

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Санкт-Петербургский  
государственный университет аэрокосмического приборостроения

---

В. Л. Андреев, И. В. Брагин, В. Ф. Михайлов

# ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ЗОНДАМИ ПРОВОДИМОСТИ

Учебное пособие

Санкт-Петербург  
2000

УДК 533.9.082.7(075)

ББК 22.632

A65

**Андреев В. Л., Брагин И. В., Михайлов В. Ф.**

A65 Диагностика плазмы зондами проводимости: Учеб. пособие / СПбГУАП. СПб., 2000. 104 с.: ил.

Предлагаемое учебное пособие посвящено исследованию электрофизических характеристик плазменных образований, включая плазменные образования, окружающие космические аппараты на траектории спуска. Рассмотрен классический метод зондовой диагностики, но основное внимание уделено использованию зондов проводимости. При этом приведены конструкции зондов проводимости, теоретические основы измерения параметров плазмы этими зондами, методы калибровки зондов и метрологические основы их использования. Рассмотрены результаты измерения параметров плазмы в реальных условиях полета космических аппаратов.

Предназначено для студентов радиотехнических специальностей, а также инженеров и научных работников, специализирующихся в области радиоэлектроники.

Рецензенты: кафедра микроэлектроники и технологии Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета; доктор технических наук профессор Ю. З. Бубнов

Утверждено  
редакционно-издательским советом университета  
в качестве учебного пособия

Учебное издание

**Андреев** Владимир Леонидович

**Брагин** Иван Вениаминович

**Михайлов** Виктор Федорович

## ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ЗОНДАМИ ПРОВОДИМОСТИ

Учебное пособие

Редактор *А. Г. Ларионова*  
Компьютерная верстка *Н. С. Степановой*

---

Лицензия ЛР № 020341 от 07.05.97. Сдано в набор 03.02.00. Подписано в печать 22.06.00. Формат 60×84 1/16. Бумага тип. № 3. Печать офсетная. Усл. печ. л 6,04. Усл. кр.-отт. 6,16. Уч.-изд. л. 6,5. Тираж 150 экз. Заказ №

---

Редакционно-издательский отдел  
Сектор компьютерных издательских технологий  
Отдел оперативной полиграфии  
СПбГУАП  
190000, Санкт-Петербург, ул. Б. Морская, 67

© СПбГУАП, 2000  
© В. Л. Андреев,  
И. В. Брагин,  
В. Ф. Михайлов, 2000

## **Предисловие**

Электрический зонд давно используется в качестве основного средства диагностики электрофизических характеристик плазменных образований. Изучение этих характеристик становится все более актуальным в связи с возрастающей необходимостью исследования плазменных образований, окружающих космический аппарат на траектории спуска, для решения проблемы обеспечения непрерывной радиосвязи со спускаемыми космическими аппаратами, так как в этом случае нарушение радиосвязи вызывается наличием слоя плазмы, закрывающей антенны, на которые работают бортовые радиосистемы.

# 1. ЗОНДЫ ПРОВОДИМОСТИ

## 1.1. Классический метод зондовой диагностики

В настоящее время разработаны или интенсивно разрабатываются методы диагностики плазменной оболочки, окружающей гиперзвуковой летательный аппарат (ГЛА) в полете. Часть из них представляет собой модификацию методов, используемых для диагностики лабораторной плазмы. Следует отметить, что ни один из современных методов диагностики не обеспечивает измерения всех необходимых параметров полетной плазмы в широком диапазоне изменений концентрации электронов и удельных тепловых потоков. Из всех существующих на сегодняшний день методов диагностики прибортовой плазмы аппаратурно реализованы и применяются практически только два – радиометрический и зондовый.

Метод электрических зондов, предложенный впервые Ленгмюром и Мотт-Смитом в классической работе [1] более 50 лет назад, до сих пор является одним из основных способов определения параметров низкотемпературной плазмы. Электрические зонды оказались полезными и для диагностики прибортовой плазмы на спускаемых космических аппаратах [2–5]. Относительная простота техники зондовых измерений делает этот метод более предпочтительным по сравнению с другими известными методами диагностики (СВЧ-методы, оптические).

Метод электрических зондов сохраняет свое значение благодаря тому важному принципиальному преимуществу практически перед всеми другими видами диагностики, что он, несмотря на вносимые по сравнению с бесконтактными способами измерения возмущения, дает возможность определять локальные параметры плазмы.

Зондовый метод позволяет определять электронную температуру в пределах от 0,1 до 1000 эВ и электронные концентрации в пределах от  $10^6$  до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> [6].

В статьях [7, 8] описаны летные эксперименты, в которых диагностика прибортовой плазмы осуществляется с помощью электрических

зондов (проект "RAM" и проект "Трейблайзер-II"). Отмечается, что при существующей теории электрических зондов и их конструкциях (выступающие, не выступающие) применение их ограничено, начиная с высот примерно 50 км и ниже, где условия в плазменном слое являются самыми тяжелыми. Однако совершенствование теории, а также применение новых диэлектриков в качестве изоляторов и новые конструкции зондовых датчиков несомненно позволят расширить диапазон их применения по высоте.

Результаты экспериментов по определению параметров полетной плазмы при всей их очень большой полезности пока не являются вполне удовлетворительными. Необходимо значительно больше знать о поведении в условиях полета ГЛА зондовых датчиков, а также правильно интерпретировать полученные с их помощью данные.

Исследования Ленгмюра, как автора теории электрических зондов, были ограничены случаем плазмы низкого давления, когда столкновениями между частицами можно пренебречь. Ему удалось построить относительно простую и внутренне согласованную теорию. Теория и экспериментальная техника зондовых измерений для плазмы высокой плотности значительно усложняются. В этом случае трудно установить правильную однозначную связь между величиной зондового тока и параметрами плазмы. В то время как теория Ленгмюра основывается на законах сохранения энергии и момента количества движения и уравнении Пуассона с соответствующими граничными условиями, при создании теории, учитывающей столкновения между частицами плазмы, приходится вводить ряд новых параметров, таких как подвижности, коэффициент диффузии и частоты ионизации. Последние в свою очередь связаны довольно сложной зависимостью с такими величинами (испытываемыми в окрестности зонда скачкообразное изменение), как напряженность электрического поля и распределение частиц плазмы по скоростям.

Для электрических зондов в плазме высокого давления основные параметры и характеристики достаточно хорошо изучены в стационарном режиме, при условии, что собирающая поверхность зонда выполнена из идеального неэмиссирующего проводника и отсутствует турбулентность. Все существующие теории [2, 7, 9] являются приближенными, в них сделан ряд упрощающих допущений и предположений, которые не всегда выполняются на практике.

В известной литературе можно выделить лишь несколько экспериментальных работ, посвященных электрическому зондированию плазменных струй при давлении, близком к атмосферному, и температурах выше  $(5-6) \cdot 10^3$  К. Результаты некоторых из них противоречат как друг другу, так и выводам соответствующих теорий [10, 11].

В условиях реального полета зонд подвергается воздействию высоких температур, из-за чего происходит распыление материала зонда, т. е. геометрические размеры зонда меняются. Эти изменения геометрии необходимо учитывать при обработке результатов зондовых измерений. Скорости распыления зависят от ряда факторов (теплового потока, материала электродов и т. д.). Таким образом, процесс распыления материала зонда плазмой вносит погрешность в результаты зондовых измерений, которую трудно учесть. Кроме того, если поверхность зонда нагрета до достаточно высокой температуры относительно температуры, соответствующей работе выхода электронов из металла, то возникает термоэлектронная эмиссия. Эмиссия может также возникнуть в результате бомбардировки зондов ионами (вторичная электронная эмиссия). Эмиссия электронов может существенно изменить распределения потенциала около зонда, так что теории, не учитывающие эмиссию, могут оказаться неправомерными. Имеется ряд работ, в которых рассматривается влияние эмиссии электронов на результаты зондовых измерений. Из них следует, что эмиссия не влияет на электронный ток насыщения, а наблюдаемый или кажущийся ионный ток насыщения в результате эмиссии нарастает.

Когда уровень эмиссии относительно невысок, электронную температуру можно получить обычным способом, введя необходимые поправки. Это возможно, например, для случая вторичной электронной эмиссии, вызванной ионной бомбардировкой зонда. На практике уровень электронной эмиссии неизвестен, и не существует простого метода определения температуры электронов или потенциала пространства на основе измеренных вольт-амперных характеристик. Кроме этого, в реальных условиях работы зонд загрязняется. Поверхностные осадки изменяют свойства поверхности [12]. Это приводит к сильным искажениям вольт-амперных характеристик, выражающимся в уменьшении их наклона с увеличением загрязнения поверхности, что ведет к большому завышению измеренного значения электронной температуры. Осаждение непроводящих материалов на отдельных участках поверхности электро-

да уменьшает эффективную площадь его поверхности. Наоборот, осаждение проводящего материала, образующегося в результате испарения или распыления поверхности электрода, на поверхности изоляторов, прилегающих к электродам, может увеличивать эффективную площадь электродов и вызывать утечку тока. Установлено, что для сведения к минимуму влияния загрязнения с успехом можно использовать метод поддержания зонда под большими отрицательными потенциалами (порядка 100–200 В) и наложения на него импульса напряжения, при котором напряжение на зонде изменяется в пределах, обеспечивающих получение зондовой характеристики. Большой отрицательный потенциал вызывает бомбардировку поверхности зонда достаточно высокоэнергетическими ионами, что приводит к распылению загрязнения и получению, таким образом, чистой поверхности перед снятием зондовой характеристики.

Электрические зонды работают при больших температурах окружающей среды (плазмообразования). В этих условиях поверхность диэлектрика, из которого изготовлен изолятор зонда, может расплавиться и стать токопроводящей. При этом ток зонда замкнется через расплавленный слой диэлектрика и измерение параметров плазмы становится невозможным. Следовательно, к диэлектрическим материалам, применяемым для изготовления зондовых датчиков (совокупность электрода и изолятора), должны предъявляться высокие требования (термостойкость, механическая прочность).

На основании вышеизложенного приведем перечень *факторов, оказывающих существенное влияние на определение параметров плазмообразования с помощью зондовых датчиков в условиях реального полета.*

1. Статическое давление в пристеночном пограничном слое  $P_c$ .
2. Полное давление  $P_{\Pi}$  (с учетом скорости тела, на котором установлен зонд).
3. Распыление материала электродов (изменение геометрии) под действием высокой температуры плазмообразования.
4. Термоэлектронная эмиссия при температуре, соответствующей температуре выхода электронов из металла электродов.
5. Вторичная электронная эмиссия в результате бомбардировки зондов ионами.
6. Загрязнение поверхности электродов:

- а) непроводящими материалами (уменьшающими эффективную площадь поверхности) за счет абляции теплозащитного покрытия (ТЗП);
- б) проводящими материалами (увеличивающими эффективную площадь поверхности) за счет распыления электродов.

7. Слой электронно-ионного расплава на поверхности изолятора, замыкающий электроды.

Если влияющие факторы, начиная с третьего, обусловлены конструкцией зондового датчика, то первые два определяют применимость теории электрических зондов (обработка вольт-амперных характеристик в зависимости от давления в пристеночном слое).

Рассмотрим влияние давления в пристеночном слое на результаты зондовых измерений. По результатам оценочных расчетов для конического аппарата, входящего в атмосферу с гиперзвуковой скоростью, диапазон возможных значений давления в пристеночном слое при реально возможных скоростях полета и угле конуса  $\beta_k = 15^\circ$  составил  $0,18 \cdot 10^2 - 8,37 \cdot 10^5$  Па, а при угле  $\beta_k = 20^\circ - 0,32 \cdot 10^2 - 14,49 \cdot 10^5$  Па. Как известно, важнейшим фактором, определяющим вид зондовой характеристики, является средняя длина свободного пробега заряженных частиц  $\lambda$ .

В зондовой теории рассматриваются три случая [10].

1.  $\lambda \gg d$ , где  $d$  – радиус электрода зонда; столкновения между частицами играет незначительную роль, и их можно не учитывать, плазму считают бесстолкновительной.
2.  $\lambda \ll d$ , плазма столкновительная, необходимо учитывать столкновение и диффузионные процессы в газе.
3.  $1 \approx d$  – промежуточный случай.

Первый вариант хорошо изучен, остальные разработаны в значительно меньшей степени.

Длина свободного пробега заряженной частицы при постоянной температуре обратно пропорциональна давлению в газе [13]. Оценим возможные значения  $\lambda$  для указанных выше давлений.

Самая ориентировочная оценка может быть произведена на основе газокINETической теории газов, согласно выводам которой средняя длина свободного пробега электрона

$$\lambda_e = 4\sqrt{2\lambda_m}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda_m$  – средняя длина свободного пробега молекул газа, в котором движется электрон. Длина же свободного пробега иона



$$\lambda_m \leq \lambda_i \leq 4\sqrt{2\lambda_m}. \quad (1.2)$$

Длина свободного пробега молекулы определяется формулой

$$\lambda_m = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 N_a}, \quad (1.3)$$

где  $r$  – радиус молекулы;  $N_a$  – концентрация молекул.

По данным [13], при давлении  $P = 133,3$  Па и температуре  $0^\circ$  С концентрация молекул  $N_a \approx 3,6 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ , радиус молекулы  $r \sim 10^{-8}$  см. При подстановке этих значений в (1.3) получаем  $\lambda_m \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$  см = 0,16 мм, и следовательно,  $\lambda_e = 0,9$  мм;  $0,16 < \lambda_i < 0,9$  мм.

Для зондов радиуса  $d = 0,5$ –1 мм условие  $\lambda \gg d$  можно считать выполненным при  $\lambda > 1$  см. Как видим, в данном случае оно не выполняется.

В работе [10] для различных газов приведены значения давления, при которых длина свободного пробега ионов равна 1 см. Данные эти получены на основе той же газодинамической теории в предположении, что сечения столкновения ионов и нейтральных атомов одинаковы. Эти давления для водорода, азота и кислорода составляют соответственно  $1,82 \cdot 10^2$ ;  $0,86 \cdot 10^2$ ;  $0,90 \cdot 10^2$  Па. Длина пробега электрона при этом может быть в  $4\sqrt{2}$  раза больше, т. е. примерно 5–6 см. Приведенные значения на один–полтора порядка ниже указанного выше минимального давления в пристеночном слое, и, следуя рекомендации в [13], такие давления ориентировочно можно считать предельными, при которых еще выполняется условие  $\lambda > d$ .

Однако есть возможность более конкретно оценить значения  $\lambda$  при возможных давлениях в пристеночном слое. Для этого воспользуемся формулой для длины свободного пробега молекулы в виде

$$\lambda_m = \frac{kT}{4\sqrt{2}\pi r^2 P}, \quad (1.4)$$

которая получается из (1.3) при подстановке в нее  $N_a = P / kT$ , где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/град – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура;  $P$  – давление газа в атмосферах.

Результаты расчета по этой формуле с привлечением (1.1) для наиболее характерных точек на траектории спуска представлены в табл. 1.1. Значения давления в пристеночном слое взяты из результатов для конуса с углом  $\beta_k = 15$ –20 °. При подстановке в (1.4) их необходимо переводить. Для высот 90, 60 км, где нагрев спускаемого тела

еще весьма мал, в расчете использовалась температура, равная температуре атмосферы на этих высотах.

Из табл. 1.1 видно, что уже на высоте 90 км принятое условие  $\lambda < 1$  см не выполняется. С уменьшением высоты и увеличением простеночного давления величина  $\lambda_e$  все более уменьшается, достигая минимума на высоте 7 км, где простеночное давление максимально.

Таблица 1.1

**Параметры полетной плазмы**

Высота $H$ , км	Давление $P$ , атм*	Температура $T$ , К	$\lambda_m$ , мм	$\lambda_e$ , мм
90	$(1,9-3,3) \cdot 10^{-4}$	212	$(8,6-4,8) \cdot 10^{-1}$	4,8-2,7
60	$(1,2-2,0) \cdot 10^{-2}$	294	$(1,9-1,1) \cdot 10^{-2}$	$(1,1-0,6) \cdot 10^{-1}$
7	8,5-1	3500	$(3,2-1,8) \cdot 10^{-4}$	$(1,8-1,1) \cdot 10^{-3}$
6,1	5,5-8,9	3000	$(4,2-2,6) \cdot 10^{-4}$	$(2,4-1,4) \cdot 10^{-3}$

Ввиду ориентировочного характера проведенного расчета целесообразно полученные результаты сопоставить с результатами, полученными иным путем. Так, в работе [10] утверждается, что в сильно ионизованной плазме, где основное значение имеют кулоновские столкновения между заряженными частицами, при равных температурах длины пробега электронов и ионов одинаковы:

$$\lambda_{e,i} = \frac{(kT)^2}{\pi N_e e^4 \Lambda}, \tag{1.5}$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\Lambda$  – так называемый кулоновский логарифм, величина которого в системе СГСЕ лежит в пределах 5–20. Для качественной оценки рекомендуется брать  $\Lambda = 10$ .

Результаты расчета по формуле (1.5) для высот, на которых плазма достаточно сильно ионизована, приведены в табл. 1.2. Значения темпе-

\* 1 атм =  $1,01 \cdot 10^5$  Па

ратуры те же, что и в табл. 1.1. Порядок величины концентрации электронов  $N_e$  взят из [13]. Для высоты 90 км, где ионизация еще мала, формула (1.5) по сравнению с (1.4) дает резко завышенный результат.

Как видно из табл. 1.2, для высоты 60 км величина  $\lambda_e$  получилась того же порядка, что и ранее (табл. 1.1), а для высот 7 и 0,1 км значения  $\lambda_e$  получались на порядок больше, но все равно значительно меньше радиуса зонда.

Это позволяет обоснованно сделать вывод о том, что по результатам проведенной оценки на высотах меньше 60 км средняя длина свободного пробега электронов, и тем более ионов, в пристеночном слое плазменной оболочки ГЛА значительно меньше радиуса применяемых зондов, и следовательно, теория зондовых измерений, основанная на теории Ленгмюра, на этих высотах неприменима.

Теория одиночного зонда в столкновительной плазме разработана далеко недостаточно. Она содержит ряд упрощающих допущений и предположений, правомерность которых, как отмечается в [10], не вполне очевидна. Соответственно, практика измерений наталкивается на значительные трудности [5]. Кроме того, одиночный зонд не применим для измерения параметров прибортовой плазмы, так как вторым электродом в этом случае должен быть корпус самого ГЛА, а он покрыт теплозащитой, являющейся хорошим изолятором.

Единственно приемлемым для случая диагностики прибортовой плазмы является многоэлектродный зонд, который представляет собой автономную систему, электрически не связанную ни с корпусом ГЛА, ни с прочими вспомогательными электродами, введенными в прибортовую плазму [5, 10]. Однако и в этом случае классическая теория электрических зондов не позволяет определить параметры плазменной оболочки в режиме сплошной движущейся столкновительной плазмы при наличии интенсивных тепловых потоков.

Целесообразность применения двойного зонда при высоком давлении в пристеночном слое обусловлена еще и возможностью определения с его помощью удельной электропроводности среды, в которую погружены электроды, с последующим переходом от нее к электронной

Таблица 1.2

**Расчетные значения параметров полетной плазмы**

$H$ , км	$N_e$ , см <sup>-3</sup>	$\lambda_{e,i}$ , мм
60	$10^{13}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$
7	$10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
0,1	$10^{14}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$

концентрации. Существенное достоинство такого метода измерений в том, что на первый взгляд не видно, как в случае пристеночной плазмы давление может сказаться на точности измерений. Оно влияет на концентрацию заряженных частиц и частоту их соударений, т. е. на электропроводность плазмы, но она как раз и определяется.

Необходимо, однако, сделать следующее замечание. Методика измерения удельной электропроводности плазмы с помощью двойного зонда покоится на методе электрической аналогии, в основе которого лежит формальная аналогия между материальными уравнениями для плотности тока проводимости  $j = \sigma E$  и электрической индукции  $D = \epsilon E$  [14], где  $\sigma$ ,  $\epsilon$  – электропроводность и диэлектрическая проницаемость среды. Поэтому при проведении измерений должна быть уверенность в том, что рабочая точка находится на линейном участке зондовой характеристики. В противном случае будем получать заниженные значения электропроводности, и занижение будет тем больше, чем дальше рабочая точка находится от линейного участка характеристики.

Таким образом, приведенный материал позволяет сделать заключение: для определения параметров прибортовой плазмы наиболее пригоден двойной электрический зонд; классическая теория электрических зондов не пригодна для определения параметров прибортовой плазмы на всех траекториях полета ГЛА; для определения параметров прибортовой плазмы целесообразно использовать метод, основанный на определении удельной электропроводности плазмы; при конструировании двойного зонда необходимо учесть приведенные выше факторы.

## **1.2. Метод зондовой диагностики прибортовой плазмы, основанный на измерении удельной электропроводности среды**

*Теоретические основы измерения удельной электропроводности среды двумя цилиндрическими электродами конечной длины*

Дадим теоретическое обоснование возможности определения параметров плазменного образования на постоянном токе при помощи зондового датчика проводимости (ЗДП – двойной электрический зонд с изолятором) при использовании только значения величины его электрического сопротивления (без снятия вольт-амперных характеристик) при

приложенном к электродам напряжении, близком к нулевому. Выбор такого напряжения будет пояснен ниже.

Рассмотрим величину электропроводности изотермической плазмы с параметрами  $N_e$ ,  $v_{эф}$ ,  $T_e$  на постоянном токе  $\sigma_{пл}$  при наложении на нее электрического поля посредством ЗДП. Как было отмечено выше, за основу взят двойной электрический зонд, который представляет собой два цилиндрических электрода длиной  $l$  и радиусом  $d$ , разнесенных в изоляторе на расстоянии  $D$  ( $d \ll D$ ) друг от друга (рис. 1.1).

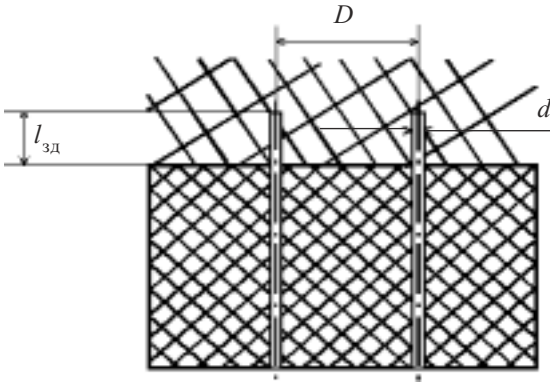


Рис. 1.1. Конструкция ЗДП

Измерение удельной электропроводности плазмы  $\sigma_{пл}$  с помощью двойного зонда сводится к измерению тока  $I$ , возникающего в цепи питания зонда от источника постоянной ЭДС при погружении его в плазму:

$$I = \frac{E}{\left[ \frac{1}{G_{пл}} + \frac{1}{G_{ц}} \right]}, \quad (1.6)$$

где  $E$  – ЭДС источника;  $G_{ц}$  – электропроводность цепи питания, включая электропроводность электродов;  $G_{пл}$  – электропроводность плазмы.

По известным ЭДС, электропроводности цепи и измеренному току по (1.6) находится электропроводность плазмы  $G_{пл}$ . Переход от нее к удельной электропроводности плазмы  $\sigma_{пл}$  осуществляется на основании метода электростатической аналогии, в соответствии с которым

$$\sigma_{пл} = \frac{G_{пл} \epsilon_a}{C_0}, \quad (1.7)$$

где  $C_0$  – электрическая емкость зонда в однородном диэлектрике с абсолютной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$ . Очевидно, что это справедливо в предположении, что плазма в исследуемой области однородна.

Приближенно емкость двойного зонда может быть определена как емкость отрезка бесконечной линии длиной  $l$ , равной длине электродов, погруженных в плазму. В реальных зондах радиус проводников электродов  $d$  значительно меньше расстояния  $D$  между ними, т. е. проводники можно считать линейными. В линейных проводниках бесконечной длины при разности потенциалов  $U$  между ними распределение электрических зарядов по поверхности можно считать равномерным с одной и той же поверхностной плотностью  $+\tau$  на одном проводнике и  $-\tau$  на другом. В этом случае емкость отрезка линии длиной  $l_{зд}$

$$C_0 = \frac{\pi\epsilon_a l_{зд}}{\ln D/d} \quad (1.8)$$

и, соответственно по (1.7), удельная электропроводность плазмы

$$\sigma_{пл} = \frac{C_{пл} \ln D/d}{\pi l_{зд}}. \quad (1.9)$$

Такой подход, однако, не учитывает краевого эффекта, обусловленного конечной длиной проводников зонда. В отличие от линии бесконечной длины электрический заряд вдоль проводников зонда будет распределен неравномерно. Поверхностная плотность заряда в точках на поверхности проводников, удаленных от концов на расстояние, большее расстоянию между ними, будет практически той же, что и в линии бесконечной длины. Но с приближением к концам она начинает возрастать, достигая максимума на торцевой кромке. Кроме того, появляется заряд на торцах. В результате суммарные заряды  $+q$  и  $-q$  на проводниках при одном и том же напряжении между ними будут больше, чем на таких же отрезках проводников бесконечной длины, и соответственно, емкость зонда

$$C_{зд} = q / U \quad (1.10)$$

будет больше, чем емкость  $C_0$ , определяемая по (1.8), а электропроводность плазмы по (1.7) будет меньше.

Таким образом, в формуле (1.9) необходимо учесть краевой эффект, связанный с конечной длиной электродов зонда. Тогда формула для удельной электропроводности плазмы приобретает вид

$$\sigma_{\text{пл}} = \frac{\ln D/d}{\pi R_{\text{пл}} l_{\text{зд}}} K_1, \quad (1.11)$$

где  $R_{\text{пл}} = 1 / G_{\text{пл}}$  – сопротивление среды (плазмы) между электродами зонда;  $K_1$  – коэффициент, учитывающий конструкцию зондового датчика и краевые эффекты на торцах электрода.

При нахождении плазмы во внешнем электрическом поле в ней возникает направленное движение заряженных частиц. Из-за большой массы ионов ( $M < m_e$ ) скорость их направленного движения значительно меньше скорости электронов. Поэтому плотность тока проводимости  $j$  записывается в виде

$$j = j_e + j_i \approx j_e, \quad (1.12)$$

где  $j_e$  – плотность тока электронов;  $j_i$  – плотность токов ионов.

Выражение (1.12) можно представить в виде

$$\bar{j} = \bar{j}_e = eN_e \int f_e \bar{V} d\bar{V}, \quad (1.13)$$

где  $f_e$  – функция распределения электронов по скорости;  $\bar{V}$  – вектор скорости движения электронов.

Отметим, что в случае наложения электрического поля на плазму функция распределения электронов по скорости определяется следующим образом:

$$f_e = f_{0e} + f_{ie}, \quad (1.14)$$

где  $f_{0e}$  – функция распределения электронов по скорости за счет теплового воздействия (максвелловская);  $f_{ie}$  – функция, учитывающая анизотропное возмущение электронов, вызванное электрическим полем.

Для слабых электрических полей

$$f_{0e} > f_{ie}. \quad (1.15)$$

Зависимость  $f_{0e}$  является сферически симметричной функцией и записывается в виде

$$f_{0e} = \left[ \frac{m_e}{2\pi KT_e} \right]^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_e V^2}{2KT_e} \right], \quad (1.16)$$

где  $T_e$  – электронная температура.

Найдем функцию распределения за счет приложенного электрического поля  $E_z$  вдоль оси  $z$ , используя кинетическое уравнение вида

$$\frac{d f_{ie}}{dt} - \frac{eE_z \partial}{m_e \partial U_z} f_{0e} + U_{f_{ie}} = 0. \quad (1.17)$$

Для случая постоянного тока (т. е. функция распределения не зависит от времени), используя (1.16), можно получить решение уравнения (1.17) в виде

$$f_{ie} = \frac{eE_z}{m_e v_{эф}} \frac{\partial f_{0e}}{\partial U_z}, \quad (1.18)$$

где  $v_{эф}$  – эффективная частота соударений.

