{R_T^2}{\lambda_i} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{5/4} \quad (9.18a)$$

для сферического зонда,

$$R_c \ll 0,2 \frac{R_T^2}{\lambda_i} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \quad (9.18b)$$

для цилиндрического зонда.

Размеры зонда ограничиваются также тем, что слиш-

ком большой зонд существенно влияет на режим разряда и характеристики плазмы в исследуемой зоне. Во-первых, зонд, как постороннее тело, влияет на состояние плазмы, например на геометрические условия протекания разрядных токов. Он может также вызвать изменение температуры газа вблизи своей поверхности. При высокой плотности и температуре газа холодный зонд вызывает заметное охлаждение и увеличение плотности прилегающих слоев газа. Во-вторых, зонд вносит возмущения электрического характера. При увеличении потенциала зонда его ток увеличивается и при большой площади поверхности может стать сравнимым с разрядным током; при большом напряжении происходит зажигание самостоятельного разряда на зонд. В обоих случаях зонд сильно возмущает концентрацию заряженных частиц. Возмущения, вносимые зондом больших размеров, приводят к сглаживанию излома характеристики при переходе из области отрицательных потенциалов в область положительных, затрудняя определение потенциала плазмы.

* Размер зонда влияет также на характер движения заряженных частиц вблизи него — финитный или инфинитный (см. гл. 2). Если радиус зонда меньше критической величины r_0 , то возможно существование финитных траекторий, на которые заряженные частицы попадают при столкновениях. Захваченные частицы влияют на распределение потенциала вблизи зонда и, следовательно, на его ток. Теоретически этот вопрос достаточно еще не рассмотрен. Некоторые оценки, приведенные в гл. 3 для частных случаев, позволяют сделать вывод, что в обычных газоразрядных условиях влияние финитных частиц на зондовую характеристику невелико. Для ионов, в частности, в пользу такого вывода можно привести следующее дополнительное соображение. Для того чтобы ион попал на финитную орбиту, центробежная сила после столкновения должна сравняться с силой притяжения, действующей на частицу. В обычных газоразрядных условиях при невысокой степени ионизации для ионов преобладают столкновения с перезарядкой, при которых исчезает быстрый ион и появляется тепловой. Поэтому лишь небольшая часть столкновений приводит к переходу ионов на финитные траектории, большинство же столкновений уводит их с этих траекторий.

б. Вторичная эмиссия с поверхности зонда

Зондовая характеристика может быть искажена вторичной эмиссией заряженных частиц с поверхности зонда. Испускание вторичных заряженных частиц с поверхности происходит под воздействием атомов, ионов, электронов и фотонов. При взаимодействии электронов, ионов и атомов с поверхностью металла происходит несколько процессов одновременно: рассеяние первичных частиц в виде заряженных и нейтральных частиц, вторичная электронная эмиссия, катодное распыление металла и адсорбированных на поверхности пленок. При высокой температуре зонда эти явления сопровождаются испарением с поверхности атомов в виде нейтральных и заряженных частиц; кроме того, появляется термоэлектронная эмиссия.

При отрицательном потенциале наиболее существенное влияние на зондовую характеристику оказывает вторичная электронная эмиссия, происходящая при взаимодействии с поверхностью зонда положительных ионов, фотонов и метастабильных атомов. Вторичная электронная эмиссия приводит к завышению величины ионного тока. При положительном потенциале зонда ее влияние меньше, так как вторичные электроны в этом случае попадают в тормозящее электрическое поле.

Величина токов вторичных электронов, выбитых ионами, определяется типом и энергией последних. Существует два основных механизма эмиссии вторичных электронов под воздействием положительных ионов: кинетическая и потенциальная эмиссия [102]. Первая связана с передачей электронам металла части кинетической энергии иона, а вторая — с нейтрализацией иона на поверхности. Поскольку потенциал ионизации атомов щелочных металлов обычно ниже работы выхода материала зонда, потенциальная эмиссия для них отсутствует; у ионов инертных газов, напротив, она имеется из-за их высокого потенциала ионизации. Поэтому коэффициент вторичной эмиссии γ_e при бомбардировке щелочными ионами стремится к нулю с уменьшением энергии ионов E_i . Для атомов инертных газов γ_e стремится при этом к некоторой конечной величине. Например, при бомбардировке вольфрама, молибдена и титана ионами He^+ при $E_i \approx 0$ $\gamma_{e0} \approx 30\%$; для ионов Ar^+ $\gamma_{e0} \approx 10-15\%$ в тех же условиях. Таким образом,

уже при низких энергиях ионов инертных газов наблюдается значительный ток вторичных электронов. Заметное увеличение этого тока происходит при энергии ионов, превышающей 0,5—1 кэв. Для ионов He^+ вторичная эмиссия достигает $\sim 100\%$ при $E_i \approx 10$ кэв; для ионов N^+ при этом $\gamma_e \approx 80\%$ и $\text{Ar}^+ - \gamma_e \approx 60\%$.

Для щелочных ионов заметная эмиссия наблюдается при энергии, превышающей 1—2 кэв. Так, для ионов Rb^+ коэффициент вторичной эмиссии достигает 10% при энергии 6 кэв (на вольфраме и молибдене), а для ионов Na^+ — при энергии 3 кэв [102]. При $E_i < 100$ эв $\gamma_e < 1\%$. Следовательно, в случае низкотемпературной плазмы при $U_0 < 100$ в щелочные ионы практически не дают вклада во вторичную эмиссию, а инертные вызывают значительный ток вторичных электронов. Отметим, что приведенные соображения справедливы для чистой металлической поверхности. Загрязнение поверхности зонда может значительно увеличить коэффициент вторичной эмиссии.

Метастабильные атомы, ударяясь о поверхность зонда, также вызывают вторичную электронную эмиссию при переходе в нормальное состояние, если потенциал возбуждения превосходит работу выхода металла. Этот эффект наиболее выражен при измерениях в инертных газах, атомы которых обладают высоким потенциалом возбуждения и большим количеством метастабильных уровней. Эмиссия вторичных электронов происходит также под воздействием фотонов в результате фотоэффекта. В работе [103] для разряда в аргоне при давлении, лежащем в интервале 10^{-3} —1 мм рт. ст. и токе 100—200 ма, был измерен ток вторичной эмиссии под воздействием фотонов и метастабильных атомов, который составлял 5—20% величины ионного тока. Эмиссию электронов под воздействием метастабильных атомов и фотонов в условиях разряда изучали и в других работах [104, 105]. Для оценки этой эмиссии необходимо знать концентрацию возбужденных атомов в плазме. Плотность тока эмиссии под воздействием фотонов определяется выражением [106]

$$j = \frac{en_{\text{в}}}{4\tau_{\text{м.ф}}} \gamma, \quad (9.19)$$

где $n_{\text{в}}$ — концентрация возбужденных атомов, испускающих фотоны; τ — продолжительность жизни возбужден-

ного атома; $\mu_{\text{ф}}$ — коэффициент поглощения фотонов; γ — квантовый выход фотоэлектронов.

Данные по квантовому выходу приведены в работах [17, 107]. Для щелочных металлов квантовый выход в диапазоне длин волн $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ незначителен. Так, для серебра при $\lambda \approx 2200 \text{ \AA}$ $\lambda \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$. Однако для более коротких длин волн выход фотоэлектронов резко увеличивается: для вольфрама при длинах волн 1060, 740 и 584 \AA он составляет соответственно 0,7; 2 и 5% [108]. Время жизни излучающих уровней порядка 10^{-7} — 10^{-8} сек. Пример оценки фотоэмиссии приведен в работе [75].

Плотность тока эмиссии под действием метастабильных атомов можно вычислить из соотношения

$$j = \frac{en_{\text{м}}\bar{v}_{\text{м}}}{4} \gamma_{\text{м}}, \quad (9.20)$$

где $n_{\text{м}}$ — концентрация метастабильных атомов; $\bar{v}_{\text{м}}$ — их средняя тепловая скорость; $\gamma_{\text{м}}$ — коэффициент вторичной эмиссии под воздействием метастабильных атомов, который по порядку величины лежит в пределах 10^{-1} — 10^{-2} [17, 107].

Из изложенного ясно, что при потенциалах отрицательного зонда до нескольких сот вольт вторичная эмиссия с его поверхности изменяется мало и практически не влияет на наклон характеристики. Таким образом, вторичная эмиссия электронов мало влияет на определение температуры электронов. При определении концентрации заряженных частиц из ионного тока насыщения вторичная эмиссия может привести к завышенным результатам.

При больших отрицательных потенциалах зонда, превышающих 100—200 в, может происходить интенсивная ударная ионизация молекул вблизи зонда вторичными электронами. При этом образуются лавины, вследствие чего ионный ток на зонд резко возрастает («пробой» зонда). Следовательно, этим участком характеристики для определения концентрации ионов пользоваться нельзя.

При определении концентрации из электронного тока ошибка может возникнуть из-за отражения электронов от поверхности зонда [23, 24]. На определение температуры электронов отражение не влияет, так как в этом случае формула для тока электронов отличается от (3.3)

лишь постоянным множителем, не зависящим от потенциала (см. § 3.1). При наличии адсорбированных пленок на поверхности зонда коэффициент отражения электронов с энергией несколько электронвольт может достигать 10—20% [17]. Это искажает начальную часть электронной характеристики, при малых потенциалах, сдвигая точку перегиба на несколько вольт вправо. По этой причине определение потенциала пространства по точке перегиба может оказаться ошибочным.

При положительном потенциале зонда возникает искажение характеристики вследствие отражения ионов и вторичной ионной эмиссии с поверхности зонда. Эти процессы характеризуются полным коэффициентом ион-ионной эмиссии k , который складывается из коэффициента рассеяния первичных ионов, коэффициента эмиссии испаренных ионов и коэффициента эмиссии диффузионных ионов.

Для ионов щелочных металлов при температуре зонда меньше 1300° (вольфрам) преобладает рассеяние. В области низких энергий ионов наблюдается максимум рассеяния. Так, для ионов цезия, бомбардирующих никель, при $E_i = 40$ эв: $k \approx 90\%$. Для ионов Na^+ и K^+ при $E_i = 40$ эв коэффициент рассеяния превышает 90% [102].

Таким образом, вторичная ионная эмиссия щелочных ионов может существенно исказить результаты измерений при $U_0 > 0$. Следует заметить, что при высокой энергии ионов в плазме, превышающей потенциал зонда, этот эффект может сказаться и при отрицательном потенциале, так как энергия отраженных ионов может составлять значительную величину. При энергии первичных ионов N^+ и K^+ , бомбардирующих вольфрам, равной ~ 60 эв, энергия вторичных ионов достигает 70—50% первоначальной [102].

При температуре вольфрама, превышающей $\sim 1300^\circ \text{K}$, происходит резкое увеличение вторичной эмиссии щелочных ионов в результате поверхностной ионизации атомов.

Для нещелочных ионов коэффициент отражения от металлической поверхности значительно меньше. Он возрастает с ростом первичной энергии [17]. Следует учитывать, что на вторичную ионную эмиссию существенно влияют адсорбированные пленки на поверхности зонда, причем эмиссия сильно увеличивается по сравнению с чистым металлом. Поскольку состояние поверх-

ности во время эксперимента изменяется из-за сорбции и десорбции молекул, непрерывно изменяется и вторичная эмиссия ионов и электронов.

При измерениях в космической и ионосферной плазме основные помехи связаны с фотоэмиссией, вызываемой ультрафиолетовым и рентгеновским излучением солнца. По-видимому, значительные токи вторичных электронов могут быть вызваны и возбужденными атомами.

в. Загрязнение поверхности зонда

Обычно даже в чистых, хорошо оттренированных вакуумных камерах в газоразрядной плазме присутствуют пары конденсирующихся элементов. Если температура зонда невелика, на его поверхности образуются пленки из этих элементов. Под влиянием газоразрядной плазмы на поверхности интенсивно протекают различные каталитические реакции, приводящие к образованию или разрушению инородных пленок [109]. Зонд покрывается также продуктами распада диффузионного масла.

Загрязнения на поверхности зонда изменяют работу выхода металла, а также приводят к резкому повышению омического сопротивления поверхностного слоя. Из-за этих явлений характеристика зонда искажается. При небольшом токе электронов зонд нагревается мало и его поверхность покрывается налетом загрязнений. При более высоком потенциале большой ток электронов нагревает зонд, и налет исчезает. То же самое происходит и при большом отрицательном напряжении зонда под влиянием ионной бомбардировки. Искажение характеристики происходит из-за изменения работы выхода поверхности или падения потенциала в слое загрязнений. При этом изменяется фактический потенциал зонда относительно плазмы, который складывается из напряжения внешнего источника и работы выхода (или падения в слое).

Таким образом, изменение напряжения источника питания, регистрируемое вольтметром, не соответствует изменению потенциала зонда. При изменении состояния поверхности происходит изменение коэффициента отражения электронов, что также искажает характеристику. Все эти факторы наиболее сильно влияют на

электронную часть характеристики при небольших отрицательных потенциалах, по которой определяют параметры электронного газа. Вследствие образования изолирующей пленки загрязнений на холодной части зонда непрерывно изменяется его эффективная собирающая поверхность. В плохих вакуумных условиях такая изолирующая пленка образуется очень быстро, приводя к резкому снижению зондового тока. Наиболее сильно влияют загрязнения зонда активирующими веществами (например, барий) при работе с оксидными катодами.

Для предотвращения искажений, вносимых загрязнениями, необходимо очищать зонд перед измерениями, что можно сделать, например, используя бомбардировку заряженными частицами. Кроме того, необходимо производить измерения достаточно быстро. Для этого используют импульсные схемы, позволяющие производить непрерывную очистку зонда и быстро измерять характеристику [110, 111].

В условиях интенсивного катодного распыления, сопровождающего мощные разряды, сильные искажения могут происходить из-за запыления изолятора зонда проводящими материалами. Если такой проводящий слой имеет контакт с поверхностью зонда, эффективная поверхность последнего резко возрастает; при сильном запылении изоляция вообще может нарушиться и образуются проводящая цепь.

г. Влияние изоляции зонда

Неработающая часть зонда защищена от контакта с плазмой изолятором. Его поверхность заряжена отрицательно до плавающего потенциала и окружена слоем положительного пространственного заряда с толщиной порядка дебаевского радиуса. Этот слой сокращает действующую собирающую поверхность зонда (рис. 39), что приводит к ошибкам в определении концентрации [112, 113]. Эта ошибка особенно велика, если рабочая поверхность зонда мало выступает или совсем не выступает за границы слоя изолятора.

Сравнительные измерения зондами различной геометрии позволяют сделать вывод, что влияние изолятора наименьшее в случае длинных тонких цилиндрических зондов с длинной неизолированной частью и тонкой изоляцией [112].

д. Влияние колебаний плазмы на зондовую характеристику

При низком давлении газа в обычных газоразрядных условиях почти всегда имеют место колебания потенциала плазмы. Интенсивные колебания происходят в плазме мощных импульсных разрядов. Эти колебания

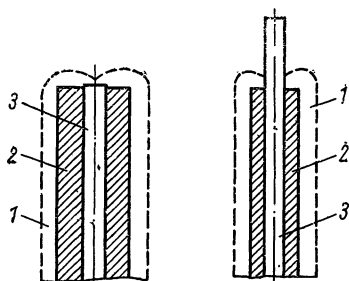


Рис. 39. Влияние слоя пространственного заряда у поверхности изолятора:
1 — слой; 2 — изоляция; 3 — зонд.

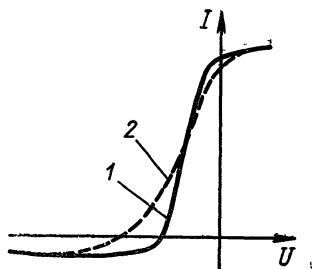


Рис. 40. Влияние колебаний на зондовую характеристику:
1 — без колебаний; 2 — с колебаниями.

могут проявляться, например, в виде переменного анодного падения в тлеющем разряде или переменной разности потенциалов между различными участками плазмы. Это приводит к колебаниям потенциала зонда относительно плазмы. Если частота этих колебаний не очень велика, так что электронный ток успевает установиться за период колебаний, то зондовый ток усредняется. Так как зондовая характеристика резко нелинейна, это усреднение приводит к ее деформации, как показано на рис. 40. В левой ее части ток оказывается завышенным, а в правой — заниженным. Наклон кривой уменьшается, что приводит к завышению температуры электронов T_e . Это справедливо, если амплитуда колебаний порядка kT_e/e и больше, так что изменение потенциала приводит к заходу на участок насыщения. Чем выше амплитуда колебаний потенциала, тем больше ошибка при определении T_e .

Особенно сильное влияние на зондовые измерения оказывают колебания в условиях высокотемпературной плазмы: в мощных импульсных и высокочастотных раз-

рядах, в системах типа ионного магнетрона и т. п. [37, 114]. Влияние колебаний значительно уменьшается при использовании двойного зонда небольших размеров. Эффективной мерой подавления влияния колебаний в двухзондовой системе является уменьшение внутреннего сопротивления источника питания (см. § 9.3). Это позволяет избыточным зарядам из соседних участков плазмы быстро перераспределяться и уравниваться через низкоомное сопротивление между зондами. Колебания разности потенциалов при этом значительно уменьшаются.

В работе [115] для измерений в условиях колебаний была использована модификация двойного зонда, в котором один зонд, находящийся под плавающим потенциалом, служил опорным электродом для другого зонда, что позволяло получать неусредненные во времени характеристики.

В работах [116] и [117] применена схема измерений, позволяющая с помощью двух сбалансированных зондов уменьшить влияние шумов и колебаний.

Кроме колебаний потенциала в плазме могут происходить периодические и беспорядочные колебания других параметров — концентрации заряженных частиц и их температуры. Рассмотрим подробное влияние всех этих колебаний на зондовую характеристику. Если амплитуда колебаний невелика, то, разлагая электронную характеристику в ряд по малым параметрам, получаем с точностью до членов второго порядка

$$\begin{aligned} \frac{\bar{I}_e}{I_e} = & 1 + \frac{1}{2I_e} \left\{ \overline{n_e^2}(t) \frac{\partial^2 I_e}{\partial n^2} + \overline{U^2}(t) \frac{\partial^2 I_e}{\partial U^2} + \overline{T_e^2}(t) \frac{\partial^2 I_e}{\partial T_e^2} \right\} + \\ & + \frac{1}{I_e} \left\{ \overline{n_e U} \frac{\partial^2 I_e}{\partial n_e \partial U} + \overline{U T_e} \frac{\partial^2 I_e}{\partial U \partial T_e} + \overline{n_e T_e} \frac{\partial^2 I_e}{\partial T \partial n_e} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь \bar{I}_e — усредненный по периоду колебаний ток электронов на зонд; $\overline{n_e^2}$, $\overline{U^2}$, $\overline{T_e^2}$ — среднеквадратичные значения амплитуд колебаний концентрации электронов, потенциала и температуры соответственно; $\overline{n_e U}$, $\overline{U T_e}$, $\overline{n_e T_e}$ — перекрестные члены, усредненные по периоду колебаний.

Разлагая перекрестные члены в ряды Фурье и воспользовавшись экспоненциальной зависимостью тока электронов (3.3), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\bar{T}_e}{I_e} = & 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{e\bar{U}}{kT_e} \right)^{1/2} - \frac{1}{8} \left(\frac{\bar{T}_e}{T_e} \right)^2 - \frac{1}{2} \sum_1^{\infty} \bar{a}_n \bar{b}_n \cos \psi_n + \\ & + \frac{1}{2} \sum_1^{\infty} \bar{b}_n \bar{c}_n \cos \varphi_n - \sum_1^{\infty} \bar{c}_n \bar{a}_n \cos \lambda_n + \frac{eU_0}{kT_e} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{T}_e}{T_e} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \sum_1^{\infty} \bar{a}_n \bar{b}_n \cos \psi_n - \sum_1^{\infty} \bar{b}_n \bar{c}_n \cos \varphi_n \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{eU_0}{kT_e} \right)^2 \left(\frac{\bar{T}_e}{T_e} \right)^2. \end{aligned}$$

где \bar{a}_n , \bar{b}_n , \bar{c}_n — среднеквадратичные амплитуды колебаний n -компонент относительных величин потенциала, температуры и концентрации; ψ_n , φ_n , λ_n — фазовые сдвиги между каждой парой компонент.

При выводе этого уравнения предполагалось, что амплитуда колебаний не заходит в область насыщения характеристики. Отметим, что флюктуация плотности дает только перекрестные члены.

Легко видеть, что если колебания некоррелированы, то перекрестные члены в выражении для среднего тока исчезают. Увеличение среднего тока по сравнению с током $I(U_0)$ зависит от потенциала зонда U_0 . При $U_0 = 0$ полулогарифмический график характеристики остается линейным; с увеличением U_0 появляется возрастающая нелинейность этого графика. Во многих случаях можно пренебречь флюктуацией температуры электронов в плазме [118—120]. Тогда получим

$$\frac{\bar{T}_e}{I_e} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{e\bar{U}}{kT_e} \right)^2 - \sum_1^{\infty} \bar{c}_n \bar{a}_n \cos \lambda_n. \quad (9.21)$$

Следует отметить, что на практике часто наблюдается корреляция между флюктуациями потенциала и плотности. Поэтому третий член в выражении (9.33) следует учитывать. В частности, при колебаниях с одной частотой и амплитудами U_1 и n_1 непосредственно из выражения (3.3) легко получить

$$\frac{\bar{T}_e}{I_e} = I_0 \left(\frac{eU_1}{kT_e} \right) + \left(\frac{n_1}{n_e} \right) \cos \lambda I_1 \left(\frac{eU_1}{kT_e} \right), \quad (9.22)$$

где I_0 и I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента нулевого и первого порядка. Это уравнение справедливо как для малых, так и для больших амплитуд.

Из уравнения (9.29) следует, что усредненный ток на экспоненциальном участке характеристики больше истинного значения тока, однако их отношение не зависит от потенциала зонда, что подтверждается экспериментальными данными [118—120]. Из этого следует, что если колебания не заходят в область насыщения, то они не влияют на наклон характеристики и на определение температуры электронов. Если же амплитуда колебаний потенциала такова, что они заходят в область насыщения, то происходит «сглаживание» характеристики (см. рис. 40).

В работе [120] предложен метод определения температуры электронов, основанный на зависимости усредненного тока зонда от амплитуды колебаний его потенциала.

§ 9.3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЗОНДОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ

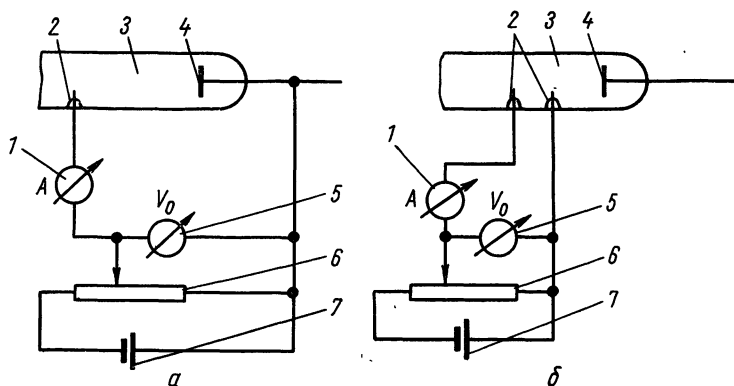
Электрическая схема измерения для одиночного зонда в стационарной плазме показана на рис. 41, а. Зонд впаян в газоразрядную трубку. Его потенциал относительно электрода в разряде изменяют с помощью потенциометра, а зондовый ток измеряют гальванометром.

Такой метод часто называют гальванометрическим. Эта обычная схема для измерений в плазме стационарного тлеющего и дугового разрядов. Аналогичные схемы измерений для двойного зонда в стационарных условиях приведены на рис. 41, б.

Недостаток гальванометрического метода — большая длительность измерения. При длительном протекании большого электронного тока на зонд происходит его сильный разогрев, что приводит к различным искажениям. В условиях быстропротекающих процессов гальванометрический метод вообще непригоден.

Эти недостатки в той или иной степени можно преодолеть, используя осциллографический метод измерений, широко применяющийся в настоящее время. Простейшая схема осциллографических измерений показана на рис. 42, а.