Выражение для плотности тока проводимости плазмы при наличии электрического поля записывается в виде

$$j = eN_e \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty U^3 (f_{0e} + f_{ie}) \sin \Theta \cos \Theta dU dQ dJ = \frac{2\pi eN_e}{3} \int_0^\infty f_{ie} U^3 dU, \quad (1.19)$$

$$j_z = \frac{4\pi e^2 N_e E_z}{3v_{эф} kT_e} \left[ \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right]^{3/2} \int_0^\infty U^4 \exp \left[ -\frac{m_e V^2}{2kT_e} \right] dU = \frac{e^2 N_e}{m_e v'_{эф}} E_z. \quad (1.20)$$

Величина электропроводности плазмы на постоянном токе записывается в следующем виде:

$$\sigma_{пл} = \frac{j_z}{E_z} = \frac{e^2 N_e}{m_e v_{эф}}, \quad \sigma_{пл} = 2,82 \cdot 10^{-8} \frac{N_e}{v_{эф}}. \quad (1.21)$$

При наложении на плазму слабого электрического поля посредством ЗДП произойдет искажение величины самого поля датчика, при этом в отсутствии заряженных частиц между электродами, к которым приложено внешнее электрическое поле, потенциал между электродами ЗДП меняется по линейному закону (электрическое поле однородно). Появ-



ление заряженных частиц с большой концентрацией приводит к образованию между электродами неоднородного электрического поля, что вызывает падение потенциала у электродов, т. е. при введении заряженного электрода в плазму вблизи него скапливается избыток заряженных частиц, знак заряда которых противоположен знаку заряда электрода. Этот образующийся у поверхности зонда объемный пространственный заряд создает электрическое поле с потенциалом  $U_3$ , направленно внутрь плазмы. За счет этого происходит экранировка внешнего электрического поля. Образующийся слой объемного заряда можно характеризовать нелинейным сопротивлением  $R_{00}$  или электропроводностью  $\sigma_{00}$ .

Оценим толщину этого слоя так называемым характерным пространственным масштабом разделения зарядов в плазме  $L$ . Эта величина может быть определена из условия равенства пространственной энергии взаимодействия зарядов при их разделении и их тепловой кинетической энергии

$$\frac{m_e V_e^2}{2} = \frac{kT_e}{2} = 2\pi e^2 N_e L^2, \quad (1.22)$$

где  $E = 2\pi e N_e L$  – напряженность поля пространственного заряда;

$$L \approx \left[ \frac{kT_e}{4\pi e^2 N_e} \right]^{1/2} \approx 6,9 \cdot 10^{-2} \cdot \left[ \frac{T_e}{N_e} \right]^{1/2}, \text{ м.} \quad (1.23)$$

Видно, что пространственный масштаб разделения заряда в случае изотермической плазмы близок к дебаевскому радиусу экранирования. Для летных условий диагностики плазмы, при которых диапазон изменения ее параметров соответствует  $N_e = 10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 10^3 - 6 \cdot 10^3 \text{ К}$ , толщина слоя объемного пространственного заряда будет меняться в интервале  $0,69 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .

Если использовать ЗДП, у которого расстояние между электродами достаточно большое, т. е.  $D \gg L$ , то площадь поверхности пространственного заряда будет практически равна поверхности электрода и можно считать, что плотность тока на границе "объемный заряд – электрод" равна плотности тока на границе "объемный заряд – плазма" и равна плотности суммарного тока на зонд.

Величина электропроводности объемного заряда может быть вычислена по формуле

$$\sigma_{об} = \frac{j_z}{U_s}, \quad (1.24)$$

где  $j_z$  – плотность суммарного тока на зонд;  $U_s$  – разность потенциалов, создаваемая пространственным зарядом.

Величину  $U_s$ , согласно [10], определим выражением

$$U_s = \frac{kT_e}{2e}. \quad (1.25)$$

В диапазоне изменения параметров полетной плазмы величина  $U_s$  не будет превышать 0,25 В. При подключении внешнего источника ЭДС к ЗДП выражение для тока в цепи в случае симметричного ЗДП можно записать в виде суммы ионного и электронного токов

$$I_{\Sigma} = j_{\Sigma} s = s(j_{i1} - j_{e1}) = s(j_{i2} - j_{e2}), \quad (1.26)$$

где  $s$  – собирающая поверхность электрода;  $j_{i1}, j_{i2}$  – плотность ионных токов 1-го и 2-го электродов;  $j_{e1}, j_{e2}$  – плотность электронных токов 1-го и 2-го электродов.

При этом электропроводность плазмы можно записать

$$\sigma_{пл} = \frac{j_{пл}}{E - U_s}, \quad (1.27)$$

где  $E$  – ЭДС источника питания ЗДП.

Если не учитывается влияние объемного заряда, получаем

$$\sigma_{пл} = \frac{j_{пл}}{E}. \quad (1.28)$$

Используя (1.24) и (1.27), величину электропроводности можно записать в виде

$$\sigma_{об} = \frac{\sigma_{пл} (E - U_s)}{U_s}, \quad (1.29)$$

$$\sigma_{об} = \frac{2,82 \cdot 10^{-8} N_e / v_{эф} \left( E - \frac{kT_e}{2e} \right)}{kT_e / 2e}. \quad (1.30)$$

Рассмотрим эквивалентную схему замещения ЗДП, помещенного в плазму без интенсивного теплового воздействия (рис. 1.2), где  $E, R_{\text{вн}}$  – ЭДС и внутреннее сопротивление питания;  $R_{\text{из}}$  – сопротивление изолятора ЗДП;  $R_{\text{об}}$  – сопротивление, обусловленное объемным зарядом вокруг электрода.

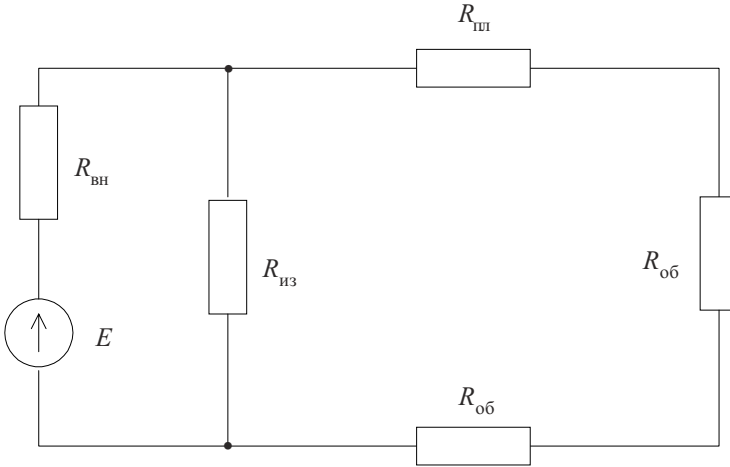


Рис. 1.2. Эквивалентная схема замещения ЗДП при наличии плазмы и отсутствии расплава.

В результате сопротивление ЗДП, помещенного в плазму, без влияния интенсивного нагрева можно представить в виде двух последовательных сопротивлений

$$R_{\text{зд.пл}} = R_{\text{пл}} + 2R_{\text{об}} . \quad (1.31)$$

Сопротивление ЗДП с учетом сопротивления  $R_{\text{об}}$ , толщины объемного заряда  $L$  вокруг электродов и (1.11) можно записать в виде

$$R_{\text{зд.пл}} = \frac{\ln \frac{D-2L}{d+2L}}{\pi l_{\text{зд}} \sigma_{\text{пл}}} K_1 + 2R_{\text{об}} . \quad (1.32)$$

Если расположить в изоляторе ЗДП еще одну пару цилиндрических электродов, у которых  $d_2 = d_1 = d$ ;  $l_{\text{зд}2} = l_{\text{зд}1} = l_{\text{зд}}$  и разные величины межэлектродных расстояний  $D_1$  и  $D_2$ , то, используя (1.32), можно записать следующую систему уравнений (рис. 1.3):

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{зд.пл1}} = \frac{\ln \frac{D_1 - 2L_1}{d + 2L_1}}{\pi l_{\text{зд}} \sigma_{\text{пл}}} K_1' + 2R_{\text{об1}}; \\ R_{\text{зд.пл2}} = \frac{\ln \frac{D_2 - 2L_2}{d + 2L_2}}{\pi l_{\text{зд}} \sigma_{\text{пл}}} K_1'' + 2R_{\text{об2}}. \end{array} \right. \quad (1.33)$$

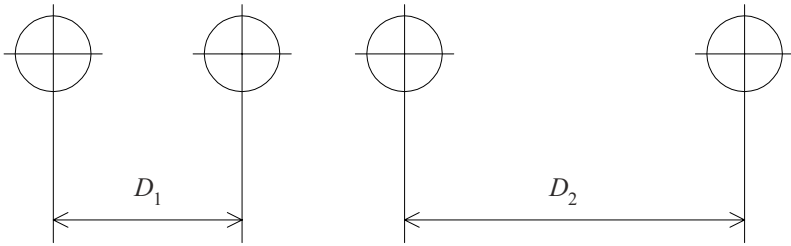


Рис. 1.3. Конструкция ЗДП с двумя электродами

В дальнейшем учтем, что  $D_1 \gg 2L_1$ ,  $D_2 \gg 2L_2$ ,  $d \gg 2L_1$ ,  $d \gg 2L_2$ . Также нетрудно заметить, что при близких значениях  $D_1$  и  $D_2$ , много больших  $L$ ,  $2R_{\text{об1}} \approx 2R_{\text{об2}}$ .

Вычитая из сопротивления  $R_{\text{зд.пл1}}$ , измеренного первой парой электродов, сопротивление  $R_{\text{зд.пл2}}$ , измеренное другой парой электродов (при  $D_1 \neq D_2$ ), и используя (1.21), получим выражение для определения концентрации электронов плазмы через измеренные сопротивления датчиков проводимости при отсутствии интенсивного нагрева его изолятора в следующем виде:

$$N_e = \frac{\left( \ln \frac{D_1}{d} K_1' - \ln \frac{D_2}{d} K_1'' \right) v_{\text{эф}}}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{зд}} (R_{\text{зд.пл1}} - R_{\text{зд.пл2}})}. \quad (1.34)$$

Если пренебречь величиной объемного заряда, расчеты могут быть упрощены и при этом для измерений можно использовать только один ЗДП. В этом случае выражение для определения концентрации электронов будет иметь следующий вид:

$$N_e = \frac{\ln \frac{D}{d} v_{\text{эф}} K_1}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{зд}} R_{\text{зд.пл}}} . \quad (1.35)$$

Величина электронной частоты соударений может быть рассчитана по формуле

$$v_{\text{эф}} = 4,95 \cdot 10^{12} \frac{P}{\sqrt{T}} , \quad (1.36)$$

где  $P$  – давление в плазме, кг/см<sup>2</sup>;  $T$  – температура, К.

Выражение (1.36) справедливо для воздуха при условии, что основные столкновения происходят между электронами и молекулами азота, окиси азота и кислорода. Величины  $P$  и  $T$  в случае полетной плазмы являются расчетными, получаемыми из газодинамических вычислений.

#### *Учет конечной длины электродов*

Из вышеизложенного возникает задача: выявить, в какой мере наличие краевого эффекта сказывается на результатах измерения электропроводности плазмы с помощью ЗДП.

Ее решение сводится к определению емкости зонда с учетом краевого эффекта. Для отыскания же емкости необходимо знать создаваемое им электрическое поле в однородном диэлектрике. По напряжению этого поля  $E$  на поверхности проводников (вектор  $\vec{E}$  нормален к поверхности) определяется поверхностная плотность заряда на проводниках

$$\tau = E \epsilon_a , \quad (1.37)$$

после чего интегрированием по поверхности проводника  $s$  находится заряд на проводнике

$$q = \int_s \tau \, ds , \quad (1.38)$$

а затем по (1.10) и емкость зонда. Вышеизложенный метод может быть реализован посредством метода сеток.

Для зонда с размерами  $d = 0,5$  мм;  $D = 15$  мм;  $l = 5$  мм были выполнены графические построения в масштабе 20 : 1. Размер стороны квадрата сетки на чертеже (рис. 1.4) был выбран равным 1,0 см, т. е. соответствовал 0,5 мм в размерах ЗДП.

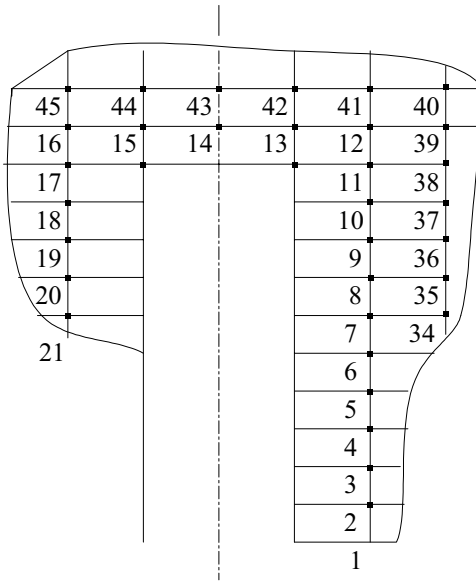


Рис. 1.4. К пояснению метода сеток

Задача о поле двухпроводной линии бесконечной длины для случая линейных проводников решена в [15], где напряженность электрического поля выражена через напряжение между проводниками  $U$ :

$$\vec{E} = \frac{U}{2 \ln D/d} \left( \frac{\vec{r}_1^0}{r_1} - \frac{\vec{r}_2^0}{r_2} \right). \quad (1.39)$$

При этом потенциал

$$\varphi = \frac{U}{2 \ln D/d} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (1.40)$$

Здесь  $\vec{r}_1 = r_1 \vec{r}_1^0$ ,  $\vec{r}_2 = r_2 \vec{r}_2^0$  – радиус-векторы точки наблюдения с началами координат на осях, соответственно, первого (с положительным потенциалом) и второго (с отрицательным потенциалом) проводников; потенциал определен из условия, что на плоскости симметрии системы  $r_1 = r_2$  потенциал  $\varphi = 0$ , что видно из (1.40).

Метод сеток разработан для плоскопараллельных полей и полей, образованных зарядами на телах вращения, т. е. полей, обладающих центральной или осевой симметрией. Поле линии конечной длины у ее конца, где проявляется краевой эффект, ни одним из этих свойств не обладает. Однако в случае линейных проводников ввиду допущения о постоянстве  $\tau$  на контуре поперечного сечения проводника мы вправе считать, что в непосредственной близости от проводника (а именно эта область нас интересует) поле обладает осевой симметрией. Это непосредственно следует из (1.37): если на контуре  $\tau = \text{const}$ , то  $E = \tau / \epsilon_a = \text{const}$ . Поэтому сетка строилась только в одной плоскости, а именно в плоскости, проходящей через оси проводников.

Идея метода сеток достаточно подробно изложена, например, в [15]. Напомним лишь, что она состоит в замене частных производных в уравнении Лапласа отношениями конечных приращений и последовательном определении в соответствии с этим потенциала узлов сетки, например, узла 12 на рис. 1.4, по формуле

$$\varphi_{13} + \varphi_{39} + \varphi_{11} + \varphi_{41} - 4\varphi_{12} = 0 . \quad (1.41)$$

Ввиду симметрии системы сетка строилась только в одной полуплоскости вокруг проводника с положительным зарядом до линии симметрии  $\varphi = 0$ . Ориентировочно линии равного потенциала до линии, проходящей через торцы, строились по формуле (1.40) для значений

$$\hat{\varphi} = \frac{\varphi}{U} = 0,1; 0,2; 0,3; 0,4. \text{ При этом на проводнике } \hat{\varphi} = 0,5. \text{ Однако для}$$

повышения точности результатов прямые  $\hat{\varphi} = 0,1$  не доводились до уровня торца на 1 см, прямые  $\hat{\varphi} = 0,2$  – на 0,5 см. Оборванные прямые с равными значениями потенциала справа и слева от проводника замыкались сопряженными с ним полуокружностями, охватывающими торец. По этим линиям и определялись исходные ориентировочные значения потенциала в узлах. Действительные значения потенциалов узлов определялись с погрешностью  $\pm 0,02U$ .

Напряженность поля на поверхности проводника в точках соприкосновения с ним линий сетки определяется следующим образом:

$$\hat{E}_i = \frac{E_i}{U} = \frac{\Delta \hat{\varphi}_i}{\Delta n_i}, \quad (1.42)$$

где  $i = 1, 2, \dots, 14$  – номера узлов, ближайших к проводнику (от оси симметрии проводника справа);  $\Delta\hat{\phi}_i = 0,5 - \hat{\phi}_i$  – разность приведенных потенциалов проводника и  $i$ -го узла;  $\Delta n_i$  – расстояние между проводником и узлом (в конструкции).

Затем по (1.37) можно определить поверхностную плотность заряда в этих точках

$$\hat{\tau}_i = \frac{\tau_i}{U} = \frac{\Delta\hat{\phi}_i}{\Delta n_i}. \quad (1.43)$$

Оказалось, что при выбранной точности расчета от первой до десятой точки величина  $\tau_i$  на проводнике остается неизменной, т. е. краевой эффект здесь уже не проявляется; значит, и плотность заряда здесь та же, что и в бесконечной линии.

В бесконечной линии на поверхности проводника  $r_1 = d$ , тогда, согласно (1.39), в пренебрежении вторым слагаемым

$$\hat{E} = \frac{1}{2d \ln D/d},$$

и, соответственно, относительная плотность из (1.43)

$$\hat{\tau} = \frac{\epsilon_a}{2d \ln D/d}.$$

Для зонда с вышеуказанными размерами получаем  $\hat{\tau} = 2,94 \cdot 10^2$  Кл/м<sup>2</sup>·В.

По расчету же для точек 1–10 получили  $\hat{\tau}_i = 2,20 \cdot 10^2$  Кл/м<sup>2</sup>·В, т. е. меньше, чем должно быть, в 1,33 раза.

Причина этого несоответствия – недостаточная точность расчета. Все дело в том, что, как видно из (1.40), потенциал  $\phi(r_1)$  описывается нелинейной функцией, причем наибольшая нелинейность наблюдается у границы проводника. При расчете эта функция аппроксимировалась ломаной линией. Наклон первого (от проводника) звена ломаной в выбранном масштабе заметно меньше наклона касательной  $\frac{\Delta\hat{\phi}_i}{\Delta n_i} = \hat{E}$  у проводника. Для повышения точности вычислений необходимо укрупнять масштаб, но при этом возрастает и трудоемкость расчета (возрастает число клеток сетки). Укрупнять масштаб следует до тех пор, пока не-



соответствие будет пренебрежимо мало, что является достаточно трудоемкой задачей. На практике для любого реального масштаба будем получать заниженные значения  $E$  и, следовательно,  $\tau$ , а затем  $q$  и  $c$ .

Возникшую погрешность легко устранить введением к результатам расчета поправочного коэффициента  $\alpha$  на нелинейность функции  $\phi(r_1)$ , равного отношению теоретической плотности заряда на проводнике в случае бесконечной длины линии к расчетной плотности в точках, где краевой эффект уже не проявляется. Правомерность введения такого коэффициента может быть обоснована только путем сравнения полученных результатов с результатами точного решения. Однако ясно, что в точках на проводнике у конца линии, где напряженность поля больше, чем в бесконечной линии, получаем несколько заниженные значения  $\tau$  и несколько завышенные значения в точках на торце проводника, где напряженность меньше. В целом же это занижение и завышение результатов в итоге нивелируется. Для рассматриваемого случая, как ясно из приведенных результатов, введенный коэффициент  $\alpha = 1,33$ . На него следует домножать полученные по расчету значения заряда на боковой поверхности  $q_6$ , на торце  $q_T$  и на кромке торца  $q_{кр}$ . В результате заряд на проводнике окончательно определяется как

$$q = \alpha(q_6 + q_T + q_{кр}). \quad (1.44)$$

Все три заряда определяются в оговоренном выше предположении, что поле у поверхности проводника обладает осевой симметрией. Заряд на боковой поверхности  $S_6$ , равный  $q_6 = \int_{S_6} \tau dS$ , находится как сумма зарядов на кольцевых поверхностях  $\Delta S_i = 2\pi d\Delta l$ , где  $i = 1-10$ ;  $\Delta l = 0,5$  мм – высота кольца, равная стороне сетки.

Тогда

$$q_6 \approx \sum_{i=1}^{10} \tau_{icp} \Delta S_i;$$

средняя плотность на кольце

$$\tau_{icp} = \frac{1}{2}(\tau_i + \tau_{i+1}).$$

Отсюда после преобразований под знаком суммы относительный заряд

$$\hat{q}_6 = \frac{q_6}{U} = \frac{2\pi d\Delta l}{U} \left( \frac{\hat{\tau}_1 + \hat{\tau}_{11}}{2} + \sum_{i=2}^{10} \hat{\tau}_i \right). \quad (1.45)$$

Это дает для вышеприведенных размеров  $\hat{q} = 3,48 \cdot 10^{-3} \epsilon_a$ , Кл/В.

Заряд на поверхности торца  $S_T$

$$q_T = \int \tau dS.$$

Элемент площади возьмем в виде кольца  $dS = 2\pi r dS$ , где  $r$  – полярная координата с началом в центре торца. При этом

$$q_T = 2\pi \int_0^d \tau(r) r dS.$$

Примем, что функция  $\tau(r)$  – линейно нарастающая от  $\tau_{14}$  до  $\tau_{13}$ :

$$\tau(r) = \tau_{14} + \beta r,$$

где коэффициент  $\beta = (\tau_{13} - \tau_{14})/d$ . Тогда после вычисления интеграла получим

$$\hat{q}_T = \frac{\pi d^2}{3} (\hat{\tau}_{14} + 2\hat{\tau}_{13}).$$

Подстановка выбранных численных значений дает

$$\hat{q}_T = 1,52 \cdot 10^{-4} \epsilon_a, \text{ Кл/В.}$$

В приведенном методе осталось неучтенным поле в области, охватывающей кромку между продолжением цилиндрической поверхности проводника и плоскостью, проходящей через торец. Поток вектора электрической индукции  $\bar{D} = \epsilon_a \bar{E}$  этого поля через поверхность  $S$ , охватывающую кромку в указанной области, равен заряду на кромке  $q_{кр}$

$$\int_S \bar{E} d\bar{S} = \frac{q_{кр}}{\epsilon_a}. \quad (1.47)$$

Поверхность  $S$  была выбрана в виде кольца с образующей  $l'$ , представляющей собой часть окружности в плоскости (рис. 1.5) с центром на кромке, проходящей через точки 11, 13. Линии  $E$  – радиально сходящиеся от кромки, и, значит, нормальные к  $S$ . Напряженность в точках 11

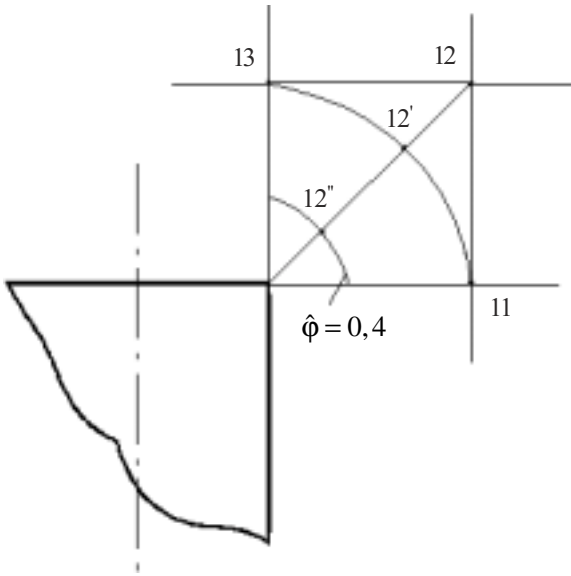


Рис. 1.5. К определению заряда на кромке

и 13 была найдена ранее:  $\bar{E}_{11} = 2,4 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$ ,  $= 2,0 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$ . Напряженность в точке 12 находилась путем линейной интерполяции между напряжениями в точках 12 и 12'', равными, соответственно,  $2,26 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$  и  $5,0 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$ . При этом получили  $\bar{E}_{12} = 3,36 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$ .

Интеграл в (1.47) вычисляется по теореме о среднем

$$\int_S E dS = E_{\text{cp}} S, \quad (1.48)$$

где в линейном приближении

$$\hat{E}_{\text{cp}} = \frac{1}{4} (\hat{E}_{11} + \hat{E}_{12} + \hat{E}_{13}) = 2,78 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}.$$

Таким образом, по (1.47) и (1.48) заряд на кромке

$$q_{\text{кр}} \approx \epsilon_a E_{\text{cp}} S. \quad (1.49)$$

С учетом того, что  $S \approx 3/2\pi^2 d^2$ , получим  $\hat{q}_{\text{кр}} = 1,03 \cdot 10^{-3} \epsilon_a$ , Кл/В.

Учитывая теперь, что суммарный заряд на проводнике, отнесенный к напряжению между проводниками, связан с емкостью зонда, согласно (1.44), находим емкость зонда

$$C = 1,33(3,48 + 0,52 + 1,03) \cdot 10^{-3} \varepsilon_a = 6,20 \cdot 10^{-3} \varepsilon_a \Phi.$$

Сравним полученное значение емкости зонда с емкостью отрезка той же длины  $l = 5$  мм бесконечно длинной линии. По (1.8) получаем  $C_0 = 4,61 \cdot 10^{-3} \varepsilon_a \Phi$ .

Следовательно, добавка к  $C_0$  за счет краевого эффекта

$$\Delta C = C - C_0 = (6,20 - 4,61) \cdot 10^{-3} \varepsilon_a \Phi.$$

Отношение

$$\frac{\Delta C}{C} = 0,344. \quad (1.50)$$

Добавка, как видим, существенная, и ясно, что ее необходимо учитывать при проведении измерений.

Удобнее, однако, для учета краевого эффекта ввести поправочный коэффициент в виде

$$K_1 = \frac{C}{C_0} = \left( 1 + \frac{\Delta C}{C_0} \right). \quad (1.51)$$

Тогда  $C_0 = C / K_1$ . В рассмотренном случае имеем  $K_1 = 1,34$ .

Достоинство предложенной методики определения краевого эффекта в том, что в принципе она позволяет учесть его с любой требуемой для практики точностью. Надо только соответственно укрупнять масштаб сетки. Недостаток же ее состоит в том, что для каждой геометрии зонда трудоемкий численный расчет необходимо производить заново. Анализ не завершился какой-либо формулой, позволяющей оценить поправочный коэффициент  $K_1$ . Полученное значение  $K_1 = 1,34$  справедливо только для выбранной геометрии. В связи с этим заслуживает внимания иной подход, который как раз и позволяет получить оценочную формулу для поправочного коэффициента. Сущность его в следующем. Концы электродов зонда с плоскими торцами надстраиваются мысленно металлическими полушариями того же радиуса, т. е. представляются закругленными. Грубо предполагается, что поле в линии, к которой приставлены полушария, остается тем же, что и в бесконечной линии, а поле полушарий таким же, как в системе из двух шаров. Далее предполагается, что поля линии и полушарий "сшиваются" в плоскости, проходящей через торцы, то есть на ней выполняется условие равенства касательных составляющих  $E_{\tau}$ , хотя на самом деле это не так. При таком подходе добавка к емкости зонда в предположении, что про-

водники по-прежнему линейные, определяется как емкость полушарий  $\Delta C = \pi d \varepsilon_a$ , следовательно, поправочный коэффициент по (1.51)

$$K_1 = l + \frac{d}{l} \ln \frac{D}{d}. \quad (1.52)$$

Поставив сюда размеры рассмотренного выше зонда, получим то же самое значение  $K_1 = 1,34$ .

Полученный результат говорит о том, что в случае линейных проводников зонда для оценки влияния краевого эффекта вполне можно пользоваться формулой (1.52).

Физически хорошее совпадение результатов численного расчета и по формуле (1.52) можно объяснить тем, что емкость линии в системе линия – полушария несколько больше, чем емкость отрезка бесконечной линии длиной  $l$ , а емкость полушарий несколько меньше, чем половина емкости отдельно взятых шаров.