На зонд от специального генератора подается периодическое переменное напряжение (обычно пилообразное), которое поступает также на горизонтальные пластины осциллографа. На вертикальные пластины подают усиленное падение напряжения на измерительном сопротивлении $R_{и}$, включенном в цепь зонда. Поскольку это падение пропорционально зондовому току, на эк-



Ри. 41. Схемы гальванометрических измерений для одиночного (а) и двойного (б) зондов:
 1 — гальванометр; 2 — зонд; 3 — плазма; 4 — анод; 5 — вольтметр;
 6 — потенциометр; 7 — источник питания.

ране осциллографа получается зондовая характеристика или ее часть в линейном масштабе.

Для двойного зонда схема измерения совершенно аналогична. В случае одиночного зонда на него подают постоянное дополнительное смещение, компенсирующее разность потенциалов между плазмой и опорным электродом. Вместо этого можно также использовать разделительный конденсатор C перед сопротивлением $R_{и}$. В этом случае начальный потенциал зонда равен плавающему, до которого заряжается конденсатор зондовым током. Отметим, что вид характеристики не зависит от формы переменного напряжения, подаваемого на зонд.

Для получения характеристики непосредственно в полулогарифмическом масштабе используют логарифмический усилитель, выходное напряжение которого пропорционально логарифму входного [121—124]. Другой способ заключается в том, что на горизонтальные

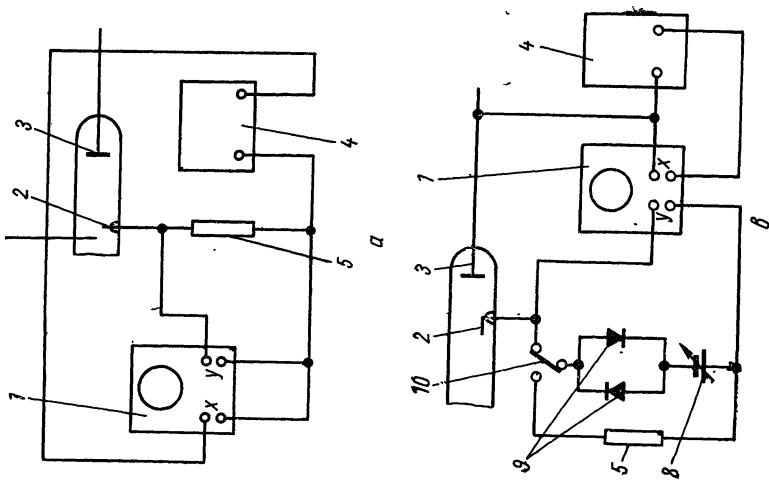
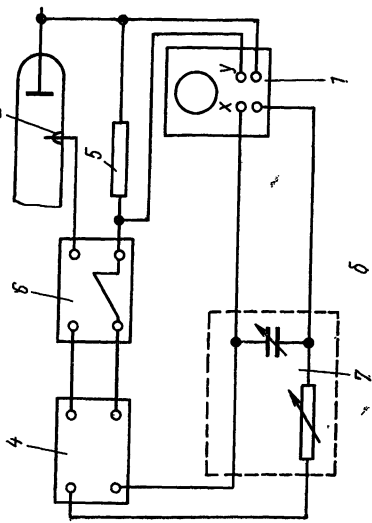


Рис. 42. Блок-схемы осциллографических измерений:
 простейшая схема (а), логарифмическая с интегрирующей цепочкой (б) и логарифмическая с полупроводниковыми диодами в измерительной цепи (в):
 1 — осциллограф; 2 — зонд; 3 — анод; 4 — генератор; 5 — измерительное сопротивление; 6 — преобразователь; 7 — интегрирующая цепочка; 8 — источник питания; 9 — диоды; 10 — переключатель.



пластины подается напряжение, изменяющееся экспоненциально, а на зонд — линейно изменяющееся во времени напряжение [125]. Пример блок-схемы такого устройства показан на рис. 42, б. Задающий генератор формирует прямоугольные импульсы, которые поступают на преобразователь и интегрирующую цепочку. В преобразователе импульсы прямоугольной формы преобразуются в пилообразное напряжение, поступающее на зонд. Оно следует линейному закону $U_n = at$. Падение напряжения на сопротивлении $R_{\text{н}}$ в цепи зонда поступает на дифференциальный усилитель вертикального отклонения луча осциллографа 1. На выходе интегрирующей цепочки 7 получают импульсы экспоненциальной формы:

$$U = U_0 e^{-t/\tau_0},$$

где τ_0 — постоянная времени цепочки, которая легко варьируется изменением емкости. Это напряжение подают на вход горизонтального отклонения луча осциллографа. Подбором постоянной τ_0 можно добиться линейной зависимости на экране осциллографа. При этом температура электронов определяется просто:

$$kT_e = ea.$$

Если увеличивать амплитуду пилообразного напряжения, то выше некоторого ее значения спрямление осциллограммы не происходит. Это позволяет определить потенциал пространства.

Для получения осциллограммы в полулогарифмическом масштабе можно использовать также полупроводниковый диод, падение напряжения на котором линейно зависит от логарифма протекающего через него тока [126]. Принципиальная схема устройства показана на рис. 42, в. Постоянное смещение на зонд подают от батарей, а переменное напряжение — от генератора.

Приведенные схемы технически просто выполнить при измерениях в стационарной плазме или в разрядах с достаточно медленно изменяющимися параметрами при большой величине зондового тока (порядка 1 ма и более). Если плотность плазмы мала или малы размеры зонда, ионный ток насыщения также мал. Он может достигать лишь нескольких микроампер. Измерение такого небольшого тока осложняется, если параметры плазмы быстро изменяются во времени. При этом воз-

никают следующие трудности. Если быстро изменять напряжение зонда для измерения характеристики, то возникает паразитный емкостный ток, который может быть сравним с измеряемым. Этот паразитный ток пропорционален емкости между зондом и слоем (эффект слоя) и емкости кабеля. Учесть эффект слоя трудно, так как емкость слоя неизвестна; она изменяется при изменении потенциала зонда.

При очень малых ионных токах падение напряжения на измерительном сопротивлении намного меньше полного подаваемого на зонд напряжения. Поэтому его измеряют с помощью дифференциального усилителя с хорошим фактором дискриминации по отношению к полному напряжению. Фактор дискриминации не должен нарушаться из-за дебалансирующих эффектов на входе дифференциального усилителя:

Для подавления емкостного тока и согласования со входом дифференциального усилителя используют предварительный усилитель с малым входным и выходным импедансом [127]. Схема измерений для этого случая приведена на рис. 43. Зондовая характеристика измеряется здесь с помощью осциллографа, пилообразное напряжение развертки которого используют для изменения потенциала зонда во времени. При включении развертки емкость C_1 заряжается до плавающего потенциала. Измерительное сопротивление R_1 соединяет выход предусилителя Z с его входом. Благодаря этой обратной связи можно получить стабильное и низкоомное входное сопротивление.

Если коэффициент усиления достаточно велик, то входное сопротивление очень мало; при этом оно надежно шунтирует емкость кабеля, подавляя паразитное влияние его емкостного тока. Из-за малой величины емкости слоя на частотах, меньших 1 Мгц , эффектом слоя, который при этом сохраняется, можно пренебречь.

Схема предусилителя на транзисторах показана на рис. 43, б. Сопротивление R_8 и диод D_1 предохраняют транзистор T_1 от пробоя при подаче на базу отрицательного напряжения. Триоды T_1 и T_2 дают суммарное усиление около 5000. При этом транзистор T_2 действует как эмиттерный повторитель. Благодаря наличию емкости C_2 , поддерживающей почти постоянное падение напряжения на сопротивлении R_3 , эффективное сопротив-

ление повторителя на много повышается. Триод T_3 служит для подавления влияния выходной емкости. Точка a на схеме оказывается виртуально заземленной, поэтому ток через сопротивление R_1 равен току зонда. Обратная

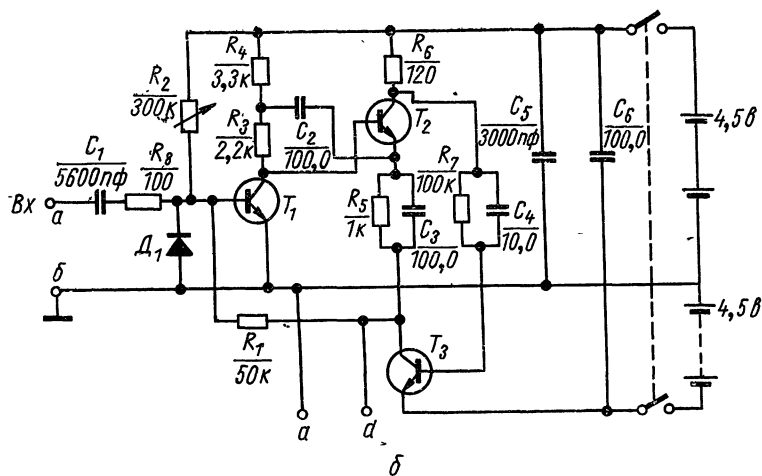
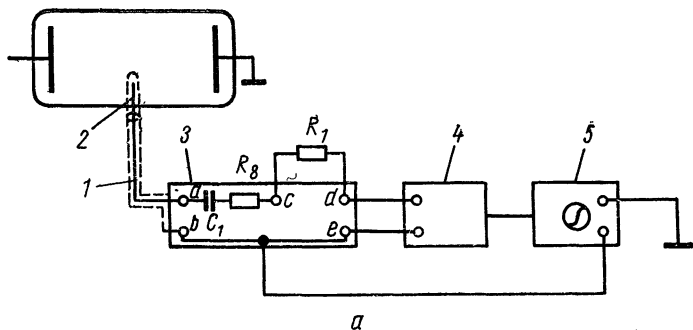


Рис. 43. Блок-схема измерений слабых зондовых токов (а) и схема предусилителя (б):

1 — кабель; 2 — зонд; 3 — предусилитель; 4 — дифференциальный усилитель; 5 — осциллограф.

связь уменьшает выходное сопротивление, благодаря чему предотвращается разбалансировка на входе дифференциального усилителя. Балансировка выходного напряжения предусилителя осуществляется с помощью

переменного сопротивления R_2 . Величина выходного сопротивления меньше 1 ом. При изменении полярности входного тока выходное напряжение изменяет знак, что позволяет легко установить нуль тока на осциллографе. Величина выходного напряжения примерно равна $U \approx I_1 R_1$.

При чувствительности осциллографа 50 мв/см и $R_1 = 50$ ком по экрану осциллографа получают суммарную чувствительность около 1 см/мкА, что позволяет измерять очень малые ионные токи при быстром изменении плотности, когда длительность развертки не меньше 1 мксек.

Еще одна разновидность осциллографического метода заключается в том, что на горизонтальные пластины подают напряжение, пропорциональное производной от тока зонда, а на вертикальные — напряжение, пропорциональное току [128]. Из формулы (3.3) имеем

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{1}{I_e} \cdot \frac{dI_e}{dt} \cdot \frac{dU}{dt}$$

Отсюда следует, что наклон полученной осциллограммы определяет температуру электронов, если потенциал зонда линейно изменяется во времени.

Схема осциллографических измерений с помощью термозонда мало отличается от изображенной на рис. 42, а. Для одновременного получения характеристик горячего и холодного зонда его периодически накаляют импульсным током при непрерывном осциллографировании зондового тока. Точка раздвоения осциллограммы соответствует при этом потенциалу пространства.

Если ток эмиссии с термозонда намного превышает ток электронов на положительный зонд, то потенциал пространства можно определить прямо из характеристики накаленного зонда, измерив ее в полулогарифмическом масштабе. При этом потенциал определяется точкой пересечения двух прямолинейных участков, один из которых соответствует току насыщения при $U_0 < 0$, а другой — экспоненциальному закону спада тока эмиссии при $U_0 > 0$. Пересечение этих линий позволяет определить потенциал разреженной плазмы с точностью до сотых долей вольта [129].

Более простой способ измерения потенциала заключается в осциллографировании накальной характеристики квазиизолированного зонда [129]. Если измерительное сопротивление зонда достаточно велико (10^6 ом), а накал осуществляется от изолированной схемы, то потенциал зонда определяется током заряженных частиц и эмиссией электронов. Как было показано выше, ненакаленный плавающий зонд обычно имеет отрицательный потенциал. По мере нагревания проволоки и возрастания эмиссии потенциал зонда приближается к потенциалу плазмы, причем при $U_0 > 0$ зависимость потенциала зонда от накала имеет хорошо выраженное плато, а в точке $U_0 = 0$ наблюдается излом. Потенциал плавающего зонда снимают прямо с высоковольтного измерительного сопротивления. Такая методика позволяет следить за быстрыми изменениями потенциала плазмы с помощью осциллографирования потенциала хорошо накаленного зонда с рабочей точкой, находящейся на плато.

Нижний предел концентраций при измерениях термозондом связан с ограничением тока эмиссии пространственным зарядом, а верхний предел — с преобладанием тока заряженных частиц на зонд. При точности измерений порядка 0,1 в эти пределы составляют 10^4 — 10^{13} см^{-3} [129].

Методика осциллографического измерения характеристик зависит от характера протекания газоразрядных процессов во времени.

Как уже отмечалось, наиболее просто такие измерения проводятся в случае стационарного разряда. Время измерения характеристики здесь ничем не ограничено, и напряжение на зонд можно подавать даже вручную [124].

В разрядах с периодически изменяющимися параметрами представляет интерес их определение для каждого момента времени (фазы) разряда. При этом применяют три способа измерений. Первый из них заключается в том, что зондовый ток осциллографируют при фиксированном потенциале зонда в течение всего периода разрядного тока. Затем такое же осциллографирование производят при другом значении потенциала и т. д. Выбирая из полученных осциллограмм точки, относящиеся к данной фазе, строят зондовую характеристику [17, 34].

Второй способ состоит в том, что для получения характеристики в данной фазе последнюю выделяют, например, отпиранием электронной пушки осциллографа на короткий интервал времени. В течение всего периода, за исключением этого интервала, пушка заперта большим отрицательным напряжением. Если периодическое напряжение зонда не синхронизировано с периодом разряда, то на экране осциллографа получается зондовая характеристика для данной фазы [26]. Аналогичную методику применяют для измерения зондовых характеристик при наличии страт [130].

Третий способ заключается в том, что зондовая характеристика измеряется в момент прохождения данной фазы разряда за короткое время, намного меньшее периода разряда. Импульсная схема генератора напряжения зонда синхронизируется с данной фазой. При этом происходит усреднение параметров за время снятия характеристики.

Такой способ измерений наиболее часто используют в случае одиночных импульсных разрядов и разрядов с непериодически меняющимися параметрами. Для измерений используют импульсный осциллограф, позволяющий получить осциллограмму за один импульс [37, 131]. Если повторяемость при одиночных импульсах удовлетворительная, используют и первый способ [37, 132].

Отметим, что в случае периодических разрядов можно измерять характеристики и гальванометрическим методом, без осциллографа. Для этого в цепь зонда необходимо включить коммутирующее устройство, замыкающее ее в определенной фазе разряда [17].

В случае мощных импульсных разрядов измерение характеристики осложняется сильными колебаниями потенциала плазмы. Для подавления влияния колебаний генератор пилообразного импульсного напряжения, подаваемого на зонд, должен иметь малое выходное сопротивление при сравнительно высоком амплитудном напряжении. На рис. 44 показана схема такого генератора, использованного в работе [37], имеющего выходное сопротивление $4 \cdot 10^{-2}$ ом при амплитуде напряжения 70 в.

Для измерения колебаний потенциала плазмы используют схему, приведенную на рис. 45. Конструкция зонда для этой цели описана в § 9.4. Амплитуда коле-

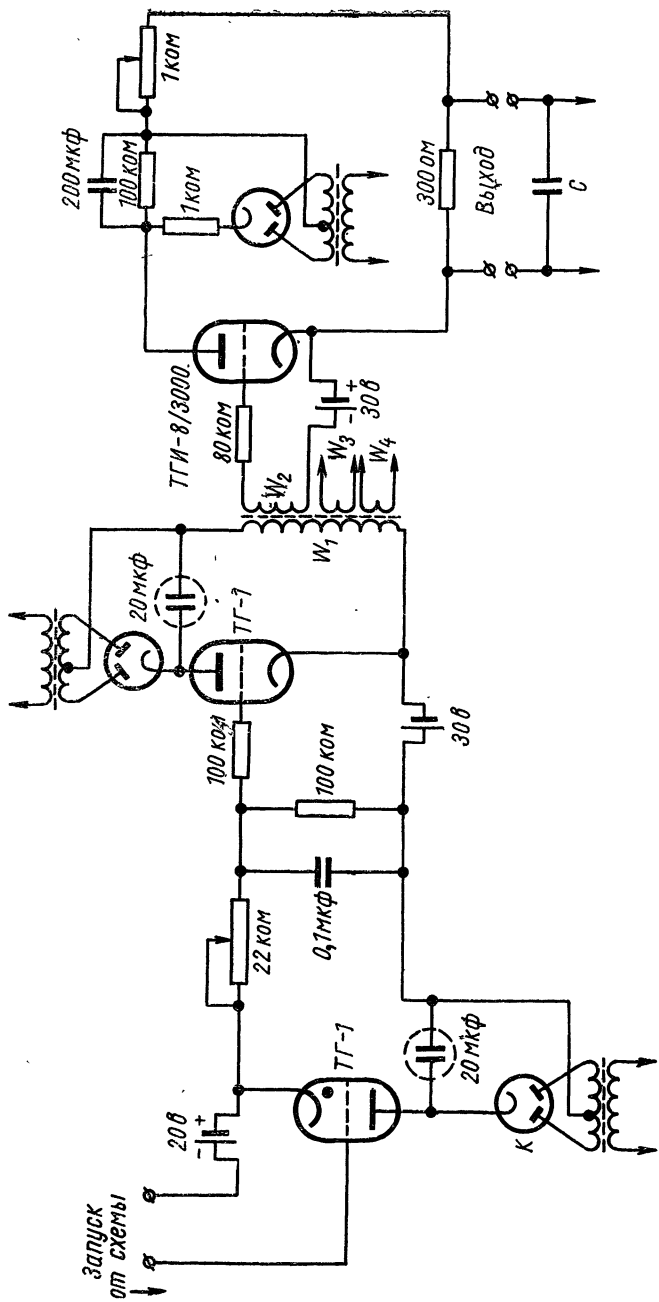


Рис. 44. Схема генератора пилообразного напряжения.

баний вычисляется по формуле

$$U_{\kappa} = U_{R_0} \frac{R_i}{R_0},$$

где U_{R_0} — амплитуда падения напряжения на сопротивлении R_0 ; $R_i = dU/di$ — величина, обратная крутизне ионной части характеристики.

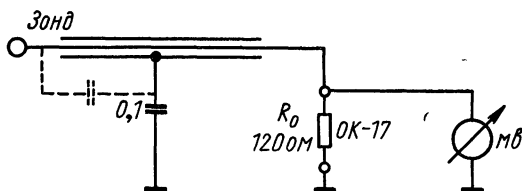


Рис. 45 Схема измерений колебаний потенциала.

В случае мощных импульсных разрядов измерение зондовой характеристики осложняется интенсивными электромагнитными помехами, наиболее эффективной мерой подавления которых является тщательная экранировка измерительных цепей и надежное заземление экранов. Заземление должно выполняться таким образом, чтобы не образовалось петель и контуров, приводящих к появлению наводок. Все заземляющие коммуникации от экранов измерительной схемы необходимо заземлять в одной точке. Борьба с электромагнитными наводками особенно сложна при измерениях в условиях мощных импульсных высокочастотных разрядов, где обычно применяют двойные зонды. При использовании в этих условиях обычной осциллографической схемы с непосредственной связью измерительного сопротивления с осциллографом необходимо тщательно изолировать плазму от всех частей газоразрядной установки [133]. В этом отношении схема с прямым осциллографированием является недостаточно помехозащищенной.

Для устранения этого недостатка используют схему с разделительным трансформатором [134] (рис. 46). По переменному току — это обычная мостиковая схема. При выполнении условия баланса $RC = rC_{\text{II}}$ в отсутствие

плазмы тока в трансформаторе L нет. В момент разряда на зонд течет ток, балансировка нарушается и на вторичной обмотке трансформатора появляется напряжение $U \approx f(\rho) U_{\Gamma}$, где ρ — эквивалентное сопротивление плазмы; U_{Γ} — переменное напряжение генератора

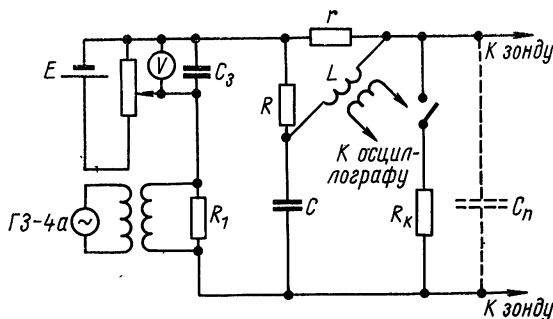


Рис. 46. Схема зондовых измерений с разделительным трансформатором: R_k — калибровочное сопротивление; r — измерительное сопротивление; C_n — паразитная емкость.

$U_{\Gamma} \ll kT_e$. Функция $f(\rho)$ определяется с помощью калибровочного сопротивления R_k . Параметры схемы выбирают следующим образом:

$$r \ll \rho; R_1 \ll \rho; R \simeq r; \omega L \gg r; C_{3\phi} \gg \tau.$$

Здесь эквивалентное сопротивление плазмы берут при напряжении зарядной емкости, равной нулю; τ — характерное время разряда. Частота ω генератора должна быть намного больше частоты, соответствующей длительности разряда.

На очень мощных импульсных установках все цепи дистанционного управления и измерительные цепи, идущие в пультный зал, должны быть разделены изоляционными разрывами, рассчитанными на максимальное высоковольтное напряжение разряда. Это необходимо не только для борьбы с помехами, но и для защиты аппаратуры и обслуживающего персонала от возможных аварийных условий перехода напряжения на эти цепи. На рис. 47 показана схема аппаратуры для зондовых измерений на стеллараторе [135]. Здесь все цепи из пультного зала отделены от установки разделительными трансформаторами с высоковольтной изоляцией.

Сигнал с зонда передается в пультый зал с помощью небольшого передатчика — трансформатора, имеющего передающую и приемную катушку, разделенные высоковольтным изолятором из пластика. Сигнал зонда модулируется частотой 30 Мгц, на которой ведется передача. На зонд подают периодическое пилообразное на-

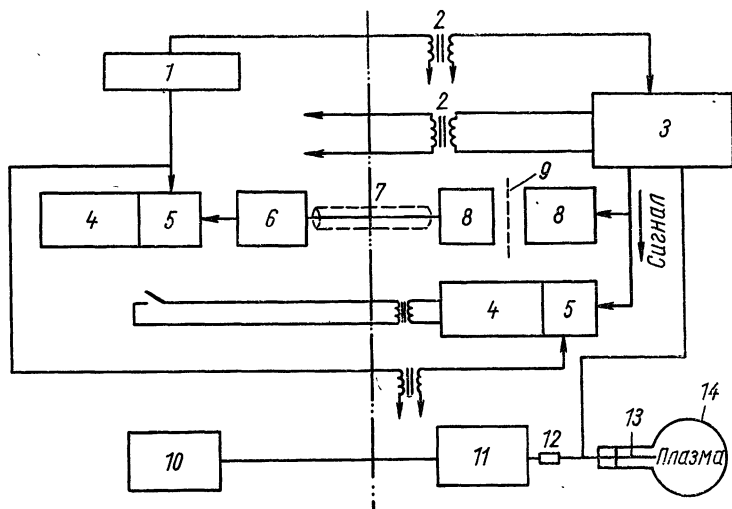


Рис. 47. Схема аппаратуры для измерений на стеллараторе:
 1 — схема задержки; 2 — разделительные изолирующие трансформаторы; 3 — напряжение зонда; 4 — фотокамеры; 5 — осциллографы; 6 — детектор; 7 — кабель; 8 — передающее устройство; 9 — изоляция; 10 — индикатор положения зонда; 11 — механизм перемещения зонда; 12 — изолирующая секция; 13 — зонд; 14 — вакуумный объем.

пряжение длительностью 10 мксек. Сигнал с приемной катушки поступает в пультый зал на детектор, а затем на осциллограф.

Измерения проводят и непосредственно с помощью другого осциллографа и фотокамеры, управляемых дистанционно и расположенных вблизи установки. Все устройство заземлено в одной точке в центре стелларатора.

Быстродействие измерений зондов ограничено паразитными емкостями в измерительной схеме, в частности емкостью соединительного кабеля, влияние которой можно уменьшить, используя, например, катодный повторитель.

В работе [136] для уменьшения входной емкости зонда использовали высокоомное сопротивление (1 *Мом*), встроенное в зонд и служащее частью компенсированного *RC*-делителя. Величину сопротивления подбирали экспериментально, так чтобы получить минимальную эквивалентную параллельную емкость, которая составляла около 2 *пф*. Встроенные делители позволили сильно расширить полосу частот, что дало возможность измерять флуктуации потенциала, электрического поля и ионного тока насыщения вплоть до частот 40 *Мгц* при плотности плазмы 10^9 см^{-3} .

Кроме частотных характеристик измерительной схемы скорость зондовых измерений ограничивается другими факторами. Существующая теория ионного тока на зонд справедлива, если за время пролета иона через возмущенную зону параметры плазмы и потенциал зонда изменяются незначительно. Таким образом, для ионной части характеристики быстродействие зондового метода ограничивается временем порядка

$$\tau_i \approx \frac{r_L}{\sqrt{\frac{T_e}{M_i}}}$$

Время τ_i обычно по порядку величины составляет 10^{-6} — 10^{-7} *сек*. Если характеристическое время изучаемого процесса намного превышает τ_i , то справедливы обычные статические вольт-амперные характеристики зонда.

Для электронов время пролета через возмущенную зону τ_e намного меньше, чем τ_i ; в связи с этим максимальная частота изменения параметров или потенциала при измерении электронного тока достигает 10^8 *гц*. Более строгая формулировка условия применимости статических характеристик приведена в работе [137]; по порядку величины она дает результат, совпадающий с вышеприведенным.

Для определения параметров плазмы иногда необходимо измерять первую и вторую производные зондовой характеристики. Вторую производную необходимо знать для определения функции распределения электронов по скоростям. Первую производную используют для определения температуры электронов и исключения влияния ионного тока. Первую и вторую производные

можно определить из зондовой характеристики графически, деля интервал изменения потенциала на малые отрезки ΔU и заменяя производную величиной $\Delta I/\Delta U$. Вторую производную определяют после двукратного проведения такой процедуры. Графический способ был применен Дрюейстеном для определения функции распределения электронов по скоростям в тлеющем разряде в неоне [93]. Однако графическое дифференцирование, особенно при определении второй производной, не дает достаточно точных результатов.

Более точно и быстро производные измеряют экспериментально с помощью схемы, приведенной на рис. 48. На постоянный (или медленно изменяющийся) потенциал зонда U_1 накладывается переменная разность потенциалов с частотой ω :

$$U_0 = U_1 + A \cos \omega t. \quad (9.23)$$

Обозначим зондовую характеристику так:

$$I = f(U_0).$$

При наложении переменного напряжения имеем

$$I = f(U_1 + A \cos \omega t).$$

Если амплитуда A достаточно мала, воспользуемся разложением в ряд, после чего получим

$$\begin{aligned} I = & \left[f(U_1) + \frac{1}{4} A^2 f''(U_1) + \dots \right] + \\ & + [A f'(U_1) + \dots] \cos \omega t + \left[\frac{A^2}{4} f''(U_1) + \right. \\ & \left. + \dots \right] \cos 2\omega t + \dots \end{aligned} \quad (9.24)$$

Из этого выражения видно, что коэффициент при первой гармонике тока определяется первой производной с точностью до членов более высоких порядков. Таким образом, измеряя переменную составляющую тока, определяют первую производную. Для этого в цепь зонда включают малую индуктивность, служащую первичной обмоткой трансформатора, как это показано на рис. 48 [138]. Амплитуду первой гармонике измеряют с помощью осциллографа или гальванометра, предварительно выпрямив ток. Изменяя потенциал зонда, с помощью потенциометра измеряют ход производной на выбран-

ном участке характеристики. Эта простейшая схема обладает тем недостатком, что измерения здесь проводят вручную. Кроме того, все гармоники тока и колебания в плазме прямо отражаются на результатах измерения. Чтобы уменьшить эти ошибки, следует использовать в измерительной цепи фильтр или узкополосный усилитель, настроенный на частоту ω .

Из выражения (9.24) видно, что вторую производную характеристики f'' можно измерить двумя способами. Первый из них заключается в том, что измеряют малую добавку к постоянной составляющей зондового тока, возникающую при включении переменного напряжения с частотой ω .

Для этого используют компенсационный метод [139]. Недостатком этого способа является то, что он применим лишь в

очень стабильных условиях газового разряда. Даже небольшой дрейф потенциала пространства в несколько милливольт во время измерений приводит к большой ошибке, так как постоянная составляющая тока изменяется на величину порядка измеряемого эффекта.

Другой способ определения f'' состоит в измерении амплитуды тока второй гармоники 2ω , которая с точностью до малых величин более высокого порядка пропорциональна функции f'' . Такое устройство для автоматического построения второй производной было использовано в работе [140]. Его блок-схема показана на рис. 49. Прибор может работать в трех режимах: измерения второй производной $ВП$, зондовой вольт-амперной характеристики $ВА$ и логарифма второй производной. Режим измерения устанавливается с помощью переключателя. Постоянное напряжение зонда изменяется вручную. При измерении в режиме $ВП$ на это напряжение накладывается переменная синусоидальная разность потенциалов небольшой амплитуды от генератора с час-

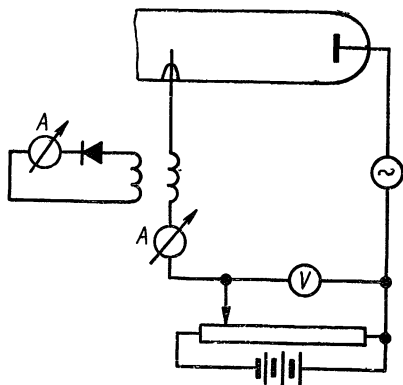


Рис. 48. Простейшая схема для измерения производных зондовой характеристики.

тотой 1 кГц. Это напряжение подается на зонд с помощью сопротивления модуляции R_M ; оно же служит в качестве измерительного сопротивления в режиме ВА. В режиме ВП для измерения тока используют другое сопротивление R_{II} в цепи зонда, что позволяет развязать измерительную цепь и цепь модуляции. Для точного измерения тока зонда сопротивления R_{II} и R_M должны

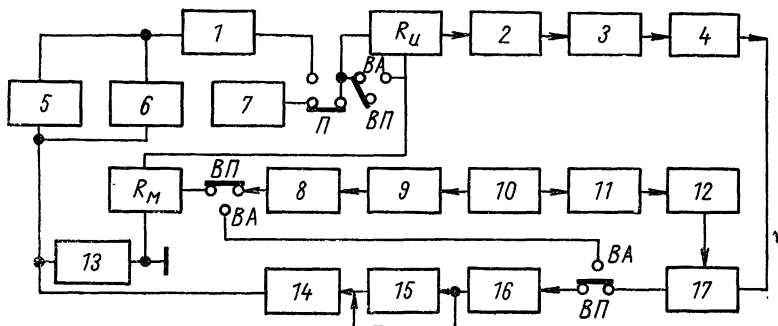


Рис. 49. Блок-схема аппаратуры для измерения второй производной по второй гармонике:

1 — источник напряжения для очистки зонда; 2 — трансформатор; 3 — фильтр верхних частот; 4 — усилитель (2 кГц); 5 — источник питания разряда; 6 — газоразрядная трубка; 7 — схема защиты зонда; 8 — трансформатор; 9 — фильтр нижних частот; 10 — генератор (1 кГц); 11 — катодный повторитель; 12 — опорный генератор (2 кГц); 13 — источник напряжения смещения зонда; 14 — самописец; 15 — логарифмирующий преобразователь; 16 — усилитель постоянного тока; 17 — детектор.

быть невелики. Вторую гармонику тока зонда выделяют с помощью фильтра, затем усиливают узкополосным каскадным усилителем с малым уровнем шумов, выпрямляют синхронным детектором и регистрируют самописцем.

Перед измерением зонд очищают от загрязнений, прогревая его электронной бомбардировкой или катодным распылением. Для этого в схеме имеется источник питания и переключатель П, позволяющий подать высокое напряжение на зонд. Усилитель напряжения второй гармоники построен по трехкаскадной схеме [141].

Теоретическую ошибку метода, в котором используется вторая гармоника тока, можно подсчитать с помощью разложения функции $f(U_0)$ в ряд Фурье [142]:

$$\frac{\Delta f''}{f''} = \frac{8}{\pi A^2 f''} \int_0^{\pi} f(U_1 + A \cos \omega t) \cos 2\omega t d(\omega t) - 1.$$

Используя это выражение, можно показать, что теоретическая ошибка для некоторых частных видов функций $f(U_0)$ равна нулю, т. е. вторая гармоника точно дает вторую производную. Такими функциями являются: $f = ae^{-bU_0}$; $f = \sin aU_0$; $f = \cos aU_0$; $f = (aU_0 + C)^2$ и $f = (aU_0 + C)^3$, где a , b , c — константы. Для других функций амплитуда второй гармоники зависит не только от второй производной, но и от производных более высоких порядков.

Вторую производную можно измерить также наложением на потенциал зонда малого переменного напряжения ΔU следующего вида:

$$\Delta U = A(1 + \cos \omega_1 t) \sin \omega_2 t,$$

причем $\omega_1 \ll \omega_2$.

Это напряжение представляет собой синусоидальные колебания с частотой ω_2 , модулированные на 100% частотой ω_1 . Если падением напряжения на измерительном сопротивлении пренебречь, то разложение в степенной ряд дает

$$I = f(U_1) + \frac{3}{8} A^2 f''(U_1) + \dots + \left[\frac{A^2}{2} f''(U_1) + \right. \\ \left. + \frac{7}{64} A^4 f''''(U_1) + \dots \right] \cos \omega_1 t + \Sigma. \quad (9.25)$$

Здесь Σ — сумма гармоник типа $2\omega_1$, $3\omega_1$, ..., ω_2 , $2\omega_2$, $3\omega_2$ и комбинированных гармоник с убывающими амплитудами.

Как видно из (9.25), амплитуда первой гармоники ω_1 с точностью до малых величин определяется второй производной характеристики. Эту гармонику выделяют из зондового тока с помощью фильтра или узкополосного усилителя, после чего сигнал через детектор поступает на регистрирующее устройство — осциллограф или гальванометр. Блок-схема такого устройства с осциллографической регистрацией приведена на рис. 50. На трансформатор подают переменное модулированное напряжение ΔU . Потенциал зонда медленно изменяют во времени с помощью генератора. Этот потенциал подается одновременно на горизонтальные пластины осциллографа. Падение напряжения на измерительном сопротивлении R поступает на вход узкополосного усилителя, настроенного на частоту ω_1 . После усиления

Сигнал подают на детектор, а затем на усилитель горизонтальных пластин осциллографа. На экране осциллографа получают сразу всю кривую второй производной. Этот метод применяли для исследования распределения электронов по энергиям в ртутном разряде при наличии страт [143].

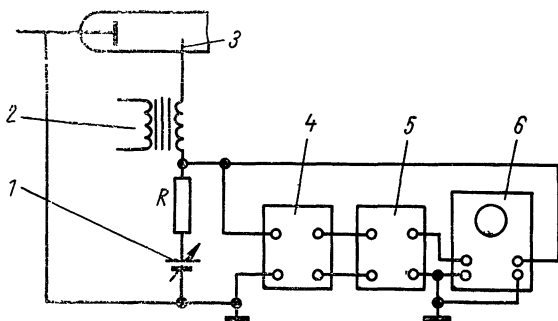


Рис. 50. Аппаратура для измерения второй производной с помощью модулированного напряжения:

1 — источник напряжения смещения зонда; 2 — трансформатор; 3 — зонд; 4 — узкополосный усилитель; 5 — детектор; 6 — осциллограф.

Аналогичный метод применяли в работе [96], где использовали гальванометрический метод регистрации второй производной. Для модуляции напряжения зонда использовали синусоидальное напряжение с частотой 2 кГц, модулированное прямоугольными импульсами с частотой 300 Гц. Для выделения гармоники 300 Гц использовали узкополосный усилитель и синхронный детектор.

Теоретическая ошибка метода, если пренебречь падением напряжения на измерительном сопротивлении, в первом приближении определяется четвертой производной характеристики:

$$\frac{\Delta j''}{f''} \approx \frac{7}{32} A^2 \frac{f''''}{f''}.$$

При модуляции прямоугольными импульсами для максвелловского распределения электронов ошибка, связанная с четвертой производной, не превышает 0,5%, если $A \leq kT_e/3 e$.

Кроме наложения на зонд переменного напряжения, производные характеристики измеряют с помощью дифференцирующих цепочек в цепи зонда [144, 145].

Из-за высокочастотных шумов и флюктуаций зондового тока прямое использование цепочки обычно затруднено. Поэтому между осциллографом и RC -цепочкой ставят фильтр, выделяющий нужный диапазон частот и подавляющий помехи от шумов и колебаний. В частности, для этих целей используют параллельный T -образный фильтр [146].

§ 9.4. КОНСТРУКЦИЯ ЗОНДОВ

Выбор типа и конструкции зонда определяется теми экспериментальными условиями, в которых производят измерения. Во многих случаях применим простой одиночный или двойной зонд, конструкции которых приведены на рис. 51.

Цилиндрические зонды обычно изготавливают из проволоки тугоплавкого металла (вольфрам, молибден, тантал) с диаметром, лежащим в пределах 0,5—0,05 мм. Необходимо обеспечить надежную изоляцию зонда, которая должна сохраняться в условиях разряда. Как уже отмечалось, изоляция может быть нарушена из-за интенсивного катодного распыления, а также из-за других видов распыления и испарения проводящих материалов, происходящих в разрядах. Вольфрамовый и молибденовый зонд наиболее просто изолировать, покрыв проволоку слоем стекла специального типа, например, ЗС-5 (рис. 51, *а*, *б*, *д*, *е*). В качестве изоляторов применяют также керамику, алунд (99% Al_2O_3), кварц, окись бериллия и другие изоляционные материалы.

В условиях интенсивного распыления проводящих материалов конструкция должна быть такой, чтобы место непосредственного контакта зонда с изолятором было защищено от запыления. В этом отношении конструкции зондов рис. 51, *а*, *б*, *д*, *е*, и несовершенны. Достоинство этих конструкций — простота изготовления и малые размеры изолированной части зонда. Для предотвращения запыления ножки зонда (см. рис. 51, *в*) для изоляции используют кварцевую трубку с внутренним диаметром, превышающим диаметр проволоки. Закрепление последней осуществляется прокладкой в глубине трубки. Однако в условиях интенсивного распыления металлов в

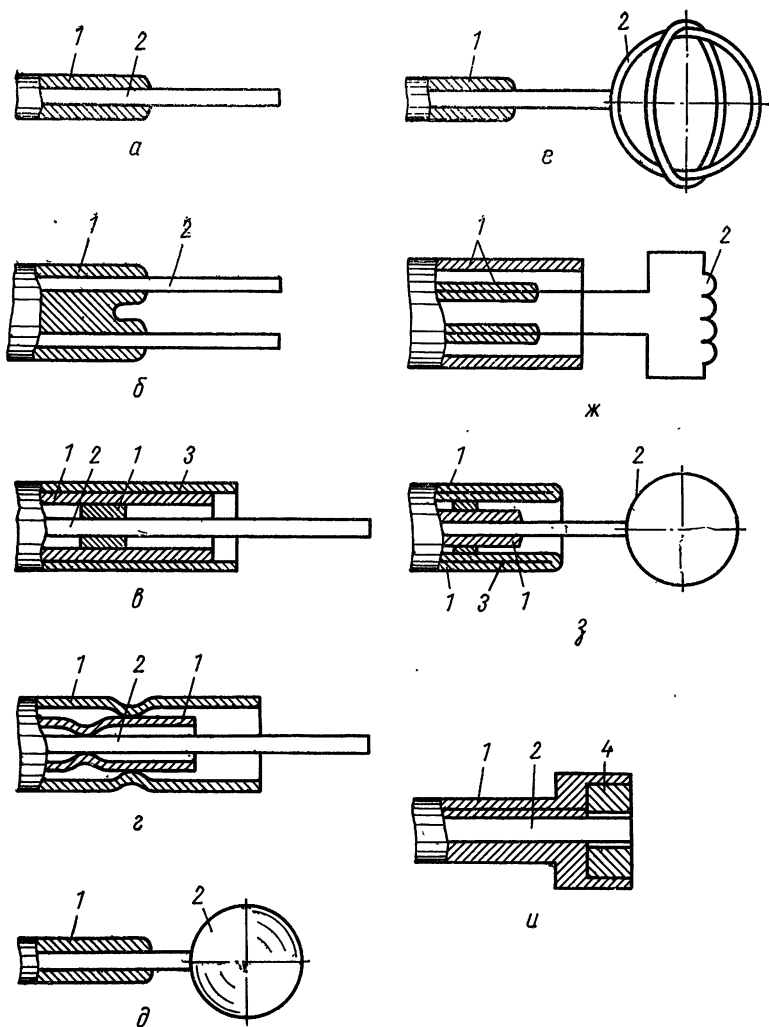


Рис. 51. Примеры конструкций одноэлектродных цилиндрических (а — г); сферических зондов (д, е); термозонда (ж); зонда для измерений колебаний плазмы (з) и плоского зонда с охранным кольцом (и):

1 — изоляторы; 2 — зонд; 3 — экран; 4 — охранный кольцо.

разряде такая защита недостаточна. В этом случае применяют двойную изоляцию зонда с помощью кварцевых трубок (см. рис. 51, *г*). Такую же изоляцию имеет и термозонд, конструкция которого показана на рис. 51, *ж*. Непосредственно термозонд изготовлен из вольфрамовой проволочки с диаметром 0,1—0,2 мм, свернутой в спираль с внешним диаметром 3—5 мм. Используют также конструкцию термозонда в форме шпильки [129].

Для конструкций, приведенных на рис. 61, *в*, *г*, *ж*, наиболее часто используют изоляционные трубки из кварца и алунда, так как эти материалы при непосредственном контакте с плазмой выделяют газа меньше, чем другие обычные изоляторы [135]. Для уменьшения влияния испарения изолятора на разряд зонд часто помещают во внешний цилиндрический экран (см. рис. 61, *в*), изготовленный из металла. Этот экран позволяет также уменьшить электромагнитные наводки на зонд. Недостатком конструкции этого типа является увеличение размеров изолированной части зонда.

Конструкцию сферического зонда, показанную на рис. 51, *е*, используют при измерениях в плазме с малой концентрацией заряженных частиц в условиях интенсивной вторичной- и фотоэмиссии электронов. В частности, такой зонд применяли для исследования ионосферной плазмы [49]. Зонд состоит из двух проволочных колец, плоскости которых взаимно перпендикулярны. Идея такой конструкции заключается в следующем. Для получения достаточно большого ионного тока в условиях разреженной плазмы площадь поверхности зонда должна быть большой. Однако увеличение этой площади влечет за собой возрастание паразитного тока фотоэлектронов. В данной конструкции собирающей поверхностью является внешняя поверхность слоя пространственного заряда, окружающего зонд. В разреженной плазме толщина этого слоя может быть больше расстояния между кольцами; тогда зонд как целое будет окружен сферической оболочкой объемного заряда с большой площадью собирающей поверхности. Фотоэмиссия же определяется только небольшой площадью поверхности колец. Таким образом, отношение полезного сигнала к помехам от фотоэлектронов резко возрастает.

Зонд, показанный на рис. 51, *з*, используют для изучения колебаний потенциала плазмы [114]. Он пред-

ставляет собой танталовый диск 2 с выводом из вольфрамовой проволоочки. Внутри кварцевого изолятора имеется экран из медной фольги, соединенной с корпусом (землей) через достаточно большую емкость.

На рис. 51, *и* показана конструкция плоского зонда с охранным кольцом. Охранное кольцо применяют для устранения краевого эффекта. На это кольцо через отдельный вывод подают потенциал, равный потенциалу зонда; ток кольца не измеряют. Зазор между зондом и кольцом очень узкий, поэтому краевой эффект для центрального зонда отсутствует, что позволяет получать лучшую насыщенность характеристики. Такая конструкция позволяет сохранять неизменной эффективную собирающую поверхность зонда при изменении его потенциала с точностью до нескольких процентов.

При измерениях на мощных установках с горячей плазмой и сверхвысоким вакуумом к конструкции зонда предъявляются особые требования. Эта конструкция должна быть достаточно простой и надежной, так как, если зонд выходит из строя, приходится вскрывать вакуумный объем, в то время как на сверхвакуумных установках даже кратковременное вскрытие связано с потерей нескольких дней. Конструкция зонда должна быть выполнена по всем правилам сверхвысоковакуумной техники.

Внешний вид зонда для измерений на стеллараторе показан на рис. 52, *б*, а схема его установки в камере — на рис. 52, *а*. Все неразборные металлические соединения конструкции выполнены аргоно-дуговой сваркой или пайкой с серебряно-медным припоем в инертной или водородной атмосфере. Для изолированных выводов используют высокотемпературные спаи стекло-ковар или стекло-вольфрам. Непосредственно зонд представляет собой вольфрамовую проволочку диаметром 0,25 мм, выступающую из алундовой трубки, имеющей наружный диаметр 1,2 мм. После изготовления отдельные части зонда очищают и прогревают в вакуумной печи до 450° С для предварительной очистки от сорбированных газов. После установки в камере зонд несколько раз прогревают до температуры 450° С.

Конструкции многоэлектродных зондов значительно сложнее, чем одноэлектродных. Соответственно и размеры у первых намного больше, чем у вторых. Выбор конструкции определяется условиями проведения экспе-

риumenta. При измерениях в разреженной плазме, например в космических условиях, основные трудности

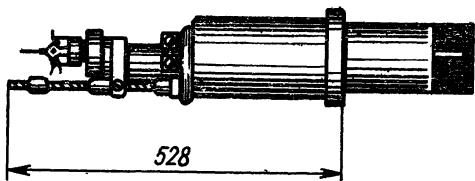
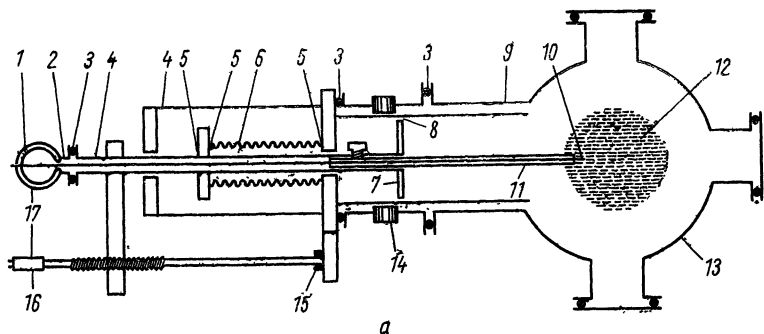
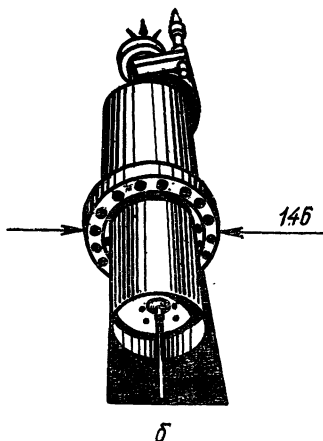


Рис. 52. Схема установки зонда на стеллараторе (а) и внешний вид зонда с держателем (б):

1 — стеклянные вводы; 2 — ковар; 3 — золотое уплотнение; 4 — сталь; 5 — сварное соединение; 6 — сильфон; 7 — газовая диафрагма; 8 — зазор 0,1 мм; 9 — диагностическое окно; 10 — вольфрамовая проволока; 11 — алундовая трубка; 12 — плазма; 13 — вакуумная камера; 14 — изолятор из керамики; 15 — подшипник; 16 — муфта; 17 — изолятор.