Электрическое поле с достаточной степенью достоверности можно моделировать в объеме с электролитом. Были проведены исследования, направленные на определение поправочного коэффициента  $K_1$  экспериментальным путем. В качестве электролита использовался раствор поваренной соли в дистиллированной воде. Электроды для уменьшения явления поляризации были изготовлены из платиновой проволоки. Результаты экспериментов показали, что для длин электродов, равных 5, 50, 100 мм, нет соответствия в измеренном сопротивлении электролита. Выявленное несоответствие объясняется конечной длиной электродов ЗДП, применяемых для исследований. Поправочный коэффициент  $K_1$  по результатам измерений оказался равным 1,4. Отличие его от коэффициента, полученного теоретически, объясняется тем, что во время проведения экспериментов при запитке ЗДП постоянным током или током низкой частоты ( до 1,5 кГц ) наблюдается явление электролиза, которое и искажает результаты измерений.

*Учет изменения геометрии электродов при воздействии интенсивных тепловых потоков на ЗДП*

Третьим фактором, влияющим на определение параметров плазмообразования, является изменение геометрии электродов зонда под действием высокой температуры плазмообразования. Предварительные эксперименты показали, что при погружении зонда в исследуемую плазму электроды его обгорают, становясь короче и приобретая заострен-

ную форму. В таком случае необходимо оценить влияние изменения формы электродов зонда на результаты измерения удельной электропроводности плазмы.

Решение этой задачи сводится к определению изменения емкости зонда, вызванного изменением его формы. При этом конечной целью должно стать определение поправочного коэффициента  $K_2$  к результатам, полученным в предположении, что емкость зонда  $C_{зд}$  равна емкости  $C_0$  отрезка бесконечной линии.

Геометрия обгоревших электродов позволяет считать, что наиболее подходящей аппроксимацией их поверхности будет аппроксимация полуэллипсоидами вращения с малой полуосью образующего эллипса, равной радиусу  $d$  проводника, с которым соприкасается полуэллипсоид с большой полуосью  $l$  (рис. 1.6).

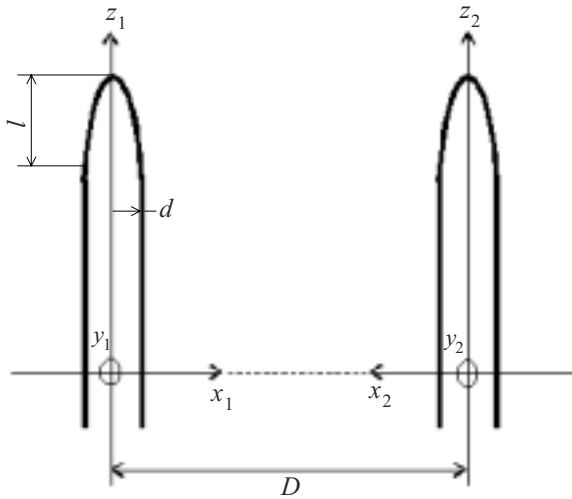


Рис. 1.6. Модель обгоревшего зонда

Для определения емкости зонда, согласно формуле (1.10), необходимо знать создаваемое зондом электрическое поле в однородном диэлектрике. Однако строгое или хотя бы приближенное решение задачи о поле двухпроводной линии конечной длины, концы которой имеют форму полуэллипсоидов вращения, в известной литературе отсутствуют.

В принципе для решения задачи о емкости зонда с электродами полуэллипсоидной формы можно было бы, как и в предыдущем случае, воспользоваться методом сеток. Но в данном случае применение его

осложняется тем, что линии прямоугольной сетки не совпадают с линиями образующих полуэллипсов, вследствие чего возникнут дополнительные погрешности при определении действительных потенциалов узлов сетки и прежде всего в области вершины электрода, где скорость изменения потенциала небольшая. Кроме того, как уже отмечалось ранее, для каждого изменения геометрии зонда все графические построения и трудоемкий численный расчет необходимо производить заново. Чтобы избежать этих трудностей может быть использован подход, суть которого состоит в получении приближенного аналитического выражения для емкости зонда на основе известного строгого решения задачи об уединенном эллипсоиде.

В системе координат первого электрода (см. рис. 1.6) и принятых нами обозначениях потенциал уединенного проводящего эллипсоида вращения с зарядом  $q_3$  на нем равен [16]

$$\varphi_1 = \frac{q_3}{8\pi\epsilon_a \sqrt{l^2 - d^2}} \ln \frac{\sqrt{\xi_1 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_1 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}}, \quad (1.53)$$

где  $\xi_1$  – эллипсоидальная координата, являющаяся параметром семейства конфокальных эллипсоидов, определяемая известным уравнением

$$\frac{x_1^2 + y_1^2}{d^2 + \xi_1} + \frac{z_1^2}{l^2 + \xi_1} = 1. \quad (1.54)$$

Для каждого эллипсоида из этого семейства свое значение  $\xi_1 = \text{const}$ , для исходного эллипсоида  $\xi_1 = 0$ . Потенциал  $\varphi_1$  на бесконечности ( $\xi_1 \rightarrow \infty$ ) равен нулю. Поверхностная плотность заряда на уединенном эллипсоиде

$$\tau_3 = \frac{q_3}{4\pi d^2 l \sqrt{\frac{x_1^2 + y_1^2}{d^4} + \frac{z_1^2}{l^4}}}. \quad (1.55)$$

Пусть теперь имеем систему из двух таких эллипсоидов. Их оси  $z_1$  и  $z_2$  параллельны, а центры находятся на одной прямой, нормальной к осям; расстояние между осями равно  $D$ . Половинами таких эллипсоидов мы и аппроксимируем электроды зонда. Пусть к эллипсоидам приложено постоянное напряжение  $U$  плюсом к первому эллипсоиду и минусом ко второму. Тогда потенциал первого эллипсоида будет  $+U/2$ , а вто-

рого  $-U/2$ . Распределение потенциала  $\Phi$  в пространстве вне эллипсоидов и заряды  $q$  на поверхности  $S_3$  необходимо определить. Получим приближенное решение этой задачи, справедливое при условии  $d \ll D$ , которое для зондов, применяемых на практике, обычно выполняется.

Если бы второй эллипсоид был, как и рассмотренный ранее первый, уединен, его потенциал в системе координат второго электрода (см. рис. 1.6 ) по аналогии с (1.53) был бы равен

$$\Phi_2 = \frac{q_3}{8\pi\epsilon_a \sqrt{l^2 - d^2}} \ln \frac{\sqrt{\xi_2 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_2 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}}, \quad (1.56)$$

где  $\xi_2$  – параметр семейства конфокальных эллипсоидов;

$$\frac{x_2^2 + y_2^2}{d^2 + \xi_2} + \frac{z_2^2}{l^2 + \xi_2} = 1, \quad (1.57)$$

для каждого из которых свое значение  $\xi_2 = \text{const}$ ; для исходного эллипсоида  $\xi_2 = 0$ . Потенциал  $\Phi_2$  на бесконечности (при  $\xi_2 \rightarrow \infty$ ), как и  $\Phi_1$ , равен нулю. Поверхностная плотность заряда

$$\tau_3 = -\frac{q_3}{4\pi d^2 l \sqrt{\frac{x_2^2 + y_2^2}{d^4} + \frac{z_2^2}{l^4}}}. \quad (1.58)$$

Как видно из (1.55) и (1.58), заряды  $q_3, -q_3$  распределены по поверхности уединенных эллипсоидов симметрично относительно их продольных осей, что естественно; на каждом контуре поперечного сечения эллипсоида поверхностная плотность заряда  $\tau_3 = \text{const}$ . В системе из двух эллипсоидов, находящихся под напряжением  $U$ , заряды на их поверхности за счет взаимного влияния смещаются и распределение их становится несимметричным. Кроме того, суммарные заряды  $\pm q$  на эллипсоидах становятся отличными от зарядов  $\pm q_3$  на уединенных эллипсоидах, при которых их потенциалы были бы равны  $\pm U/2$ . Однако при выполнении условия  $d \ll D$  смещением зарядов, как это делается в линейных проводниках [14], можно пренебречь, и более того, приближенно считать  $q \approx q_3$ . При таком допущении в строгом выражении для потенциала системы

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (1.59)$$



истинные потенциалы  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  можно заменить их приближенными значениями, равными потенциалам уединенных эллипсоидов (1.53) и (1.56).

Положив в (1.53) потенциал на поверхности первого эллипсоида  $\Phi_1 = U/2$ , получим выражение, связывающее заряд  $q_3$  с напряжением  $U$ :

$$q = \frac{4\pi\epsilon_a U \sqrt{l^2 - d^2}}{\ln \frac{1 + \sqrt{l^2 - d^2}}{l - \sqrt{l^2 - d^2}}}. \quad (1.60)$$

При этом формулы (1.53), (1.56) принимают вид

$$\Phi_1 = \frac{U}{2 \ln \frac{l + \sqrt{l^2 - d^2}}{l - \sqrt{l^2 - d^2}}} \ln \frac{\sqrt{\xi_1 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_1 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}}; \quad (1.61)$$

$$\Phi_2 = \frac{U}{2 \ln \frac{l + \sqrt{l^2 - d^2}}{l - \sqrt{l^2 - d^2}}} \ln \frac{\sqrt{\xi_2 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_2 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}}. \quad (1.62)$$

Обратим внимание на то, что при  $\xi_1 = 0$  и  $\xi_2 = 0$  эти выражения дают  $\Phi_1 = U/2$ ,  $\Phi_2 = -U/2$ , т. е. порознь они удовлетворяют заданным граничным условиям на поверхности эллипсоидов.

Подставив теперь (1.61), (1.62) в (1.59), получим приближенную формулу для потенциала системы из двух электродов

$$\Phi = \frac{U}{2 \ln \frac{l + \sqrt{l^2 - d^2}}{l - \sqrt{l^2 - d^2}}} \ln \left[ \frac{\sqrt{\xi_1 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_1 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}} \frac{\sqrt{\xi_2 + l^2} - \sqrt{l^2 - d^2}}{\sqrt{\xi_2 + l^2} + \sqrt{l^2 - d^2}} \right]. \quad (1.63)$$

Расстояние  $D$  между эллипсоидами здесь учитывается величиной  $\xi_2$ , значение которой для каждой точки наблюдения зависит от  $D$ . В плоскости симметрии системы  $\xi_1 = \xi_2$  и формула дает точное значение  $\Phi = 0$ . Во всех остальных точках будет погрешность, которая возрастает с удалением от плоскости симметрии и достигает максимума в точках на экваторах эллипсоидов  $x_1 = x_2 = d$ .

Так, для размеров  $d = 0,5$  мм,  $l = 5$  мм и  $D = 15$  мм в этих точках, как показывают расчеты, вместо  $\varphi = +U/2$  и  $\varphi = -U/2$  формула дает, соответственно,  $0,442U$  и  $-0,442U$ , т. е. относительная погрешность составляет 11,6 %. При движении по поверхности эллипсоида от экватора к вершине погрешность убывает, но довольно медленно.

Выясним, в какой мере поле системы из двух эллипсоидов в экваториальной плоскости  $z_1 = z_2 = 0$  отличается от поля двухпроводной линии, с которой сопрягаются полуэллипсоиды в принятой модели зонда (см. рис. 1.6). При выполнении условия  $d \ll D$ , как уже говорилось, можно считать, что распределение плотности заряда  $\tau$  по поверхности эллипсоида остается симметричным относительно их осей и, соответственно, на каждом контуре поперечного сечения эллипсоида величина напряженности электрического поля

$$E = -\frac{\partial U}{\partial \bar{n}} = \frac{\tau}{\epsilon_a} = \text{const},$$

где  $\bar{n}$  – внешняя нормаль к поверхности эллипсоида. Поэтому достаточно проследить за изменением потенциала вдоль оси  $x_1$ .

Потенциал бесконечной двухпроводной линии в случае линейных проводов ( $d \ll D$ ) определяется формулой

$$\Phi_\Lambda = \frac{U}{2 \ln D/d} \ln \bar{r}_2 / \bar{r}_1, \quad (1.64)$$

где  $\bar{r}_1, \bar{r}_2$ , – радиус-векторы точки наблюдения в плоскости поперечного сечения линии с началами на осях, соответственно, первого (с положительным потенциалом) и второго (с отрицательным потенциалом) проводников. На оси  $x_1$ , проходящей через оси проводников,  $r_1 = x_1$ ;  $r_2 = D - r_1$ . Формула (1.64) также приближенная, но погрешность расчета полей невелика. При относительном расстоянии между проводниками  $\hat{D} = D/d = 30$ , соответствующем приведенным выше размерам  $d$  и  $D$ , погрешность для точек на поверхности проводов составляет всего 1 %, и ею вполне можно пренебречь.

Значение приведенного потенциала  $\hat{\Phi}_\Lambda = \Phi_\Lambda / U$  на оси  $x_1$ , проходящей через оси проводников бесконечной линии с относительным расстоянием между проводниками  $\hat{D} = 30$  до точки симметрии  $x_1 = D/2$ , рассчитанные по (1.64), приведены в табл. 1.3

График, построенный по данным табл. 1.3, приведен на рис. 1.7. Для расстояния от точки симметрии  $x_1 = D/2$  до поверхности второго про-

водника потенциал изменяется по зависимости графика (см. рис. 1.7) и является отрицательным.

Таблица 1.3

**Потенциал двухпроводной линии**

$\hat{x}_1$	1	2	4	6	10	14	15
$\hat{\phi}$	0,5	0,387	0,275	0,203	0,102	0,019	0

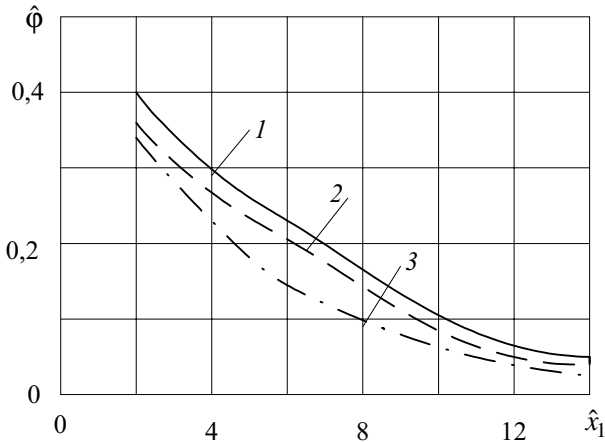


Рис. 1.7. График изменения потенциала вдоль линии, проходящей через оси двухпроводной линии 1 и через центры эллипсов; 2 – без поправочного коэффициента; 3 – с поправочным коэффициентом

В формуле (1.62) на оси  $x_1$ , проходящей через центры эллипсоидов, параметры  $\xi_1 = x_1^2 - d^2$ ,  $\xi = (D - d)^2 - d^2$ . Результаты расчетов по (1.63) для того же значения  $\hat{D} = 30$  и относительной длины большей полуоси  $\hat{l} = l/d = 10$  представлены в табл. 1.4

Таблица 1.4

**Потенциал системы двух эллипсоидов, рассчитанный по формуле (1.63)**

$\hat{x}_1$	1	2	4	6	10	14	15
$\hat{\phi}$	0,442	0,337	0,218	0,151	0,059	0,013	0

Построенный по табл. 1.4 график приведен также на рис. 1.7 (кривая 2).

Как видно из рис. 1.7, кривая  $\hat{\phi}(\hat{x}_1)$  для эллипсоидов не столь уж сильно отличается от кривой для двухпроводной линии. Это различие можно еще больше уменьшить введением в формулу (1.63) поправочного коэффициента  $\beta$ , подтягивающего кривую 2 потенциала эллипсоидов вверх так, чтобы значение его на поверхности эллипсоидов стало равным их истинным значениям 0,5 и  $-0,5$ . Для этого, очевидно, коэффициент необходимо ввести соотношением

$$\beta = \frac{0,5}{\hat{\phi}|_{\hat{x}_1=1}} = \frac{\ln \frac{\hat{l} + \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{\hat{l} - \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}}{\ln \left[ \frac{\hat{l} + \sqrt{\hat{l}^2 - 1} \sqrt{\xi_2 + \hat{l}^2 - \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}}{\hat{l} - \sqrt{\hat{l}^2 - 1} \sqrt{\xi_2 + \hat{l}^2 + \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}} \right]}, \quad (1.65)$$

где  $\hat{\phi}|_{\hat{x}_1=1}$  рассчитывается по (1.63) при  $\xi_1 = 0$ ,  $\hat{x} = x_2/d^2$ ,  $\xi_2 = (D-d)^2 - d^2$ . Для рассмотренного значения  $\hat{D} = 30$ ,  $\hat{l} = 10$  получим  $\beta = 1,13$ . Домножим все значения  $\phi$  в табл. 1.4 на это значение  $\beta$ ,

Таблица 1.5

Исправленный потенциал системы двух эллипсоидов

$\hat{x}_1$	1	2	4	6	10	14	15
$\hat{\phi}'_1$	0,5	0,381	0,247	0,171	0,078	0,015	0

получим значения, сведенные в табл. 1.6 для исправленного потенциала  $\hat{\phi}'_1 = \phi' b$ .

График, построенный по результатам табл. 1.5, представлен на рис. 1.7 (кривая 3). Видим, что исправленный потенциал  $\hat{\phi}$ , принимая на поверхности эллипсоидов в точках  $\hat{x}_1 = \hat{x}_2 = 1$  и в точке симметрии

истинные значения  $\pm 0,5$  и  $0$ , в остальных точках весьма мало отличается от потенциала двухпроводной линии. Отметим, однако, что при введении  $\beta$  по (1.65) во всех других плоскостях поперечного сечения поверхности первого эллипсоида будет получаться значение  $\hat{\phi}'$  несколько больше  $0,5$ , а на поверхности второго эллипсоида – несколько меньше  $-0,5$ . Но это отличие пренебрежимо мало; в точках на вершинах эллипсоидов, где оно наибольшее, для рассмотренного случая составит, как показывают расчеты, всего  $1\%$ .

С уменьшением размера  $\hat{l}$  при  $D = \text{const}$  кривая  $\hat{\phi}$  на рис. 1.7, как показывает анализ, все больше приближается в своем начале к  $0,5$ , но и все больше провисает посередине. Значит, коэффициент при этом будет уменьшаться. Значения  $\beta$ , рассчитанные по (1.65) для различных значений  $\hat{l}$  при  $\hat{D} = 30$ , приведены в табл. 1.6.

Таблица 1.6

Коэффициент  $\beta$  в зависимости от  $\hat{l}$

$\hat{l}$	4	6	8	10	12
$\beta$	1,07	1,09	1,11	1,13	1,14

Обратимся снова к рис. 1.7. Наклон кривых  $1$  и  $3$  на нем в начальной точке  $\hat{x} = 1$  (на поверхности проводников и поверхности эллипсоидов на экваторе) хотя и не сильно, но отличается. Это означает, что производные  $\partial\phi'_{\Delta}/\partial n$  для линии и  $\partial\phi'/\partial n$  для эллипсоида в этой точке будут разными, соответственно, разными будут плотности поверхностного заряда на линии и на эллипсоиде.

Поверхностная плотность заряда на проводнике линии (с положительным потенциалом)

$$\tau_{\Lambda} = \frac{U \epsilon_a}{2d \ln D/d} \cdot \quad (1.68)$$

Формула (1.68) получена в предположении, что распределение заряда на эллипсоидах в системе такое же, как и при их уединении, определяемое формулами (1.55), (1.58). При подстановке в них (1.60) для первого эллипсоида получим

$$\tau_3 = \frac{U \epsilon_a \sqrt{l^2 - d^2}}{\ln \frac{l + \sqrt{l^2 - d^2}}{l - \sqrt{l^2 - d^2}} d^2 l \sqrt{\frac{x_1^2 + y_1^2}{d^4} + \frac{z_1^2}{l^4}}}. \quad (1.69)$$

Исправляя потенциал эллипсоида введением коэффициента  $\beta$ , мы тем самым во столько же раз увеличиваем и плотность  $\tau_3 = -\epsilon_a \frac{\partial \phi}{\partial n}$ . Следовательно, мы переходим к новой, исправленной плотности в системе

$$\tau' = \beta \tau_3 \quad (1.70)$$

и, соответственно, новому значению заряда на эллипсоиде

$$q' = \beta q_3, \quad (1.71)$$

которое ближе к его истинной величине в системе, чем  $\tau_3$  и  $q_3$ , определяемые (1.68) и (1.60).

Сравним теперь исправленное значение  $\tau'$  на экваторе эллипсоида с плотностью на проводниках линии  $\tau_\wedge$ . На экваторе  $x_1^2 + y_1^2 = d^2$ ,  $z_1 = 0$  и по (1.69), (1.70) относительная поверхностная плотность заряда на экваторе первого эллипсоида

$$\hat{\tau}'_0 = \frac{\tau'_0}{U} = \frac{\beta \epsilon_a \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{d \hat{l} \ln \frac{l + \sqrt{l^2 - 1}}{l - \sqrt{l^2 - 1}}}. \quad (1.71)$$

При  $\hat{l} = 10$  безразмерная величина  $\tau'_0 \frac{d}{\epsilon_a} = 0,188$ ; для линии по

(1.68)  $\tau_\wedge \frac{d}{\epsilon_a} = 0,147$ . Величины эти получились разными, что видно из графиков рис. 1.7, причем  $\hat{\tau}'_0 > \hat{\tau}_\wedge$ . Различие будет и при других значениях  $\hat{l}$ .

Полученные результаты полностью соответствуют физическим представлениям. Как и следовало ожидать, электрические поля системы эллипсоидов в экваториальной плоскости и бесконечной двухпроводной линии точно не сшиваются. В модели зонда в плоскости сопряжения, проходящей через основание электродов, поле будет

отличаться и от поля бесконечной линии, и от поля системы эллипсоидов, хотя отличие это не столь уж велико. Из физических представлений следует, что в принятой модели зонда с приближением к плоскости сопряжения плотность заряда на проводниках линии постепенно возрастает от ее величины в бесконечной линии, а на поверхности электродов, наоборот, убывает от ее величины в системе эллипсоидов так, что в плоскости сопряжения эти плотности сравниваются и поля сшиваются. Не зная действительного закона этого убывания, примем, что плотность заряда на вершине электрода останется такой же, как и на вершине эллипсоида в системе эллипсоидов, а в точках на поверхности электрода в плоскости сопряжения  $z_1 = 0$  принимает среднее значение  $\tau_0$  между плотностями в бесконечной линии и в системе эллипсоидов

$$\tau_0 = \frac{\tau'_0 + \tau_\Lambda}{2}. \quad (1.73)$$

Уменьшение плотности заряда на электроде  $\tau'$  по сравнению с плотностью  $\tau$  на эллипсоиде в системе обозначим

$$\Delta\tau = \tau' - \tau \quad (1.74)$$

и примем, что оно линейно убывает вдоль  $z_1$  от величины

$$\Delta\tau_0 = \tau'_0 - \tau_0 = \frac{\hat{\tau}_0 - \tau_\Lambda}{2} \quad (1.75)$$

у основания до нуля на вершине, т. е.

$$\Delta\tau = \Delta\tau_0 (1 - z_1/l). \quad (1.76)$$

Тогда плотность заряда на электроде

$$\tau = \tau' - \Delta\tau = \tau' - \Delta\tau_0(1 - z_0/l) \quad (1.77)$$

и, соответственно, заряд на электроде

$$q = \frac{q'}{2} - \Delta q, \quad (1.78)$$

где  $q'$  определяется (1.60), а

$$\Delta q = \int_s \Delta\tau ds.$$

Здесь  $s$  – поверхность электрода. Элемент площади возьмем в виде кольца  $ds = 2\pi x_1 dz_1$ . Выразив по уравнению эллипса  $x_1$  через  $z_1$  и учтя (1.76), будем иметь

$$\Delta q = 2\pi d \Delta \tau_0 \int_0^l \left(1 - \frac{z_1}{l}\right) \sqrt{1 - \frac{z_1^2}{l^2}} dz.$$

Вычисление этого интеграла дает

$$\Delta q = 4/3 \pi d l \Delta \tau_0. \quad (1.79)$$

Подставляя теперь в (1.78) значения  $q'$ , определяемые по (1.60) и (1.79), и используя далее (1.75), (1.72) и (1.68), для приведенного заряда  $\hat{q} = q/U$ , равного по (1.10) емкости зонда  $C$ , получим

$$C = \hat{q} = \frac{\pi d \epsilon_a}{3} \left[ \frac{4\beta \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{\ln \frac{l + \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{l - \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}} + \frac{\hat{l}}{\ln \hat{D}} \right]. \quad (1.80)$$

Отнесем эту емкость к емкости отрезка двухпроводной линии (1.8) и получим поправочный коэффициент

$$K_2 = \frac{C}{C_0} = \frac{1}{3} \left[ \frac{4\beta \ln \hat{D} \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{\hat{l} \ln \frac{l + \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}{l - \sqrt{\hat{l}^2 - 1}}} + 1 \right]. \quad (1.81)$$

Полученная формула определяет поправочный коэффициент как функцию относительной длины электродов  $\hat{l} = l/d$  и относительного расстояния между ними  $\hat{D} = D/d$ . Коэффициент  $\beta$ , входящий в формулу, определяется по (1.65) и также зависит от этих величин. Таким образом, формула (1.81) весьма удобна для практических расчетов, ибо по ней можно вычислить поправочный коэффициент для любых значений  $d$ ,  $D$  и  $l$ , удовлетворяющих условиям  $d \ll D$ ,  $l > d$ . При уменьшении вследствие обгорания длины  $l$  конкретного зонда расстояние  $D = \text{const}$  и  $K_2$  будет функцией только  $\hat{l}$ .



Рассчитанные по (1.81) с привлечением табл. 1.7 значения  $K_2 = f(\hat{l})$  при  $\hat{D} = 30$  сведены в табл. 1.7.

Поведение коэффициента  $K_2$  в граничном виде приведено на рис. 1.8, откуда видно, что с уменьшением длины зонда коэффициент  $K_2$  возрастает, что имеет четкое физическое объяснение: чем короче электроды, тем сильнее их форма отличается от отрезка двухпроводной линии той же длины, тем больше, следовательно, должен быть поправочный коэффициент. Заметим, что при  $D = \text{const}$  и  $\hat{l} \rightarrow \infty$  формула (1.81) дает  $K_2 \rightarrow 1$ : полуэллиптические электроды в этом случае вырождаются в бесконечную двухпроводную линию.

Введение коэффициента  $\beta$ , в значительной мере уменьшающего погрешность расчетов по формуле (1.63), позволяет считать, что относительная погрешность результатов, получаемых по формуле (1.81), не превосходит единиц процентов.

Таким образом, предложенная методика позволяет теоретически рассчитать поправочный коэффициент  $K_2$ , учитывающий изменение формы электродов ЗДП при воздействии интенсивных тепловых потоков.

#### *Учет влияния слоя расплава на поверхности изолятора ЗДП*

Одним из факторов, влияющих на определение параметров плазмообразования, указан слой электронно-ионного расплава на поверхности изолятора ЗДП при воздействии на него интенсивных тепловых потоков ( $q \geq 1,5$  кВт/см<sup>2</sup>), который замыкает электроды ЗДП. При этом ток  $I$  в цепи питания зонда будет обусловлен не только электропроводностью плазмы  $G_{\text{пл}}$ , но и электропроводностью расплава  $G_p$ :

**Поправочный коэффициент  $K_2$   
в зависимости от  $\hat{l}$**

$\hat{l}$	4	6	8	10	12
$K_2$	1,47	1,32	1,24	1,19	1,17

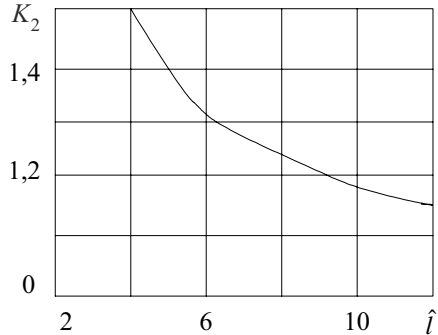


Рис. 1.8. График зависимости поправочного коэффициента от  $\hat{l}$

$$I = \frac{E}{\frac{1}{G_{\Sigma}} + R_{\text{ц}}}, \quad (1.82)$$

где  $R_{\text{ц}}$  – сопротивление цепи питания, включая сопротивление электродов;  $G_{\Sigma} = G_{\text{пл}} + G_{\text{р}}$  – суммарная электропроводность плазмы и расплава.