связаны с необходимостью измерения слабых токов заряженных частиц на фоне интенсивных помех от ультрафиолетового излучения. Габариты зонда не имеют здесь

критического значения, что позволяет использовать зонд с большой поверхностью коллектора для увеличения чувствительности. При измерениях в плотной плазме проблема получения достаточно большого тока отсутствует. Размеры же зонда должны быть минимальными для предотвращения возмущения плазмы и разряда. Здесь используют более густые сетки, чем в первом случае. Диаметр проволок этих сеток достаточно большой, что повышает их срок службы в тяжелых температурных условиях.

На рис. 53 показана конструкция зонда для измерений в плотной плазме мощного безэлектродного разряда [147]. Это длинный цилиндр диаметром 10 мм, который является экранирующим электродом; внутри него размещены сетки и коллектор. Размер сетки 9×5 мм², размер ячейки — 30 мм. Цилиндр непрерывно откачивают отдельным диффузионным насосом, что позволяет поддерживать внутри зонда давление не ниже 10^{-4} — $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. при давлении в исследуемом объеме примерно на два порядка более высоком.

Плазма проникает внутрь зонда через узкий канал 1 в цилиндре, имеющий диаметр 0,15 и длину 5 мм. В результате прохождения через такой канал концентрация заряженных частиц значительно уменьшается. Дальнейшее понижение концентрации происходит при прохождении плазмы через первые две сетки. Это необходимо для уменьшения влияния объемного заряда на характеристику (см. § 5.3). Разрыв плазмы осуществляется на третьей сетке, после чего выделенная компонента поступает на коллектор, ток которого измеряют с помощью импульсного осциллографа.

Использование тонкого длинного канала для снижения концентрации может привести к искажению результатов измерений. Если толщина двойного слоя одного порядка с диаметром канала, то в последнем имеется радиальное электрическое поле. Тогда при положительном потенциале плазмы относительно экрана этим полем на стенки будут сильнее отсасываться более медленные ионы и произойдет обеднение спектра в области низких энергий. Однако в достаточно плотной плазме толщина слоя столь мала, что плазма протекает через канал без подобных возмущений.

Многочисленные зонды в лабораторных условиях использовались также для измерений в горячей плазме

в магнитных ловушках [148] и в разреженной цезиевой плазме [149].

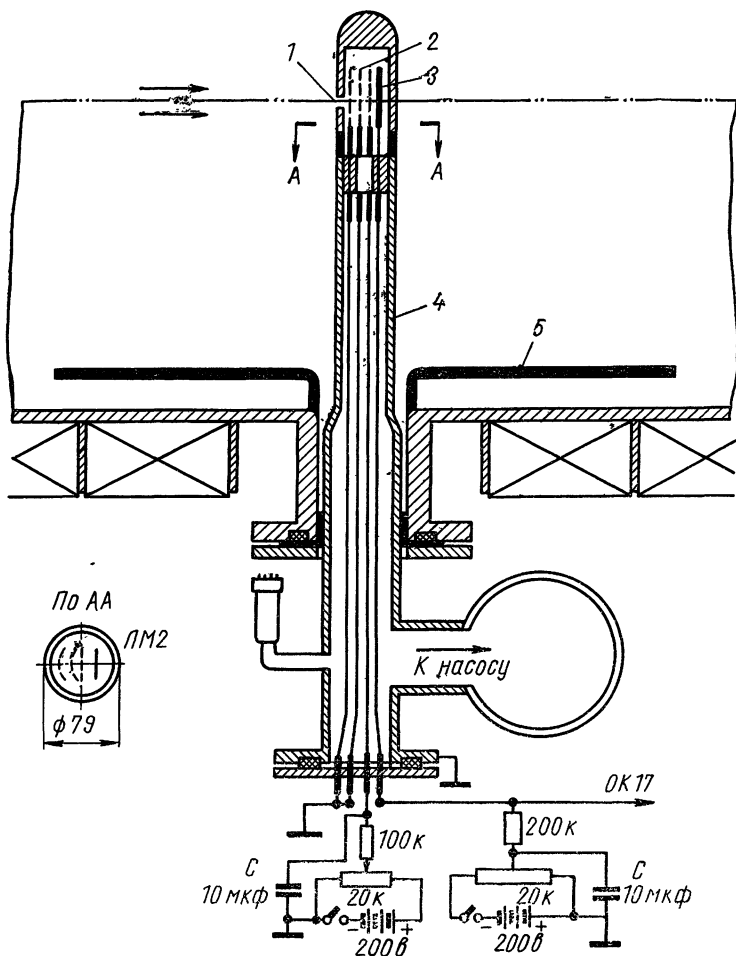


Рис. 53. Конструкция четырехэлектродного зонда для измерений в мощном импульсном разряде:

1 — канал для плазмы; 2 — сетки; 3 — коллектор; 4 — экран; 5 — стенки камеры.

Особенно широкое применение многоэлектродные зонды (ловушки) находят в космических исследованиях [12, 47, 64], в частности при измерениях в ионосферной плазме. Достоинства многоэлектродных зондов исполь-

зуются в этих условиях наиболее полно, что связано с низкой концентрацией заряженных частиц и высоким уровнем помех от фотоэмиссии и вторичной эмиссии. Основные особенности конструкций многоэлектродных зондов для космических исследований связаны с этими обстоятельствами. Для измерения концентрации ионов

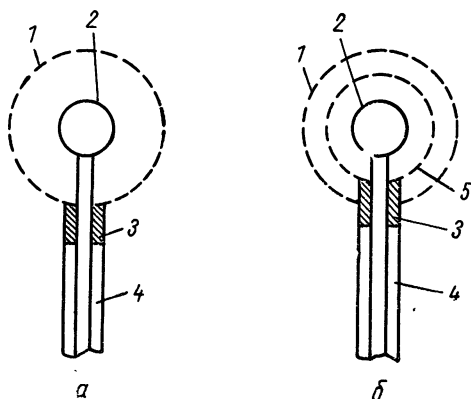


Рис. 54. Сферические двухэлектродная (а) и трехэлектродная (б) ловушки:

1 — анализирующая сетка; 2 — коллектор; 3 — изолятор; 4 — штанга; 5 — супрессорная сетка.

впервые были использованы сферические ловушки, схемы которых приведены на рис. 54. Сферические сетчатые электроды изготовляют штамповкой или сверлением листового материала. Принцип действия двухэлектродных ловушек пояснен в § 6.3. Одним из достоинств сферической геометрии при регистрации заряженных частиц низких энергий является значительное уменьшение влияния фототока по сравнению с плоской системой. Это связано с тем, что при сферической конфигурации площадь коллектора может быть во много раз меньше площади эффективной собирающей поверхности.

Чувствительность измерений значительно повышается при использовании зондов с большим количеством электродов, при использовании модуляции тока, магнитной защиты и других дополнительных мер борьбы с фотоэмиссией.

Схема конструкции модуляционной ловушки с супрессорной сеткой показана на рис. 55 [150]. Основные

ее элементы — четыре плоских сетки и коллектор. Предусилитель тока обычно встроен в корпус ловушки для улучшения условий измерения слабых токов порядка 10^{-10} — 10^{-12} а. Фотоэмиссию подавляют здесь с помощью супрессорной сетки, на которую подают отри-

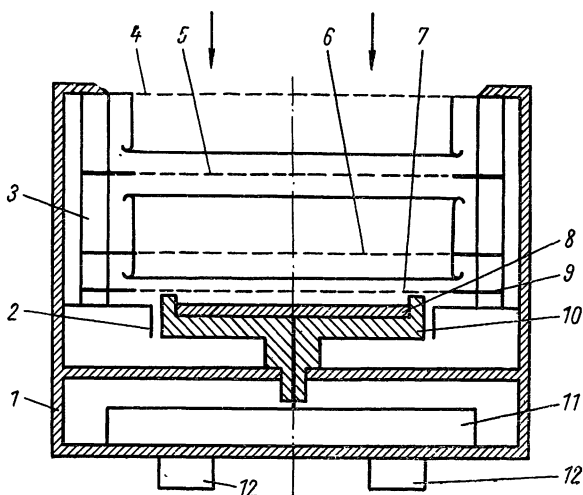


Рис. 55. Модуляционная ловушка с супрессорной сеткой:

1 — корпус; 2 — охранное кольцо; 3 — изоляторы; 4 — сетка; 5 — модуляционная сетка; 6 — экранирующая сетка; 7 — супрессорная сетка; 8 — коллектор; 9 — опорное кольцо супрессорной сетки; 10 — изолятор; 11 — предусилитель; 12 — разъемы.

цательный потенциал ~ 100 в относительно коллектора, и модуляцией тока заряженных частиц. Для модуляции служит сетка, на которую подают переменное запирающее напряжение.

Степень подавления фототока супрессорной сеткой определяется ее прозрачностью, так как фототок в цепи коллектора в этом случае вызван фотоэлектронами, образованными на поверхности проволочек сетки и притягиваемыми к коллектору электрическим полем. Поэтому супрессорная сетка должна обладать высокой прозрачностью, а материал ее проволочек — большой работой выхода. Площадь сеток должна быть достаточно большой для увеличения количества собираемых частиц.

Диаметр сетки лежит в пределах от нескольких до 20 см. Применение стандартных сеточных полотен в этом случае исключается, так как они имеют низкую прозрачность. Наиболее целесообразный способ изготовления таких сеток заключается в рядовой намотке тонкой вольфрамовой проволоки на плоские коваровые кольца. Два таких кольца вставляют в плоскую обойму из оргстекла с двух сторон, после чего наматывают проволоку на обойму с помощью специального приспособления для натягивания проволоки. После намотки проволоку закрепляют на коваре в электролитической ванне нанесением слоя меди. Для улучшения чистоты поверхности полученных сеток их серебруют или золотят.

Такая технология позволяет изготавливать сетки большого диаметра с прозрачностью, достигающей 95—98%. Использование сеток с высокой прозрачностью позволяет не только уменьшить величину фототока, но и значительно увеличить эффективность регистрации частиц зондом, особенно при большом числе сеток.

Для получения минимального тока фотоэмиссии важное значение имеет конструкция коллектора и супрессорной сетки. Фотоэлектроны с опорного кольца сетки не должны поступать на коллектор. Для этого внутренний диаметр кольца должен превышать внешний диаметр коллектора, так чтобы электрические силовые линии с коллектора замыкались только на проволочках сетки. Для той же цели служит охранный кольцо, на которое идут фотоэлектроны с одного кольца и периферийных участков сетки. Если конструкция коллекторного узла такова, что возможен уход части фотоэлектронов на окружающие заземленные электроды, например на охранный кольцо, то паразитный ток коллектора равен

$$I_{\text{к}} = I' - I'',$$

где I' — ток фотоэлектронов с супрессорной сетки; I'' — ток фотоэлектронов, уходящих с коллектора.

Величины токов I' и I'' зависят от потенциала коллектора относительно сетки и электродов. Так, если потенциал коллектора выше потенциала супрессорной сетки, происходит запираение тока I' , вследствие чего полный ток $I_{\text{к}}$ может изменить знак. Поэтому в принципе можно подобрать такой потенциал коллектора $U_{\text{к0}}$, при котором $I_{\text{к}}$ будет близким к нулю. Однако ток вблизи

точки $U_{к0}$ очень неустойчив; он сильно зависит от угла падения и интенсивности ультрафиолетового излучения, вследствие чего практическое использование такого способа компенсации фототока затруднено.

Использование сетки большой прозрачности порядка 99% позволяет уменьшить фототок в цепи коллектора в 50—100 раз по сравнению с его величиной при положительном потенциале сетки. По некоторым данным, фототок можно подавить в 200—400 раз. Точно измерить остаточный фототок в лабораторных условиях трудно из-за наложения дополнительного положительного тока, происхождение которого пока недостаточно ясно. Предполагают, что этот ток связан с поступлением на коллектор положительных ионов, образующихся в результате фотоионизации молекул, входящих в состав поверхностных пленок и слоев газа на электродах и сетках. Этот вывод подтверждается тем, что этот ток можно уменьшить с помощью дополнительной сетки, размещенной между сетками 6 и 7, если на нее подавать положительный потенциал. Величина этого тока зависит от вакуумных условий; он увеличивается с повышением давления в объеме.

Для дальнейшего снижения влияния тока фотоэлектронов поток детектируемых частиц на коллектор модулируют с помощью переменного напряжения на сетке 5, периодически полностью или частично запирающего поток частиц. Если измерять ток коллектора с помощью узкополосного усилителя (или синхронного детектора), настроенного на частоту модуляции, то вклад постоянного тока фотоэлектронов и вторичных электронов становится незначительным.

Для того чтобы подавить емкостной ток коллектора, вызванный модулирующим напряжением, в ловушке имеется одна или несколько экранирующих сеток (сетка 6 на рис. 55, сетки 12 на рис. 56). Расчет этих сеток производят, исходя из допустимого емкостного тока I_d , который можно вычислить, зная величину действующего напряжения U_d в плоскости супрессорной сетки, которая одновременно выполняет роль экранирующей сетки

$$I_d = U_d C_0 \omega_m, \quad (9.26)$$

Здесь C_0 — емкость между супрессорной сеткой и коллектором; ω_m — частота модуляции.

Величина действующего напряжения определяется проницаемостью сеток

$$U_d \approx U_m \prod_i D_i,$$

где $\prod_i D_i$ — произведение проницаемостей всех сеток, расположенных между модуляционной сеткой и коллектором; U_m — напряжение модуляции.

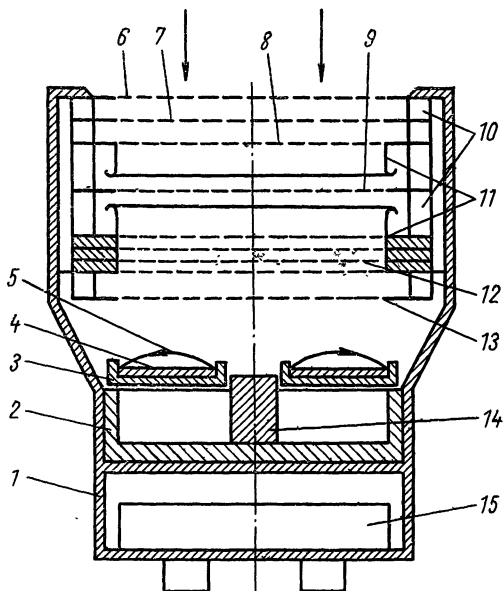


Рис. 56 Модуляционная ловушка с магнитной защитой коллектора:

1 — корпус; 2 — магнитопровод; 3 — изолятор; 4 — коллектор; 5 — магнитная силовая линия; 6 — внешняя экранирующая сетка; 7, 8 — отражающие сетки; 9 — модуляционная сетка; 10 — изоляторы; 11 — экраны изоляторов; 12 — пакет экранирующих сеток; 13 — вспомогательная сетка; 14 — постоянный магнит; 15 — электронные блоки.

Для плоских однорядных сеток проницаемость вычисляют по формуле (5.27). Расчет всех прочих сеток, на которые подают постоянное напряжение, например, для отражения заряженных частиц, для разрыва плазмы также необходимо проводить с учетом действующего напряжения в плоскости сетки и образования минимума потенциала между ее витками.

Если на модуляционную сетку подавать медленно изменяющееся запирающее напряжение и модуляционное напряжение небольшой амплитуды, то с помощью узкополосного усилителя переменного тока при $a \ll 1$ получим дифференциальный спектр влетающих в зонд частиц. При $a \approx 1$ в случае изотропного распределения скоростей получим производную зондовой характеристики. Одновременно усилителем постоянного тока можно измерить интегральный ток.

К сожалению, чувствительность измерения потоков ионов модуляционным методом ограничена не только емкостным током, но и паразитным модулированным током ионов, вызванным фотоионизацией на поверхности, о котором речь шла выше. Возможно, этот переменный ток имеет и другую природу, однако он связан с появлением в объеме ловушки заряженных частиц, образованных под воздействием ультрафиолетового излучения, причем поток этих частиц модулирован с частотой модуляции. Этот ток, по крайней мере в лабораторных условиях, значительно снижает чувствительность измерений. По-видимому, в очень чистых вакуумных условиях с тщательно обезгаженными и очищенными электродами этот ток можно значительно понизить.

При регистрации модуляционной ловушкой электронов возникают дополнительные трудности, связанные со вторичной эмиссией и фотоэмиссией электронов с поверхности модуляционной сетки. Эти токи частично модулируются, что вызывает мешающий фон в измерительной цепи. В модуляционной ловушке, использованной в работе [151], чувствительность измерений по переменному току ограничивалась величиной $2 \cdot 10^{-11}$ а. По постоянному току чувствительность ограничивалась фототоком и была на два порядка хуже. Диапазон измерений потоков ионов составлял $4 \cdot 10^6$ — $4 \cdot 10^{10}$ ($\text{см}^2 \cdot \text{сек}$) $^{-1}$. Амплитуда модулирующих импульсов изменялась ступенями, что позволяло получить грубый энергетический спектр ионов. Модуляционные ловушки применяли также в работах [152—154].

Методы расчета некоторых основных параметров многоэлектродных зондов приведены в § 5.3, где показано, что для энергетического разрешения и эффективности регистрации важную роль играет проникаемость сеток. В этой связи для улучшения разрешения может быть использована sdвоенная модуляционная сетка.

Важным параметром ловушки является ее угловая характеристика. Так как задерживающее поле на анализирующей сетке ловушки действует лишь на нормальную компоненту скорости частицы, переменный ток коллектора модуляционной ловушки сложным образом зависит от угла попадания частиц и потенциала на модуляционной сетке. При расчете угловых характеристик следует учитывать искривление траекторий частиц в поле между сетками, что приводит к весьма сложным выражениям [155]. Ширина угловой характеристики зависит главным образом от отношения высоты ловушки H к радиусу коллектора R_0 . При $H/R_0 \approx 2 \div 4$ характеристика имеет ширину около $\pm (20 \div 40)^\circ$ соответственно (по нулевому уровню); при $H/R_0 = 0,5$ она расширяется до $\pm (60 \div 70)^\circ$.

Следует иметь в виду, что из-за краевого эффекта возможно увеличение статического тока частиц вблизи потенциала запирающего на сетке, что связано с отклонением «крайних» частиц на коллектор.

Этот эффект устраняют введением внешней диафрагмы с диаметром, равным 0,85 диаметра модуляционной сетки.

Для подавления тока фотоэмиссии с коллектора многоэлектродного зонда используют также магнитную защиту коллектора [156]. Конструкция модуляционной ловушки с магнитной защитой показана на рис. 56. Магнитная защита коллектора кольцевой формы осуществляется с помощью кольцевого магнита, состоящего из магнитопровода 2 и постоянного цилиндрического магнита 14. Направление силовой линии магнитного поля в зоне коллектора показано стрелкой. Фотоэлектроны, вылетающие с коллектора, «закручиваются» вдоль силовых линий магнитного поля и вновь возвращаются на коллектор. Такой способ подавления фотоэмиссии позволяет снизить величину фототока на два-три порядка по сравнению с незащищенным коллектором. Важное значение при этом играет правильная юстировка магнита и установка плоскости коллектора. Дополнительное уменьшение фототока можно получить с помощью вспомогательной сетки 13, на которую подают отрицательное напряжение относительно корпуса. Пакет заземленных экранных сеток служит для снижения емкостного тока, вызванного модуляцией. Сетки 7 и 8 предназначены для разрыва плазмы и отражения

заряженных частиц низких энергий в случае измерения жесткой части спектра.

Применение магнитной защиты совместно с модуляцией позволяет снизить ток фотоэлектронов на четыре—шесть порядков. В случае измерений в космическом про-

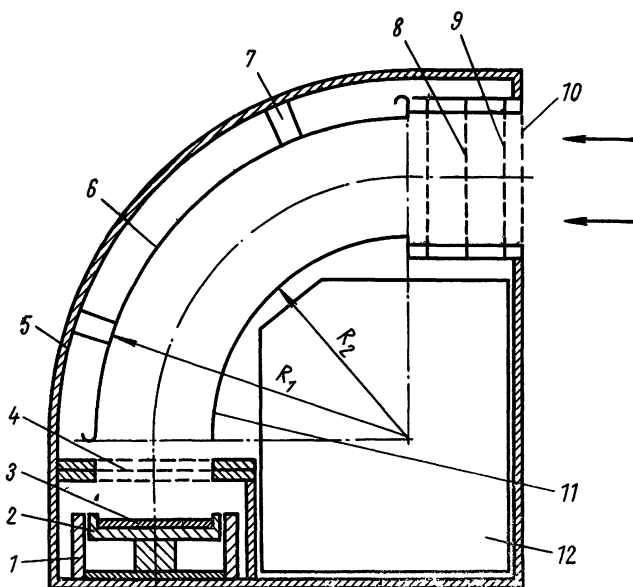


Рис. 57. Модуляционная ловушка с отклонением траекторий частиц:

1 — магнит; 2 — изолятор; 3 — коллектор; 4 — пакет экранных сеток; 5 — корпус; 6, 11 — пластины цилиндрического конденсатора; 7 — изолятор; 8 — модуляционная сетка; 9 — сетка для разрыва плазмы; 10 — входная экранирующая сетка; 12 — электронные блоки.

странстве при прямом освещении коллектора солнцем это позволяет измерять токи заряженных частиц на уровне 10^{-14} а/см².

Эффективной мерой подавления фототока является поворот траекторий детектируемых частиц и регистрация их коллектором, расположенным в «тени», вне зоны прямого освещения ультрафиолетовым излучением. В этом случае на коллектор попадает лишь рассеянное излучение, благодаря чему фототок резко уменьшается. На рис. 57 показана конструкция модуляционной ло-

вушки с поворотом траектории и магнитной защитой коллектора. Заряженные частицы поступают в ловушку через входное окно, закрытое сеткой 10. После разрыва плазмы поток детектируемых частиц модулируется переменным напряжением на сетке 8 и поступает в цилиндрический конденсатор, образованный пластинами 6 и 11 [157]. В электрическом поле этого конденсатора частицы описывают круговые траектории, отклоняясь на коллектор. Последний представляет собой прямоугольную пластину, укрепленную на изоляторах между полюсами магнита прямоугольной формы. Для подавления фототока в условиях солнечного излучения достаточно, чтобы напряженность магнитного поля в районе коллектора достигала величины порядка нескольких сот эрстед.

Для защиты коллектора от емкостных наводок, вызванных модулирующим напряжением и изменяющимся напряжением на пластинах конденсатора, служат экранные сетки 4, которые соединяют с корпусом. Зона, в которой размещен коллектор частиц, со всех сторон должна быть тщательно экранирована заземленным экраном.

Анализ частиц по энергиям в такой ловушке осуществляется с помощью модуляционной сетки, на которую, кроме модулирующего напряжения, подают медленно изменяющееся запирающее напряжение. Синхронно с этим напряжением повышают разность потенциалов между отклоняющими пластинами. Цилиндрический конденсатор пропускает на коллектор частицы с энергией, лежащей в энергетическом диапазоне ΔE_1 , который определяется из соотношения

$$\frac{\Delta E_1}{E_1} = \frac{\Delta R}{R_0}, \quad (9.27)$$

где $\Delta R = R_1 - R_2$ — расстояние между пластинами (или ширина входной диафрагмы, если она меньше, чем ΔR); $R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}$ — средний радиус конденсатора. Средняя энергия детектируемых частиц E_1 определяется напряжением U_{π} на пластинах:

$$E_1 = \frac{eU_{\pi}R_0}{2\Delta R}. \quad (9.28)$$

При амплитуде напряжения модуляции U_1 диапазон энергий ΔE_2 частиц, подвергающихся модуляции на входе в ловушку, равен

$$\Delta E_2 = 2eU_1.$$

При этом средняя их энергия $E_2 = eU_0$, где U_0 — постоянный (или медленно изменяющийся) потенциал модуляционной сетки. Если выполняются условия $\Delta E_2 < \Delta E_1$ и $E_1 = E_2$, то все частицы, подвергающиеся модуляции, проходят на коллектор и регистрируются с помощью узкополосного усилителя, настроенного на частоту модуляции. Для выполнения условия $\Delta E_2 < \Delta E_1$ расстояние между пластинами должно быть достаточно большим:

$$\Delta R \gg \frac{2eU}{E} R_0.$$

Таким образом, в данном случае цилиндрический конденсатор выполняет лишь функцию отклонения детектируемых частиц на коллектор и не несет функции анализа по энергиям. Последний осуществляется с помощью модуляции, которая позволяет получить дифференциальный спектр частиц (в случае направленного потока). Для изотропного потока при $a \approx 1$ обработку полученных данных следует проводить обычным порядком, учитывая, что эти данные представляют собой первую производную характеристики плоского зонда для отталкивающихся частиц.