По измеренному току  $I$  при известных ЭДС и сопротивлении цепи по формуле (1.82) будет определяться, таким образом, не электропроводность плазмы  $G_{\text{пл}}$ , а суммарная электропроводность плазмы и расплава  $G_{\Sigma}$ .

Напомним, что в отсутствии расплава переход от электропроводности плазмы  $G_{\text{пл}}$  к ее удельной электропроводности  $\sigma_{\text{пл}}$  осуществляется на основании метода электростатической аналогии [15], в соответствии с которым

$$\sigma_{\text{р}} = \frac{G_{\text{р}} \varepsilon_{\text{а}}}{C}.$$

Если в это выражение вместо  $G_{\text{р}}$  подставить определяемую экспериментально проводимость  $G_{\Sigma}$ , то результат измерения

$$\sigma^* = \frac{G_{\Sigma} \varepsilon_{\text{а}}}{C}$$

будет содержать погрешность, обусловленную действием расплава:

$$\Delta\sigma = \sigma^* - \sigma_{\text{пл}} = \frac{G_{\text{р}} \varepsilon_{\text{а}}}{C}.$$

Вводя для исключения погрешности поправку

$$-\Delta\sigma = -\frac{G_{\text{р}} \varepsilon_{\text{а}}}{C},$$

получим выражение для действительного значения  $\sigma_{\text{пл}}$ , определяемого по результату измерения:

$$\sigma_{\text{пл}} = \sigma^* - \frac{G_{\text{р}} \varepsilon_{\text{а}}}{C}. \quad (1.83)$$

Как видим, для определения действительного значения удельной электропроводности плазмы по результату измерения необходимо знать электропроводность расплава  $G_{\text{р}}$ . Для определения ее, если она заранее неизвестна, возможны два пути – теоретический и экспериментальный.

Теоретический путь состоит в аналитическом определении удельной электропроводности расплава  $\sigma_p$  как функции физико-химических свойств плавящегося диэлектрика и распределения температуры в толще расплава с последующим определением по ней электропроводности  $G_p$ . При этом возможны два случая.

1. Расплав можно считать средой однородной, в каждой точке которой  $\sigma_p = \text{const}$ . Правомерность такого допущения зависит от закона изменения  $\sigma_p$  от температуры и требуемой точности определения удельной электропроводности плазмы. В этом случае для определения электропроводности расплава непосредственно может быть применен метод электростатической аналогии, по которому

$$G_p = \frac{\sigma_p C_p}{\epsilon_a}, \quad (1.84)$$

где  $C_p$  – емкость отрезка двухпроводной линии длиной  $l_p$  (рис. 1.9), расположенного в однородном диэлектрике с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$ , т. е. [14]

$$C_p = \frac{\pi \epsilon_a l_p}{\ln D/d}.$$

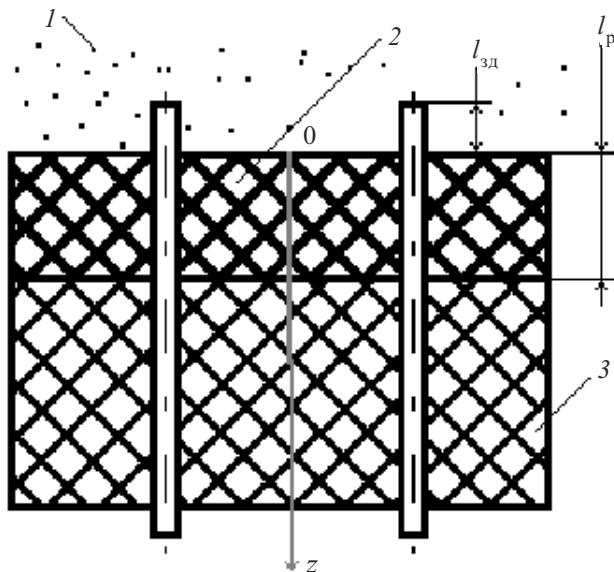


Рис. 1.9. Зонд при наличии слоя расплава: 1 – плазма; 2 – расплав; 3 – твердый диэлектрик

Тогда искомая электропроводность расплава

$$G_p = \frac{\pi l_p \sigma_p}{\ln D/d}. \quad (1.85)$$

2. Расплав неоднороден, что обусловлено зависимостью его удельной электропроводности от температуры. О виде этой зависимости можно судить на основании приведенного в [13] графика изменения температуры в расплаве: температура монотонно убывает от максимального значения на поверхности расплава до температуры плавления на границе раздела расплав-диэлектрик. Соответственно и удельная электропроводность расплава будет монотонно изменяться от какого-то значения  $\sigma_{p0}$  на поверхности до значения  $\sigma_{p,гр}$  на границе с диэлектриком. Пусть это изменение характеризуется функцией  $\sigma_p(x)$ , где  $x$  – координата с началом на поверхности расплава, направленная по нормали к ней.

Ко всему расплаву, ввиду его неоднородности, метод электростатической аналогии непосредственно не применим. Но его можно применить к элементарному слою расплава толщиной  $\alpha_z$ , электропроводность которого по аналогии с (1.85) будет

$$\frac{1}{\alpha_z} G_p = \frac{\pi \sigma_p(z)}{\ln D/d}.$$

Соответственно, электропроводность расплава

$$G_p = \frac{\pi}{\ln D/d} \int_0^{\alpha_z} \sigma_p(z) dz. \quad (1.86)$$

Формула определяет электропроводность расплава по известной функции  $\sigma_p(z)$ . Применяя теорему о среднем, ее можно привести к более простому виду

$$G_p = \frac{\pi l_p \sigma_{p,ср}}{\ln D/d}, \quad (1.87)$$

где среднее значение удельной электропроводности расплава

$$\sigma_{p,ср} = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} \sigma_p(z) dz. \quad (1.88)$$

Как видим, формула (1.87) полностью аналогична (1.85) с той лишь разницей, что вместо постоянной величины  $\sigma_p$  в ней стоит  $\sigma_{p,cr}$ .

В частном случае для линейной зависимости

$$G_p = \frac{\pi l_p (\sigma_{p0} + \sigma_{p,cr})}{2 \ln D/d}. \quad (1.89)$$

Экспериментальный путь состоит в опытным определении удельной электропроводности слоя электронно-ионного расплава с помощью еще одного зондового датчика, у которого электроды расположены заподлицо с поверхностью изолятора и имеют те же поперечные размеры, что и у ЗДП. Назовем его зондовым датчиком расплава ЗДР (рис. 1.10).

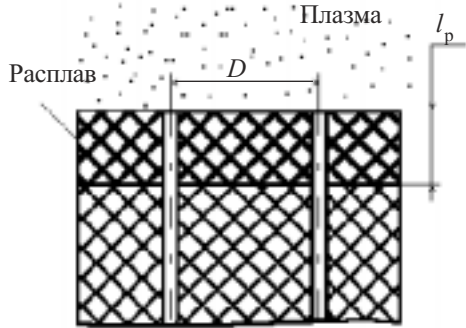


Рис. 1.10. Конструкция ЗДР

Эквивалентная схема замещения ЗДП при воздействии на него интенсивных тепловых потоков представлена на рис. 1.11, где  $R_p$  – сопротивление слоя расплава;  $E_{п}$  – ЭДС поляризации.

Данная схема представляет собой параллельное соединение сопротивлений, соответствующих плазме и слою расплава на поверхности изолятора.

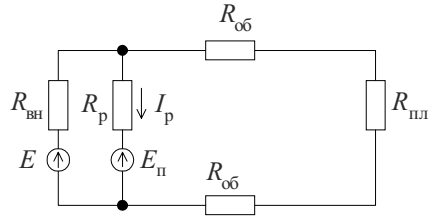


Рис. 1.11. Эквивалентная схема замещения ЗДП при воздействии интенсивных тепловых потоков

Сопротивление плазмы состоит из последовательно соединенных сопротивлений объемного заряда и плазменного образования. Появление ЭДС поляризации в расплаве и дополнительного сопротивления в плазме связано с образованием на поверхности электродов двойного электрического слоя из свободно заряженных частиц, что ведет к появлению объемного заряда и, соответственно, нелинейного сопротивления. При достаточно малых напряжениях, близких к нулю, и высоких значениях скоростей (температур) основных носителей величинами этих сопротивлений можно пренебречь.

Величина электропроводности слоя расплава и его толщина определяют сопротивление, возникающее между электродами, которое в соответствии с (1.11) запишется в виде

$$R_p = \frac{\ln \frac{D}{d}}{\pi l_p \sigma_p} K_p.$$

Тогда, обозначив через  $R_{ЗДП}$  и  $R_{ЗДР}$  сопротивления, измеренные, соответственно, ЗДП и ЗДР, запишем выражения для искомых сопротивлений расплава и плазмы

$$R_p = R_{ЗДР} - \frac{E_{\pi}}{I_{\pi}},$$

$$R_{\text{пл}} + 2R_{\text{об}} = \frac{R_{ЗДП} R_{ЗДР}}{R_{ЗДР} - R_{ЗДП}}.$$

Используя две пары датчиков (ЗДП и ЗДР) с различными межцентровыми расстояниями, по аналогии с (1.35) получим выражение для определения концентрации электронов при воздействии на зонды интенсивных тепловых потоков (рис. 1.12, а):

$$N_e = \frac{\left[ \ln \frac{D_1}{d} K_1' - \ln \frac{D_2}{d} K_1'' \right] v_{\text{эф}} K_2}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{зд}} \left[ \frac{R_{ЗДП1} R_{ЗДР1}}{R_{ЗДР1} - R_{ЗДП1}} - \frac{R_{ЗДП2} \cdot R_{ЗДР2}}{R_{ЗДР2} - R_{ЗДП2}} \right]}, \quad (1.90)$$

где  $R_{ЗДП1}$ ,  $R_{ЗДР1}$  – сопротивление зондовых датчиков плазмы и расплава с межцентровым расстоянием  $D_1$ ;  $R_{ЗДП2}$ ,  $R_{ЗДР2}$  – то же самое для зондовых датчиков плазмы и расплава с межцентровым расстоянием  $D_2$ ;  $K_2$  – коэффициент, учитывающий изменение геометрии электродов под воздействием интенсивных тепловых потоков.

Если пренебречь величиной объемного заряда (см. (1.31) и рис. 1.12, б)), то выражение для определения концентрации электронов будет иметь вид

$$N_e = \frac{\ln \frac{D}{d} v_{\text{эф}} K_1 K_2}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{зд}} \frac{R_{\text{ЗДП}} R_{\text{ЗДР}}}{R_{\text{ЗДР}} - R_{\text{ЗДП}}}}. \quad (1.91)$$

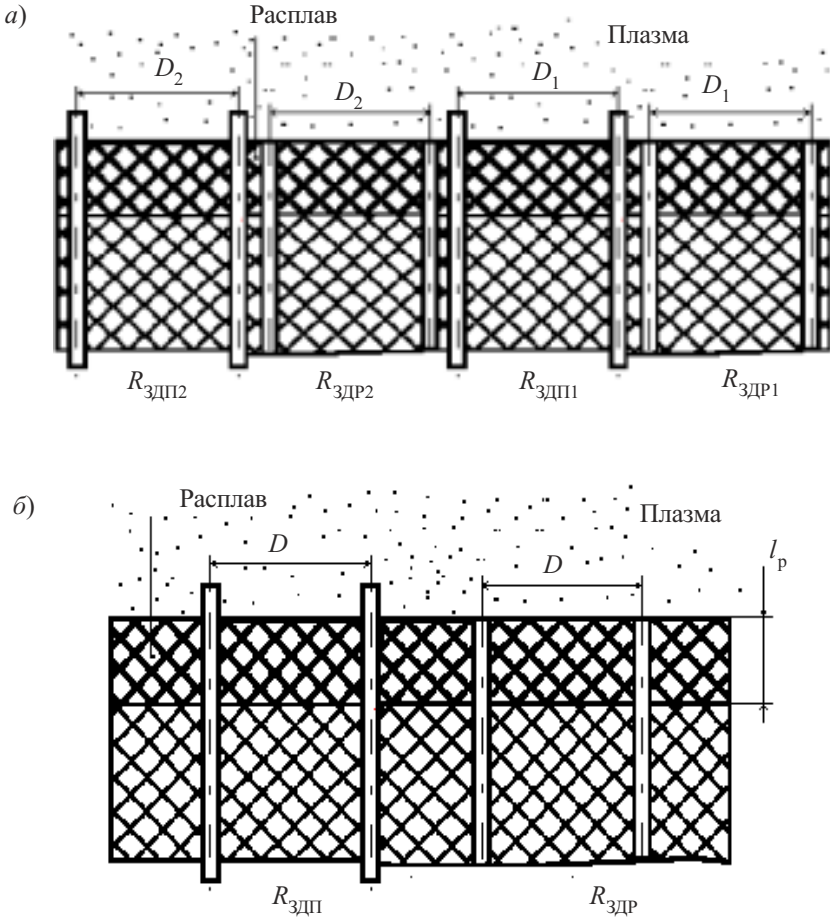


Рис. 1.12. Конструкция зондовых датчиков (комбинации ЗДП и ЗДР) для определения параметров плазмы и ТЗП с учетом (а) и без учета (б) влияния объемного заряда и ЭДС поляризации

Одна из причин ослабления СВЧ-сигнала в теплозащитной диэлектрической вставке антенного окна – слой электронно-ионного расплава

на ее поверхности. Предложенный способ измерения позволяет при известной толщине слоя расплава определять удельную электропроводность расплава ТЗП. Для двух ЗДР с различными межцентровыми расстояниями ( $D_1 \neq D_2$ ) по измеренным сопротивлениям электропроводность слоя расплава запишется в виде

$$\sigma_p = \frac{\left[ \ln \frac{D_1}{d} K_1' - \ln \frac{D_2}{d} K_1'' \right] v_{\text{эф}}}{\pi(R_{\text{ЗДР1}} - R_{\text{ЗДР2}})l_p}, \quad (1.92)$$

где  $K_1'$ ,  $K_1''$  – коэффициенты для межцентрового расстояния  $D_1$ ,  $D_2$  соответственно, учитывающие конечность длины электродов;  $R_{\text{ЗДР1}}$ ,  $R_{\text{ЗДР2}}$  – сопротивления, измеренные ЗДР с межцентровым расстоянием  $D_1$ . При пренебрежении ЭДС поляризации расчеты могут проводиться по формуле

$$\sigma_p = \frac{\ln \frac{D}{d}}{\pi R_{\text{ЗДР}} l_p} K_{1p}, \quad (1.93)$$

где  $K_{1p}$  – коэффициент, учитывающий конечность толщины слоя расплава.

Учитывая, что на практике величины  $D_1$  и  $D_2$  близки по значению, окончательная формула для определения концентрации электронов в плазме при отсутствии интенсивного нагрева (отсутствует слой расплава) с учетом объемного заряда будет иметь вид

$$N_e = \frac{\ln \frac{D_1}{D_2} v_{\text{эф}}}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi (R_{\text{ЗДП1}} - R_{\text{ЗДП2}}) l_{\text{ЗДП}}} K_1. \quad (1.94)$$

Без учета объемного заряда это выражение сводится к (1.35).

При интенсивном тепловом воздействии (образуется слой расплава на поверхности изолятора) с учетом объемного заряда получаем

$$N_e = \frac{\ln \frac{D_1}{D_2} v_{\text{эф}} K_1 K_2}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{ЗДП}} \left[ \frac{R_{\text{ЗДП1}} R_{\text{ЗДР1}}}{R_{\text{ЗДР1}} - R_{\text{ЗДП1}}} - \frac{R_{\text{ЗДП2}} R_{\text{ЗДР2}}}{R_{\text{ЗДР2}} - R_{\text{ЗДП2}}} \right]}, \quad (1.95)$$



$$\sigma_p = \frac{\ln \frac{D_1}{D_2} v_{\text{эф}} K_{1p}}{\pi l_p (R_{3ДР1} - R_{3ДР2})}. \quad (1.96)$$

Полученные выражения являются исходными для диагностики плазмы и расплава ТЗП на постоянном токе без снятия вольт-амперной характеристики при использовании только значения электрического сопротивления ЗДП и ЗДР.

### 1.3. Конструкции зондов проводимости

Под конструкцией зонда понимаем совокупность электродов с изолятором. Количество электродов в зависимости от требований точности измерений подробно рассмотрены в подразд. 1.2. Материалы для электродов и изолятора выбираются исходя из условия их эксплуатации на борту ГЛА.

Анализ источников информации [17, 18] показывает, что в качестве материала электродов целесообразно использовать сплав вольфрама с 20 % рения, так как у этого сплава устойчивость против эрозии и коррозии выше, чем у чистого вольфрама. Торец электродов (выступающих) рационально выполнить в виде полусферы для уменьшения воздействия набегающего теплового потока. Длина выступающих электродов  $l_{\text{зд}}$  выбирается исходя из создания минимальных возмущающих воздействий на ГЛА на баллистической траектории и не превышает 5 мм. Диаметр электродов зонда выбирается на основе механических и термических свойств материала, из которого они изготовлены. В случае выступающих электродов максимальное отклонение при воздействии набегающего потока определяется соотношением

$$\frac{S}{l_{\text{зд}}} = \frac{4\rho_{\infty} V_{\infty}^2 l_{\text{зд}}}{\pi E 2d},$$

где  $S$  – отклонение электрода ЗДП от вертикального положения;  $\rho_{\infty}$  – плотность в набегающем потоке;  $V_{\infty}$  – скорость набегающего потока;  $E$  – модуль упругости материала электрода. При плотности невозмущенного потока, равной  $10^{-2}$  от плотности на уровне моря, и  $V_{\infty} = 5$  км/с в случае, когда электроды сделаны из вольфрама:

$$\frac{S}{l_{зд}} \approx 10^{-6} \left[ \frac{l_{зд}}{2d} \right]^3.$$

Таким образом, с точки зрения механической реакции на аэродинамическое нагружение, когда головная ударная волна проходит линию установки зонда, при  $l_{зд} = 5$  мм, достаточно иметь электроды из вольфрама с рением диаметром 0,5 мм. Однако более существенным является термическое воздействие на ЗДП, которое продолжается 20–25 с (время полета ГЛА по нисходящей баллистической траектории). Поэтому диаметр электродов целесообразно выбрать равным 1,0 мм. Эксперименты с электродами из сплава вольфрама с рением диаметром 1,0 мм показали, что за 25 с воздействия интенсивного теплового потока (до 2,0 кВт/см<sup>2</sup>) электрод, хотя и меняет свою геометрию, функциональное назначение сохраняет.

Межцентровое расстояние выбирается исходя из оценки погрешности определения  $N_e$  и  $\sigma_p$ , которая будет приведена ниже.

В качестве изолятора, с точки зрения термоустойчивости и отсутствия вредных примесей, можно выбрать материал ВИО-18, основу которого образует SiO<sub>2</sub>. Исследования также проводились с материалом РТП-170, который широко используется для теплозащиты бортовых антенн. Следует отметить, что расплав материала ВИО-18 обладает достаточной вязкостью, что особенно важно в условиях аэродинамического воздействия. Внешний вид зондовых датчиков приведен на рис. 1.13 и 1.14. В целях снижения температуры, воздействующей на электроды за счет реакции фазовых превращений (происходит испаре-



Рис. 1.13. Внешний вид ЗДП с изолятором из материала ВИО-18

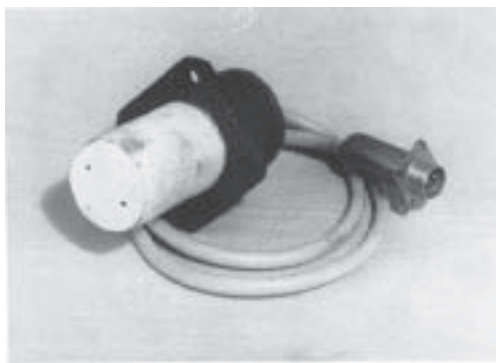


Рис. 1.14. Внешний вид ЗДП с изолятором из материала ВИО-18

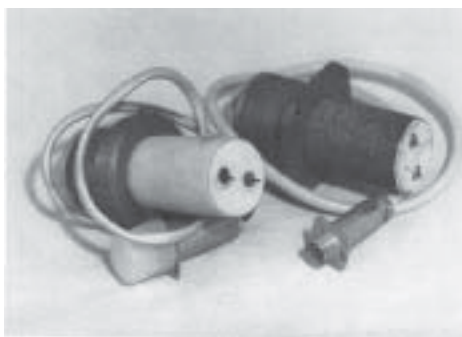


Рис. 1.15. Внешний вид ЗДП с изолятором из двух компонент

ние менее тугоплавкой компоненты изолятора), может быть предложена конструкция ЗДП, которая изображена на рис. 1.15.

#### 1.4. Аппаратура зондов проводимости

Основной операцией при определении параметров плазмы с помощью ЗДП является измерение сопротивления зонда.

При подключении к ЗДП источника питания постоянного тока через делитель выходное напряжение, снимаемое с зонда, будет изменяться пропорционально изменению величины сопротивления  $R_{\text{ЗДП}}$ . Но такая схема допускает лишь узкий диапазон изменения сопротивлений. Расширить динамический диапазон измерений можно использованием дополнительных источников питания, подключаемых к делителю при изменении напряжения на выходе, вызываемого изменением сопротивле-

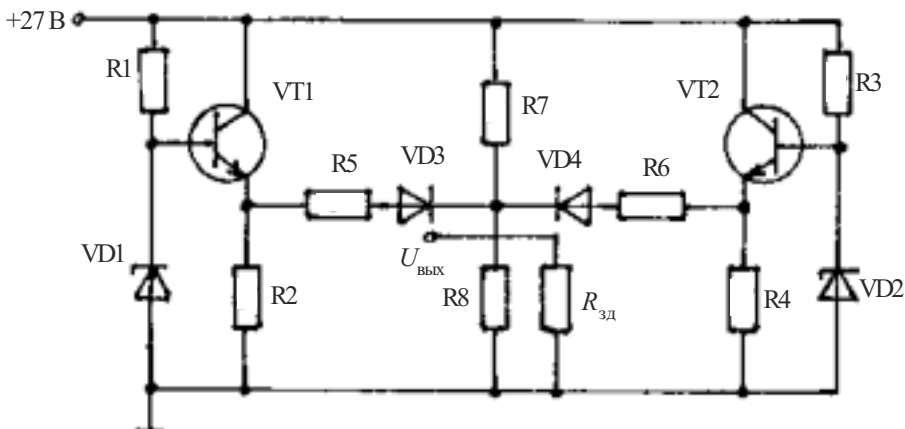


Рис. 1.16. Схема источника питания двойного зондового датчика

ния зондового датчика (рис. 1.16). Схема состоит из делителей напряжения R7, R8, двух стабилизаторов напряжения, построенных на транзисторах VT1 и VT2 и резисторах R1, R2 и R4, дополнительных сопротивлений R5 и R6, подключенных к делителю напряжения через диоды VD3 и VD4.

Принцип работы схемы можно пояснить с помощью эквивалентной схемы (рис. 1.17).

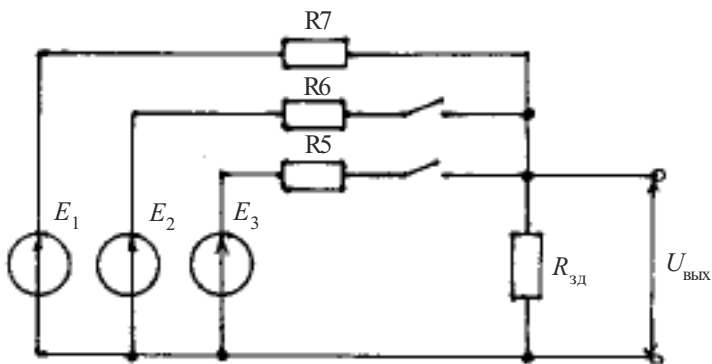


Рис. 1.17. Эквивалентная схема источника питания двойного зондового датчика

При уменьшении сопротивления ЗДП, установленного на входе схемы, происходит уменьшение падения напряжения на нем. При этом уменьшении напряжения с 12 до 4,9 В к ЗДП подключается дополнительный источник питания  $E_2$  с добавочным сопротивлением R6, при

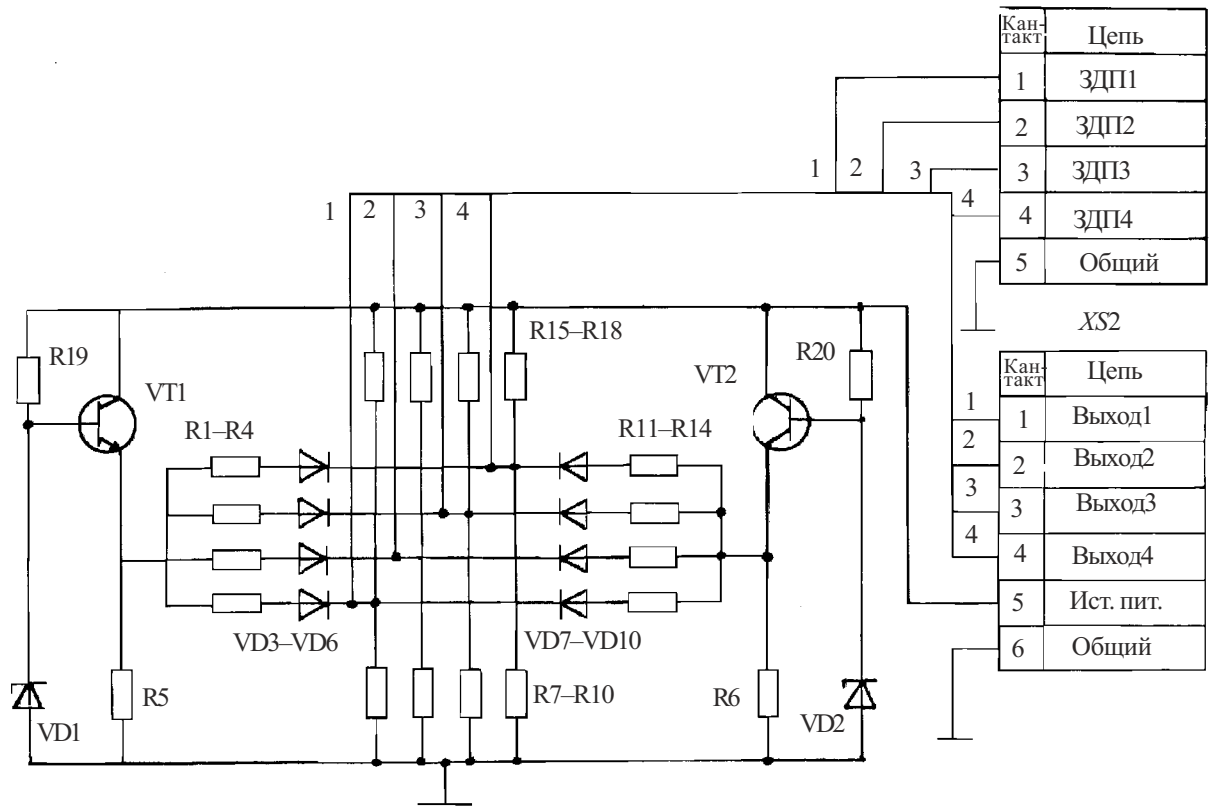


Рис. 1. 18. Схема источника питания четырех зондовых датчиков

дальнейшем уменьшении напряжения до 2,6 В к ЗДП подключается источник питания  $E_3$  с добавочным сопротивлением R5. В результате подключения к зонду различных источников питания существенно расширяется динамический диапазон и повышается точность определяемых сопротивлений по сравнению с работой от одного источника питания. В результате при изменении величины сопротивления ЗДП на выходе схемы пропорционально происходит изменение входного напряжения. Приведенная схема источника питания рассчитана на подключение только одного ЗДП. Если необходимо запитать несколько ЗДП, то схема должна быть изменена. На рис. 1.18 представлена схема для работы с четырьмя ЗДП.