При расчете чувствительности ловушки нужно знать ее геометрический фактор (телесный угол по входу). Для цилиндрического конденсатора его можно приближенно подсчитать по формуле

$$a_{\text{ц}} = \frac{2\alpha d}{L_c},$$

где d — ширина пластин конденсатора; L_c — среднее расстояние от входной плоскости до коллектора; α — входной угол анализатора в плоскости, перпендикулярной к оси цилиндра:

$$\alpha \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta R}{R_0}.$$

Для удобства измерений можно подобрать такое расстояние между пластинами, что для выполнения условия $E_1 = E_2$ можно подавать на модуляционную сетку

и отклоняющие пластины одно и то же напряжение. Это расстояние подбирается экспериментально, так как использование выражения (9.28) для расчета при большом расстоянии между пластинами и несимметричном напряжении на них дает неверные результаты из-за полей рассеяния на краю конденсатора. Выражение (9.28) не учитывает этих полей. В частности, экспериментально было найдено, что для получения равенства $U_{\text{п}}=U_0$ можно использовать такие размеры: $R_1=133$ мм; $R_2=62$ мм. При этом получается достаточно большая площадь входного окна и большая величина $\Delta E_1 \approx 0,7 E_0$.

Степень уменьшения фототока коллектора при повороте траекторий частиц зависит от относительного расстояния между пластинами $\Delta R/R_0$. Чем меньше эта величина, тем сильнее ослабляется поток ультрафиолетового излучения в районе коллектора. К такому же эффекту приводит увеличение шероховатости пластин, что увеличивает рассеяние фотонов. При радиусе пластин $R_1=133$ и $R_2=62$ с рифленой медной поверхностью фактор подавления ультрафиолетового излучения составляет примерно $4 \cdot 10^3$ (для измерений использовали излучение ртутной кварцевой лампы ПРК-1).

Таким образом, совместное использование магнитной защиты и поворота позволяет снизить уровень фотоэлектронного тока на пять-шесть порядков. Модуляция потока еще больше увеличивает эту цифру, что дает возможность измерять весьма слабые потоки заряженных частиц на фоне интенсивного ультрафиолетового излучения.

Подавление фототока можно усилить, уменьшив расстояние между пластинами и применив световую ловушку на пути пучка ультрафиолетового излучения. При малом зазоре между пластинами эффективность устройства резко уменьшается, поэтому вместо коллектора частиц в этом случае применяют детекторы, позволяющие эффективно регистрировать отдельные частицы. При регистрации электронов таким эффективным детектором является сцинтилляционный счетчик.

Конструкция ловушки со сцинтилляционным счетчиком показана на рис. 58 [158]. Ее основными узлами являются коллиматор, цилиндрический конденсатор, световая ловушка и сцинтилляционный детектор специальной конструкции. Плазма поступает в ловушку через входное окно коллиматора, который предназначен для

ограничения телесного угла прибора, что важно при точных угловых измерениях. Кроме того, коллиматор ограничивает поток ультрафиолетового излучения. Это излучение проходит в световую ловушку через окно во внешней отклоняющей пластине, которое закрыто тон-

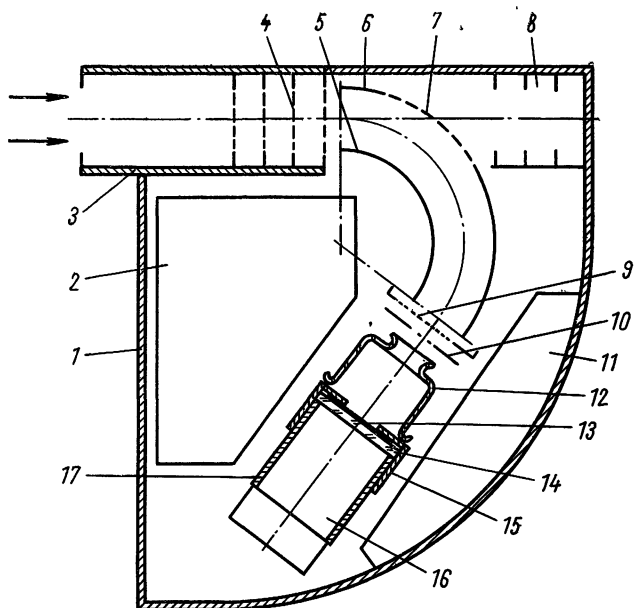


Рис. 58. Ловушка со сцинтилляционным детектором:
 1 — корпус; 2, 11 — электронные блоки; 3 — коллиматор;
 4, 9, 10 — сетки; 5, 6 — отклоняющие пластины; 7 — сетка внешней пластины; 8 — световая ловушка; 12 — стеклянный экран;
 13 — защитная фольга; 14 — сцинтиллятор; 15 — экран; 16 — фотоэлектронный умножитель; 17 — изолятор ФЭУ.

кой вольфрамовой сеткой для обеспечения правильного распределения электрического поля в конденсаторе. Световая ловушка имеет вид цилиндра с ребристой внутренней поверхностью, в котором поток ультрафиолетового излучения поглощается. Рассеянное излучение ослабляется поворотом пластин. Такая конструкция позволяет подавить фон от ультрафиолетового излучения практически полностью. Так, при облучении ловушки лампой ПРК-1 с расстояния 0,5 м фон сцинтилляционного детектора не превышает единиц импульсов в 1 сек (с учетом других помех).

Сетки 4 служат для разрыва плазмы и отражений заряженных частиц; одна из них может служить для энергетического анализа. Эти сетки в случае плотной плазмы иногда заменяют узкими щелевыми диафрагмами, что увеличивает долговечность устройства. Отрицательно заряженная сетка 9 служит для подавления остаточного фототока и тока вторичных электронов с края пластин.

Электроны, прошедшие через сетки 9 и 10, детектируются сцинтилляционным детектором, состоящим из антидинаatronного экрана, сцинтилляционного кристалла и фотоумножителя. Детектирование таким счетчиком электронов с энергией, меньшей 10—15 кэв, затруднено из-за наличия шумов фотоэлектронного умножителя. Кроме того, для световой защиты умножителя сцинтилляционный кристалл должен быть закрыт светонепроницаемой фольгой, в которой электроны теряют значительную энергию. Так, при минимальной толщине алюминиевой фольги $0,3 \text{ мг/см}^2$ при начальной энергии 20 кэв электроны в среднем теряют $\Delta E \approx 3,3 \text{ кэв}$ [159]. При энергиях в несколько килоэлектронвольт вся энергия электрона теряется в светозащитной фольге. Шумы ФЭУ имеют энергетический эквивалент в несколько килоэлектронвольт, что также ограничивает минимальную энергию величиной порядка 10 кэв при использовании одиночного ФЭУ. Помехи от шумов можно уменьшить, применяя для регистрации сцинтилляционных вспышек два фотоэлектронных умножителя, включенных по схеме совпадения с амплитудной дискриминацией. При использовании пластмассового сцинтиллятора и схемы совпадений шумы могут быть понижены на два-три порядка.

В современном плазменном эксперименте основной интерес представляет исследование электронов со сравнительно небольшой энергией, до нескольких килоэлектронвольт, прямое детектирование которых сцинтилляционным детектором по указанным причинам невозможно. Поэтому электроны необходимо ускорить до энергии 15—20 кэв, для чего на фольгу 13 подают положительное напряжение порядка 18 кэв. Это позволяет регистрировать электроны со сколь угодно малой начальной энергией. Основная трудность, возникающая при этом, заключается в возникновении интенсивного фона, вызванного автоэлектронной эмиссией с окружаю-

щих электродов, который достигает нескольких десятков и сотен тысяч импульсов в секунду. Для подавления этого фона служит стеклянный экран 12, плотно прилегающий к высоковольтной фольге. Этот экран имеет форму стакана диаметром около 5 см и длиной 5—7 см, в дне которого имеется прямоугольное окно шириной 1 см для входа детектируемых электронов. Расстояние от сетки 10 до входного окна цилиндра 1—1,5 см. Роль экрана заключается в том, что благодаря возникающим на его поверхности зарядам происходит экранировка электрического поля детектора, которое локализуется в объеме стакана; в районе витков сетки 10 оно сильно ослабляется, что приводит практически к полному подавлению автоэмиссии с сетки. Использование такого экрана позволяет снизить фон автоэлектронов до величины, не превышающей единиц импульсов в 1 сек.

Если сетка 10 отсутствует и имеется лишь диафрагма на ее месте, то вся система в целом обладает хорошими фокусирующими свойствами. При круглом отверстии диаметром 10 мм в стакане и ускоряющем напряжении 18 кэВ наилучшая фокусировка наблюдается для электронов с начальной энергией порядка 1 кэВ, которые фокусируются в центре сцинтиллятора в пятно диаметром порядка 1 мм. При наличии сетки 10 фокусировка и расфокусировка электронов выражены слабо, что облегчает анализ в широком диапазоне энергий. Экран 15, изготовленный из медной фольги или из напыленного металла, имеет потенциал фольги и служит для подавления фона, вызванного микрозарядами на поверхности изолятора 17 вблизи фотокатода фотомножителя.

Анализ электронов по энергиям в такой ловушке проводят одним из двух способов. Для электронов не очень высокой энергии применяют такой же метод, как и для ловушки, изображенной на рис. 56, а. В качестве модуляционной сетки используется одна из сеток 4. Поскольку в данном случае ширина входной и выходной диафрагм цилиндрического конденсатора может быть небольшой, его также используют для энергетического анализа, так как такой конденсатор, согласно выражению (9.27), имеет хорошую разрешающую способность. Так, при $\Delta R = 0,5$ см и $R_0 = 10$ см имеем $\Delta E/E = 5\%$. Если угол поворота конденсатора равен 127° , то он обладает фокусирующим свойством в плоскости, перпендикуляр-

ной к оси цилиндрических пластин [157]. Если использовать сферический конденсатор, то фокусировка будет осуществляться и для перпендикулярного направления. Таким образом, изменяя разность потенциалов между пластинами и измеряя скорость счета ФЭУ, получают дифференциальный спектр энергий электронов, влетающих в ловушку. В случае плотной плазмы при большой плотности потока электронов измеряют интегральный ток на выходе фотоумножителя.

Описанная ловушка имеет высокую разрешающую способность по углам; здесь без труда может быть достигнуто угловое разрешение порядка 1° .

Электростатические анализаторы электронов со сцинтилляционными счетчиками используются в космических исследованиях [160, 161] и в исследованиях лабораторной плазмы [162, 163]. Аналогичную конструкцию применяют для анализа ионов. В этом случае использовать сцинтилляционный счетчик трудно, так как для прохождения через защитную фольгу ионы должны иметь очень высокую энергию. Поэтому вместо сцинтилляционных счетчиков для регистрации ионов используют открытые вакуумные электронные умножители (ВЭУ) [65, 164], а также каналные умножители [165].

Таким образом, ловушки с электронными умножителями или сцинтилляционными счетчиками позволяют резко снизить фон от ультрафиолетового излучения и некоторых других видов вторичной эмиссии, повысить чувствительность измерений и улучшить угловое разрешение устройства.

Теперь рассмотрим конструкцию плоского зонда, предназначенного для измерений в направленном потоке плотной плазмы [8]. Эта конструкция показана на рис. 59. По существу зонд представляет собой двух-электродную систему, состоящую из коллектора и сетки. Такой зонд можно использовать и для измерений в «неподвижной» плазме. При измерениях в направленном потоке важно выделить и анализировать ионную компоненту; при этом для предотвращения сильного возмущения плазмы потенциал сетки должен быть ниже потенциала пространства (см. § 6.1). На коллектор при этом подают положительное анализирующее напряжение. Основная трудность при измерениях таким зондом в плотной плазме связана с влиянием на характеристику объемного заряда между сеткой и коллектором. Для

предотвращения этого влияния расстояние между указанными электродами и размер ячейки сетки должны быть очень небольшими. В данной конструкции используют вольфрамовую сетку с ячейкой порядка 10—20 мкм. Сетку натягивают цилиндрическим изолятором 4. Это позволяет максимально выровнять плоскость сетки и

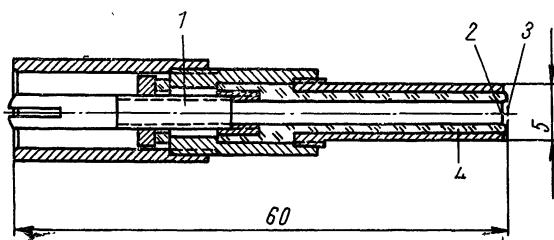


Рис. 59. Двухэлектродный зонд для измерений в плазменном потоке:

1 — микрометрическая резьба; 2 — коллектор; 3 — сетка; 4 — изолятор.

приблизить к ней плоскость коллектора на минимальное расстояние. Коллектор перемещается вдоль оси зонда с помощью микрометрической резьбы 1. Сначала его смещают вперед до полного касания с сеткой, что фиксируют с помощью тестера. Затем, медленно вращая коллектор, отодвигают его назад до тех пор, пока не будет зафиксирован момент нарушения контакта. Это позволяет устанавливать собирающую поверхность на расстоянии порядка нескольких десятков микрон от сетки.

В заключение рассмотрим особенности конструкции зондов, предназначенных для измерений в парах щелочных металлов. Наиболее важной областью плазменной техники, где необходимо проводить такие измерения, являются термоэмиссионные преобразователи тепловой энергии. Чаще всего в этих преобразователях для компенсации объемного заряда используют пары цезия при давлении, достигающем до нескольких миллиметров ртутного столба. Зондовые измерения в таких преобразователях осложняются химической активностью цезия и его способностью хорошо адсорбироваться на металлической поверхности. Кроме того, дополнительные трудности связаны с малой величиной междуэлектродного

зазора в преобразователе, где необходимо производить измерения.

Основные требования, предъявляемые к конструкции зонда для исследования плазмы при высоком давлении паров цезия в условиях малого междуэлектродного расстояния, заключаются в следующем. 1. Необходимо обеспечить хорошую электрическую изоляцию зонда. 2. Должна быть подавлена термоэлектронная эмиссия. 3. Размеры зонда должны быть минимальны.

Первое условие удовлетворяют выбором материала изолятора и его конструкцией. Использование для этой цели стекла затруднено, так как в присутствии цезиевой плазмы оно обнаруживает как поверхностную, так и объемную проводимость [166]. Наилучшую изоляцию обеспечивают алунд, сапфир и кварц. Второе и третье требования для цилиндрического зонда являются противоречивыми, так как при уменьшении диаметра зонда его нагревание увеличивается и термоэмиссия возрастает. Наиболее подходящим материалом в этом отношении является молибден. Для изготовления цилиндрического зонда используют молибденовую проволоку с оптимальным диаметром около 0,2 мм. При таком диаметре возмущенная область вблизи зонда еще достаточно мала, а перепад температуры вдоль зонда практически отсутствует, так что она определяется температурой держателей. Все же это не исключает термоэмиссии с зонда и держателей, так как их температура для предотвращения конденсации паров цезия должна быть несколько выше 600° К. При такой температуре термоэмиссия с поверхности металла в парах цезия значительна.

На рис. 60 показана конструкция цилиндрического зонда в термоэмиссионном преобразователе [167]. Зонд смонтирован на изоляторах из полированного сапфира с развитой гофрированной поверхностью. Однако даже это не обеспечивает надежной изоляции. Для ее улучшения применяется эквипотенциальная защита с помощью специальных металлических экранов, укрепленных на выводах зонда. На эти экраны через отдельный вывод подается потенциал, равный потенциалу зонда. Зонд длиной 7—8 мм расположен посередине между анодом и катодом. Для обеспечения хорошего теплового контакта концы зонда впаяны в массивные держатели 10, которые укреплены на изолированных стойках 9.

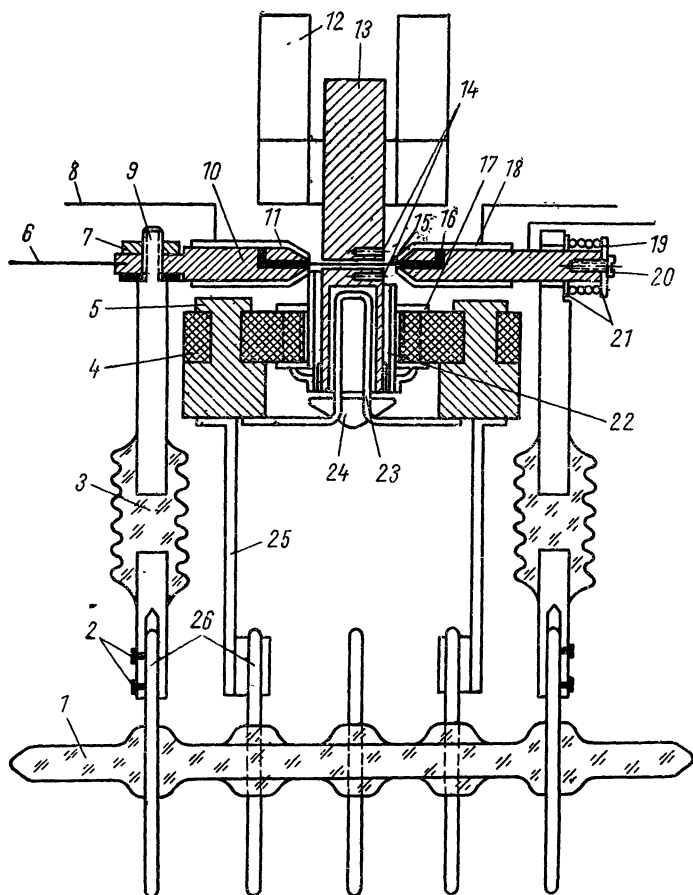


Рис. 60. Зонд в междуэлектродном зазоре термоэмиссионного преобразователя:

1 — ножка прибора; 2 — стопорные винты; 3 — изолятор; 4 — керамическое плато; 5 — никелевые держатели подогревателя; 6 — выводы зонда; 7 — гайка; 8 — вывод экрана зонда; 9 — стойка зондового изолятора; 10 — молибденовый держатель зонда; 11 — экран зонда; 12 — радиаторы анода; 13 — анод; 14 — вольфрам-рениевые термпары; 15 — зонд; 16 — медная пайка зонда в держателях; 17 — стойка крепления катода; 18 — тепловой экран; 19 — вольфрамовая пружина; 20 — винт; 21 — шайба; 22 — катод; 23 — танталовый подогреватель; 24 — тепловой экран; 25 — держатель; 26 — вводы.

Для предотвращения провисания зонда при нагревании один из держателей натягивается пружиной 19. Для уменьшения термоэмиссии с держателей они окружены охранными цилиндрами 11, на которые подается потенциал зонда. Вся конструкция вместе с деталями преобразователя смонтирована на плоской стеклянной ножке 15.

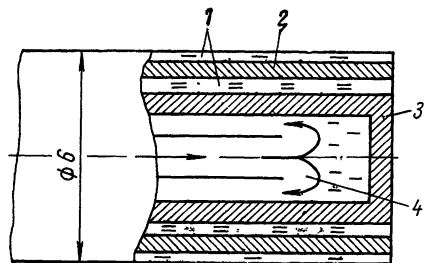


Рис. 61. Конструкция плоского зонда для измерений в цезиевой плазме: 1 — изолятор; 2 — охранный цилиндр; 3 — собирающая поверхность; 4 — охлаждение.

ют вольфрамовую трубку, у которой рабочей поверхностью является торец [168]. Зонд покрывают изоляцией из алунда, так что свободной для доступа плазмы остается лишь торцовая часть (см. рис. 61). Изолятор покрыт слоем металла, играющего роль охранного цилиндра, потенциал которого равен потенциалу зонда, что предотвращает объемную и поверхностную проводимости изолятора и уменьшает краевой эффект. Для охлаждения зонда во внутренней полости цилиндра циркулирует газ (воздух, гелий). Температуру зонда контролируют с помощью термопар. Диаметр зонда — несколько миллиметров. Для исследования функции распределения электронов в термоэмиссионном преобразователе используют внешний зонд [169], представляющий собой разновидность многоэлектродного зонда.

§ 9.5. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Для измерения параметров плазмы высокочастотного разряда обычно используют двойной зонд. Его включают в измерительную схему через интегрирующую

цепочку, состоящую из емкости и сопротивлений или дросселей, для сглаживания высокочастотной составляющей тока и подавления высокочастотных наводок на зонд.

Рассмотрим влияние высокочастотного поля на двухзондовую характеристику [170]. Ионный ток слабо зависит от потенциала отрицательного зонда, поэтому высокочастотное поле мало влияет на него. Электронный ток сильно зависит от величины отрицательного потенциала зонда, поэтому на электронную часть характеристики высокочастотное поле может оказать большое влияние. Поскольку двойной зонд в целом находится под плавающим потенциалом (при $U=0$) наибольший интерес представляет часть характеристики вблизи точки, где ток равен нулю. Если частота не очень велика, то электронный ток можно считать безынерционным. Предположим также, что ионный ток не изменяется за период высокочастотного поля.

Токи на каждый из двух одинаковых зондов для данного момента времени t определяются тогда соотношениями

$$I_1 = I_{e0} e^{-\frac{eU'(t)}{kT_e}} - I_{i1};$$

$$I_2 = -I_{e0} e^{-\frac{eU''(t)}{kT_e}} + I_{i2}, \quad (9.29)$$

где $U'(t)$ и $U''(t)$ — потенциал плазмы относительно первого и второго зондов соответственно; I_{e0} — электронный ток на зонд при $U_0=0$.

Связь между потенциалами U' и U'' можно записать так:

$$U''(t) = U'(t) + U - \varphi(t),$$

где U — постоянная разность потенциалов между зондами, $\varphi = E_d d \sin \omega t + \Delta U$; E_d — составляющая амплитуды напряженности электрического поля по направлению, соединяющему зонды; d — расстояние между ними; ΔU — постоянная разность потенциалов между участками плазмы в окрестности зондов. Мгновенное значение тока в цепи зондов можно найти из (9.29), применяя

закон Кирхгофа, что после усреднения по периоду колебаний дает

$$\bar{I} = \frac{I_{1i} + I_{2i}}{2} \int_0^1 \operatorname{th} \frac{e(U - \Phi)}{2kT_e} dx + \frac{I_{2i} - I_{1i}}{2}, \quad (9.30)$$

где $x = \omega t / 2\pi$.

Из выражения (9.30) видно, что в случае однородной плазмы в точке $U = \Delta U$ средний ток равен нулю. При этом необходимо учесть, что $I_{2i}(\Delta U) = I_{1i}(\Delta U)$. Таким образом, в точке $I = 0$ высокочастотное поле не приводит к сдвигу характеристики. Однако наклон характеристики в этой точке зависит от амплитуды высокочастотного поля. Дифференцирование выражения (9.30) по напряжению U в точке $U_0 = \Delta U$ дает

$$\left(\frac{d\bar{I}}{dU} \right)_{U_0} = \frac{eI_i}{2kT_e} \int_0^1 \frac{dx}{\operatorname{ch}^2(A \sin \pi x)} + \frac{1}{2} \left(\frac{dI_i}{dU} \right)_H. \quad (9.31)$$

Здесь $A = \frac{eE_d}{2kT_e} d$; I_i — ионный ток на зонд в точке U_0 ;

$\left(\frac{dI_i}{dU} \right)_H$ — производная ионного тока на участке насыщения; если $\frac{dI_i}{dU} = \operatorname{const}$, то $\frac{1}{2} \left(\frac{dI_i}{dU} \right)_H = \left(\frac{dI_i}{dU} \right)_{U_0 = \Delta U}$ [35].

Интеграл в выражении (9.31) можно определить численно для разных значений параметра A . При этом получаем, что для значений $A = 0; 0,5; 1; 2$ интеграл равен 1; 0,89; 0,67 и 0,36 соответственно. Как видно из выражения (9.31), высокочастотное поле слабо влияет на наклон характеристики, если величина интеграла близка к единице, что соответствует условию

$$A \ll 1. \quad (9.32)$$

Физически этот результат объясняется просто: энергия, приобретенная электронами в высокочастотном поле, должна быть много меньше средней энергии теплового движения.

Если температура электронов порядка нескольких электронвольт, а $d \approx 1$ см, то для выполнения условия (9.32) необходимо, чтобы E_d было меньше 1 в/см. Из условия (9.32) следует, что влияние высокочастотного поля зависит от ориентировки зондов относительно век-

тора напряженности электрического поля. Влияние наименьшее в случае, когда зонды расположены в плоскости, перпендикулярной к вектору E . Расстояние d между зондами намного уменьшить нельзя, так как это приведет к их взаимной экранировке (см. §9.2). В мощных импульсных высокочастотных разрядах величина E достигает несколько сот вольт на сантиметр, при этом высокочастотное поле заметно влияет на наклон характеристики и на результат определения T_e . С ростом напряженности поля наклон характеристики уменьшается, что приводит к завышению температуры электронов.

Приведенное выше рассмотрение применимо для не очень высоких частот f , когда время пролета электрона через возмущенную зону вблизи зонда много меньше периода колебаний. При $T_e \approx 1$ эв и $R_0 \approx 0,1$ мм это справедливо при условии $f \lesssim 10^9$ гц.

Формулу (9.31) можно использовать для определения напряженности высокочастотного поля в разряде [170, 171]. Для этого производят измерения двумя зондами в плоскости, перпендикулярной к E и параллельной E ; первое измерение позволяет определить T_e , а второе — A и, следовательно, напряженность поля.

Дополнительная погрешность при зондовых измерениях в высокочастотном разряде может возникнуть из-за большой переменной э. д. с. между плазмой и землей [172]. Эта э. д. с. детектируется благодаря нелинейности зондовой характеристики, что при большой емкости зондовых проводов приводит к появлению заметного добавочного постоянного тока и к завышению концентрации заряженных частиц.

В современном плазменном эксперименте большой интерес представляют зондовые измерения в разреженной плазме в сильных магнитных полях, когда электроны оказываются замагниченными относительно зонда ($\frac{\omega_e}{\nu_e} \gg 1, \rho_e \ll R_0$). Как показано в гл. 7, теория электрического зонда для этого случая развита слабо; полученные результаты позволяют лишь качественно оценить уменьшение перпендикулярного к полю тока электронов. В связи с этим большое значение имеют экспериментальные данные о зондовых измерениях в сильных магнитных полях. Ряд ценных результатов таких измерений получен в работах В. Д. Русанова и сотрудников

[7, 133, 134, 174, 176, 178, 192]. Эти данные позволяют определить пределы применимости современной зондовой теории и наметить пути ее дальнейшего развития.

Для измерений в сильных магнитных полях наибольшее распространение получил метод двойного зонда [7, 37, 133, 136, 173—175]. Его основные преимущества в данном случае — меньшая чувствительность к колебаниям потенциала плазмы, характерным для мощных разрядов в магнитных полях, и небольшой ток электронов на зонд. Вследствие того что двойной зонд в целом является изолированной системой, на него идет электронный ток, не превышающий величины ионного тока насыщения. Это предотвращает перегрев зонда и, что более важно, уменьшает возмущение плазмы, вызванное отбором электронов.

В сильном магнитном поле отбор электронов из плазмы на зонд особенно интенсивно происходит вдоль силовых линий магнитного поля. Это приводит к обеднению плазмы в направлении силовых линий и к изменению их функции распределения. Можно надеяться, что при достаточно высоком отрицательном потенциале зонда, близком к плавающему, такое возмущение будет невелико, вследствие чего и в этом случае окажется справедливым экспоненциальное соотношение (3.3) для электронного тока. Если при этом полагать $I_i = \text{const}$, то для симметричной двухзондовой характеристики справедливо соотношение (5.3). Для производной тока тогда получим

$$\frac{dI}{d\varphi} = \frac{I_i}{2} \text{ch}^{-2} \frac{\varphi}{2}, \quad (9.33)$$

где

$$\varphi = \frac{eU}{kT_e}.$$

Зависимость (9.33) имеет вид, показанный на рис. 62. Экспериментально производную $dI/d\varphi$ можно измерить с помощью схемы, приведенной на рис. 46, предназначенной для измерений в плазме высокочастотного разряда в сильном магнитном поле [134]. Амплитуду переменного напряжения U выбирают небольшой, чтобы выполнялось условие $\frac{eU}{kT_e} \ll 1$, а постоянное напряжение U между зондами медленно изме-

няют. Из полученной кривой можно определить температуру электронов, в частности, по ее полуширине $U_{1/2}$, используя соотношение $\frac{U_{1/2}}{kT_e} = 1,8$.

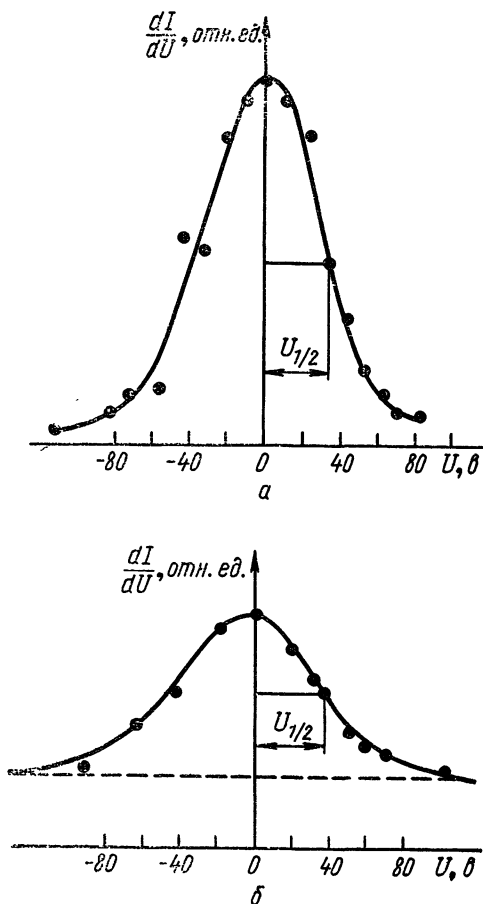


Рис. 62. Производная характеристики двойного зонда в слабом ($H=1$ кэ) (а) и сильном ($H=10$ кэ) (б) магнитных полях.

Для сильного магнитного поля использование уравнения (9.33) может вызвать сомнения, поскольку эта формула справедлива лишь для немагнитных элек-

тронов. В случае $\rho_e \lesssim R_0$ ток электронов должен зависеть от разности потенциалов более сложным образом. Ток ионов также зависит от U_0 . Эта зависимость связана с ростом радиуса слоя объемного заряда, а также с влиянием магнитного поля.

Если считать, что плавающий потенциал двойного зонда в магнитном поле остается сильно отрицательным, то в качестве поправок в выражениях для токов можно ограничиться линейной экстраполяцией

$$I_i \approx I_{i0} (1 + \alpha\varphi), \quad (9.34a)$$

$$I_e \approx I_{e0} (1 + \beta\varphi) e^{-\varphi}. \quad (9.34b)$$

Тогда для симметричного двойного зонда, используя уравнение (9.34a), получим

$$\frac{dI}{dU} \approx \frac{I_{i0}}{2} \left(\text{ch}^{-2} \frac{\varphi}{2} + \alpha \right). \quad (9.35a)$$

Используя уравнение (9.34b), имеем

$$\frac{dI}{dU} \approx \frac{I_{i0}}{2} \text{ch}^{-2} \left(\frac{\varphi}{2} \right) \left(1 - \beta + \beta\varphi \cdot \text{th} \frac{\varphi}{2} \right). \quad (9.35b)$$

Выражение (9.35a) мало отличается от (9.33); кривую, соответствующую (9.35a), получают смещением кривой (9.33) на постоянную величину. При обработке характеристики, соответствующей (9.35a), полуширину $U_{1/2}$ следует определять с учетом этого смещения (см. рис. 62, б). Выражение (9.35b) имеет более сложный характер.

На рис. 62 приведены результаты измерений производной dI/dU в относительно слабом и сильном магнитном полях [134]. В слабом магнитном поле (см. рис. 62, а) заряженные частицы практически не замагничены, при этом $\rho_i \gg R_0$; $\rho_e \approx R_0$. Вид этой кривой соответствует выражению (9.33). В сильном магнитном поле электроны сильно замагничены ($\rho_e \ll R_0$; $\rho_i \approx 2R_0$), поэтому вид кривой (см. рис. 62, б) больше соответствует выражению (9.35a). Она получена при концентрациях электронов, значительно меньших, чем кривая на рис. 62, а. Различие этих кривых может быть связано как с влиянием магнитного поля, так и с более быстрым ростом радиуса слоя при малой концентрации n_i .

Прямой способ определения применимости зондовой методики в сильном магнитном поле заключается в сопоставлении результатов зондовых измерений с результатами измерений другими методами. Зондовые измерения температуры и измерения с помощью пучковой и оптической методик в плазме мощного импульсного ВЧ-разряда в сильном магнитном поле дают результаты, согласующиеся в пределах экспериментальных ошибок [134, 176]. Это позволяет утверждать, что метод двойного плавающего зонда позволяет оценить температуру электронов как в слабом, так и в сильном магнитных полях при $\rho_e < R_0$.

Концентрацию заряженных частиц из двухзондовых измерений в данном случае определяют двумя способами: 1) по ионному току насыщения; 2) по производной характеристике.

Ионный ток насыщения и концентрацию определяют из максимальной производной согласно уравнению:

$$\left(\frac{dI}{dU} \right)_{\text{макс}} \approx \frac{I_t}{2kT_e}.$$

Для проверки применимости зондового метода измерения концентрации ионов в сильном магнитном поле различные авторы проводили сравнительные измерения зондовым и сверхвысокочастотным методами [132, 134, 173, 178]. Исследования проводили в широком диапазоне напряженностей поля, давлений газа и концентраций ионов. Эти измерения позволяют сделать заключение, что зондовый метод определения концентрации ионов (по ионному току насыщения) остается достоверным по крайней мере при выполнении условия $\rho_i \gtrsim R_0$. К такому же результату приводит сравнение зондовых измерений и измерений пучками быстрых нейтральных атомов [8, 176]. Некоторые расхождения результатов этих измерений связаны с такими трудно учитываемыми факторами, как вторичная эмиссия электронов, загрязнения зондов и изоляторов, неоднородность плазмы и т. п.

Применимость зондовой методики определения концентрации ионов можно оценить также из сравнения результатов измерений зондами разных размеров при постепенном увеличении напряженности магнитного поля. Размеры зондов подбирают такими, чтобы, начиная с

некоторого значения напряженности поля H_0 , для одного из них выполнялось условие $\rho_i \ll R_0$, а для другого $\rho_i > R_0$. Измерения, проведенные в работе [134], показали, что отношение ионных токов для двух таких зондов при увеличении напряженности поля уменьшается, начиная с некоторого значения H_0 , а затем стремится к постоянной величине. Этот эффект можно объяснить тем, что при достижении напряженности магнитного поля H_0 радиус ρ_i становится меньше радиуса большого зонда и остается меньше радиуса малого зонда. При дальнейшем росте напряженности поля ρ_i становится также меньше радиуса малого зонда. Радиусы зондов составляли 0,5 и 0,15 мм, величина H_0 — несколько тысяч эрстед. Эти измерения позволили сделать вывод, что в сильных магнитных полях при условии $\rho_i \ll R_0$ достоверность абсолютных зондовых измерений становится сомнительной.

Калибровка относительных показаний зонда с помощью СВЧ-методики позволяет продвинуться в область более высоких напряженностей магнитного поля H , при которых $\rho_i \ll R_0$. Калибровку проводят в одной или нескольких точках по запирающему прохождению СВЧ-сигнала при достижении критической концентрации в нестационарном разряде [174]. При значительных изменениях T_e во время разряда такие измерения следует корректировать по результатам измерения температуры электронов. Подобная методика позволила авторам работы [174] измерять плотности ионов двойным зондом при напряженности магнитного поля, достигающей 20 кэ.

Влияние магнитного поля на ток заряженных частиц определяется не только ларморовским радиусом, но и частотой столкновений ν . Очевидно, что при высокой частоте столкновений при условии $\omega/\nu \ll 1$ магнитное поле мало влияет на характер движения частиц в окрестности зонда. В работах [175, 177] показано, что для двойного зонда, состоящего из двух плоских электродов, магнитное поле практически не влияет на ионный ток насыщения при выполнении условия $\omega_i/\nu_i < 0,5$. При разряде в неоне при давлении 0,5 мм рт. ст. это соответствует напряженности магнитного поля $H = 800$ э. Плоские зонды располагали параллельно магнитному полю, один против другого, так что линия, проходящая через центры их собирающей поверхности, была пер-

пендикулярна к силовым линиям поля. Таким образом, при повышении давления газа влияние магнитного поля уменьшается.

Если длина свободного пробега заряженных частиц становится много меньше размеров зонда, необходимо применять диффузионное рассмотрение (см. § 8.2). Полагая, что диффузия поперек силовых линий магнитного поля является классической, имеем

$$\frac{D_{\perp}}{D_0} = \left[1 + \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^2 \right]^{-1},$$

где D_{\perp} и D_0 — коэффициенты диффузии поперек силовых линий и в отсутствие магнитного поля соответственно.

Для подвижностей поперек поля и в его отсутствие имеем

$$\frac{\mu_{\perp}}{\mu_0} = \left[1 + \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Отсюда следует

$$\frac{D_{\perp}}{\mu_{\perp}} = \frac{D_0}{\mu_0} = \frac{kT_e}{e},$$

что и предполагалось при выводе приближенного уравнения (8.28) для случая $H=0$. Таким образом, при высоком давлении газа ($\lambda \ll R_0$) температуру электронов можно определить, как и в отсутствие поля [89].

НЕКОТОРЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЗОНДОВОЙ МЕТОДИКИ

§ 10.1. РЕЗОНАНСНЫЙ ЗОНД

Плазменный резонансный высокочастотный зонд впервые был описан в работе [119]. Идея метода резонансного зонда заключается в следующем. Если подавать на электрический зонд переменное высокочастотное напряжение с небольшой амплитудой и плавно изменять его частоту, то при некотором ее значении $\omega = \omega_p$ наблюдается резонансное увеличение постоянной составляющей электронного тока на зонд. При определенных условиях резонансная частота ω_p может быть близкой к плазменной частоте $\omega_0 = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$, что позволяет определить концентрацию электронов в плазме.

Зависимость постоянной компоненты зондового тока от частоты показана на рис. 63. С ростом амплитуды высокочастотного напряжения высота резонансного пика возрастает; то же самое происходит при уменьшении частоты столкновений электронов с молекулами газа. Вся частотную характеристику зонда можно разбить на три области: первая область $\omega < \omega_p$, в которой $i_0 \approx \text{const}$; вторая — область резонанса, $\omega \approx \omega_p$; третья — $\omega > \omega_p$, где $\Delta i_0 = 0$. При наложении высокочастотного напряжения постоянная компонента электронного тока увеличивается из-за нелинейности зондовой характеристики. Это приращение Δi_0 можно вычислить, разлагая функцию зависимости тока от потенциала зонда $i_0 = f(U_0)$ в ряд по степеням, в результате чего получим

$$\Delta i_0 = \left(\frac{U_1^2}{4} \right) f''(U_0) + \left(\frac{U_1^4}{64} \right) f''''(U_0) + \dots, \quad (10.1)$$

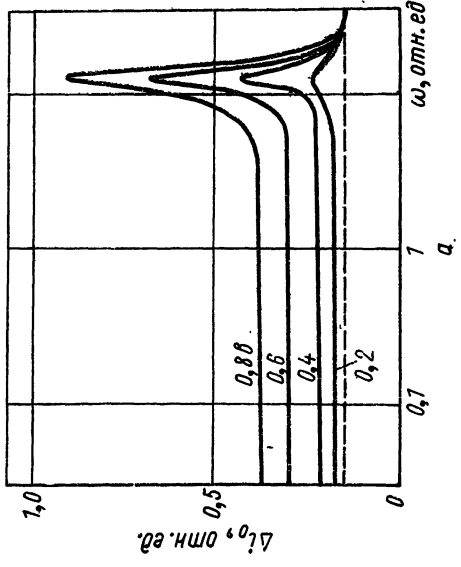
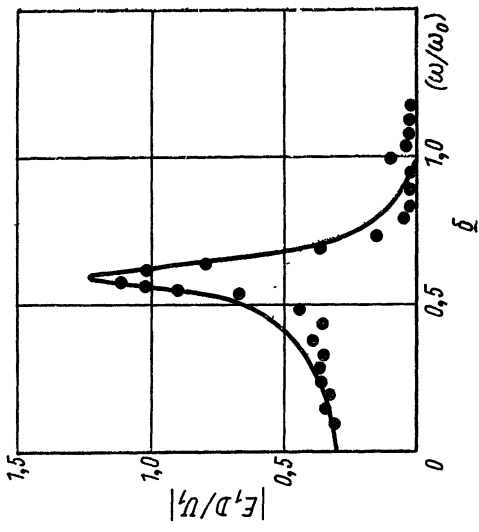


Рис. 63. Зависимость постоянной компоненты зондового тока от частоты:
 а — экспериментальная частотная характеристика при разных амплитудах ВЧ-напряжения и б — сравнение
 расчетных и экспериментальных данных (точки — экспериментальные данные).

где U_0 — постоянный (или медленно изменяющийся) потенциал зонда; U_1 — амплитуда высокочастотного напряжения.

Если функция распределения электронов по скоростям максвелловская, то из уравнений (3.3) и (10.1) нетрудно получить

$$\frac{\Delta i_0}{i_0} = I_0\left(\frac{eU_1}{kT_e}\right) - 1. \quad (10.2)$$

Здесь I_0 — функция Бесселя чисто мнимого аргумента нулевого порядка. Соотношение (10.2) выполняется в первой области частотной характеристики, где $\omega \ll \omega_0$. При этом электрическое поле за время порядка $1/\omega_0$ изменяется мало и резонансных эффектов не наблюдается. Заметим, что отношение $|\Delta i_0/i_0|$ на первом участке, согласно выражению (10.2), дает принципиальную возможность вычислить температуру электронов.

При увеличении частоты ω и приближении ее к плазменной ω_0 в результате «последовательного» резонанса происходит увеличение напряженности высокочастотного поля в слое объемного заряда, что сопровождается резонансным увеличением постоянной компоненты зондового тока [179, 180]. Высота резонансного пика пропорциональна следующей величине:

$$\left(\frac{\Delta i_0}{i_0}\right)_p \sim \left(\frac{eU_1}{kT_e}\right) \left(\frac{\omega_p}{\nu}\right) I_1\left(\frac{eU_1}{kT_e}\right), \quad (10.3)$$

где $I_1(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента первого порядка; ν — частота столкновений электронов с молекулами газа.

Теория резонансного зонда еще недостаточно разработана, а имеющиеся выводы точной теории трудно использовать для прикладных целей [181]. Упрощенная модель плоского резонансного зонда предполагает наличие «вакуумного» слоя вокруг него, в котором $\epsilon = 1$, а электрическое поле E_1 однородно. Электрическое поле $E_{1п}$ в плазме имеет в этой модели вид

$$E_{1п} = \frac{E_1}{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}. \quad (10.4)$$

Для получения условия резонанса последовательного контура, состоящего из слоя и плазмы, необходимо проинтегрировать напряженность электрического поля от

поверхности зонда до бесконечности и полученную таким образом разность потенциалов приравнять к нулю.

При не очень больших потенциалах зонда толщина слоя вокруг него по порядку величины равна нескольким дебаевским радиусам:

$$R_s - R_0 = \kappa D.$$

Учитывая это, из выражения (10.4) нетрудно получить

$$\omega_p = \frac{\omega_0}{\left[1 + \frac{R_0}{\kappa D}\right]^{1/2}}. \quad (10.5)$$

Это выражение хорошо согласуется с более корректной теорией, если положить $\kappa \approx 5$. Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Если радиус зонда достаточно мал, так что выполняется соотношение $R_0/D \ll 5$, то резонансная частота близка к частоте плазменных колебаний: $\omega_p \approx \omega_0$.

2. При условии $R_0/D \gtrsim 5$ резонансная частота существенно меньше плазменной.

В случае, когда ω_p близка к ω_0 , может произойти сильное затухание резонансного эффекта, вследствие чего резонансный пик постоянной составляющей тока становится трудно различимым. Этот эффект связан с механизмом «фазового перемешивания» [182], аналогичным затуханию Ландау.

Если резонансная частота значительно отличается от ω_0 , то форма резонансного пика определяется в основном столкновениями. В этом случае имеем следующее соотношение:

$$\left| \frac{E_1}{U_1} \right| R_0 = \left\{ \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega\nu)^2}{\left[\omega_0^2 \left(1 + \frac{R_0}{5D} \right)^{-1} - \omega^2 \right]^2 + (\omega\nu)^2} \right\}^{1/2}. \quad (10.6)$$

Полученная зависимость приведена на рис. 63, б, где она сравнивается с данными эксперимента. Связь между величинами E_1/U_1 и $\Delta i_0/i_0$ дается соотношением [180].

$$\frac{\Delta i_0}{i_0} = I_0 \left[\left(\frac{eU_1}{kT_e} \right) \left(\frac{E_1 D}{U_1} \right) \kappa(\omega) \right] - 1. \quad (10.7)$$

Здесь $\kappa(\omega)$ — медленно изменяющаяся функция, равная максимальному значению интеграла: $\kappa(\omega) =$

$$= \max \int_{-\infty}^0 \frac{E(x, t)}{E_1} dx, \text{ где } x \text{ — расстояние от поверхности}$$

зонда. Так как $\kappa(\omega)$ слабо зависит от частоты, максимум функции E_1/U_1 практически совпадает с максимумом резонансного пика постоянной составляющей тока. При малой величине v/ω полуширина резонансного пика определяется только частотой столкновений, что позволяет вычислить последнюю по экспериментальным данным.

Приведенные выше частотные зависимости (10.5) и (10.6) получены для плавающего потенциала зонда. Для оценки смещения резонансной частоты ω_p при изменении потенциала зонда можно воспользоваться полумпирической зависимостью, которую получим из выражения (10.5), полагая

$$\kappa = \left[\left(\frac{10eU_0}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} - 2 \right]. \quad (10.8)$$

Это выражение справедливо при потенциалах более низких, чем плавающий.

Таким образом, с увеличением отрицательного потенциала зонда резонансная частота возрастает, что подтверждается экспериментальными данными [183]. Приведенная выше упрощенная теория резонансного зонда неплохо согласуется с экспериментальными данными, полученными с помощью сферических зондов разного диаметра [180]. Следует отметить, что в более ранней работе [119] экспериментально получено хорошее совпадение резонансной и плазменной частот; это можно объяснить условиями эксперимента, а также неточностью контрольных измерений концентрации электронов зондом Ленгмюра.

Резонансную частоту ω_p можно измерить различными способами, из которых отметим три. Это измерения частотной зависимости постоянной составляющей тока, высокочастотного импеданса зонда при переменной частоте и частоты затухающих колебаний при ударном возбуждении зонда. В последнем случае на зонд подают импульс напряжения с крутым фронтом, вследствие чего возникают затухающие колебания с резонансной частотой. Эту частоту можно измерить с помощью осциллографической методики. Такой способ

оказывается наиболее пригодным для измерений в нестационарных разрядах.

Использование резонансного зонда оправдано в случае, когда затухание резонансного пика мало. Для этого необходимо, чтобы отношение ν/ω_p было небольшим, а отношение R_0/D — достаточно велико; при этом ω_p оказывается значительно меньше, чем ω_0 . Таким образом, для вычисления концентрации электронов по плазменной частоте необходимо корректировать результаты измерений, используя выражение (10.5). Это требует знания величины дебаевского радиуса, для чего необходимо знать температуру электронов. Последнюю можно измерить зондом Ленгмюра, а также резонансным зондом, измеряя $\Delta i_0/i_0$ при малой частоте и используя выражение (10.2).

Дебаевский радиус можно исключить из рассмотрения, проведя измерения зондами разных размеров. Например, используя два сферических зонда с радиусами R_1 и R_2 и исключая из уравнения (10.5) величину κD , получаем

$$\omega_0^2 = \frac{R_2 - R_1}{R_2 \nu_{p1}^{-2} - R_1 \nu_{p2}^{-2}}. \quad (10.9)$$

Толщину слоя можно также определить, измерив непосредственно емкость слоя с помощью высокочастотной методики.