Выходная характеристика блока питания зондового датчика – это зависимость выходного напряжения от сопротивления зонда. Для примера ее расчет был выполнен для схемы делителей напряжений, представленной на рис. 1.19. К выходу схемы подключен ЗДП, имеющий сопротивление  $R_{ЗДП}$ , изменяющееся в зависимости от электро-

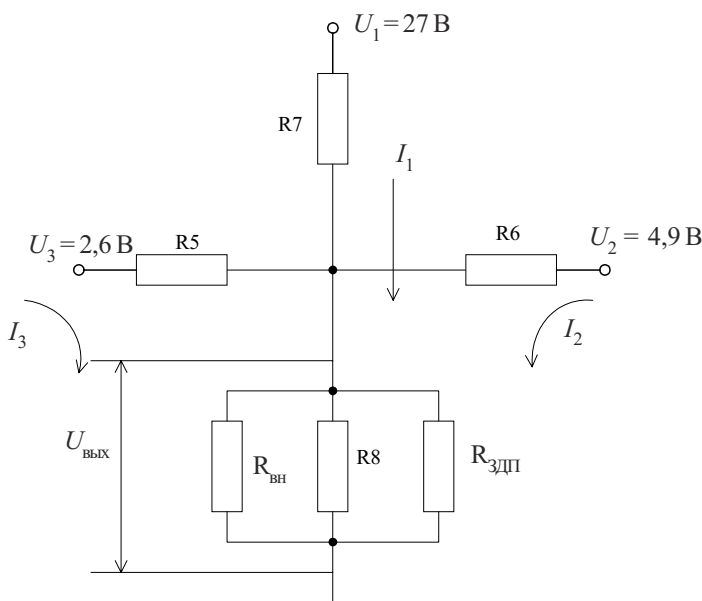


Рис. 1.19. Схема электрическая делителя напряжений

проводности плазмы, и входное сопротивление измерительного канала. Результаты расчета выходной характеристики блока питания сведены в табл. 1.8.

Таблица 1.8

**Зависимость выходного напряжения от сопротивления ЗДП**

$R_{\text{ЗДП}}, \text{ Ом}$	10	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
$U_{\text{вых}}, \text{ В}$	0,3	1,2	2,9	4,6	7,9	11,0

По данным табл. 1.8 построен график зависимости выходного напряжения от сопротивления ЗДП (рис. 1.20).

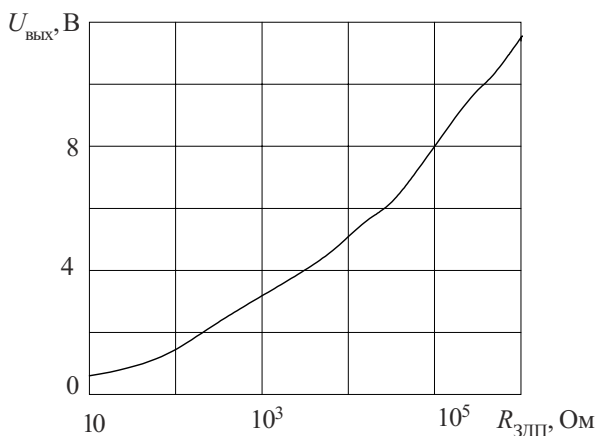


Рис. 1.20. Зависимость выходного напряжения от сопротивления двойного зонда

После установки ЗДП на борт ГЛА или перед стендовыми испытаниями необходимо провести калибровку блока питания и измерительного канала. Для этого можно использовать калибратор, возможный вариант схемы которого представлен на рис. 1.21. Резисторы калибратора должны пройти отбор на соответствие номинальному значению. При этом используются резисторы с отклонением от номинального значения не более 0,1 %. Это необходимо для того, чтобы уменьшить погрешность измерения  $R_{\text{ЗДП}}$ .

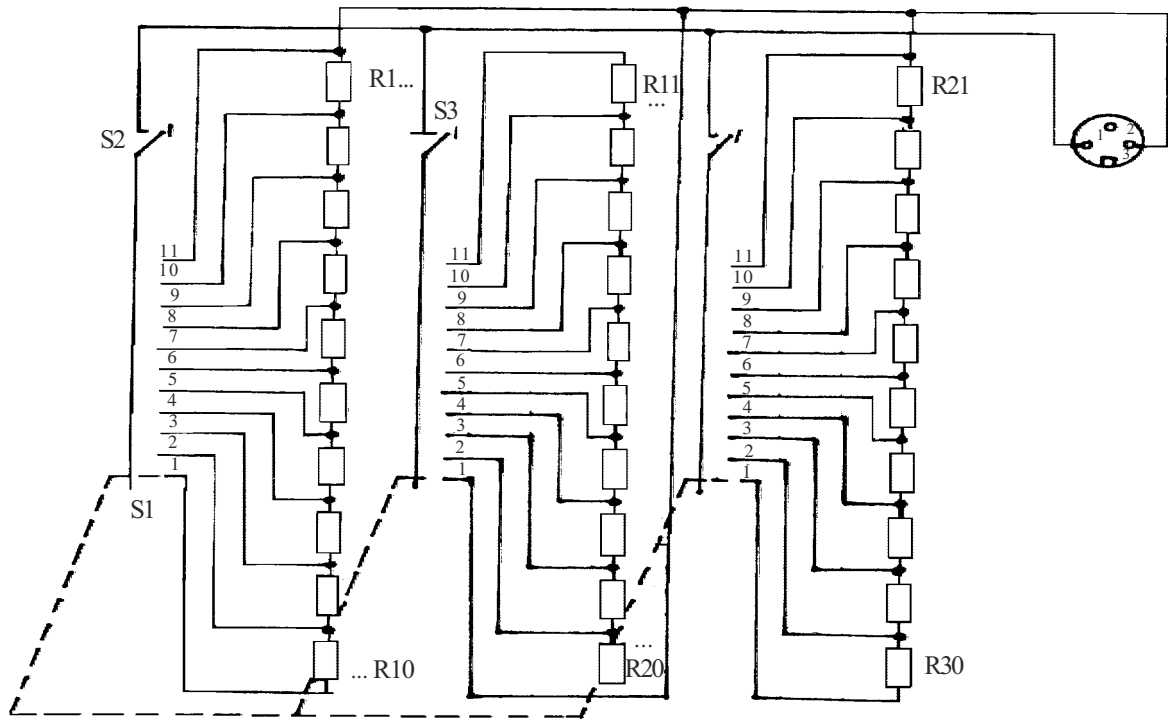


Рис. 1. 21. Схема калибратора



## 1.5. Метрологическое обеспечение измерения параметров плазмы и расплава

Способ минимизации погрешности измерения параметров плазмы и расплава теплозащиты при помощи ЗДП и ЗДР на постоянном токе зависит от выбора метода измерений, конструкции и размеров датчиков.

При использовании выражения (1.94) для расчета концентрации электронов плазмы по результатам измерений сопротивлений ЗДП на постоянном токе значение среднеквадратической относительной погрешности измерений величины  $N_e$  можно записать в виде

$$\delta N_e = \sqrt{\left( \frac{1}{\ln \frac{D_1}{D_2}} \right)^2 (\delta D_1^2 + \delta D_2^2) + \delta v_{эф}^2 + \delta l_{ЗДП}^2 + \left( 1 - \frac{R_{ЗДП2}}{R_{ЗДП1}} \right)^2 \times \delta^2 R_{ЗДП1} + \left( \frac{R_{ЗДП1}}{R_{ЗДП2}} - 1 \right)^2 \delta^2 R_{ЗДП2}}, \quad (1.97)$$

где  $\delta D_1$ ,  $\delta D_2$ ,  $\delta l_{ЗДП}$  – среднеквадратические относительные погрешности измерения межцентровых расстояний и длин электродов ЗДП;  $\delta v_{эф}$  – среднеквадратическая относительная погрешность определения эффективной частоты соударений электронов с нейтральными частицами;  $\delta R_{ЗДП1}$ ,  $\delta R_{ЗДП2}$  – среднеквадратические относительные погрешности определения сопротивлений ЗДП.

Погрешность определения величины концентрации электронов при использовании двух пар ЗДП и ЗДР с различным межцентровым расстоянием (см. рис. 1.12, а) в условиях воздействия на них интенсивного теплового потока определяется следующим выражением:

$$N_e = \sqrt{\delta v_{эф}^2 + \delta l_{ЗДП}^2 + \frac{\delta^2 D_1 + \delta^2 D_2}{\left( \ln \frac{D_1}{D_2} \right)^2} + \frac{1}{\left( 1 - \frac{\ln D_1 / d}{\ln D_2 / d} \right)^2}} \times \sqrt{\left( 1 - \frac{K_{1p} \sigma_p l_p}{\pi K_1 \sigma_{пл} l_{ЗДП} K_2} \right)^2 \left[ (\delta R_{ЗДП1})^2 + (\delta R_{ЗДР1})^2 \right] + \left( \frac{K_{1p} \sigma_p l_p}{\pi K_1 \sigma_{пл} l_{ЗДР} K_2} \right)^2}$$

$$\times \left[ (\delta R_{3ДП2})^2 + (\delta R_{3ДП1})^2 \right] \Bigg\},$$

где  $\delta D_1$ ,  $\delta D_2$ ,  $\delta l_{3ДП}$  – среднеквадратические относительные погрешности измерения межцентровых расстояний и длин электродов ЗДП;  $\delta v_{эф}$  – среднеквадратическая относительная погрешность определения эффективной частоты соударений электронов с нейтральными частицами,  $\delta R_{3ДП1}$ ;  $\delta R_{3ДП2}$  – среднеквадратические относительные погрешности определения сопротивлений ЗДП.

Погрешность определения величины концентрации электронов при использовании двух пар ЗДП и ЗДР с различным межцентровым расстоянием (см. рис. 1.12, а) в условиях воздействия на них интенсивного теплового потока определяется следующим выражением:

$$N_e = \sqrt{\delta v_{эф}^2 + \delta l_{3ДП}^2 + \frac{\delta^2 D_1 + \delta^2 D_2}{\left(\ln \frac{D_1}{D_2}\right)^2} + \frac{1}{\left(1 - \frac{\ln D_1 / d}{\ln D_2 / d}\right)^2}} \times$$

$$\times \left\{ \left(1 - \frac{K_{1p} \sigma_p l_p}{\pi K_1 \sigma_{пл} l_{3ДП} K_2}\right)^2 \left[ (\delta R_{3ДП1})^2 + (\delta R_{3ДР1})^2 \right] + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{K_{1p} \sigma_p l_p}{\pi K_1 \sigma_{пл} l_{3ДР} K_2}\right)^2 \left[ (\delta R_{3ДП2})^2 + (\delta R_{3ДР2})^2 \right] \right\}.$$

При использовании лишь двух датчиков ЗДП и ЗДР (см. рис. 1.12, б) для определения величины  $N_e$  в условиях воздействия интенсивного теплового потока выражение для расчета среднеквадратической погрешности определения концентрации электронов запишется в виде

$$\delta N_e = \sqrt{\delta v_{эф}^2 + \delta l_{3ДП}^2 + \frac{\delta^2 D_1 + \delta^2 D_2}{\ln \frac{D_1}{D_2}} + \frac{1}{\left(\frac{R_{3ДП1} R_{3ДР1}}{R_{3ДР1} - R_{3ДП1}} - \frac{R_{3ДП2} R_{3ДР2}}{R_{3ДР2} - R_{3ДП2}}\right)^2}} \times$$

$$\left. \begin{aligned} & \times \left\{ \frac{R_{3ДП1}^2 R_{3ДР1}^2 (R_{3ДР1}^2 \delta_{3ДП1}^2 + R_{3ДП1}^2 \delta_{3ДР1}^2)}{(R_{3ДР1} - R_{3ДП1})^4} \right\} + \\ & + \frac{R_{3ДП2}^2 R_{3ДР2}^2 (R_{3ДР2}^2 \delta_{3ДП2}^2 - R_{3ДП2}^2 \delta_{3ДР2}^2)}{(R_{3ДР2} - R_{3ДП2})^2} \end{aligned} \right\}. \quad (1.98)$$

Погрешность определения удельной электропроводности слоя расплава на постоянном токе при использовании двух ЗДР с разным межцентровым расстоянием в условиях воздействия интенсивного теплового потока определяется выражением

$$\delta\sigma_p = \sqrt{\left[ \frac{1}{\ln \frac{D_1}{D_2}} \right] \left[ \delta D_1^2 + \delta D_2^2 \right] + \delta l_p^2 + \left( 1 - \frac{R_{3ДР1}}{R_{3ДР2}} \right)^2 \delta R_{3ДР1}^2 + \left( \frac{R_{3ДР1}}{R_{3ДР2}} - 1 \right)^2 \delta R_{3ДР2}^2}. \quad (1.99)$$

Проведенный анализ и расчеты показали, что при использовании двух датчиков с различным межцентровым расстоянием минимальной погрешностью будет обладать комбинация датчиков с соотношением размеров  $D/d \approx 15$ ,  $D_1/D_2 \approx 4$ . Так же можно показать, что использование тех же двух пар датчиков позволяет определять концентрацию электронов с погрешностью не хуже 20 %. Определение концентрации электронов комбинацией ЗДП и ЗДР (см. рис. 1.12, б) возможно с погрешностью не хуже 50 %.

### 1.6. Метод калибровки зондов проводимости

По измеренному сопротивлению ЗДП, используя формулы (1.91), (1.93)–(1.96), можно определить удельную электропроводимость плаз-

мы и концентрацию электронов. Однако при воздействии на поверхность ГЛА высокоинтенсивных тепловых потоков, как отмечалось ранее, происходит изменение геометрии электродов ЗДП. Введением поправочного коэффициента (см. подразд. 1.2), учитывающего изменение геометрии электродов, в формулы (1.91) и (1.95) можно точность определения параметров плазмы практически оставить на прежнем уровне. Но так как в полете процесс изменения геометрии электродов ЗДП не может быть проконтролирован, встает задача калибровки датчиков в лабораторных условиях с целью определения геометрии электродов ЗДП для различных тепловых воздействий. Исследования в лабораторных условиях требуют и вопрос оценки толщины слоя расплава от плотности тепловых потоков, воздействующих на ТЗП.

Метод калибровки зондовых датчиков можно представить следующим образом. Исходными данными для калибровки должны стать значения измеренных в полете тепловых потоков, воздействующих на поверхность ГЛА в местах установки ЗДП и ЗДР. Воздействие этих значений удельных тепловых потоков на зондовые датчики необходимо промоделировать в лабораторных условиях. В качестве лабораторного источника теплового воздействия можно использовать различного рода плазмотроны. При воздействии моделирующих тепловых потоков на ЗДП определяются изменения геометрии выступающих электродов датчика. По изложенной в подразд. 1.2 методике определяется поправочный коэффициент  $K_2$ , который используется при расчетах концентрации электронов и удельной электропроводности плазмы. Далее определяется электропроводность слоя расплава. Наиболее простой подход базируется на расчете величины  $\sigma_p$  по измеренному во время теплового воздействия сопротивлению  $R_{здр}$  и определении с помощью микроскопа толщины слоя расплава после теплового воздействия. Погрешность такой оценки определяется тем, что не вся визуально измеренная толщина вносит одинаковый вклад в суммарное сопротивление пленки расплава, и в силу этого полученный результат является нижней границей значений  $\sigma_p$ . Другой подход основан на определении удельной электропроводности  $\sigma_p$  и толщины слоя расплава  $l_p$  по зондовым и радиометрическим измерениям.

Для реализации предлагаемого метода калибровки необходимо использование стендового комплекса, который бы по своим характеристикам позволял осуществлять калибровку зондовых датчиков по вышеизложенной методике.

## 2. СТЕНДОВЫЙ КОМПЛЕКС КАЛИБРОВКИ ЗОНДОВЫХ ДАТЧИКОВ

### 2.1. Основные технические требования к комплексу калибровки

Стендовый комплекс для калибровки зондовых датчиков должен обеспечивать получение данных для определения поправочного коэффициента  $K_2$  и данных для оценки электропроводности или толщины расплавленного слоя изолятора электродов зонда. Исходными данными для проведения калибровочных испытаний зондов на стенде должны стать значения плотности теплового потока в функции времени входа в плотные слои атмосферы ГЛА, полученные в результате натурных экспериментов. Известные временные зависимости плотности теплового потока должны воспроизводиться на калибруемых зондах посредством стендового комплекса. Кроме того, целесообразно в стендовом комплексе предусмотреть эталонное измерение концентрации электронов плазмы для сравнения с результатами последующих измерений, проводимых с помощью зондов.

Функционально в составе комплекса можно выделить следующие необходимые части: плазмообразующую и измерительную (рис. 2.1). Плазмообразующая часть комплекса предназначена для получения плазменного образования достаточных размеров с параметрами, соответствующими или близкими к параметрам плазменной оболочки, образующейся вокруг ГЛА в полете, и чистого образования, с точки зрения примесей, сопровождающих процесс его получения. Для оценки требований к геометрическим размерам плазмообразования введем показатель – коэффициент совмещения

$$K_s = W / W_0 ,$$

где  $W$  – диаметр поперечного сечения плазмообразования;  $W_0$  – диаметр поперечного сечения зондовых датчиков.

Физическая сущность этого параметра заключается в следующем. При воздействии плазмообразования на калибруемый зондовый датчик оно должно полностью перекрывать его по сечению, а из-за имею-

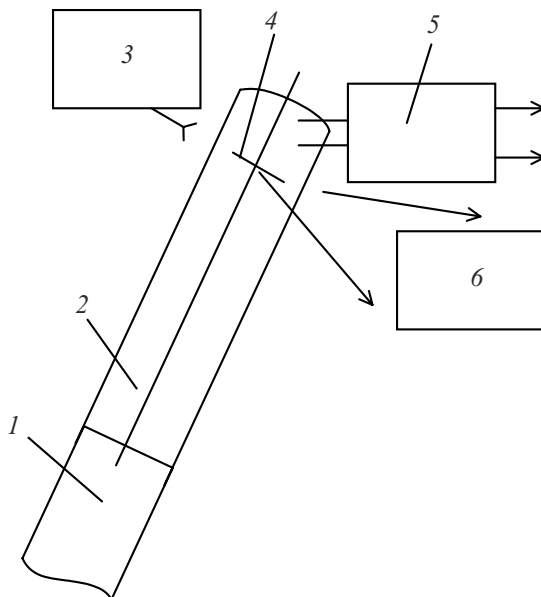


Рис. 2.1. Функциональная схема для лабораторной калибровки зондовых датчиков: 1 – источник плазмы; 2 – плазменное образование; 3 – радиометрическая установка; 4 – датчик плотности теплового потока плазмы; 5 –ЗДП или ЗДР; 6 – спектрометрическая установка

щегося градиента температур в плазменном образовании перекрытие необходимо выполнять с некоторым запасом, т. е. коэффициент совмещения должен быть всегда больше единицы. Для рассмотренных ранее конструкций ЗДП, выбрав  $K_s = 1,5$ , получаем, что диаметр плазмообразования должен быть не менее 45 мм. При создании плазмообразующей части стенда необходимо обеспечить исключение влияния конструктивных элементов используемого генератора плазмы на измерительную часть комплекса. Этого можно достичь использованием плазмообразования с длиной не менее 400 мм. Известно, что по длине плазмообразования его температура изменяется от максимального у выходного сопла генератора плазмы до температуры окружающего воздуха в конце струи. Такая длина плазмообразования позволит изменять тепловой поток, воздействующий на исследуемые изделия, в широком диапазоне значений путем перемещения выходного сопла генератора плазмы относительно калибруемых датчиков.

Таблица 2.1

## Сравнение характеристик генераторов плазмы

Способ использования плазмы	Температура плазмы $T$ , К	Концентрация электронов $N_e$ , $1/\text{см}^3$	Давление в плазме $P$ , $\text{кг}/\text{см}^2$	Скорость плазмы $V_{\text{max}}$ , м/с	Диаметр струи $D$ , см	Мешающие факторы				
						Замкнутый объем	Внешнее ВЧ-поле	Трудность управления	Импульсная плазма	Другие факторы
<i>Плазма термической ионизации</i> Изотермическая ионизация Термосветовая ионизация	$3 \cdot 10^3$	$10^{13}$	–	*	До 100 2–8	–	–	–	–	Наличие нагара –
	$4 \cdot 10^3$		1	–		–	–	–	–	
	<i>Плазма ударной ионизации</i> Ударные трубки Трубки адиабатического сжатия Электроразрядные трубки	$3 \cdot 10^4$	$10^{12}$	–	230	–	+	–	+	+
$>3 \cdot 10^4$		–		230	–	+	–	+	+	–
$>10^5$		$4 \cdot 10^4$	–	$10^4$	–	+	–	+	+	–
<i>Плазма, ионизированная энергией электрического поля</i> Разряд низкого давления с холодным катодом ВЧ-разряд	$>5 \cdot 10^3$	$10^{10}$	$<1$	0	–	+	–	–	–	Большой градиент температуры
	$>5 \cdot 10^3$	$10^{13}$	0,01–0,6	–	5	–	+	–	–	
<i>Дуговой разряд</i>	$>5 \cdot 10^3$	$10^{16}$	0,01–0,6	50	До 50	–	–	–	–	–

\* Зависит от режима работы жидкостно-реактивного двигателя.

Методы создания лабораторной плазмы можно классифицировать по способу сообщения энергии ионизации (плазма термической ионизации, плазма ударной ионизации, ионизация электрическим полем, ионизация потоком частиц высокой энергии, комбинированные методы ионизации рабочего вещества), по области существования плазмы (плазма в свободном пространстве, плазма в замкнутом объеме), по длительности (непрерывная и импульсная).

В табл. 2.1 приведено сравнение различных способов создания плазмы по основным параметрам и характеристикам. Из этого сравнения можно сделать вывод, что для калибровки ЗДР и ЗДП в соответствии с основными характеристиками условий их работы на борту целесообразно использовать электродуговой плазмотрон.

С позиции приближения свойств лабораторной плазмы к эксплуатационным свойствам полетной плазмы следует в качестве плазмообразующего газа использовать воздух.

Измерительная часть стенда, как видно из рис. 2.1, должна включать устройства зондовой, спектрометрической и калориметрической диагностики параметров, а также радиометрическую установку.

## **2.2. Измерительная часть стенда для калибровки зондовых датчиков**

### *Спектрометрический метод*

Спектрометрические методы дают много ценных сведений о температуре, составе и концентрации плазмы и позволяют исследовать ее спектр излучения [19–21]. В силу отработанности, хорошего технического оснащения, достаточно высокой точности измерений спектроскопические методы можно использовать как эталонные методы лабораторного измерения электрических параметров плазмы, например, температуры или концентрации электронов при калибровке зондовых датчиков. Известно, что плазма электродуговых плазмотронов находится в состоянии локального термодинамического равновесия, что и позволяет использовать спектрометрические методы.

Существуют два основных метода спектрометрической диагностики плазмы: метод абсолютных интенсивностей, в котором интенсивность излучения плазмы определяется на основе сравнения с излучением эталонного источника, интенсивность которого известна, и метод относи-



тельных интенсивностей, в котором сравниваются излучение плазмы на двух различных частотах.

Реализация спектрометрической установки с использованием метода относительных интенсивностей наталкивается на трудности, связанные с перестройкой спектрометра в процессе измерения на другую частоту принимаемого излучения. Поэтому в спектрометрической установке стенда для калибровки целесообразно использовать метод абсолютных интенсивностей.

Для этого метода диагностики был выполнен анализ погрешностей измерения электрических параметров воздушной плазмы. Результаты анализа в графическом виде представлены на рис. 2.2, 2.3. На этих графиках  $\Delta T_e / T_e$  и  $\Delta D / D$  – относительные погрешности измерений температуры эталонного источника и геометрической толщины плазменного образования в исследуемом сечении соответственно.

Из анализа графиков следует, что в погрешность диагностики электрических параметров плазмы погрешность измерения температуры эталонного источника дает вклад в 20 раз больший, чем погрешность измерения толщины плазмы. Также видно, что величина  $\Delta N_e / N_e$  зависит от температуры плазмы линейно, но с увеличением погрешности измерений толщины плазмы  $\Delta D / D$  при больших температурах увеличивается на большую величину, чем при низких  $T_e$ . Погрешность  $\Delta T_e / T_e$  влияет на  $\Delta D / D$ .

Из анализа графика на рис. 2.3, а можно заключить, что при обеспечении погрешности  $\Delta T_e / T_e = \pm 1\%$  и  $\Delta D / D = \pm 25\%$  погрешность не превышает 8 %.

Таким образом, полученные результаты по точности спектрометрического метода диагностики параметров плазмы подтверждают вышесказанное предположение о возможности использовать спектрометрический метод в качестве эталонного.

### *Калометрический метод*

Существует большое разнообразие методов и устройств для измерения плотности тепловых потоков. Наиболее полный обзор современных методов и устройств для измерения тепловых потоков приведен в работах [22, 23]. На основании проведенного анализа методов измерения плотности тепловых потоков можно заключить, что наиболее приемлемыми по точности измерения нестационарных тепловых потоков величиной до 1,5–2,5 кВт/см являются методы, основанные на реше-

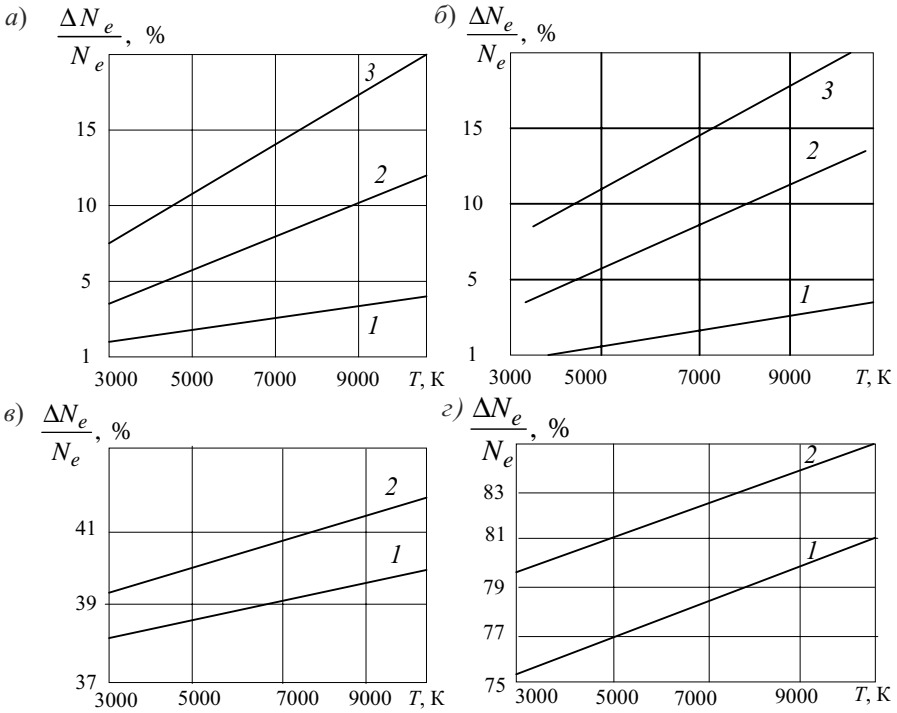


Рис. 2.2. Зависимость погрешностей измерения концентрации электронов плазмы от температуры плазмы: а)  $\Delta D/D = \pm 0\%$ ; 1, 2, 3 –  $\Delta T_3/T_3 = 1; 3; 5\%$  соответственно; б)  $\Delta T_3/T_3 = 0\%$ ; 1, 2, 3 –  $\Delta D/D = \pm 1; 10; 15\%$  соответственно; в)  $\Delta T_3/T_3 = \pm 1\%$ ; 1, 2 –  $\Delta D/D = \pm 1; 15\%$  соответственно; з)  $\Delta T_3/T_3 = \pm 2\%$ ; 1, 2 –  $\Delta D/D = \pm 1; 5\%$  соответственно

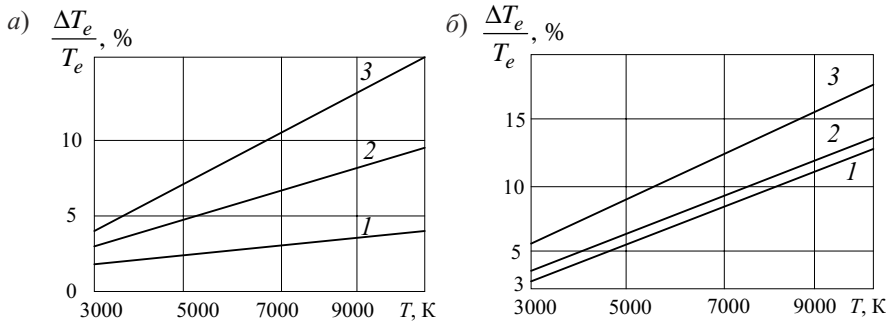


Рис. 2.3. Зависимость измерений температуры электронов плазмы от температуры плазмы: а)  $\Delta T_3/T_3 = \pm 1\%$ ; 1, 2, 3 –  $\Delta D/D = \pm 1; 25; 50\%$  соответственно; б)  $\Delta T_3/T_3 = \pm 3\%$ ; 1, 2, 3 –  $\Delta D/D = \pm 1; 10; 50\%$  соответственно

нии обратных задач теплопроводности (ОЗТ) [24], которые позволяют восстанавливать плотность теплового потока, проходящего в исследуемый объект, по измеренным внутри материала температурам [25]. Наибольший интерес представляют методы решения ОЗТ в постановке задачи оптимального управления, обладающие хорошей разрешающей способностью при достаточно быстрой сходимости.

Поэтому в ходе работ ставилась задача создания программы для решения на ЭВМ одномерной нелинейной ОЗТ с подвижной границей методом параметрической оптимизации, позволяющей рассчитывать граничные условия по экспериментальным зависимостям температур внутри исследуемого объекта во времени.

Определенные требования по точности измерения температуры, выдвигаемые условиями сходимости решений ОЗТ, явились предпосылкой для совершенствования метода контактных измерений температуры в керамических материалах, которые используются в качестве изоляционных в конструкциях зондов. В отличие от прямых задач расчета тепло-массообменных процессов обратные задачи некорректны в классическом смысле (малые изменения в регистрируемых функционалах соответствуют большим изменениям в искомым решениях). Эта особенность обратных задач делает их трудными для решения и требует разработки специальных методов получения устойчивых результатов без нарушения адекватности математических моделей реальным процессом. Среди рассматриваемого класса ОЗТ наибольший интерес для описания процессов теплового состояния керамических образцов представляют методы, основанные на параметрической оптимизации задачи оптимального управления и относящиеся к моделям второго уровня. Модели этого уровня могут быть с успехом использованы при изучении процессов сложного теплообмена с наличием уноса, деструкционных превращений и т. д.

Рассмотрим общую постановку одномерной задачи для определения тепловых потоков и температур на границах твердого тела по известным температурам внутри тела.

Определяются граничные условия, т. е. плотность теплового потока, поступающего в нагреваемый объект, процесс передачи тепла в котором описывается обобщенным уравнением теплопроводности

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + K(T) \frac{\partial T}{\partial x} + Q(T), \quad (2.1)$$

$$0 < t \leq t_p, \quad X_0(0) < x < X_m(t). \quad (2.2)$$

Начальное условие

$$T(x, 0) = \varphi(x), \quad X_0(0) \leq x < X_m(0), \quad (2.3)$$

где  $C(T)$ ,  $Q(T)$ ,  $\lambda(T)$ ,  $K(T)$  – известные функции от температуры.

Определяемые граничные условия 2-го рода имеют вид

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(x_0(t), t)}{\partial X} = q_0(t); \quad -\lambda(T) \frac{\partial T(x_m(t), t)}{\partial X} = q_m(t). \quad (2.4)$$

Внутри тела измерены температуры

$$T_i(x_i(t), t) = f_i(t), \quad i = \overline{1, m_n}, \quad m_n \leq m. \quad (2.5)$$

Точки измерения и границы тела являются подвижными. Законы их перемещения определяются известными функциями  $x_i(t)$ ,  $i = \overline{0, m}$ . С физической точки зрения данная постановка задачи является наиболее общей и предусматривает наличие в теле распределенных источников тепла и фильтрацию через него газообразной или жидкой фазы. Движение верхних границ нагреваемого объекта может быть обусловлено уносом массы, например, в процессе абляции материала, а движение точек с известными температурами определяется эффектами термической усадки или расширения материала. Решить ОЗТ в общей постановке (2.1)–(2.5) возможно приведением к экспериментальной задаче отыскания минимума функционала с последующим использованием численных методов теории оптимизации. Было выяснено, что метод функциональной оптимизации [26], несмотря на значительную математическую сложность, дает экономии машинного времени по сравнению с параметрической оптимизацией и повышает точность решения прикладных задач. Практическая реализация решения ОЗТ, а с ней и определение теплового потока, могут быть основаны на программе, изложенной в [26].

Как было отмечено выше, основными исходными данными для решения ОЗТ являются температуры, замеренные в нагреваемом объекте. Измерение температуры с высокой точностью обеспечивает определение плотности теплового потока с малой погрешностью.

Безусловно, наиболее достоверную информацию о тепловом режиме нагреваемого объекта дают контактные теплоизмерители. К ним относятся термометры сопротивления и термопары.

Наряду с достоинствами, присущими названным средствам измерения температуры, существуют определенные недостатки, ограничива-

ющие область их применения. Вне зависимости от типа измерительного преобразователя и его физического принципа действия есть общая особенность, свойственная им, – "вторжение" в исследуемую область и возмущение ранее существующей там картины распределения температур и тепловых потоков. Это приводит к появлению погрешностей при измерении температур. Неучет этих погрешностей ведет к существенным ошибкам при оценке теплового состояния тел, особенно термоизоляционных. Источники погрешностей контактных методов измерения можно сгруппировать следующим образом: первым, наиболее общим, является отличие теплофизических свойств контактного теплоприемника от исследуемого объекта. Поскольку обычно теплоприемник имеет реальные размеры, возникает искажение температурного поля в месте размещения термоприемника, а также искажения процесса теплообмена объекта другими телами. Обычно чувствительный элемент термоприемника отделен от материала объекта измерения какими-либо конструктивными элементами, имеющими конечное термическое сопротивление, из-за чего возникает дополнительное искажение, обусловленное перепадом температуры на данном термическом сопротивлении.

Вторым источником погрешности является наличие теплопередачи по элементам конструкции теплоприемника.

Третий общий источник погрешностей – нестационарность тепловых процессов и возникновение вследствие этого динамических погрешностей, обусловленных термической инерцией теплоприемника.

Все эти методические погрешности являются систематическими, и их можно учесть введением поправок в результаты измерения. Величина систематических погрешностей обычно оценивается расчетным путем с помощью соответствующих теоретических моделей. В некоторых случаях проводят специальные контрольные метрологические эксперименты, позволяющие оценить величину погрешностей. Поэтому с правильностью выбора пути оценки методических погрешностей связана основная трудность постановки и проведения эксперимента по измерению температуры объекта и, как следствие, определение его теплового состояния. Невозможно полностью исключить из результатов измерения систематическую методическую погрешность, но возможно, используя специальные методы, ее уменьшить. Как указывалось выше, одним из источников погрешности контактного метода измерения температуры внутри объекта является наличие неоднородностей, обусловленных способом установки термоприемника. Такими неоднород-

родностями могут быть газовые зазоры между чувствительным элементом термоприемника и телом или специальной замазкой.

Обычно в керамических изделиях для установки термоприемников изготавливают канал, в который укладывают термоприемник, затем канал заполняют специальной замазкой. Кроме того, желательно располагать термоприемник в изотермической плоскости, тем самым сводя теплоотток по термоэлектродам к минимуму. В этом случае возмущение  $\Delta t$  поля температур  $t_0(z)$  определяется зависимостями внутри термоприемника

$$\Delta t(z) = t_0(z) - t_T(z) = \frac{\lambda_T - \lambda_0}{\lambda_T + \lambda_0} B_z \quad (2.6)$$

и вне теплоприемника при

$$\Delta t(r, z) = t_0(z) - t(r, z) = \frac{\lambda_T - \lambda_0}{\lambda_T + \lambda_0} \frac{R^2}{r^2} B_z, \quad (2.7)$$

где  $t_0(z)$  – распределение температур заданное;  $B_z$  – первоначальный градиент в объекте;  $r, R$  – радиус канала и термоприемника соответственно;  $\lambda_0$  и  $\lambda_T$  – коэффициенты теплопроводности объекта и термоприемника соответственно;  $t(r, z), t_T(z)$  – распределение температур в массиве и термоприемнике;  $z$  – координата, отчитываемая по нормали к термоэлектродам.

В реальных условиях термоприемник отделяют от исследуемого тела замазкой, при этом возможно образование воздушного зазора или контактного слоя. Эффективную теплопроводность такой или более сложной системы определяют по формуле стационарной теплопередачи через многослойную цилиндрическую стенку, и расчетная формула имеет вид

$$\lambda_T = \left( \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{R}{R_3} + \frac{1}{\lambda_k} \ln \frac{h}{R} \right)^{-1} \ln \frac{R}{R_3}; \quad h_3 = R - R_3, \quad (2.8)$$

где  $R_3, R$  – внешний радиус слоя замазки и термоэлектрода соответственно;  $\lambda_3, \lambda_k$  – коэффициенты теплопроводности слоя замазки и контактного слоя;  $h$  – толщина воздушной прослойки.

Кроме того, необходимо определить местоположение чувствительного элемента термоприемника в канале. Если это затруднительно, то по формуле

$$\Delta t_{\max} = \pm 2 \frac{\lambda_T - \lambda_o}{\lambda_T + \lambda_o} B_z R \quad (2.9)$$

определяется максимальная погрешность измерения температуры при отсутствии центрирования термопары. В качестве примера определим величину погрешности измерения температуры, вызванную возмущением  $\Delta t$  поля температур в теле  $t(r, z)$  при различных градиентах температур.

Термоприемником является хромель-алюмелевая термопара, сваренная встык. Рассмотрим три варианта установки термоприемника:

1) в канале, изготовленном в огнеупорном материале, коэффициент теплопроводности  $\lambda_o = 1,74$  Вт/м·К, радиус канала  $R = 5 \cdot 10^{-4}$  м, замазка из огнеупорного материала с  $\lambda_s = 0,45$  Вт/м·К, воздушный зазор  $h = 10^{-5}$  м;

2) условия те же, но воздушного зазора между замазкой и массивом тела нет;

3) термоприемник установлен в процессе изготовления образца ( $\lambda_o = 1,74$  Вт/м·К).

Расчет проведен по формулам (2.7)–(2.9). На рис. 2.4 представлены результаты расчетов. Из графиков следует, что при исследовании теплового состояния диэлектрических материалов в процессе их интенсивного нагрева нельзя использовать традиционный способ установки термопар. Возмущение температурного поля достигает величин, намного превышающих погрешность измерения температур термопарами. При использовании способа установки термопар в процессе изготовления образцов возмущения, вносимые измерителем, меньше погрешности измерений стандартной термопарой.

Другим фактором, влияющим на точность проводимых измерений, является инерционность термоприемника при измерении нестандартной температуры массива.

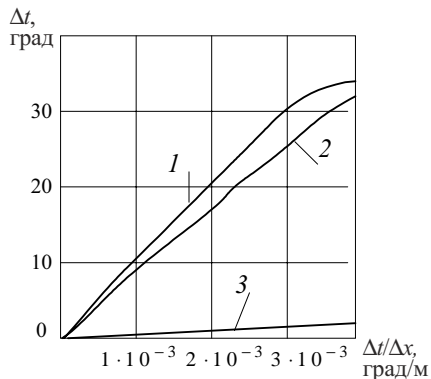


Рис. 2.4. Зависимость погрешности температур, измеренных на объекте, при различных внутренних градиентах. Установка термопар: 1 – с воздушным зазором; 2 – без воздушного зазора; 3 – в процессе прессования

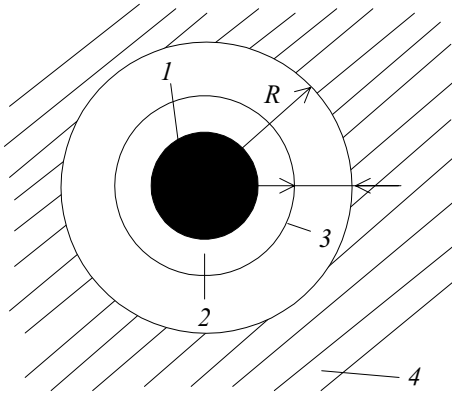


Рис. 2.5. Схема размещения термодатчика:  
 1 – термодатчик; 2 – замазка; 3 – воздушный зазор или контактный слой; 4 – объект нагрева

При расположении термодатчика в нагрываемом объекте, как показано на рис. 2.5, взаимосвязь между измеренной температурой и действительной можно найти из следующего уравнения:

$$\Delta t(0, \tau) = t_T(0, \tau) - t_0(0, \tau) = (\varepsilon_T - \varepsilon_0) \frac{dt(0, \tau)}{dt}, \quad (2.10)$$

где  $\varepsilon_T$  и  $\varepsilon_0$  – показатели тепловой инерции,

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_T &= \frac{R^2}{4a_T} \left( 1 + 2 \frac{\lambda_T}{\lambda_0} \right); \\ \varepsilon_0 &= \frac{3R^2}{4a_0}, \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

где  $a_T$ ,  $a_0$  – коэффициенты температуры проводимости;

$$a_T = \frac{\lambda_T}{c_T \gamma_T}, \quad a_0 = \frac{\lambda_0}{c_0 \gamma_0}. \quad (2.12)$$

Значение можно оценить по (2.8), а эффективную съемную теплоемкость – по выражению

$$c_T \gamma_T = \frac{1}{V} \sum c_i \gamma_i V_i \approx c_3 \gamma_3 \left[ \left( \frac{R_3}{R} \right)^3 + c_3 \gamma_3 \left[ 1 - \left( \frac{R_3}{R} \right)^2 \right] \right], \quad (2.13)$$

здесь  $c_i$ ,  $\gamma_i$ ,  $V_i$  – удельная теплоемкость, плотность и объем элементов теплоприемника.

Проведены оценочные расчеты при различных условиях установки и используемых материалах, описанных выше. При этом скорость изменения температуры была принята 0,5; 5; 10; 50 К/с.

На рис. 2.6 представлены результаты расчета. Как видно, плотное заполнение канала замазкой без воздушного зазора (кривая 2) значи-



тельно снижает погрешность измерения в сравнении с каналом, заполненным замазкой с воздушным зазором (кривая 1). Кривая 3 – погрешность измерения температур теплоприемником, установленным в процессе изготовления образца. В этом случае погрешность меньше погрешности, вносимой самим измерителем.

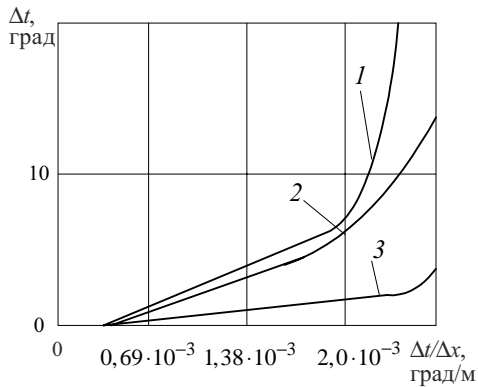


Рис. 2.6. Зависимость динамической погрешности изменения температуры  $\Delta t$  от скорости изменения температуры  $\Delta t/\Delta x$ , град/м

Таким образом, полученные рекомендации по установке термопар в ЗДП можно свести к следующему: необходимо установить термопар выполнять непосредственно при прессовании ЗДП и располагать в изотермической плоскости. Для изготовления датчика теплового потока можно использовать шликерно-обжиговую технологию, в качестве исходного материала применить мелкозернистый порошок окиси кремния высокой частоты (99,8 %) с размерами частиц примерно 1,0 мкм. Конструкция датчика теплового потока, разработанная по этому принципу, представлена на рис. 2.7.

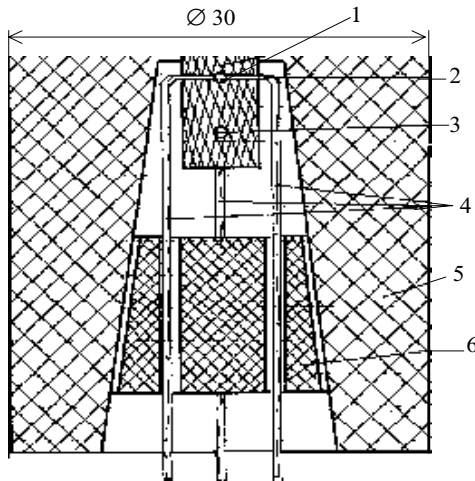


Рис. 2.7. Конструкция ЗДП: 1 – датчик теплового потока; 2 – спай ближней термопары; 3 – спай дальней термопары; 4 – свободные концы термопар; 5 – керамическая втулка; 6 – втулка из пенокерамики для ориентации свободных концов

Следует отметить, что предлагаемая конструкция датчика теплового потока, при известной величине уноса материала, позволяет измерять плотность тепловых потоков до 3,0–5,0 кВт/см<sup>2</sup>. Кроме того, эту конструкцию датчика можно рекомендовать для калибровки зондовых датчиков при бортовых измерениях реальных тепловых потоков.

### *Радиометрический метод*

В равновесном состоянии все параметры плазмы однозначно определяются температурой, единой для всех компонент и степеней свободы. В реальных условиях полное термодинамическое равновесие не наблюдается и требуется выполнение предположения о локальном термодинамическом равновесии. Оно имеет место в условиях, когда скорости столкновительных обменов достигают и превышают скорости радиационных процессов, и справедливо для плазмы электродугового плазмотрона [6].

В области частот, где справедливо соотношение Релея – Джинса [26], радиояркостная температура собственного излучения источника, имеющего термодинамическую температуру  $T$ , определяется соотношением

$$T_{\text{я}} = \mu_f T,$$

где  $\mu$  – показатель излучательной способности.

В равновесных условиях излучения нечерных тел подчиняются законам Кирхгофа, вытекающим из равенства поглощенного и излучаемого потоков и позволяющим определить излучательную способность объекта при его известных электродинамических характеристиках (коэффициентах отражения  $R_f$  и прохождения  $T_f$  по мощности). Так, в случае плоского слоя с произвольными границами имеем

$$R_f + A_f + T_f = 1,$$

где  $A_f$  – коэффициент поглощения по мощности.

Исследование собственного СВЧ-излучения плазменных образований позволяет определить их электродинамические параметры, не внося в плазму каких-либо возмущений. Метод определения параметров равновесной плазмы по СВЧ-излучению основывается на зависимости интенсивности излучения от параметров плазмы и включает в себя выбор функциональной зависимости между радиояркостной темпера-

турой и параметрами плазмы (расчетная модель), определение набора частот, на которых измерения будут независимыми, измерение радиояркой температуры  $T_{я}$ , решение системы уравнений для разных частот, оценку точности определения параметров. Как правило, используют изотемпературные модели расчета. В них радиояркая температура прямо пропорциональна электронной температуре  $T_e$ , которой определяется интенсивность тормозного механизма излучения, являющегося основным для равновесных плазменных образований:

$$T_{я} = A_f T_e.$$

Для расчета поглотительной способности плазменного образования рассмотрим три вида моделей излучения.

Для бесконечного однородного плоского слоя с неотражающими резкими границами

$$T_{я} = T_e (1 - e^{-\alpha l}),$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $l$  – толщина слоя с большой оптической толщиной и с отражением на одной границе в направлении зондирования.

Для бесконечного слоя с многократным отражением, когда оптическая толщина слоя не превышает единицы:

$$T_{я} = T_e (1 - R_f) (1 - e^{-\alpha l}).$$

Для бесконечного слоя с интерференцией:

$$T_{я} = T_e (1 - R_f) (1 - e^{-\alpha l}) / (1 - R_f e^{-\alpha l}).$$

В случае отсутствия априорных данных о плазменном образовании для выбора расчетной модели должна быть измерена, кроме радиояркой температуры, и поглотительная способность  $A_f$ , например, путем просвечивания плазменного образования электромагнитными волнами на той же частоте, на которой производится измерение интенсивности излучения. Эти измерения также позволяют получить данные о функции распределения электронов плазмы по скоростям при отклонении от максвелловского распределения путем измерения радиояркой температуры  $T_{я}$ .

При исследовании СВЧ-излучения низкотемпературной плазмы широкое применение получили радиометрические приемники, измеряющие

интенсивность излучения в радиоярких температурах и позволяющие принимать сигналы с интенсивностью, значительно меньшей собственных шумов.

Рассмотрим, какие параметры плазмы на калибровочном стенде необходимо измерять с помощью радиометрической установки при калибровке зондовых датчиков.

### **2.3. Методика определения удельной электропроводности и толщины слоя расплава теплозащиты по зондовым спектрометрическим и радиометрическим измерениям**

Исходными данными для расчета удельной электропроводности  $\sigma_p$  и толщины слоя расплава  $l_p$  теплозащиты в условиях калибровки зондов являются экспериментальные результаты измерений радиояркой температуры самой плазмы и антенны радиометра с теплозащитной вставкой из материала изоляторов зондов проводимости, находящейся в непосредственном контакте с плазменным образованием, сопротивления зондовых датчиков, расположенных в плазме и расплаве, а также результаты спектрометрических измерений  $N_e$ . При этом под  $l_p$  подразумевается эффективная толщина расплава теплозащиты, определяющая сопротивление ЗДР и потери в слое расплава.

Порядок расчета  $\sigma_p$  и  $l_p$  следующий. По данным спектрометрических и зондовых измерений определяется электронная температура  $T_e$  и величина концентрации электронов  $N_e$ , производится расчет эффективной частоты соударений  $\nu_{эф}$ . По радиометрическим измерениям определяется величина радиояркой температуры плазмы и величина радиояркой температуры антенны с теплозащитной вставкой, а также сопротивление ЗДР, определяется величина удельной теплопроводности и толщина слоя расплава.

При использовании результатов радиометрических и зондовых измерений их обработку целесообразно проводить, применяя трехслойную модель плазма – расплавленный диэлектрик – твердый диэлектрик (рис. 2.8). В данной модели рассматриваются три среды со следующими параметрами:  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $\sigma$  – удельная электропроводность,  $T$  – термодинамическая температура. Полагая, что параметры  $\epsilon$ ,  $\sigma$  и  $T$  постоянны в каждой среде и учитывая, что коэффициент отражения от границы твердый диэлектрик – воз-

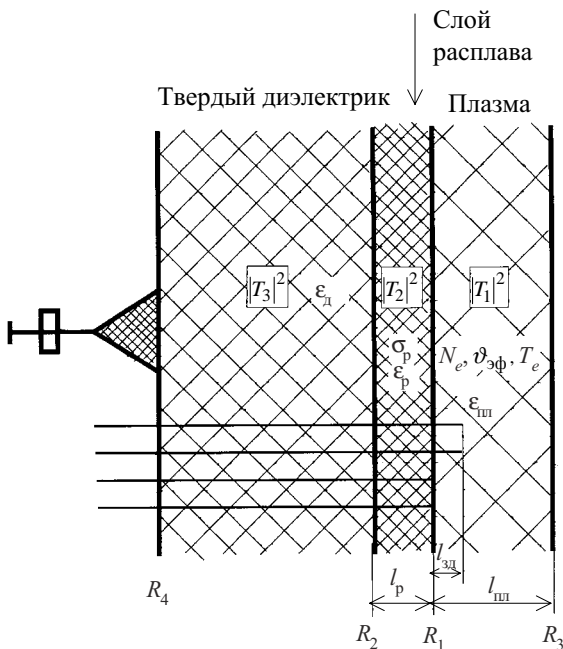


Рис. 2.8. Модель участка плазма – расплав – твердый диэлектрик

дух близок к нулю ( $|R_4|^2 = 0$ ), потери в твердом диэлектрике отсутствуют ( $|T_3|^2 = 1$ ), а потери в слое расплава достаточно велики, антенную радиояркостьную температуру рассматриваемой модели можно записать в следующем виде:

$$T_a = \frac{T_{я.пл} (1 - |R_1|^2) (1 - |R_2|^2) |T_2|^2}{1 - |R_1|^2 |R_2|^2 |T_2|^2} + \frac{T_p (1 - |R_1|^2) (1 - |R_2|^2) |T_p| (1 - |T_2|^2)}{1 - |R_1|^2 |R_2|^2 |T_2|^2}, \quad (2.14)$$

где  $T_{я.пл}$  – радиояркостьная температура плазмы;  $T_p$  – термодинамическая температура расплава;  $|R_1|^2$ ;  $|R_2|^2$  – энергетические коэффициенты отражения от границ плазма – расплав, расплав – твердый диэлек-

трик соответственно:  $|T_2|^2$  – коэффициент прохождения расплавленного слоя диэлектрика.

Выражение (2.14) может быть записано в виде

$$T_a = T_{я.пл} f(\sigma_p) + T_p \psi(\sigma_p), \quad (2.15)$$

и задача определения  $\sigma_p$  сводится к отысканию корня нелинейного уравнения (2.15) по  $\sigma_p$ . Тогда из (2.15) получим

$$F = T_a - T_{я.пл} f(\sigma_p) - T_p \psi(\sigma_p) = 0. \quad (2.16)$$

Отметим еще раз, что  $T_a$  и  $T_{я.пл}$ , входящие в это выражение, изменены радиометрическим методом, а зависимости  $f(\sigma_p)$  и  $\psi(\sigma_p)$  определяются из следующих выражений через параметры сред и конструктивные параметры зондовых датчиков:

$$R_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon_{пл} - j60\lambda\sigma_{пл}} - \sqrt{\varepsilon_p - j60\lambda\sigma_p}}{\sqrt{\varepsilon_{пл} - j60\lambda\sigma_{пл}} + \sqrt{\varepsilon_p - j60\lambda\sigma_p}}; \quad (2.17)$$

$$R_2 = \frac{\sqrt{\varepsilon_p - j60\lambda\sigma_p} - \sqrt{\varepsilon_d}}{\sqrt{\varepsilon_p - j60\lambda\sigma_p} + \sqrt{\varepsilon_d}}, \quad (2.18)$$

где  $\varepsilon_d$ ,  $\varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_{пл}$  – относительная диэлектрическая проницаемость твердого диэлектрика изолятора, его слоя расплава и плазмы соответственно. Причем значения  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_p$  являются справочными и определяются маркой диэлектрика изолятора, а величина  $\varepsilon_{пл}$  – по замеренным зондовым или спектрографическим методами значениям  $N_e$  и рассчитанным значениям  $\vartheta_{эф}$  следующим образом:

$$\varepsilon_{пл} = 1 - \frac{\ell^2 N_e}{m_e \varepsilon_0 (2\pi f)^2 + \vartheta_{эф}^2}, \quad (2.19)$$

а электропроводность плазмы

$$\sigma_{пл} = \frac{\ell_{пл}^2 N_e \vartheta_{эф}}{m_e (2\pi f)^2 + \vartheta_{эф}^2}. \quad (2.20)$$

Коэффициент прохождения через слой расплава определяется

$$|T_2|^2 = \exp\left(1 - \frac{2\pi\ell_p}{\lambda}\mu\right), \quad (2.21)$$

коэффициент поглощения расплавленного слоя

$$\mu = \left[0,5 \left(-\varepsilon_p + \sqrt{\varepsilon_p^2 + (60 + \lambda\sigma_p)^2}\right)\right]^{1/2}, \quad (2.22)$$

где  $\lambda = \frac{c}{f}$  – длина волны сигнала.

Толщина слоя расплава  $\ell_p$  может быть выражена через  $\sigma_p$  по формуле (1.93).