Если исследуемая плазма находится в магнитном поле, то вышеприведенная упрощенная теория резонансного зонда применима при условии $\rho_e^2 \gg D$, где ρ_e — ларморовский радиус электрона. Учитывая, что $\frac{\rho_e}{D} \approx \frac{\omega_0}{\omega_e}$, где ω_e — циклотронная частота вращения электрона, получаем следующее условие применимости формул (10.5) и (10.6):

$$\frac{\omega_0}{\omega_e} \gg 1. \quad (10.10)$$

При условии $\rho_e^2 \approx D^2$ необходимо учитывать анизотропию диэлектрической проницаемости плазмы в магнитном поле. В этом случае диэлектрическая проницаемость является тензором, причем различают продольную и перпендикулярную проницаемость

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2; \quad \epsilon_{\perp} = 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega - \omega_e} \right)^2. \quad (10.11)$$

Упрощенная теория резонансного зонда в магнитном поле [184] дает следующее уравнение для резонансной частоты:

$$\left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}\right)^{\frac{1}{2}} = \text{ch} \left\{ \frac{\epsilon_{\parallel}}{(\epsilon_{\parallel})_0} \left[\frac{\epsilon_{\perp}}{(\epsilon_{\perp})_0} \left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (10.12)$$

Здесь $(\epsilon_{\parallel})_0 = (1 - \omega_0^2/\omega_{p0}^2)$, а ω_{p0} — резонансная частота в отсутствие магнитного поля. При этом симметричный резонанс низших мод наблюдается в диапазоне частот

$$\omega_{p0}^2 + \frac{2}{3} \omega_e^2 < \omega_p^2 < \omega_{p0}^2 + \omega_e^2; \quad \omega_e^2 < \omega_p^2 < \omega_0^2.$$

Уравнение (10.12) является хорошим приближением в случае слабого магнитного поля. При высокой напряженности поля, когда $\omega_0^2 \ll \omega_e^2$, упрощенная модель резонансного зонда, использованная при выводе уравнения (10.12), может оказаться непригодной. Кроме того, здесь могут возникнуть нелинейные эффекты вблизи циклотронного резонанса, что затрудняет экспериментальное разделение резонанса зонда и циклотронного резонанса [185].

Разновидностью высокочастотного зонда является модулированный дипольный плазменный зонд [186]. Зонд представляет собой диполь с высокочастотным детектором в центре. Сопротивление диода модулируется с частотой ω_m (несколько мегагерц). Если облучать такую систему, помещенную в плазму, микроволнами с частотой, меньшей критической, то отраженный сигнал имеет вид

$$U = A \cos(2\alpha l - \varphi) \cos \omega_m t,$$

где A — коэффициент пропорциональности; $2\alpha l$ — фазовый сдвиг при прохождении участка плазмы (туда и обратно) длиной l ; φ — постоянная.

Измеряя амплитуду отраженного сигнала с частотой ω_m при разных расстояниях l , по периоду полученной кривой можно определить фазовый сдвиг $2\alpha l$. После этого концентрацию электронов вычисляют из соотношения

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{n_e}{n_k} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где ω — частота высокочастотных волн; n_k — критическая плотность для данной частоты

$$n_k = 3,18 \cdot 10^{-10} \omega^2 \text{ см}^{-3}.$$

§ 10.2. ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВ И КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ

Измерения шумов и колебаний в плазме дают важные сведения о происходящих в ней процессах. Такие измерения в турбулентной плазме позволяют определить тип и характер неустойчивостей и зависимость последних от условий эксперимента. В равновесной плазме измерение интенсивности шума в принципе позволяет определить температуру электронов.

В термически равновесной плазме уровень шума можно оценить по теореме Найквиста, которая определяет мощность тепловых флюктуаций P_T в полосе частот Δf :

$$P_T = kT\Delta f. \quad (10.13)$$

Тепловые шумы имеют непрерывный равномерный спектр со спектральной плотностью $S(\omega) = kT$, которую иногда выражают в единицах $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21} \text{ вт/гц}$, где $T_0 = 290^\circ \text{ К}$ — нормальная температура.

Спектры шумовых токов на зонд в газоразрядной плазме экспериментально измеряли многие авторы [187—193]. Шумы измеряют с помощью одиночного или двойного зонда. Детально разработанной теории для таких измерений пока нет. Наиболее последовательно этот вопрос рассмотрен в работе [192] в применении к мощному импульсному высокочастотному разряду в магнитном поле. В этой работе шумы измеряли с помощью двойного электрического зонда.

Для того чтобы можно было измерить спектральную плотность шумового тока в цепи зондов, их необходимо нагрузить достаточно малым сопротивлением R_H , так чтобы собственные шумы последнего не влияли на результаты измерений. Среднеквадратичное напряжение шума сопротивления можно рассчитать по формуле, следующей из теоремы Найквиста:

$$\bar{U}^2 = 4kTR_H\Delta f. \quad (10.14)$$

Сопротивление нагрузки должно быть много меньше эффективного внутреннего сопротивления плазмы $R_{эфф} = \frac{dU}{dI(U)}$, где $I(U)$ — вольт-амперная характеристика двойного зонда. Как следует из § 5.1, в случае симметричной характеристики

$$R_{эфф} = \frac{2kT_e}{I_t}.$$

Следовательно, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$R_n \ll \frac{2kT_e}{I_t}.$$

Флюктуации тока в цепи зонда могут возникать от турбулентных электрических полей, а также от флюктуаций концентрации и температуры заряженных частиц в плазме. Общее выражение для шумового тока можно получить разложением статической зондовой характеристики в ряд по малым возмущениям потенциала, концентрации и температуры, что приводит к соотношению

$$I_{ш} = R_{эфф}^{-1} \left[U_1 - U_2 + (T_1 - T_2) \frac{\partial U_0}{\partial T_e} + (n_1 + n_2) \frac{\partial U_0}{\partial n} \right]. \quad (10.15)$$

Здесь U , T и n — пульсации потенциала, температуры и концентрации вблизи первого и второго зондов соответственно; первому зонду соответствует индекс 1, второму — 2; U_0 — плавающий потенциал зонда. Три члена в скобках выражения (10.15) могут давать различный вклад в шумовой ток в зависимости от условий эксперимента. В плотной квазистационарной плазме колебания концентрации электронов из-за квазинейтральности не могут быть очень велики. Если дебаевский радиус экранирования много меньше радиуса вращения электрона в магнитном поле ($D \ll \rho_e$), то третьим членом в (10.15) можно пренебречь. Из выражения (4.48) для плавающего потенциала видно, что производную можно приближенно выразить так:

$$\frac{\partial U_0}{\partial T_e} \simeq \frac{U}{T_e}. \quad (10.16)$$

Таким образом, для плотной плазмы получаем

$$I_{ш} \simeq R_{эфф}^{-1} \left[U_1 - U_2 + \frac{T_1 - T_2}{T_e} U_0 \right].$$

В случае низкочастотных колебаний можно обычно пренебречь и вторым членом, если зонды расположены вдоль силовых линий, так как в этом направлении электронная температура достаточно быстро выравнивается.

Из-за инерции ионов верхний предел анализируемых частот ограничен величиной $\omega_{\text{макс}}$

$$\omega_{\text{макс}} \approx \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{2kT_i}{M}}. \quad (10.17)$$

Располагая зонды вдоль различных направлений в плазме, можно измерить пульсации соответствующих компонент электрического поля. В мощном импульсном разряде частотная характеристика шумового тока обычно отличается от равномерного спектра равновесного теплового шума. Например, измерения двойным зондом в плазме импульсного высокочастотного разряда в работе [192] показали, что шумы сосредоточены в области 100 кг. В устойчивых слаботочных разрядах спектры шумов более равномерны; они не имеют слишком заметных максимумов [190], что больше соответствует характеру тепловых флуктуаций.

По частотным характеристикам шума, измеренным двойными зондами с разными расстояниями между электродами, можно оценить фазовую скорость распространения шумов в плазме и их длину волны [192]. Если четверть длины волны флуктуаций в области максимума частотного спектра превышает расстояние d между электродами зонда, то можно записать

$$I = \frac{U_0}{R_{\text{эфф}}} = \frac{eE}{R_{\text{эфф}}}, \quad (10.18)$$

где E — амплитуда флуктуаций электрического поля.

Из выражения (10.18) получаем следующую связь между спектральной плотностью флуктуаций тока $S_v(\omega)$ и напряженности электрического поля $S_E(\omega)$:

$$S_v(\omega) = d^2 R_{\text{эфф}}^{-2} S_E(\omega). \quad (10.19)$$

Определив $S_E(\omega)$, можно оценить среднеквадратичное значение флуктуаций электрического поля

$$\bar{E}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_E(\omega) d\omega.$$

Для измерения флюктуаций концентрации заряженных частиц используют режим насыщения, в котором колебания потенциала вносят небольшой вклад в колебания зондового тока. Сравнивая амплитуды колебаний для ионного и электронного токов насыщения, можно определить корреляцию этих колебаний и сохранение квазинейтральности при возмущениях концентрации [195]. Спектры колебаний зондового тока могут быть измерены с помощью стандартной аппаратуры, например избирательного указателя уровня ИУУ-300 (полоса пропускания 1 кГц), анализатора гармоник С5-3 (полоса 200 Гц), спектр-анализатора С-4-8 и т. д. Эти приборы имеют на выходе квадратичный детектор, что позволяет измерить непосредственно спектр мощности [196].

Электрический зонд применяют также для исследования периодических колебаний в плазме [191, 193, 194]. В работах [193, 194] с помощью зондов детально исследовались колебания и флюктуации плазмы газового разряда с накалимым катодом в эквипотенциальном цилиндрическом объеме в магнитном поле. Давление газа изменялось от 10^{-6} до 10^{-4} мм рт. ст., напряженность магнитного поля достигала 2000 э. Измерения проводили с помощью десяти плоских торцовых (стеночных) зондов, разнесенных по радиусу и углам, и пяти сферических зондов, размещенных вдоль прямой линии, параллельной оси разряда. Диаметр зонда составлял 2 мм. Такая система зондов позволяла измерять фазовые соотношения колебаний в различных точках разряда как по длине, так и по азимуту.

При давлении газа в камере, меньшем некоторого критического значения p_k , ток на зонд имел устойчивый характер; заметных колебаний в широком диапазоне частот не наблюдалось. При этом отношение электронного и ионного токов насыщения на зонд не превышало 2—4. При повышении давления выше p_k происходило резкое увеличение отношения I_e/I_i до величины порядка 200, что сопровождалось интенсивными колебаниями зондового тока. Оба эти факта свидетельствуют о неустойчивом состоянии плазмы.

Причиной колебаний зондового тока был факел плазмы, стационарно вращающийся в сторону электронного дрейфа, вырывающийся из области пучка первичных электронов.

Цилиндрический зонд использовали для измерения колебаний в потоке аргоновой плазмы плазменного генератора [191]. Колебания имели периодический характер с частотой 360 гц, что связано с электропитанием дугового разряда. В этих условиях колебания тока на положительный зонд обязаны главным образом флуктуациям концентрации электронов. Для разреженной плазмы, используя выражение (3.32), можно получить следующую связь между среднеквадратичными значениями флуктуаций зондового тока и концентрации электронов

$$\lim \left(\frac{\overline{\Delta I}}{\bar{I}} \right)_{U \rightarrow \infty}^2 = \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} \right)^2, \quad (10.20)$$

где U_0 — положительный потенциал зонда. Если графически отложить экспериментально определенную среднеквадратичную величину относительных флуктуаций в зависимости от параметра $x = \left(1 + \frac{eU_0}{kT_e} \right)^{1/2}$, то получим кривую, имеющую участок насыщения при $x \gg 1$. По величине $(\overline{\Delta I}/\bar{I})^2$ на этом участке можно определить среднеквадратичную флуктуацию концентрации $(\Delta n/\bar{n})^2$, согласно выражению (10.20).

Для измерений малых флуктуаций потенциала плазмы может быть применен накаленный зонд [129]. При этом используют малое измерительное сопротивление, а смещение на зонд задают несколько выше потенциала плазмы. Колебания напряжения на сопротивлении наблюдают по осциллографу. Такой метод позволяет легко измерять высокочастотные флуктуации потенциала на частотах в несколько мегагерц.

В работах [197, 198] предложен метод определения давления газа в газовом разряде по колебаниям тока на положительный зонд, находящийся в режиме анода. В таком режиме между зондом и катодом возникает самостоятельный разряд, причем потенциал зонда периодически изменяется от потенциала плазмы до амплитудного значения, зависящего от давления газа. С ростом давления газа в диапазоне от единиц до десятков микрон ртутного столба амплитуда колебаний уменьшается почти на два порядка. Эта зависимость и позволяет измерять давление газа по амплитуде колебаний потенциала. Наибольшая чувствительность измерений

получается в диапазоне 10^{-4} — 10^{-2} мм рт. ст. Амплитуда колебаний достигает нескольких десятков и сотен вольт, частота лежит в диапазоне 10^4 — 10^6 гц.

§ 10.3. ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В СМЕСЯХ И ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗАХ

В некоторых случаях необходимо измерять параметры плазмы, состоящей из ионов двух или нескольких сортов, различающихся по массам и по заряду. Такие случаи встречаются как в лабораторной практике, так и при измерениях в ионосфере.

Допустим, что в плазме имеются ионы двух сортов с одинаковыми зарядами ($z=1$) и энергиями. Тогда уравнение Пуассона останется таким же, как и для ионов одного сорта, если учесть что

$$n_{e0} = n_{01} + n_{02}, \quad (10.21)$$

где n_{01} и n_{02} — концентрации ионов первого и второго сорта. Следовательно, распределение потенциала в возмущенной области вблизи зонда будет таким же, как и в случае однородного газа, а ток ионов на зонд может быть вычислен с использованием полученных выше выражений по формуле

$$I_i = I_{i1} + I_{i2}.$$

Для цилиндрического зонда в бинарной смеси имеем для неизотермической плазмы:

$$I_i = 2\pi e r_i (2kT_e)^{\frac{1}{2}} \alpha'(\gamma) \left(\frac{n_{01}}{M_1^{\frac{1}{2}}} + \frac{n_{02}}{M_2^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (10.22)$$

Радиус ионного слоя r_i можно определить из закона трех вторых, который для случая смеси имеет вид

$$I_{i1} M_1^{\frac{1}{2}} + I_{i2} M_2^{\frac{1}{2}} = \frac{2\sqrt{2e}}{9} \cdot \frac{U^{\frac{3}{2}}}{R_0 \beta^2 \left(\frac{r_i}{R_0} \right)}. \quad (10.23)$$

Отсюда для r_i получаем

$$\frac{r_i}{R_0} \beta^2 \left(\frac{r_i}{R_0} \right) = \frac{(kT_e)^{-\frac{1}{2}}}{9\pi} \cdot \frac{1}{n_0} \cdot \frac{U^{\frac{3}{2}}}{R_0^2 \alpha'(\gamma)}. \quad (10.24)$$

Температуру и концентрацию электронов можно найти из электронной части характеристики. Из ионного тока насыщения по формуле (10.22) и условия квазинейтральности (10.21) можно вычислить концентрации компонент ионов n_{01} и n_{02} . Однако при таких вычислениях уже небольшие ошибки в измерении n_0 по току электронов могут привести к значительной неточности в определении концентрации компонент. Поэтому данный метод обычно позволяет получать лишь качественные результаты [199, 200].

При наличии молекул электроотрицательных газов в плазме появляются отрицательно заряженные ионы, влияние которых необходимо учитывать при обработке результатов зондовых измерений [11, 96, 201—203]. При небольших отрицательных потенциалах, близких к потенциалу плазмы $U_{\text{п}}$, током отрицательных ионов можно пренебречь, если выполняется условие

$$\frac{n_{1i}}{n_{0e}} \ll \left(\frac{M_{1i} T_e}{m_e T_{1i}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10.25)$$

где n_{1i} , M_{1i} и T_{1i} — концентрация, масса и температура отрицательных ионов соответственно.

Обычно в газоразрядной плазме $T_{1i} \sim T_i \ll T_e$. Поэтому, например, для кислорода влияние отрицательных ионов будет незначительным при $U_{\text{п}} = 0$ даже если $n_{1i}/n_e \approx 10^2$, так как ток электронов при этом намного превосходит ток ионов. При понижении потенциала зонда влияние отрицательных ионов становится еще меньше, так как, в соответствии с выражением (3.3), их ток при $T_{1i} \ll T_e$ уменьшается гораздо быстрее, чем ток электронов.

Условие квазинейтральности плазмы при наличии отрицательных ионов имеет вид

$$n_i = n_e + n_{1i} = n_e \left(1 + \frac{n_{1i}}{n_e} \right). \quad (10.26)$$

Поэтому при выполнении условия $n_{1i}/n_e \gg 1$ концентрация электронов оказывается намного меньшей, чем концентрация положительных ионов. Вследствие этого отношение электронного и ионного токов насыщения сильно уменьшается по сравнению со случаем, когда отрицательные ионы отсутствуют. Это приводит к тому, что при выделении электронной части зондовой характери-

стики необходимо более тщательно учитывать вклад ионного тока.

При разряде в электроотрицательных газах часто наблюдаются страты, причем функция распределения электронов сильно отличается от максвелловской. Функцию распределения определяют по второй производной зондовой характеристики. Для этого можно воспользоваться следующей формулой, аналогичной (9.6) и справедливой при наличии однозарядных отрицательных ионов

$$V\bar{U} \frac{d^2}{dU^2} (-j_e) = \frac{e^2}{2V\sqrt{2}} \left[\sqrt{\frac{e}{m_e}} n_e f_e(eU) + \sqrt{\frac{e}{M_{i1}}} n_{i1} f_{i1}(eU) \right]. \quad (10.27)$$

Здесь $f_e(eU)$ и $f_{i1}(eU)$ — функции распределения по энергиям электронов и отрицательных ионов соответственно. На графике распределения отрицательно заряженных частиц по энергиям, полученном таким способом, отрицательным ионам обычно соответствует узкая область вблизи $U=0$. Если удастся выделить эту область, то, проведя интегрирование по энергиям, можно оценить концентрацию отрицательных ионов. Например, в работе [202] для разряда в кислороде при наличии страт было определено отношение концентраций $\frac{n_{i1}}{n_e} = 20$. Вычисления, аналогичные проведенным в гл. 4, при условии $\frac{n_{i1}}{n_e} \gg 1$ дают для сферического зонда:

$$\Phi_c = 0,75 \frac{E_{oi}}{kT_e}; \quad \frac{R_c}{r_n} = 0,96; \quad 1 < \left(\frac{R_c}{R_i} \right)^2 < 1,35. \quad (10.28)$$

Отсюда видно, что граница слоя в этом случае расположена очень близко к лимитационной сфере. При выводе выражений (10.28) полагали, что $T_{i1} = T_i$ и $\frac{T_i}{T_e} = \frac{E_{oi}}{kT_e}$, т. е. распределение ионов по энергиям в плазме моноэнергетическое.

Ток положительных ионов на зонд определяется соотношением

$$I_i = \frac{4\pi r_i^2 e n_{oi} \bar{v}_i}{4} \kappa \left(\frac{n_{i1}}{n_e}, \frac{T_i}{T_e} \right), \quad (10.29)$$

где $\bar{v}_i = \left(\frac{2E_{0i}}{M_i} \right)^{1/2}$.

При условии $\frac{n_{i1}}{n_e} \gg 1$ имеем $1,6 < \kappa < 2,2$.

Для цилиндрического зонда на единицу его длины имеем

$$I_i = \frac{2\pi r_i e n_{i0} \bar{v}_i}{4} \kappa_1 \left(\frac{n_{i1}}{n_e}, \frac{T_i}{T_e} \right), \quad (10.30)$$

где $1,3 < \kappa_1 < 1,6$. Здесь также использовано условие $\frac{n_{i1}}{n_e} \gg 1$.

Таким образом, когда электронов намного меньше, чем отрицательных ионов, потенциал U_c на границе слоя порядка $\frac{kT_i}{e}$, т. е. намного ниже, чем при отсутствии отрицательных ионов, при условии $T_i \ll T_e$. В связи с этим скорость положительных ионов на границе слоя порядка их тепловой скорости, так как сильного проникновения электрического поля зонда в плазму в этом случае нет. Поэтому уравнения (10.29) и (10.30) мало отличаются от выражений, полученных впервые Ленгмюром без учета лимитационного движения.

Как обычно, радиус ионного слоя в выражениях (10.29) и (10.30) можно определить из законов трех вторых для сферической и цилиндрической геометрии. Однако следует помнить, что этот закон справедлив лишь в том случае, если в области ионного слоя объемный заряд создают лишь положительные ионы, а концентрацией отрицательных ионов и электронов можно пренебречь. На границе ионного слоя отрицательный потенциал порядка kT_e/e , поэтому концентрация электронов уменьшается здесь лишь в несколько раз. Из-за увеличения скорости ионов их концентрация уменьшается вблизи границы ионного слоя в $\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2}$ раз, т. е. значительно сильнее, чем концентрация электронов, если $\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2} > 10$. В этом случае концентрацией электронов в ионном слое можно пренебречь, если выполняется условие $\frac{n_{i1}}{n_e} \gg \frac{T_e}{T}$.

Потенциал изолированного зонда $U_{\text{и}}$ при $\frac{n_{\text{и}i}}{n_e} \gg 1$ определяется уравнением

$$\left(\frac{r_i}{R_0}\right)^2 \kappa = \left(\frac{T_e M_i}{T_i m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{n_e}{n_{\text{и}i}} e^{-\frac{eU_{\text{и}}}{kT_e}} + e^{-\frac{eU_{\text{и}}}{kT_i}}. \quad (10.31)$$

При увеличении концентрации отрицательных ионов потенциал изолированного зонда уменьшается, и при $\frac{n_{\text{и}i}}{n_e} \gg \left(\frac{T_e M_i}{T_i m_e}\right)^{1/2}$ он становится порядка kT_i/e .

Если температура ионов известна, то в случае выполнения условия $1 \ll \frac{n_{\text{и}i}}{n_e} \ll \left(\frac{M_{\text{и}i} T_e}{m_e T_{\text{и}i}}\right)^{1/2}$ из электронной части характеристики можно определить концентрацию и температуру электронов, а из ионной — концентрацию ионов.

Кроме рассмотренных методов имеются и другие способы зондовых измерений. Температуру и концентрацию электронов можно определить, измерив составляющие импеданса зондовой цепи на низких частотах [204]. Этот метод находит применение в исследованиях ионосферной плазмы [205, 206]. Для измерения потоков электронов высоких энергий в плазме используют сцинтилляционный зонд [62]. Сцинтиллятор можно располагать в объеме с плазмой, соединяя его с фотоумножителем длинным световодом, проходящим через стенку камеры [207]. Стеночный зонд позволяет измерить поток заряженных частиц на стенку разрядной трубки. При этом экстраполируют ионный ток от больших отрицательных потенциалов до потенциала стенки. С помощью двух зондов, помещенных в различные точки плазмы, можно измерить разность потенциалов между этими точками.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зондовая методика позволяет измерять важнейшие характеристики плазмы — концентрацию и температуру заряженных частиц, а также потенциал пространства. С помощью зондовых измерений можно получить такие дополнительные сведения, как степень турбулентности плазмы, наличие и характер колебаний, напряженность электрического поля, давление газа и т. д. В некоторых случаях может быть измерено распределение частиц по энергиям. В последние годы широкое развитие получил метод измерений с помощью многоэлектродных зондов, позволяющий отдельно измерить характеристики положительно и отрицательно заряженных частиц и избежать влияния некоторых мешающих факторов.

Таким образом, зондовый метод является мощным экспериментальным средством при изучении плазмы в лабораторных и космических условиях. Основным недостатком этого метода является непосредственный контакт зонда с плазмой, что приводит к более или менее значительным возмущениям объекта измерений.

При сравнительной простоте экспериментальной техники зондовых измерений их теория отличается большой сложностью. Точность определения параметров плазмы существенным образом зависит от правильного учета условий эксперимента при обработке результатов измерений. Обработка этих результатов основана на современной теории электрического зонда, которая в ряде случаев пока далека от своего завершения. В связи с этим вопрос о дальнейшем развитии точной зондовой теории является весьма актуальным.