Таким образом, используя (2.17), (2.18), (2.21), (2.22) совместно с (2.14), получим зависимости  $f(\sigma_p)$  и  $\psi(\sigma_p)$ , входящие в (2.16).

Решение рассматриваемого уравнения (2.16) возможно по программе, состоящей из двух частей. В первой части осуществляется грубый поиск корней уравнения (2.16) путем перебора интервалов  $(\sigma_{p_i}; \sigma_{p_{i+1}}) = \Delta\sigma_p$  в заданном интервале  $[\sigma_{p_{\min}}; n\sigma_p + \sigma_{p_{\min}}]$  и определения интервала  $(\sigma_{p_k}; \sigma_{p_{k+1}})$ , на котором происходит смена знака функции  $F$ . Во второй части программы производится точный поиск корней методом деления интервала  $(\sigma_{p_k}; \sigma_{p_{k+1}})$  пополам (метод дихотомии) с заданной точностью определения  $\sigma_p$ . Подчеркнем, что искомые значения  $\sigma_p$  определяются в функции теплового потока, реализуемого в стендовом комплексе.

Оценим погрешность определения величины удельной электропроводности и толщины слоя расплава по результатам зондовых спектрометрических и радиометрических измерений. Запишем выражение (2.14) в виде функции параметров плазмы и расплава

$$T_a = T_{\text{я.пл.}} f(N_e, \vartheta_{\text{эф}}, \sigma_p, \ell_p, \lambda, T_e, T_p, R_{\text{ЗДР}}). \quad (2.23)$$

Тогда выражение для относительной среднеквадратической погрешности определения электропроводности слоя расплава можно представить в виде

$$\delta\sigma_p = \sqrt{\frac{(T_a \delta T_a)^2 + [N_e \varphi' N_e \delta N_e]^2 + [\lambda \varphi'_\lambda \delta \lambda]^2 + [T_e \varphi'_T_e \delta T_e]^2 + [T_p \varphi'_{T_p} \delta T_p]^2 + [R_{3ДР} \varphi'_{R_{3ДР}} \delta R_{3ДР}]^2}{(\ell_p f'_{l_p})^2 + \frac{[\vartheta_{\text{эф}} \varphi'_{\vartheta_{\text{эф}}} \delta \vartheta_{\text{эф}}]^2 + [\ell_p \varphi'_{\ell_p} \delta \ell_p]^2}{\left(\sigma_p f'_{\sigma_p}\right)^2}}}. \quad (2.24)$$

где  $\Phi_i$  – производная по  $i$ -му параметру в данный момент времени;

$T_a, N_e, \vartheta_{\text{эф}}, T_p, T_e, \sigma_p, l_p, R_{3ДР}$  – значения параметра в данный момент времени;

$\sigma N_e, \sigma \vartheta_{\text{эф}}, \sigma T_e, \sigma T_p, \sigma T_a, \sigma \lambda, \sigma R_{3ДР}$  – относительная среднеквадратическая погрешность определения параметров.

Относительная среднеквадратическая погрешность измерения толщины расплавленного слоя может быть найдена по следующей формуле:

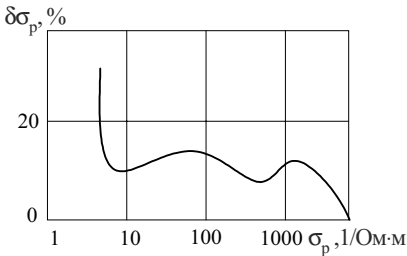


Рис. 2.9. Зависимость среднеквадратической относительной погрешности определения электропроводности слоя расплава  $\delta\sigma_p$  от величины  $\sigma_p$  по результатам радиометрических и зондовых измерений

$$\delta\ell_p = \sqrt{(\delta\sigma_p)^2 + (\delta R_{3ДР})^2}. \quad (2.25)$$

На рис. 2.9 приведена расчетная зависимость погрешности определения электропроводности слоя расплава  $\delta\sigma_p$  от величины  $\sigma_p$  для фиксированной толщины  $l_p = 5 \cdot 10^{-4}$  м. Высокий уровень погрешности в начале диапазона  $\sigma_p$  объясняется большими значениями производных по



параметрам  $T_p$ ,  $\vartheta_{\text{эф}}$ ,  $N_e$  и соответственно большими слагаемыми с этими параметрами в уравнении (2.24). В приведенном расчете использовались следующие погрешности:  $\delta\vartheta_{\text{эф}} = \delta N_e = \delta R_{\text{ЗДР}} = \delta\lambda = \delta T_e = 5\%$ ,  $\delta T_a = \delta T_p = 10\%$ ,  $\delta l_p = 10\%$ ; параметры плазмы следующие:  $\vartheta_{\text{эф}} = 6,4 \cdot 10^9$  Гц,  $N_e = 10^{14}$  1/см<sup>3</sup>,  $T_e = 6000$  К. Расчеты проводились для  $\lambda = 3,2$  см,  $T_p = 3000$  К,  $l_p = 10^{-3}$  м.

Как видно из рис. 2.9, в диапазоне изменения  $\sigma_p$  от 1,0 до  $10^4$  1/Ом·м величина относительной среднеквадратической погрешности не превышает 40%. Видно, что величина ошибки (при фиксированном  $l_p$ ) уменьшается с ростом  $\sigma_p$ .

Рассматривая величину относительной среднеквадратической погрешности  $\delta l_p$ , отметим, что в основном для всех значений  $\sigma_p$  удовлетворяется равенство  $\delta l_p \approx \delta\sigma_p$ , которое вытекает из того, что реальная погрешность определения сопротивления ЗДП не превышает 5%, т. е. характер изменения и величина погрешности определения толщины слоя расплава аналогичны определению погрешности удельной электропроводности.

Таким образом, разработана методика калибровки зондовых датчиков на специальном стендовом комплексе и разработаны метрологические основы калибровки.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

#### 3.1. Калибровка зондовых датчиков

Для расчета параметров прибортовой плазмы и слоя расплава ТЗП по результатам зондовых измерений необходима предварительная калибровка ЗДП и ЗДР. Калибровка включает в себя следующие процедуры:

- определение характера изменения геометрии электродов ЗДП в зависимости от плотности теплового потока;
- определение зависимости сопротивления зондового датчика от плотности теплового потока для различных ТЗП;
- определение величины электропроводности различных видов ТЗП и эффективной толщины расплавленного слоя этих материалов;
- отработку инженерной методики зондовых измерений.

Ранее было предложено в качестве изолятора зондовых датчиков использовать, например, керамику ВЮ-18, а в качестве электродов – вольфрам или сплав вольфрама с 20 % рения. Поэтому в качестве примера приведем результаты для материала электродов вольфрамовой проволоки, а для изолятора – керамики ВЮ-18 и композитного материала РТП-170.

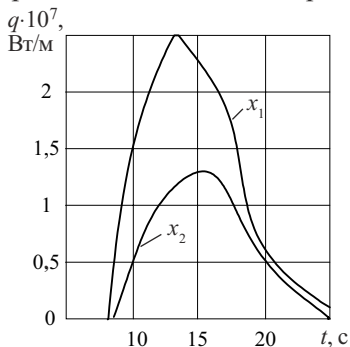


Рис. 3.1. Временная зависимость теплового потока на боковой поверхности ГЛА:  $x_1$ ,  $x_2$  – расстояния относительно начала аппарата,  $x_1 < x_2$

На рис. 3.1 приведено типичное изменение плотности теплового потока на боковой поверхности ГЛА в диапазоне 0,1–2,0 кВт/см<sup>2</sup> за интервал 0–20 с. Предварительная оценка изменения плотности теплового потока в струе лабораторной плазмы стенда для калибровки показала, что при расстояниях между ионизирующей камерой плазматрона и калибруемым зондом в 100, 150, 200 и 250 мм полностью перекрывается требуемый диапазон изменения теп-

лового потока. Таким образом, в этих сечениях плазмообразования возможна калибровка зондов для различных значений тепловых потоков (рис. 3.2).

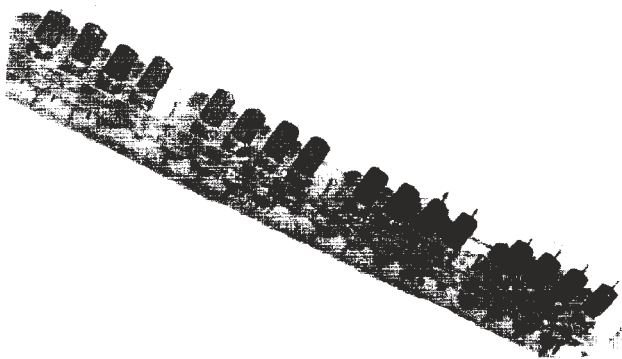


Рис. 3.2. Модели зондов после теплового воздействия

В целях обеспечения высокой повторяемости тепловых режимов все измерения целесообразно проводить в выбранных сечениях плазмообразования без выключения плазмотрона. Для конкретного случая калибровки временной интервал теплового воздействия в экспериментах был разбит на четыре поддиапазона 5, 10, 15, 20 с. При проведении указанных исследований в каждом сечении струи плазмы проводились calorиметрические и спектрометрические измерения. Результаты конкретных исследований приведены в табл. 3.1. Конфигурация обгоревших электродов позволяет считать, что наиболее подходящей аппроксимацией их поверхности будет аппроксимация полуэллипсоидами вращения с малой полуосью образующего эллипса, равной радиусу  $d$  электрода, с которым сопрягается полуэллипсоид.

По такой же методике возможно проведение экспериментов по определению толщины слоя расплава изоляторов зонда в зависимости от плотности теплового потока (рис. 3.3).

При этом толщину слоя расплава можно определить следующим образом:

- после нагрева образцы изоляторов раскалывают в плоскости, перпендикулярной поверхности нагрева;
- поверхности нагрева выравниваются на абразивном камне;
- выровненные поверхности подвергаются шлифовке.

Геометрические размеры моделей зондов после высокотемпературного нагрева

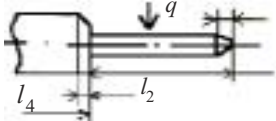
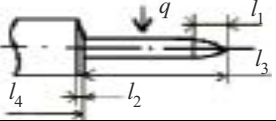
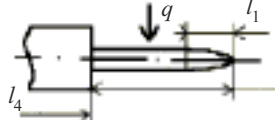

Расстояние от ионизирующих камер плазмोटрона, мм	Геометрические формы моделей зондов после нагрева	Время нагрева, с	Плотность теплового потока $q$ , кВт/см	Геометрические размеры моделей, мм				Температура электронов $T_{e \max}$ , К	Концентрация электронов $N_e$ , см <sup>-3</sup>
				$l_1$	$l_2$	$l_3$	$l_4$		
250		5	0,32	–	0	5	14,5	5750	$1,8 \cdot 10^{14}$
		10		–	0,1	5	14,5		
		15		–	0,2	5	14,5		
		20		0,5	0,8	5	14,5		
200		5	1,24	2,5	0	5,0	14,5	5900	$2,8 \cdot 10^{14}$
		10		3,0	0,8	5,0	14,5		
		15		2,5	1,0	4,0	14,5		
		20		3,0	1,0	3,6	14,5		
150		5	1,45	2,2	0,5	3,0	14,0	6500	$4,2 \cdot 10^{14}$
		10		2,5	0,8	3,1	14,3		
		15		1,2	0,9	3,5	14,15		
		20		0,5	1,5	2,4	14,2		
100		5	1,61	0,6	0	1,5	14,0	6800	$5,2 \cdot 10^{14}$
		10		0,2	1,0	2,5	13,0		
		15		0,4	0,5	1,2	12,2		
		20		0,4	2,5	4,0	11,6		



Рис. 3.3. Внешний вид образцов после теплового воздействия

После этих предварительных операций испытуемые образцы изоляторов подвергаются обработке в концентрированной соляной кислоте, промываются и проходят сушку в термошкафу. Далее измерения проводятся с помощью оптического микроскопа. Изображение, получаемое при этом, показано на рис. 3.4.

В микроскоп на срезе отчетливо видна слоистая структура образца изолятора после тепловых испытаний. Самый верхний слой 1 представляет собой аморфную (стекловидную) фазу, в которой имеется большое количество пустот различной величины. Это позволяет сделать вывод о том, что слой 1 был нагрет до температуры кипения. Слой 2 является переходным, примерно на 1/3 он состоит из аморфной фазы и на 2/3 из поликристаллической. Слои 3 и 5 полностью являются поликристаллическими. Однако они отличаются по цвету. Поликристаллическая фаза в слое 2 – светло-серая, слой 4 – темно-серый, слой 3 и 5 – белые. Изменение цвета связано со структурными и, возможно, химическими изменениями в ма-

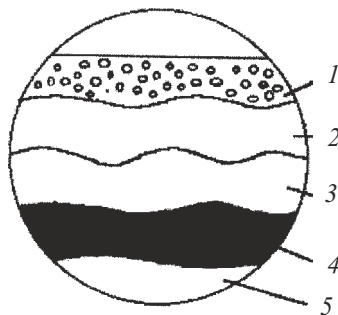


Рис. 3.4. Изображение скола образца после теплового воздействия под микроскопом

териале исследуемых образцов. Данные по толщине каждого из слоев, измеренной с помощью микроскопа, приведены в табл. 3.2, откуда видно, что слои расплава появляются при плотности тепловых потоков, примерно равной  $0,5 \text{ кВт/см}^2$ .

В процессе калибровки были проведены исследования изменений сопротивления  $R_{\text{ЗДР}}$  в зависимости от изолятора ВИО-18 со следующими характерными размерами конструкции: радиус электрода  $d = 0,4 \text{ мм}$  и межцентровое расстояние  $D = 15 \text{ мм}$ . Для измерения величины интенсивности теплового потока в ЗДР были вмонтированы две термопары на глубине 2 и 4 мм от поверхности датчика, обращенной к плазме. Было проведено два эксперимента.

Эксперимент № 1 был проведен при фиксированных малых значениях плотности теплового потока. В этом случае температура, измеренная первой и второй термопарами, была  $T_1 = 303 \text{ К}$ ,  $T_2 = 511 \text{ К}$ . Рассчитанная по этим значениям величина плотности потока составляла приблизительно  $0,05 \text{ кВт/см}^2$ . При этом величина сопротивления датчика  $R_{\text{ЗДР}} = 630 \text{ кОм}$ . В эксперименте № 2 величина плотности

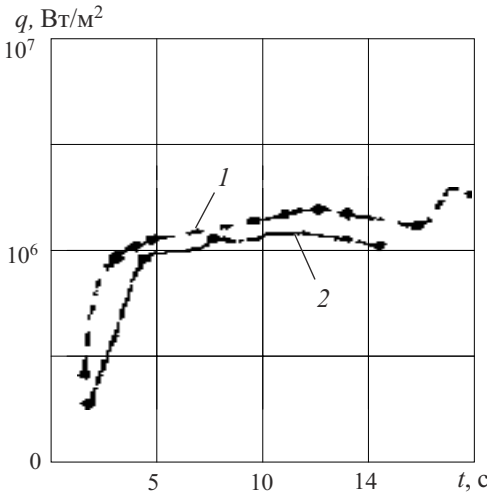


Рис. 3.5. Временная зависимость плотности теплового потока в экспериментах № 1, 2

теплового потока изменялась путем перемещения ЗДП относительно струи плазмообразования. На рис. 3.5 приведены значения плазменного теплового потока от времени для конкретного режима работы плазмотрона конкретной конструкции.

На рис. 3.6 показаны временные зависимости сопротивления ЗДР  $R_{\text{ЗДР}}(t)$  и плотности теплового потока  $q(t)$  от времени нагрева.

На рис. 3.7 приведены зависимости температур, измеренных с помощью термопар

$T_1$ ,  $T_2$  для эксперимента № 2, от времени.

На этих рисунках видны характерные участки установившихся температур, каждый из которых был получен в течение более 2 с в резуль-

Таблица 3.2

## Размеры структурных слоев в образцах диэлектрика после высокотемпературного нагрева

Расстояние от ионизирующих камер плазмотрона, мм	Время нагрева, с	Вес образцов		Толщина слоя расплава, мм				Плотность теплового потока $q$ , кВт/см <sup>2</sup>	Температура электронов, $T_{e \max}$ , К
		до нагрева	после нагрева	слой 1	слой 2	слой 3	слой 4		
250	5	20,95	Образец раскололся	–	–	–	–	0,15	5830
	10	21,50	21,49	–	–	–	1,8		
	15	18,40	18,35	–	–	0,7	0,6		
	20	21,90	21,85	–	–	1,3	0,9		
200	5	34,40	34,40	–	–	0,7	0,4	0,3	5980
	10	19,50	19,50	–	–	0,5	0,3		
	15	20,05	20,00	–	–	1,2	1,8		
	20	29,40	28,90	–	–	2,1	1,8		
150	5	16,30	15,60	–	–	0,9	1,7	0,47	6600
	10	19,95	19,90	–	–	1,5	0,8		
	15	21,15	21,10	0,1	0	3,0	1,1		
	20	21,25	Образец раскололся	0,12	0,05	3,6	2,6		
100	5	24,22	23,20	0,15	0,40	1,08	0,78	1,05	6750
	10	20,80	20,70	0,71	0,35	0,90	1,50		
	15	18,20	18,00	0,80	0,42	0,98	1,30		
	20	21,80	21,56	1,12	0,51	1,54	2,06		

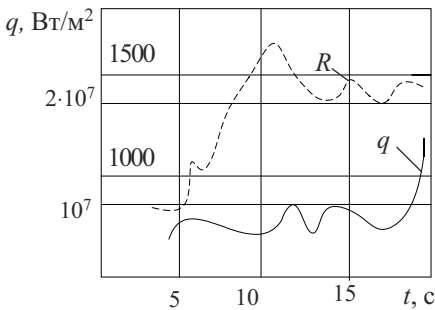


Рис. 3.6. Временная зависимость сопротивления  $R_{здр}$  и плотности теплового потока  $q$

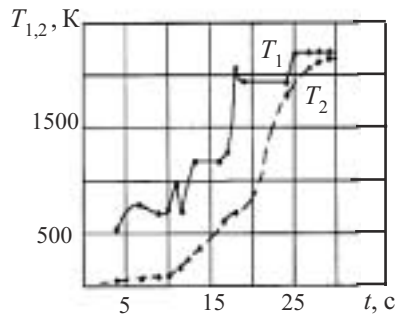


Рис. 3.7. Временная зависимость температур

тате перемещения ЗДР относительно струи плазмы при длительности исследований 29 с.

Кроме того, были выполнены расчеты плотности теплового потока и соответствующие им величины сопротивления ЗДР для ВИО-18, результаты которых сведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

**Результаты измерений плотности теплового потока и сопротивления ЗДР**

№ эксперимента	$t, с$	$q, кВт/см²$	$R_{здр}, Ом$
1	0–10	0,05	$630 \cdot 10^3$
2	4	0,42	850
3	5	0,68	850
4	6	0,68	850
5	7	0,618	$1,05 \cdot 10^3$
6	8	0,59	$1,2 \cdot 10^3$
7	9	0,58	$1,48 \cdot 10^3$
8	10	0,57	$1,58 \cdot 10^3$
9	11	0,93	$1,74 \cdot 10^3$



Продолжение табл. 3.3

№ эксперимента	$t$ , с	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>	$R_{здр}$ , Ом
10	12	0,53	$1,58 \cdot 10^3$
11	13	0,78	$1,58 \cdot 10^3$
12	14	0,96	$1,32 \cdot 10^3$
13	15	0,86	$1,58 \cdot 10^3$
14	16	0,76	$1,32 \cdot 10^3$
15	17	0,91	$1,58 \cdot 10^3$
16	18	1,6	$1,58 \cdot 10^3$

Для исследования зависимостей сопротивления ЗДП и ЗДР от плотности теплового потока использовались конструкции датчиков, данные по которым приведены в табл. 3.4.

Таблица 3.4

**Конструкция и размеры ЗДП и ЗДР ( $P=1,2 \cdot 10^3$  Па)**

№ варианта	$D$ , мм	$d$ , мм	$l$ , мм
1	15	0,25	5
2	15	0,25	5
3	15	0,25	5
4	15	0,5	12,5
5	15	0,5	1

*Примечание:*

За исключением варианта № 4, где применялся УПАЗ для ЗДП, были использованы датчики с материалом изолятора из ВЮ-18.

Эксперименты проводились при одновременном использовании двух типов (ЗДП и ЗДР), расположенных фиксированно в плазменной струе (рис. 3.8).



Рис. 3.8. Внешний вид ЗДП и ЗДР после плазменного воздействия

Режимы работы плазмотрона, расход газов и ток дуги поддерживались постоянными. Во всех экспериментах выполнялись измерения электрических параметров плазмы при помощи спектрометра. Результаты эксперимента, сведены в табл. 3.5.

Таблица 3.5

**Результаты измерений сопротивлений ЗДП и ЗДР ( $P = 1,2 \cdot 10^3$  Па)**

№ испытания	$R_{\text{ЗДП min}},$ Ом	$R_{\text{ЗДР min}},$ Ом	$q,$ кВт/см <sup>2</sup>	$T_e,$ К	$N_{e \text{ max}},$ см <sup>-3</sup>
1	239	$7,6 \cdot 10^3$	0,23	7000	$6,0 \cdot 10^{14}$
2	457	$5,6 \cdot 10^3$	0,36	7000	$6,0 \cdot 10^{14}$
3	776	$1 \cdot 10^3$	0,3	7200	$6,2 \cdot 10^{14}$
4	1000	513	0,32	5700	$2,0 \cdot 10^{14}$
5	417	302	0,37	6800	$5,9 \cdot 10^{14}$

В табл. 3.6 приведены экспериментальные данные по значениям сопротивления ЗДР из материала ВЮ-18, конструктивные размеры которых  $d = 0,4$  мм;  $D = 15$  мм.

Таблица 3.6

Результаты измерений  
сопротивления ЗДР  
при  $q > 2,0$  кВт/см<sup>2</sup>

№ испытания	$R_{здр}$ , Ом	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>
1	60	2,05
2	54,2	2,21
3	49,3	2,35
4	30,8	2,42
5	21,7	2,50

Таблица 3.7

Результаты измерений сопротивления  
ЗДР в зависимости от плотности  
теплового потока

№ испытания	$R_{здр}$ , Ом	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>
1	$10^6$	0,19
2	$10^4$	0,31
3	$10^3$	0,39
4	150	0,51
5	100	0,83
6	92	1,02
7	80	1,28

Из приведенных экспериментальных данных получаем, что среднее сопротивление ЗДР составляет  $R_{здр} \approx 43$  Ом.

На рис. 3.9 приведена зависимость сопротивления ЗДР для материала ВИО-18 от плотности теплового  $R_{здр}$ , Ом потока, полученная по результатам предыдущих экспериментов.

Зависимость хорошо аппроксимируется в интервале  $q = 0,05-2,0$  кВт/см<sup>2</sup> следующим выражением:

$$lq R_{здр} = \frac{2,13}{\sqrt{\frac{q}{10^7}}}. \quad (3.1)$$

С целью получения зависимости сопротивления ЗДР с изолятором из материала РТП-170 от плотности теплового потока была проведена серия испытаний, результаты которых сведены в табл. 3.7. Размеры ЗДР были следующими:  $d = 0,5$  мм;  $D = 15$  мм.

Для выполнения калибровки зондов было определено изменение величины плотности теплового потока вдоль струи плазмы, которое приведено на рис. 3.10.

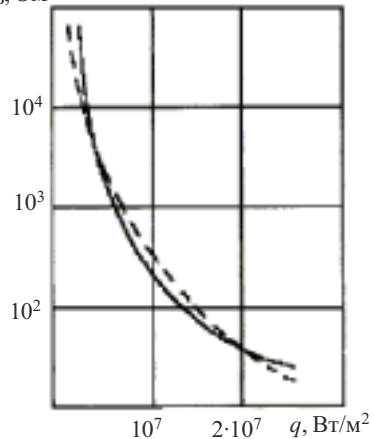


Рис. 3.9. Зависимость сопротивления ЗДР от плотности теплового потока для материала ВИО-18:  
 — эксперимент  
 - - - - - аппроксимация

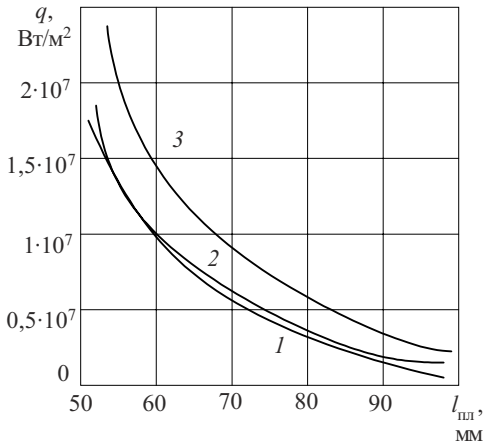


Рис. 3.10. Зависимость плотности теплового потока вдоль струи плазмы для значений тока дуги плазматрона  $I_d = 200; 250; 300$  А (кривые 1, 2, 3 соответственно)

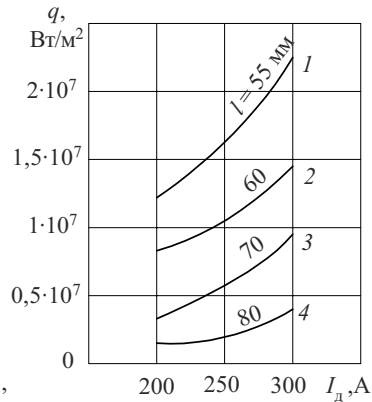


Рис. 3.11. Зависимость плотности теплового потока от тока дуги

Из зависимости рис. 3.11 видно, что при выбранном режиме плазматрона (расход воздуха равнялся  $175 \pm 10$  л/ч, аргона –  $150 \pm 10$  л/ч) и токе дуги 250 А возможно изменение плотности теплового потока от 0,2 до  $1,7$  кВт/см<sup>2</sup>.

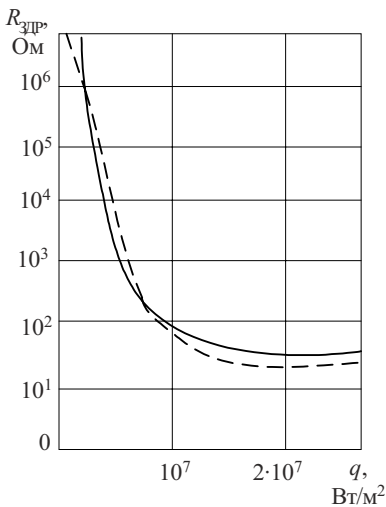


Рис. 3.12. Зависимость сопротивления ЗДР от плотности теплового потока для материала РТП-170:

— эксперимент;  
 - - - - - аппроксимация

На рис. 3.12 приведена зависимость сопротивления ЗДР для материала РТП-170 от плотности теплового потока, полученная по результатам описанных экспериментов.

Полученные зависимости (см. рис. 3.9 и 3.12) являются исходными для расчета величины удельной электропроводности и эффективной толщины расплавленного слоя ТЗП.

В процессе калибровки на комплексе для калибровки зондов с использованием радиометрической части комплекса были получены данные по

шумовой (радиояркой) температуре антенны с диэлектрической вставкой  $T_a$ , радиояркой температуре плазмы  $T_{я.пл}$ , электронной температуре плазмы  $T_e$  и термодинамической температуре расплава  $T_p$ , которые приведены в табл. 3.8 и 3.9.