Наиболее корректно развита теория электрического зонда для случая разреженной изотермической плазмы, в которой сделано минимальное количество упрощающих предположений, а распределение потенциала и токи частиц определены численным интегрированием соответствующих уравнений. Однако наиболее важным является случай неизотермической плазмы. Здесь в удовлетворительном состоянии находится теория зонда для случая, когда $T_i \ll T_e$. При других условиях предположение о монокинетической энергии ионов приводит лишь к качественным результатам. Практически нет удовлетворительной теории электрического зонда в сильном магнитном поле. Для дальнейшего развития теории зондовых измерений при высоких давлениях газа необходимо накопление экспериментальных данных, проверка и уточнение имеющихся результатов вычислений.

В начальной стадии находится теория зонда в движущейся плазме и резонансного зонда, где также необходимо проведение широких теоретических и экспериментальных работ.

Важное значение имеет дальнейшее развитие теории и техники многоэлектродных зондов. Здесь в первую очередь необходимо накопление экспериментальных данных и систематическое исследование различных режимов работы зондов в лабораторных условиях.

Развитие экспериментальной техники зондовых измерений происходит в трех главных направлениях.

1. Создание новых экспериментальных методик измерений, что тесным образом связано с развитием теории зонда. При этом главное внимание необходимо уделять методам измерения функции распределения заряженных частиц в плазме.

2. Разработка более совершенных конструкций зондов с целью подавления мешающих факторов и влияния зонда на исследуемый объект.

3. Привлечение для целей измерений новейших достижений радиоэлектроники и автоматики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langmuir I., Blodgett K. Phys. Rev., 22, 347 (1923); 23, 49 (1924).
2. Langmuir I., Mott-Smith H. Gen. Electr. Rev., 27, 449, 538, 616, 762, 810 (1924).
3. Tonks L., Langmuir I. Phys. Rev., 27, 876 (1929).
4. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963.
5. Плазменные и электростатические ракетные двигатели. Сб. статей под ред. Д. В. Разевича. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей под ред. Л. И. Дормана. М., Госатомиздат, 1962.
7. Русанов В. Д. Современные методы исследования плазмы. М., Госатомиздат, 1962.
8. Чернетский А. В., Зиновьев О. А., Козлов О. В. Аппаратура и методы плазменных исследований. Под ред. В. Д. Русанова. М., Атомиздат, 1965.
9. Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников. Сб. статей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
10. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., «Наука», 1964.
11. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. Ed. by A. Guthrie and R. Wakerling, N. Y., 1949.
12. Ионов Н. И. «Ж. техн. физ.», 34, 769 (1964).
13. Boltzmann L. Vorlesungen über Gastheorie, I, Leipzig, Verl. Barth., 1898.
14. Ландау Л. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 7, 203 (1937).
15. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
16. Сена Л. А. Столкновения электронов и ионов с атомами. М., Гостехиздат, 1948.
17. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Том I. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
18. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
19. Трубников Б. А. В сб. «Вопросы теории плазмы». Под ред.

- М. А. Леонтовича. Вып. I. М., Госатомиздат, 1963, стр. 98.
20. Mott-Smith H., Langmuir I. Phys. Rev., 28, 727 (1926).
 21. Гуревич Л. Э. Основы физической кинетики. М., Гостехиздат, 1940.
 22. Rothman H. Studii si cercetari de fizica, 8, 255 (1957); «Докл. АН СССР», 120, 999 (1958).
 23. Бронштейн И. М. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 22, 441 (1958).
 24. Бронштейн И. М., Рощин В. В. «Ж. техн. физ.», 28, 2200, 2476 (1958).
 25. Wensel F. Z. Angew. Phys., 2, 59 (1950).
 26. Allen J., Boyd R., Reynolds P. Proc. Phys. Soc., A70, 297 (1957).
 27. Bernstein J., Rabinowitz J. Phys. Fluids, 2, 112 (1959)
 28. Каган Ю. М., Перель В. И. «Докл. АН СССР», 95, 765 (1954).
 29. Каган Ю. М., Перель В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 261 (1955).
 30. Каган Ю. М. «Вестн. Ленингр. ун-та», № 4, 63 (1957).
 31. Каган Ю. М., Перель В. И. «Успехи физ. наук», 81, 409 (1963).
 32. Тальбот Л. «Механика», 5 (69), 75 (1961).
 33. Биберман Л. М., Панин Б. «Ж. техн. физ.», 21, 2 (1951).
 34. Johnson E., Malter L. Phys. Rev., 80, 59 (1950).
 35. Yamamoto K., Okuda T. J. Phys. Soc. Japan, 11, 57 (1956).
 36. Джерпетов Х. А., Петюк Г. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 28, 343 (1955).
 37. Пистунович В. И. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. IV. Изд. АН СССР, 1958, стр. 134.
 38. Okuda T., Yamamoto K. J. Appl. Phys., 31, 158 (1955).
 39. Fetz H., Ochsner H. Z. Angew. Phys., 31, 250 (1960).
 40. Ионов Н. И. «Докл. АН СССР», 85, 753 (1952).
 41. Стретт М. Д. Современные многосеточные электронные лампы. М., Оборонгиз, 1951.
 42. Tonks L., Mott-Smith H., Langmuir I. Phys. Rev., 28, 104 (1926).
 43. Габович М. Д. «Успехи физ. наук», 56, 215 (1955).
 44. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М., Госэнергоиздат, 1952.
 45. Лукошков В. С. «Ж. техн. физ.», 6, 624 (1936).
 46. Власов В. Ф. Электронные и ионные приборы. М., Связьиздат, 1960.
 47. Космическая физика. Под ред. Ле Гелли и А. Розина. М., «Мир», 1966.
 48. Бурдо Р. Е. и др. «Космические исследования», 3, 42 (1965).
 49. Dote T. et al. J. Phys. Soc. Japan, 17, 174 (1962).
 50. Hinteregger H. E. Proc. first Intern. Space Science Simpos., 304, 1960.
 51. Грингауз К. И. и др. «Искусственные спутники Земли». Вып. 6, 101 (1961).
 52. Околоземное космическое пространство. Справочник. Под ред. Ф. С. Джонсона. М., «Мир», 1966.

53. Тверской Б. А. Динамика радиационных поясов земли. М., «Наука», 1968.
54. Davis L. R. Space Research, 1, 721 (1960).
55. Паркер Э. У. «Успехи физ. наук», 83, вып. 3, 465 (1964).
56. Мендельштам С. Л., Ефремов А. И. «Успехи физ. наук», 63, 163 (1957).
57. Кмито А. А. Методы исследования атмосферы с использованием ракет и спутников. М., Гидрометеиздат, 1966.
58. Хинтереггер Г. Е. и др. В сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 82.
59. Hok G. et al. J. Geophys. Res., 58, 235 (1953).
60. Ichimiya T. et al. Proc. first Intern. Space Sci. Simp., 397, 1960.
61. Vogges R. J. Geophys. Res., 64, 1627 (1959).
62. Гальперин Ю. И., Красовский В. И. «Космические исследования», 1, 126 (1963).
63. Bourdeau R. F. Proc. second Intern. Space Sci. Simp., 348 (1961).
64. Грингауз К. И. и др. «Космические исследования», 4, 751 (1966).
65. Hinteregger H. E. et al. Astroph. J., 140, 319 (1964).
66. Okuda T., Yamamoto J. J. Phys. Soc. Japan, 13, 1212 (1958).
67. Фаталиев Х. М. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 9, 167 (1939); Рожанский Н. А. и др. «Ж. техн. физ.», 4, 1271 (1934)
68. Полин В., Гвоздовер С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 8, 436 (1938).
69. Рейхрудель Э. М., Спивак Г. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 6, 816 (1936); 8, 319 (1938).
70. Bertotly V. Phys. Fluids, 4, 1047 (1961).
71. Фетисов И. К. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1110 (1959).
72. Bickerton R., Engel A. Proc. Phys. Soc., B69, 468 (1956).
73. Давыдов Б., Змановская Л. «Ж. техн. физ.», 6, 1244 (1936).
74. Boyd R. Proc. Phys. Soc., B64, 795 (1951).
75. Захарова В. М. и др. Ж. техн. физ.», 30, 442 (1960).
76. Кадомцев Б. Б. В сб. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 4. М., Атомиздат, 1964, стр. 188.
77. Васильева И. А., Грановский В. Л. «Радиотехника и электроника», 4, 2051 (1959).
78. Lehnert V. Proc. II Intern. Conf. PUAE, 32, United Nations, Geneva, 1958, 349.
79. Johnson R. R., Herde D. A. Phys. Fluids, 5, 988 (1962).
80. Kadomtsev V. B., Nedospasov A. V. J. Nucl. Energy, P. C. 1, 230 (1960).
81. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. «Изв. вузов. Радиофизика», 1, 36 (1958).
82. Елизаров Л. И., Жаринов А. В. «Ядерный синтез». Дополнение. Ч. 2, 699 (1962).
83. Голант В. Е. «Успехи физ. наук», 79, 377 (1963).
84. Голант В. Е., Жилинский А. П. «Ж. техн. физ.», 30, 745 (1960).

85. Голант В. Е., Жилинский А. П. «Ж. техн. физ.», 32, 1313 (1962).
86. Каган Ю. М., Перель В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 884 (1955).
87. Грановский В. Л. и др. «Ж. техн. физ.», 8, 968 (1938).
88. Каган Ю. М., Перель В. И. «Ж. техн. физ.», 35, 2069 (1965).
89. Cozens J. R., Engel A. Intern. J. Electronics, 19, 63 (1965).
90. Engel A., Cozens J. R. Proc. Phys. Soc., 82/1, 85 (1963).
91. Nicoll G., Basu J. J. Electr. and Control, 12, 23 (1962).
92. Каган Ю. М., Перель В. И., Рипатти П. О. «Вестник ЛГУ», № 8, 129 (1955).
93. Druyvestein M. Zs. Phys., 64, 781 (1930).
94. Кулаков Ю. М., Зайцев А. А. «Вестн. Моск. ун-та», № 3, 101 (1949).
95. Nölle F. Ann. d. Phys., 18, 328 (1956).
96. Boyd R., Twiddy N. Proc. Roy. Soc., A250, 53 (1959).
97. Воробьева И. А., Каган Ю. М., Меленин В. М. «Ж. техн. физ.», 33, 571 (1963).
98. Габович М. Д. «Ж. техн. физ.», 30, 345 (1960).
99. Зайцев А. А., Васильева М. Я., Мнев В. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1590 (1959).
100. Sears R., Brophy J. Bull. Amer. Phys. Soc., No. 6, 413 (1960).
101. Nayess E., Rademacher K. Ann. d. Phys., 8, 158 (1961).
102. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью металла. «АН УзССР». Ташкент, 1961.
103. Boyd R. Proc. Roy. Soc., A201, 329 (1950).
104. Kenty C. Phys. Rev., 43, 181 (1933).
105. Спивак Г. В., Рейхрудель Э. М. «Ж. техн. физ.», 3, 983 (1933).
106. Фабрикант В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 17, 1037 (1947).
107. Hasted J. J. Appl. Phys., 30, 22 (1959).
108. Kenty C. Phys. Rev., 44, 891 (1933).
109. Симонов В. А. и др. «Ядерный синтез. Приложение», ч. I, 1962, стр. 313.
110. Weymouth J. J. Appl. Phys., 30, 1404 (1959).
111. Richelman B. Rev. Sci. Instr., 30, 593 (1959).
112. Гусева Л. Г. «Ж. техн. физ.», 21, 426 (1951).
113. Fiebach M. Acta Physica Austr., 4, 170 (1950).
114. Юшманов Е. Е. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Под ред. М. А. Леонтовича. М. Изд-во АН СССР. Т. 4, 1958, стр. 235.
115. Chen F. F. Rev. Sci. Instr., 35, 1208 (1964).
116. Crawford F., Garscadden A. Palmer Proc. VIth Intern Conf. Ioniz. Phenom. in Gases. Paris, 4, 1963.
117. Каган Ю. М. и др. «Ж. техн. физ.», 37, 127 (1967).
118. Garscadden A., Emeleus K. Proc. Phys. Soc., 79, 535 (1962).
119. Takayama K. et al. Phys. Rev. Lett., 5, 238 (1960).
120. Crawford F. W. J. Appl. Phys., 34, 1897 (1963).
121. Wade E., Davidson D. Electronics, 32, 52 (1959).
122. Sikorsky E. IEEE Trans., NS-10, No. 1, 42 (1963).

123. Cox R. J. IRE Trans., NS-3, No. 1, 15 (1956).
124. Johnson P. Brit. J. Appl. Phys., 7, 266 (1956).
125. Бонч-Бруевич А. М. «Докл. АН СССР», 82, 371 (1951).
126. Левитский С. М., Пляцок З. А. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 150 (1961).
127. Deenen P. I. et al. J. Sci. Instr., 42, 399 (1965).
128. Tamagawa H., Tujita J. J. Phys. Soc. Japan, 14, 678 (1959).
129. Kemp R. F., Sellen J. M. Rev. Sci. Instr., 37, 455 (1966).
130. Garscadden A., Bletzinger P. Rev. Sci. Instr., 35, 912 (1964).
131. Bruent A. et al. Rapport CEA. No. 1580 (1963).
132. Демирханов Р. А., Леонтьев Н. И., Косый И. А. «Ж. техн. физ.», 32, 180 (1962).
133. Русанов В. Д. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 1497 (1960).
134. Кован И. А. и др. В сб. «Диагностика плазмы». Под ред. Б. П. Константинова. М., Госатомиздат, 1963, стр. 237.
135. Charuk J. M. et al. Rev. Sci. Instr., 34, 1377 (1963).
136. Sprout J. C. Rev. Sci. Instr., 37, 897 (1966).
137. Грановский В. Л. «Ж. техн. физ.», 13, 123 (1943).
138. Кулаков Ю. М., Зайцев А. А. «Вестн. Моск. ун-та», № 3, 101 (1949).
139. Sloane R., McGregor E. Phil. Mag., 18, 193 (1934).
140. Branner G. R. et al. Rev. Sci. Instr., 34, 231 (1963).
141. Price R. L. IRE Trans. Audio, AU-2, No. 2, 60 (1954).
142. Call S. M. Rev. Sci. Instr., 36, 850 (1965).
143. Малышев Г. М., Федоров В. Л. «Докл. АН СССР», 92, 269 (1953).
144. Каган Ю. И., Малышев Г. М., Федоров В. Л. «Ж. техн. физ.», 23, 894 (1953).
145. Каган Ю. М. и др. «Докл. АН СССР», 76, 215 (1951).
146. Smithers B. W. J. Sci. Instr., 39, 21 (1962).
147. Лобиков Е. А., Настюха А. И. «Ж. техн. физ.», 32, 1223 (1962); Зубов Ю. Г. и др. «Ж. техн. физ.», 33, 686 (1963).
148. Булыгинский Д. Г. и др. «Ж. техн. физ.», 33, № 2 (1963).
149. Зандберг и др. «Ж. техн. физ.», 32, 503 (1962).
150. Bridge H. S. et al. Proc. 3 Intern. Space Sci. Simp., 1962.
151. Bridge H. S. et al. Space Res., 3, 1113 (1962).
152. Gringauz K. J. et al. Space Res., 4, 621 (1963).
153. Безруких В. В. и др. «Докл. АН СССР», 163, 873 (1965).
154. Bridge H. S. et al. Space Res., 5, 65 (1964).
155. Sherb F. Space Res., 4, 497 (1963).
156. Galperin Yu. I. et al. Proc. XVI Astronaut Conf. Athens, 1965, p. 545.
157. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. М. Серге. М., Физматгиз, 1962.
158. Козлов О. В. и др. Авторское свидетельство. 21д. 18/01. № 215346 от 11. VII. 1966.
159. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. Зигбана К. М., Физматгиз, 1959.
160. Snyder C. W., Neugebauer M. Space Res., 5, 89 (1964).
161. Frank L. A. J. Geoph. Res., 72, 185 (1967).
162. Eubank H. P., Wilkerson T. D. Rev. Sci. Instr., 34, 12 (1963).

163. Акшанов Б. С. и др. «Ж. техн. физ.», 36, 608 (1966).
164. Акишин А. И. Ионная бомбардировка в вакууме. М., Госэнергоиздат, 1963.
165. Айнбунд М. Р. «Электронная техника». Серия 4, вып. 1, 55 (1967).
166. Murey J. J. Appl. Phys., 33, 1517 (1962).
167. Дюжев Г. А. и др. «Ж. техн. физ.», 36, 679 (1966).
168. Bullis R. H. Advance Energy Conversion, 2, 513 (1962).
169. Charman R. A. et al. J. Appl. Phys., 35, 2813 (1964).
170. Вагнер С. Д., Зудов А. И., Хахаев А. Д. «Ж. техн. физ.», 31, 336 (1961).
171. Вагнер С. Д., Веролайнен Я. Ф. «Уч. зап. Карельского пед. ин-та», 11, вып. 1, 69 (1961).
172. Левитский С. М., Шашурин И. П. «Радиотехника и электроника», 4, 1238 (1959).
173. Кован И. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 16 (1962).
174. Бородин А. В. и др. «Ядерный синтез», 3, 38 (1963).
175. Sugawara M. J. Appl. Phys., 36, 2361 (1965).
176. Козлов О. В., Русанов В. Д. «Ядерный синтез», 4, 312 (1964).
177. Sugawara M., Hatta Y. J. Appl. Phys., 36, 314 (1965).
178. Кован И. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 7 (1962).
179. Harp R. S. Appl. Phys. Letters, 4, 186 (1964).
180. Harp R. S., Crawford F. W. J. Appl. Phys., 35, 436 (1964).
181. Pavkovich J., Kino G. S. Proc. VI Intern. Conf. Ioniz. Phenom. in Gases, 3, p. 39. Paris, July 1963.
182. Stover H. L. Microwave Laborat. Rept. No. 1140. Stanford Univ., Californ., 1964.
183. Peter G. et al. Proc. VI Intern. Conf. Ioniz. Phenom. in Gases, 4, p. 147. Paris, 1963.
184. Crawford F. W. J. Appl. Phys., 36, No. 10, 3142 (1965).
185. Uramoto J. et al. Inst. Plasma Phys. Rept, No. 15, Nagoya Univ. Japan, 1963.
186. Robinson J. J. Appl. Phys., 35, 458, 2843 (1964).
187. Cobine J. D., Callagher C. J. J. Appl. Phys., 18, 110 (1947).
188. Pak T. S. Proc. Phys. Soc., B68, 292 (1952).
189. Martin H., Woods H. A. Proc. Phys. Soc., B65, 281 (1952).
190. Singh C. Proc. Phys. Soc., 74, 42 (1959).
191. Demetriades A., Doughman E. Phys. Fluids, 8, 1001 (1965).
192. Кован И. А. и др. «Ядерный синтез», 4, 227 (1964).
193. Власов М. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 51, 715 (1966).
194. Власов М. А. и др. «Ядерный синтез», 6, 24 (1966).
195. Бучельникова Н. С. Там же, стр. 122.
196. Бучельникова Н. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 52, 387 (1967).
197. Клярфельд Б. Н. и др. «Ж. техн. физ.», 25, 1581 (1955).
198. Рубчинский А. В. и др. «Радиотехника и электроника», 4, 1311 (1959).
199. Вавилин Е. И. и др. «Ж. техн. физ.», 30, 1064 (1960).
200. Вавилин Е. И. и др. Физико-технический сборник. Петрозаводск, 1964.
201. Boyd R., Thompson J. Proc. Roy. Soc., A252, 102 (1959).
202. Thompson J. Proc. Phys. Soc., 73, 818 (1959).
203. Twiddy N., Boyd R. Proc. Roy. Soc., A259, 145 (1960).

204. Crawford F. W. J. Appl. Phys., **37**, 180 (1966).
205. Crawford F. W., Mlodnosky R. F. J. Geophys. Res., **69**, 2765 (1964).
206. Mlodnosky R. F., Garriott O. K. Proc. Intern. Conf. on the Ionosphere, London, 1962, p. 482.
207. Perkins W. A., Post R. F. Phys. Fluids, **6**, 1537 (1963).
208. Lam S. H. Surv Phenomena Ionized Gases, Vienna, 1968, p. 345.
209. Su C. H. Ibid, p. 569.

О Г Л А В Л Е Н И Е

<i>Предисловие</i>	3
<i>Введение</i>	4
Глава 1. Основные понятия и уравнения	11
§ 1.1. Функция распределения и кинетическое уравнение	11
§ 1.2. Уравнение Пуассона. Дебаевский радиус экранирования	14
§ 1.3. Средняя длина свободного пробега	15
§ 1.4. Дрейф и диффузия заряженных частиц	18
§ 1.5. Закон степени «трех вторых»	20
Глава 2. Движение частиц в центрально-симметричном поле	22
§ 2.1. Эффективная потенциальная энергия и радиальное движение частиц	22
§ 2.2. Лимитационное движение	29
§ 2.3. Функция распределения заряженных частиц в окрестностях сферического зонда	32
§ 2.4. Концентрация заряженных частиц	34
Глава 3. Зондовые характеристики и электрическое поле вблизи зонда в изотермической плазме	41
§ 3.1. Потоки заряженных частиц в окрестности зонда	41
§ 3.2. Большой электрический зонд	44
§ 3.3. Большой зонд с очень высоким потенциалом	55
§ 3.4. Малый электрический зонд	60
§ 3.5. Потенциал изолированного зонда	66
Глава 4. Электрический зонд в неизотермической разреженной плазме	70
§ 4.1 Основные предпосылки теории	70
§ 4.2. Сферический зонд	75
§ 4.3. Цилиндрический зонд	87
§ 4.4. Изолированный зонд	91

Глава 5. Двойной, тройной и многоэлектродный зонды . . .	93
§ 5.1. Двойной электрический зонд	93
§ 5.2. Метод противозонда и тройного зонда	97
§ 5.3. Многоэлектродные зонды	100
Глава 6. Зондовые измерения в движущейся плазме . . .	120
§ 6.1. Зонд в движущейся плазме	120
§ 6.2. Направленное движение в плазме	130
§ 6.3. Особенности зондовых измерений в ионосферной и межпланетной плазме	132
Глава 7. Электрический зонд в магнитном поле	151
§ 7.1. Движение электронов вблизи цилиндрического зонда в магнитном поле	151
§ 7.2. Сбор электронов положительным зондом	154
§ 7.3. Диффузия электронов в магнитном поле	162
Глава 8. Электрический зонд при высоком давлении газа	168
§ 8.1. Ионный ток на отрицательный зонд	168
§ 8.2. Электронная часть характеристики	172
Глава 9. Экспериментальная техника зондовых измерений.	179
§ 9.1. Обработка результатов зондовых измерений	179
§ 9.2. Источники погрешностей при зондовых измерениях	197
§ 9.3. Методы измерений зондовых характеристик и их производных	210
§ 9.4. Конструкция зондов	229
§ 9.5. Особенности измерений в высокочастотных и магнитных полях	254
Глава 10. Некоторые разновидности и особенности зондовой методики	264
§ 10.1. Резонансный зонд	264
§ 10.2. Измерение шумов и колебаний в плазме	271
§ 10.3. Зондовые измерения в смесях и электроотрицательных газах	276
<i>Заключение</i>	<i>281</i>
<i>Литература</i>	<i>283</i>

Козлов Олег Васильевич

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗОНД В ПЛАЗМЕ

Редактор *Мелешко В. К.*
Художественный редактор *Александров А. С.*
Обложка художника *Евдокимова В. В.*
Технический редактор *Бирюкова С. А.*
Корректор *Минаева Т. В.*

Сдано в набор 22/IV 1969 г.
Подписано к печати 4/VIII 1969 г.
Т-09194 Формат 84×108¹/₃₂
Бумага типографская № 2
Усл. печ. л. 15,33 Уч.-изд. л. 14,75
Тираж 2425 экз. Цена 1 р. 66 к.
Зак. изд. 1693 Зак. тип. 280
Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова 5/7.

Московская типография № 6
Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете
Министров СССР
Москва, Ж-88, 1-й Южно-портовый пр., 17.

О.В. КОЗЛОВ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
ЗОНД
В ПЛАЗМЕ