Таблица 3.8

**Результаты экспериментов по определению электрофизических характеристик для материала ВЮ-18**

№ испытания	$T_p$ , К	$T_{я.пл}$ , К	$T_a$ , К	$T_e$ , К	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>
1	1260	3274	164	4950	0,3
2	1474	3776	189	5250	0,51
3	1591	4980	205	5750	0,8
4	1683	5274	262	6050	1,0
5	1816	5385	301	6300	1,2
6	1997	5544	592	6420	1,4
7	2110	5973	613	6550	1,43
8	2336	6652	701	6750	1,59

Используя данные, полученные при калибровке ЗДР (см. рис. 3.9 и 3.12), и результаты радиометрических, спектрометрических и зондовых измерений (табл. 3.8 и 3.9) по методике, изложенной в разд. 2, был проведен расчет величин удельной электропроводности  $\sigma_p$  и толщины слоя

Таблица 3.9

**Результаты экспериментов по определению электрофизических характеристик для материала РТП-170**

№ испытания	$T_p$ , К	$T_{я.пл}$ , К	$T_a$ , К	$T_e$ , К	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>
1	1107	2607	340	5650	0,59
2	1421	3009	364	5800	0,9
3	1630	3863	377	6250	1,22
4	2019	4178	684	6450	1,4
5	2363	4512	934	6700	1,5
6	2775	4631	1030	6930	1,81

расплава ТЗП  $l_p$  для керамики ВИО-18 (рис. 3.13, 3.14) и теплозащитного материала РТП-170 (рис. 3.15, 3.16).

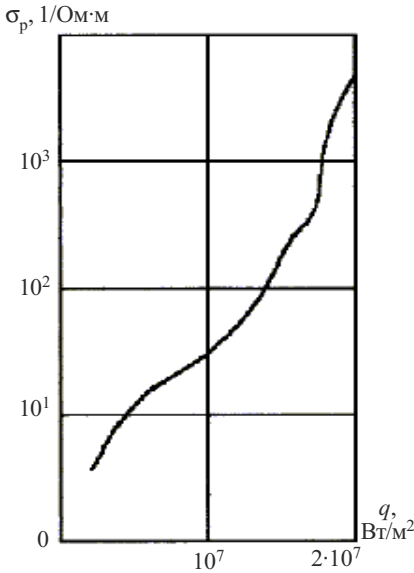


Рис. 3.13. Зависимость электропроводности материала ВИО-18 от плотности теплового потока

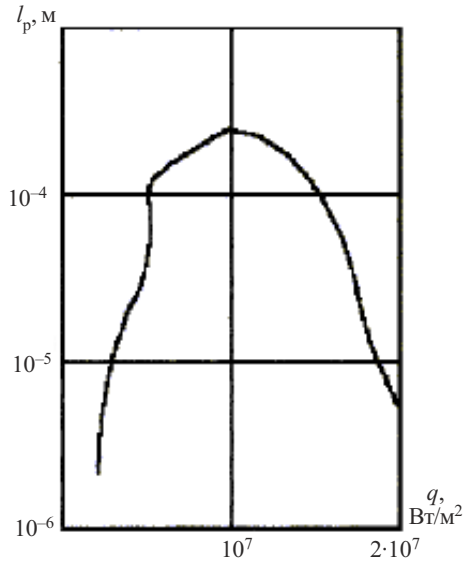


Рис. 3.14. Зависимость толщины слоя расплава для материала ВИО-18 от плотности теплового потока

Как видно из рис. 3.13, удельная электропроводность материала ВИО-18 с ростом интенсивности нагрева монотонно возрастает и достигает значений  $\sigma = 10^3$  1/Ом·м при  $q = 2,0$  кВт/см<sup>2</sup>. Зависимость эффективной толщины слоя расплава  $l_p(q)$  (см. рис. 3.14) имеет три характерных участка. Первый определяется увеличением эффективной толщины проводящего слоя по мере нагрева для  $q < 0,6$  кВт/см<sup>2</sup>, второй, когда  $l_p$  практически мало изменяется и не превышает  $0,5 \cdot 10^{-4}$  м, и третий, характеризующийся уменьшением толщины, связанным с перегревом материала для  $q > 1,2$  кВт/см<sup>2</sup>, при этом  $10^{-5}$  м  $< l_p < 10^{-4}$  м.

Экспериментально полученные зависимости  $l_p(q)$  и  $\sigma_p(q)$  для материала ВИО-18 в интервале  $0,1$  кВт/см<sup>2</sup>  $< q < 2,0$  кВт/см<sup>2</sup> хорошо аппроксимируется следующими формулами:

$$lq\sigma_p = 2,14 \cdot 10^{-7} q + \exp(2,4 \cdot 10^{-7} q^{1,73}) - \exp(-10^{-7} q); \quad (3.2)$$

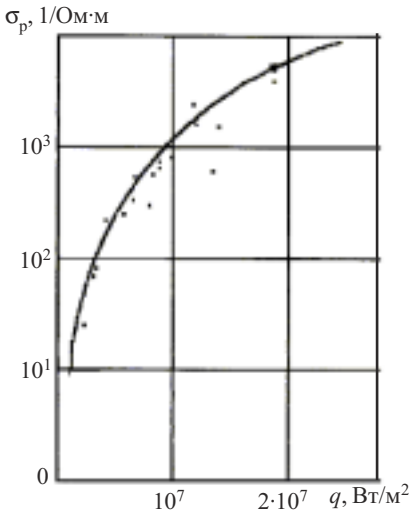


Рис. 3.15. Зависимость электропроводности материала РТП-170 от плотности теплового потока

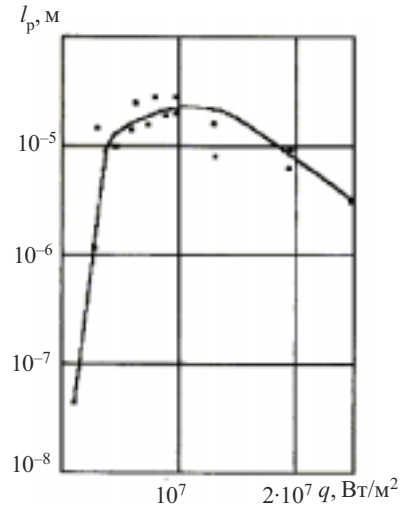


Рис. 3.16. Зависимость толщины слоя расплава для материала РТП-170 от плотности теплового потока

$$lq l_p = 1,033 - \frac{2,13}{\sqrt{q \cdot 10^{-7}}} lq \sigma_p. \quad (3.3)$$

Для рассматриваемой конструкции датчика на основании (3.1) можно получить зависимость  $\sigma_p(R_{здр})$  и  $l_p(R_{здр})$  в виде

$$\lg \sigma_p(R_{здр}) = \frac{97,09}{(\lg R_{здр})^2} + \exp[32,88 \lg R_{здр}]^{-3,48} - \exp[-R_{здр}^2]; \quad (3.4)$$

$$\lg l_p(R_{здр}) = 1,033 - \lg R_{здр} - \lg \sigma_p; \quad (3.5)$$

$$l_p = \frac{1,033}{R_{здр} \sigma_p}. \quad (3.6)$$

Из рис. 3.15 видно, что удельная электропроводность материала РТП-170 достигает значений  $\sigma_p = 7 \cdot 10^3$  1/Ом·м при  $q = 2,0$  кВт/см<sup>2</sup> и лежит в указанных ранее пределах для прококсованного углеродсодержащего материала  $\sigma_p = 10^3 - 10^6$  1/Ом·м (см. разд. 1), а с увеличением  $q$  величина  $\sigma_p$  стремится к величине, равной  $1,2 \cdot 10^4$  1/Ом·м, что, по всей видимости, определяется процентным содержанием углерода (9,4 %) в материале РТП-170.

Из рассмотрения зависимости толщины расплавленного слоя материала РТП от плотности теплового потока (см. рис. 3.16) видно, что на начальном участке при  $q > 0,5$  кВт/см<sup>2</sup> наблюдается рост до  $l_p = 4 \cdot 10^{-5}$  м, далее следует установившийся участок, затем при  $q > 1,3$  кВт/см<sup>2</sup> происходит уменьшение толщины до  $5 \cdot 10^{-6}$  м. Данная зависимость аналогична по своему характеру зависимости для материала ВИО-18.

Полученные зависимости (см. рис. 3.9, 3.12, 3.13–3.16) являются необходимыми для реализации процедуры калибровки зондов.

Методика изменения параметров плазмы и слоя расплава теплозащиты зондами заключается в следующем. С помощью ЗДП и ЗДР измеряются сопротивления плазмы и сопротивления слоя расплава, если он имеет место. По калибровочным кривым для материалов изоляторов (в нашем случае для ВИО-18 и РТП-170, см. рис. 3.9 и 3.12) находится величина плотности теплового потока и далее по зависимостям рис. 3.13 и 3.16 – толщина слоя расплава, необходимая в дальнейшем для расчета его удельной электропроводности и величины плотности теплового потока. Величина плотности теплового потока необходима также для определения характера изменения геометрии электродов под его воздействием. Для геометрии используемых зондов определяются поправочные коэффициенты:  $K_1$  – учитывающий конечность длины электродов зондов;  $K_2$  – учитывающий изменение геометрии электродов под воздействием тепловых потоков. По формулам (1.11), (1.35), (1.93)–(1.96) определяются параметры плазмы и удельная электропроводность слоя расплава ТЗП.

По результатам экспериментов, которые приведены в табл. 3.4 и 3.5, был проведен расчет концентрации электронов по методике, изложенной в разд. 1, с учетом калибровки зондов. Результаты расчета сведены в табл. 3.10.

Таблица 3.10

### Результаты расчета параметров плазмы

№ эксперимента	$R_{здр}^*$ Ом	$R_{здр}^*$ Ом	$q$ , кВт/см <sup>2</sup>	$T_{с-сндр}^*$ К	$N_{с-сндр}^*$ 1/см <sup>3</sup>	$N_{с-расч}$ 1/см <sup>3</sup>	$K_1$	$K_2$	$N_{с-расч}$ (с К), 1/см <sup>3</sup>	$\delta N_{с-расч}$ (без К), %	$\delta N_{с-расч}$ (с К), %
1	239	7600	0,23	7200	$1,05 \cdot 10^{14}$	$1,09 \cdot 10^{13}$	1,2	–	$1,31 \cdot 10^{13}$	89,6	87,5
2	457	5600	0,36	6550	$3,45 \cdot 10^{13}$	$1,13 \cdot 10^{14}$	1,2	–	$1,35 \cdot 10^{14}$	67,2	60,8
3	776	1000	0,3	6300	$3,24 \cdot 10^{13}$	$2,27 \cdot 10^{13}$	1,2	–	$2,72 \cdot 10^{13}$	29,9	16,0
4	1000	513	0,52	5950	$2,02 \cdot 10^{14}$	$1,69 \cdot 10^{14}$	1,2	1,1	$2,23 \cdot 10^{14}$	16,4	9,4
5	417	302	0,67	6000	$5,09 \cdot 10^{14}$	$2,31 \cdot 10^{14}$	2,7	–	$6,8 \cdot 10^{14}$	54,6	13,2



В той же таблице приведены экспериментальные значения параметров плазмы, полученные спектрометрическим методом и пересчитанные к точке нахождения зондового датчика с учетом неоднородности плазмообразования. Различие в результатах, полученных зондовым и спектрометрическим методами, составляет примерно 60 %. Данный разброс объясняется в первую очередь ошибкой определения  $N_e$  по спектрометрическим измерениям, а также погрешностями зондового метода, проанализированными в разд. 1. Из полученных результатов следует, что разработанная методика (разд. 2), данные калибровки зондов, полученные при давлении  $P \approx 1,2 \cdot 10^5$  Па и плотности теплового потока  $q \approx 0,3-2,0$  кВт/см<sup>2</sup>, позволяют диагностировать плазмообразование и слой расплава ТЗП.

### **3.2. Натурные измерения параметров плазменной оболочки ГЛА**

#### *Методика измерения параметров плазмы и слоя расплава теплозащиты в натурном эксперименте*

С целью проверки возможностей предлагаемого метода зондовой диагностики были выполнены определения характера изменения и проведена количественная оценка параметров плазменной оболочки и слоя расплава теплозащиты. Это было осуществлено с помощью натурального эксперимента. Эксперимент проводился на ГЛА, представляющим собой конус, ось которого находится под углом  $\alpha$  относительно направления набегающего потока. Параметры набегающего потока (плазмы) изменялись в течение всего времени эксперимента. В этих условиях полета параметры плазмы были неравномерно распределены в продольном и поперечном сечениях ГЛА. Вид временных зависимостей основных характеристик плазмы ( $q$ ,  $N_e$ ,  $V_{эф}$ ,  $T_e$  и  $P$ ) показан на рис. 3.17–3.19.

Аппаратура для диагностики плазмы в натурном эксперименте состояла из блока питания зондовых датчиков, комплекта ЗДП и ЗДР и штатной системы телеметрических измерений. Прием данных, поступающих по каналам телеметрии, осуществлялся специальным наземным комплексом.

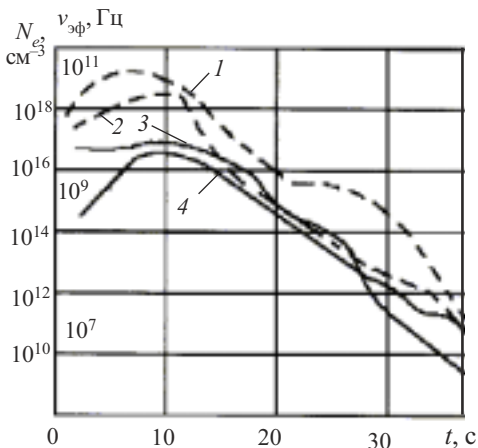


Рис. 3.17. Временная зависимость параметров плазмы: 1 –  $v_{эф}$ ,  $X_1$ ; 2 –  $v_{эф}$ ,  $X_2$ ; 3 –  $T_e$ ,  $X_1$ ; 4 –  $T_e$ ,  $X_2$ ,  $X$  – расстояние вдоль образующей ГЛА,  $X_1 < X_2$

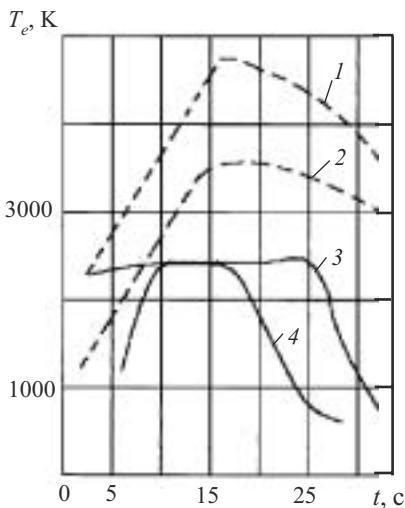


Рис. 3.18. Временная зависимость температуры плазмы: 1 –  $X_1$ ,  $T_{e\max}$ ; 2 –  $X_1$ ,  $T_{e\text{cp}}$ ; 3 –  $X_2$ ,  $T_{e\max}$ ; 4 –  $X_2$ ,  $T_{e\text{cp}}$

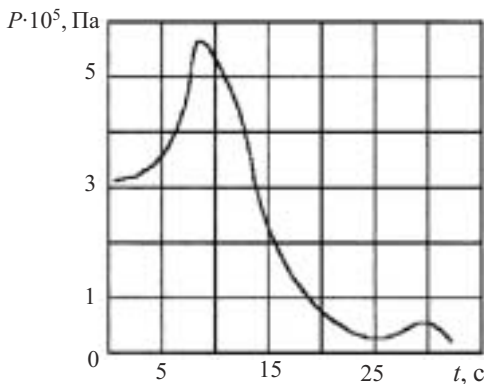


Рис. 3.19. Временная зависимость давления в плазме

Методика измерения параметров плазмы и слоя расплава теплозащиты в натурном эксперименте заключается в следующем. Перед проведением эксперимента необходимо провести калибровку каждого зондового датчика совместно с блоком питания в соответствии с методикой, приведенной в разд. 1.

При проведении натурного эксперимента с помощью системы телеметрических измерений производится измерение выходных уровней сигнала  $i_n$  по каждому передающему каналу, где  $n$  – номер канала в реальном масштабе времени. Для каждого момента времени производится расчет сопротивления каждого датчика по выражению

производится измерение выходных уровней сигнала  $i_n$  по каждому передающему каналу, где  $n$  – номер канала в реальном масштабе времени. Для каждого момента времени производится расчет сопротивления каждого датчика по выражению

$$R_n = (l_n - l_{kni}) \frac{R_{k(i+1)} - R_{ki}}{l_{kn(i+1)} - l_{kni}} + R_{ki},$$

где  $l_{kni}$  – уровень калибровки, лежащий ниже измеренного;  $l_{k(i+1)}$  – уровень калибровки, лежащий выше измеренного;  $R_{ki}$ ,  $R_{k(i+1)}$  – сопротивления, соответствующие уровню калибровки.

Следует отметить, что с целью стабилизации ГЛА относительно траектории движения ему придается вращение относительно продольной оси при наличии угла между направлением движения и осью ЛА. При этом минимальное значение сопротивления ЗДП соответствует наветренной стороне ГЛА, максимальное значение сопротивления соответствует диаметрально противоположной стороне. Поэтому обработка результатов измерений проводится по значениям сопротивлений, соответствующих положению в пространстве (минимальное, промежуточное и максимальное), что позволяет определить пространственное распределение параметров плазмы и расплава, которые вычисляются по выражениям:

$$N_e(t_{\text{экс}}) = \frac{(\ln D/d) v_{\text{эф}}(t_{\text{экс}}) K_1 K_2}{2,82 \cdot 10^{-8} \pi l_{\text{ЗДП}} [R_{\text{ЗДР}}(t_{\text{экс}} - \frac{t_{\text{вр}}}{2}) R_{\text{ЗДП}}(t_{\text{экс}})]} \times$$

$$\times \frac{1}{R_{\text{ЗДП}}(t_{\text{экс}}) - R_{\text{ЗДР}}(t_{\text{экс}} - \frac{t_{\text{вр}}}{2})};$$

$$\sigma_p(t_{\text{экс}}) = \frac{\ln D/d K_{p1} K_{p2}}{\pi l_p R_{\text{ЗДР}}(t_{\text{экс}} - \frac{t_{\text{вр}}}{2})}. \quad (4.7)$$

Здесь значения сопротивлений  $R_{\text{ЗДР}}$ ,  $R_{\text{ЗДП}}$  и  $v_{\text{эф}}$  берутся соответственно для каждого момента времени эксперимента  $t_{\text{экс}}$ ,  $t_{\text{вр}}$  – период вращения ГЛА (см. рис. 3.9, 3.12, 3.13, 3.16). Значение толщины слоя расплава  $l_p$  рассчитывается по приближенной формуле.

#### *Результаты натурального эксперимента*

Для обеспечения требуемой механической прочности ГЛА на всей траектории его движения в одном сечении ГЛА по периметру можно

установить не более четырех датчиков под углом  $90^\circ$  – два ЗДП и два ЗДР. Соответственно этим датчикам следует выделить четыре канала телеметрии.

На рис. 3.20 приведены кривые изменения сопротивлений плазмы и слоя расплава, измеренные с помощью ЗДП и ЗДР.

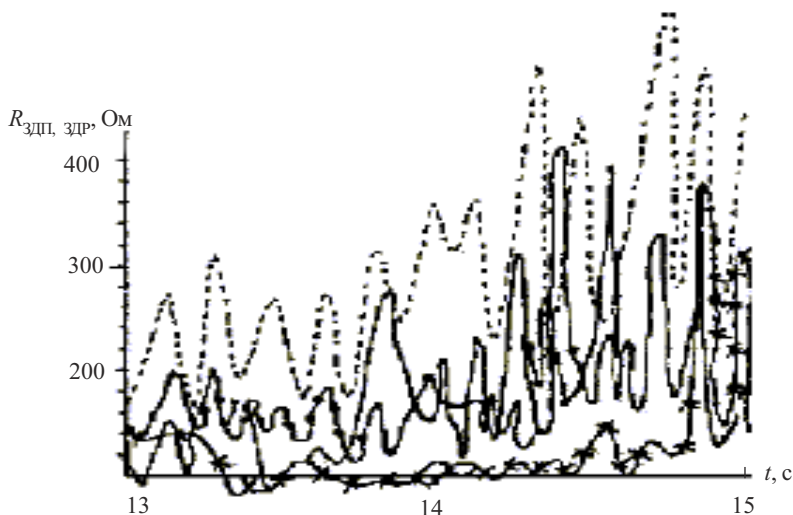


Рис. 3.20. Временные зависимости сопротивлений ЗДП и ЗДР по четырем, приведенным к общей, точкам: —————  $R_{\text{ЗДП1}}$ ; — — — —  $R_{\text{ЗДП2}}$ ; —×—×—  $R_{\text{ЗДР1}}$ ; .....  $R_{\text{ЗДР2}}$

Определение характера изменения и расчет параметров плазмы и расплава возможны на основании разработанной методики обработки результатов эксперимента и предварительно полученных данных калибровок. В наиболее напряженный момент движения ГЛА связь с ГЛА нарушается и запись информации, полученной ЗДП и ЗДР, приходится выводить на запоминающее устройство (ЗУ). Так как ЗУ выдает накопленную информацию с момента восстановления связи в обратном порядке, то возьмем данные, начиная с участка траектории, когда на поверхности изолятора зондовых датчиков появляется слой расплава, сопротивление которого необходимо учитывать при расчете концентрации электронов и удельной электропроводности плазменной оболочки. Поэтому непосредственно измеренные значения сопротивлений плазмы и расплава и восстановленные параметры приведены к общей точ-

ке на оси времени. Из рис 3.20 видно, что сопротивление ЗДП при вращении ГЛА изменяется в 1,5–2 раза, а сопротивление ЗДР – в 2–2,5 раза. Эти данные показывают, что условия, в которых работают бортовые зондовые датчики, зависят от того, на какой стороне аппарата они находятся (наветренной или подветренной).

Для упрощения расчетов параметров плазмы и слоя расплава теплозащиты были использованы лишь минимальные значения из замеренных сопротивлений ЗДП и ЗДР. На рис. 3.21 и 3.22 приведены временные зависимости электронной концентрации и удельной электропроводности слоя расплава теплозащиты, рассчитанные по результатам зондовых измерений с учетом результатов калибровки датчиков на стенде для калибровки.

Таким образом, приведенные результаты натурных экспериментальных исследований параметров плазменной оболочки зондовым методом показывают, что предложенный метод зондов проводимости обеспечивает непосредственное измерение электрофизических параметров плазмы в эксплуатационных условиях, а также подтверждают тот факт, что разработанная конструкция зондовых датчиков сохраняет свою работоспособность на всей траектории спуска ГЛА.

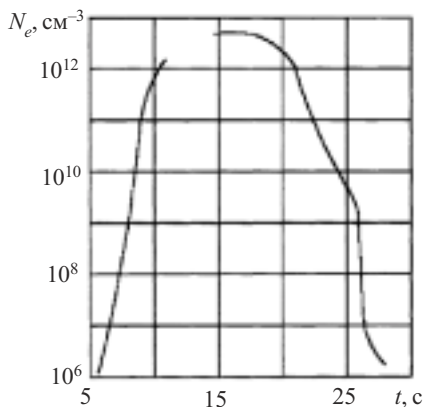


Рис. 3.21. Временная зависимость электронной концентрации  $N_e$ , полученная по зондовым измерениям

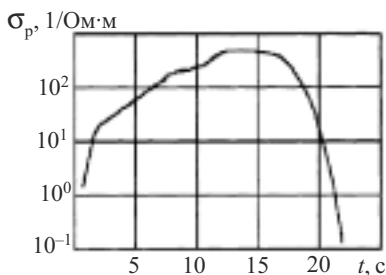


Рис. 3.22. Временная зависимость электропроводности слоя расплава по зондовым измерениям

## Библиографический список

1. *Lanqmuir Y., Mott-Smith H.* Studies of electric discharges at low pressures // *Gen. Elec. Rev.* 1924. № 27. 449 p.
2. *Саттон Г. В.* Использование зондов Ленгмюра в гиперзвуковых следах // *Ракетная техника и космонавтика.* 1969. № 2. С. 2.
3. *Данн М. С., Лорди И. А.* Применение тонких проволочных зондов Ленгмюра для измерений в свободномолекулярном и переходном режимах // *Ракетная техника и космонавтика.* 1970. № 6. С. 110–112.
4. *Шарфман В. Е., Бредфелт Х. Р.* Экспериментальное исследование электростатических пристеночных зондов // *Ракетная техника и космонавтика.* 1970. № 4. С. 67–69.
5. *Петерсон Е. В., Толбот Л.* Измерение одиночными и двойными электростатическими зондами в бесстолкновительной плазме // *Ракетная техника и космонавтика.* 1970. № 12. С. 126–132.
6. *Русанов В. Д.* Современные методы исследования плазмы. М.: Госатомиздат, 1962. 183 с.
7. *Хейес Д. Т., Ротмен В.* Измерение концентрации электронов на затупленном спускаемом аппарате с помощью СВЧ и зондового метода // *Ракетная техника и космонавтика.* 1973. № 5. С. 125–134.
8. *Райбек И. Р., Черчил Р. И.* Современное состояние проблемы связи при входе в атмосферу // *Вопросы ракетной техники.* 1972. № 10. С. 13–26.
9. *Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда;* М.: Мир, 1967. 515 с.
10. *Козлов О. В.* Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. С. 168–178.
11. *Чен Ф.* Электрические зонды // *Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда;* М.: Мир, 1967. С. 94–131.
12. *Чанг Р. М., Толбот Л., Турян К. Д.* Электрические зонды в покоящейся и движущейся плазме // *Ракетная техника и космонавтика.* Зонды в режиме сплошной среды. 1974. № 2. С. 23–36.
13. *Мартин Дж.* Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969. 320 с.
14. *Бессонов Л. А.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. шк., 1964. 687 с.
15. *Глаголевский В. Г.* Основы техники сверхвысоких частот / ЛВИКАА им. Калинина. Л., 1966. Ч. 1. 297 с.

16. *Стреттон Д. А.* Теория электромагнетизма. М.-Л.: Гостехиздат, 1948. 189 с.
17. *Мармер Э. Н., Гуревич О. С.* Высокотемпературные материалы. М.: Металлургия, 1967. 407 с.
18. *Душин Ю. А.* Работа теплозащитных материалов в горячих и газовых потоках. Л.: Химия, 1968. 224 с.
19. *Грин Г.* Спектроскопия плазмы: Пер. с англ / Под ред. *Г. В. Шолкина, Г. Е. Смолкина*; М.: Физматиздат, 1963. 636 с.
20. *Фриш С. Э.* Оптические спектры атомов. М.: Физматиздат, 1963. 636 с.
21. *Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С. В. Дресвина*; М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
22. *Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
23. *Герашенко О. А., Федоров В. Г.* Тепловые и температурные изменения. Киев: Наукова думка, 1965. 472 с.
24. *Кутателидзе С. С.* Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973. 40 с.
25. *Алифанов О. М.* Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 497 с.
26. *Алифанов О. М., Михайлов В. В.* Решение нелинейной обратной задачи теплопроводности итерационным методом // ИЖФ. 1978. Т. 35. № 6. С. 19–27.
27. *СВЧ-излучения низкотемпературной плазмы / Под ред. А. Е. Башаринова*; М.: Сов. радио, 1974. 256 с.

## Оглавление

Предисловие .....	3
<b>1. Зонды проводимости .....</b>	<b>4</b>
1.1. Классический метод зондовой диагностики .....	4
1.2. Метод зондовой диагностики прибортовой плазмы, основанный на измерении удельной электропроводности среды .....	12
1.3. Конструкции зондов проводимости .....	49
1.4. Аппаратура зондов проводимости .....	51
1.5. Метрологическое обеспечение измерения параметров плазмы и расплава .....	57
1.6. Метод калибровки зондов проводимости .....	59
<b>2. Стендовый комплекс калибровки зондовых датчиков .....</b>	<b>61</b>
2.1. Основные технические требования к комплексу калибровки .....	61
2.2. Измерительная часть стенда для калибровки зондовых датчиков .....	64
2.3. Методика определения удельной электропроводности и толщины слоя расплава теплозащиты по зондовым спектрометрическим и радиометрическим измерениям .....	76
<b>3. Экспериментальные результаты исследования параметров плазмы ...</b>	<b>82</b>
3.1. Калибровка зондовых датчиков .....	82
3.2. Натурные измерения параметров плазменной оболочки ГЛА .....	97
Библиографический список .....	102