
МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ КОМИТЕТ
ПРИ ПРЕЗИДИУМЕ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR
SOVIET GEOPHYSICAL COMMITTEE

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ
ПРОЕКТАМ

ИОНОСФЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

№ 18

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1969

Иоанновичу!
иш

Г. Л. Гдалевич

ЗОНДОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Методы исследования ионосферы при помощи ракет и спутников могут быть разбиты на две основные группы:

1) изучение распространения радиоволн между спутником или ракетой и Землей (в некоторых случаях по приему на спутнике прошедших через ионосферу радиоволн);

2) измерение характеристик ионосферы вблизи ракеты или спутника с помощью установленных на них приборов.

Методам первой группы опытов посвящена статья В. А. Мисюры. Основным недостатком этой группы опытов, с точки зрения изучения локальных параметров ионосферы, является влияние на вид принимаемых сигналов всей толщи атмосферы, через которую проходят радиоволны.

Основным преимуществом методов второй группы является полная независимость результатов измерений от характеристик толщи ионосферы, находящейся вдали от приборов спутника или ракеты, и от процессов, в ней происходящих. В этом случае показания приборов полностью определяются малой областью вблизи этих приборов. Однако на показания приборов влияют возмущения, создаваемые как самими приборами, так и спутником или ракетой.

Эти так называемые зондовые методы начали развиваться еще в 20-х годах нашего столетия Ленгмюром и его сотрудниками для исследований плазмы газового разряда и в настоящее время являются основными методами измерений в относительно холодной плазме с относительно малой концентрацией и при малых магнитных полях.

Ионосфера, как мы увидим ниже, является почти идеальной средой для применения зондовой методики. Исследования ионосферы стимулировали развитие зондовых методов. Для измерений в ионосфере использовались как методы, разработанные ранее, так и методы специально созданные. В настоящей статье мы рассмотрим кратко теорию зондовых измерений; остановимся на особенностях измерений в ионосфере; разберем использующиеся для измерений в ионосфере методы; приведем теоретические расчеты и экспериментальные сведения по влиянию возмущений, создаваемых движущимся спутником, на результаты измерений при помощи зондовой методики; в заключение обратим внимание на перспективы использования этой методики.

КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ЕЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

Метод зондов, предложенный Ленгмюром в 1923 г. [1], заключается в том, что электрический зонд, т. е. небольшой электрод шаровой, цилиндрической или плоской формы, вводится в плазму газового разряда и потенциал зонда, задаваемый относительно катода или анода, изменяется относительно потенциала плазмы в месте расположения зонда. Зондовая, или так

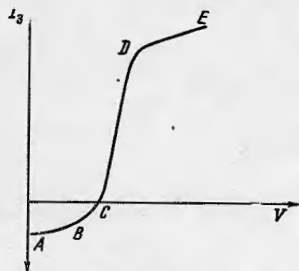


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика зонда

называемая вольт-амперная характеристика, представляет собой зависимость тока на зонд от потенциала зонда. Типичный вид вольт-амперной характеристики приведен на рис. 1. Ее качественное объяснение таково [2]: при больших отрицательных потенциалах зонда ток на него определяется током положительных ионов, поскольку тепловые электроны не могут преодолеть тормозящее поле зонда (участок *AB*); при уменьшении отрицательного потенциала на зонд начинает попадать электронный ток, определяемый сначала наиболее быстрыми электронами. Этим объясняется более быстрое, чем на участке *AB*, уменьшение тока на участке *BC* и последующее изменение его знака (точка *C*) при потенциалах на зонде еще более низких, чем потенциал плазмы в месте нахождения зонда. После изменения знака тока при уменьшении отрицательного потенциала ток круто растет (участок *CD*), достигая значений по абсолютной величине примерно на два порядка больших, чем на участке *AB*. Уже в этой области (*CD*) электронный ток значительно превышает ионный ток. Вблизи потенциала зонда, равного потенциалу плазмы (точка *D*), изменяется закон возрастания тока, так как электроны сначала перестают задерживаться полем зонда, а затем начинают ускоряться. Это изменение закона возрастания зондового тока вблизи потенциала плазмы проявляется в более или менее резко изломе вольт-амперной характеристики.

Для того чтобы найти параметры плазмы, необходимо вычислить вид вольт-амперной характеристики из некоторой упрощенной теоретической схемы и сравнить ее с наблюдаемой.

Важным для развития теории зондов явилось введение Ленгмюром концепции слоя объемного заряда, окружающего зонд. В самом деле, при внесении зонда в плазму (так же как и при вхождении ракеты в ионосферу) он приобретает отрицательный потенциал, так как скорость электронов превышает скорость положительных ионов и, следовательно, электронный ток в начальный момент больше тока положительных ионов. В установившемся состоянии суммарный ток на тело равен нулю. Следовательно, зонд приобретает потенциал V , определяемый из условия равенства токов. Для изотропной плазмы, содержащей только электроны и положительные ионы, это условие определяется соотношением

$$\frac{en_+v_+}{4} = \frac{en_e v_e}{4} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right), \quad (1)$$

где e — заряд электрона; n_+ , n_e — концентрации положительных ионов и электронов соответственно; v_+ , v_e — их средние (арифметические) скорости

при максвелловском распределении. M соотношением $v = (8kT/\pi M)^{1/2}$ (где k — постоянная Больцмана). Из (1) следует, что зонд (как зонд-спутник в ионосфере) при отсуствии ионов, таких, как фотоэффект, в противном случае приобретает отрицательный потенциал.

При этом вблизи поверхности зонда возникает слой объемного заряда, в котором концентрация электронов значительно превышает концентрацию положительных ионов. Это явление Ленгмюром принято называть «зондовым слоем» по следующим причинам:

1) вычисление тока на зонд определяется током заряженных частиц в слое объемного заряда; столкновений;

2) пределы применимости теории Ленгмюра определяются пределами применимости теории свободного пробега заряженных частиц в слое объемного заряда d .

Для нахождения вида вольт-амперной характеристики Ленгмюра для распределения электронов по энергии Пуассона для распределения электронов по энергии знака потенциала уравнение

$$\text{для } V > 0 \quad \nabla^2 V = -4\pi e n_e$$

$$\text{для } V < 0 \quad \nabla^2 V = -4\pi e n_+$$

Граничные условия при решении уравнения Пуассона в том, что в некотором расстоянии от него, $r \rightarrow \infty$, потенциал равен нулю, либо малым. Решение уравнения Пуассона в слое объемного заряда определяет потенциал в слое объемного заряда. Для нахождения вида вольт-амперной характеристики Ленгмюра для распределения электронов по энергии Пуассона для распределения электронов по энергии знака потенциала уравнение

$$I_z =$$

где s — поверхность зонда, r — радиус зонда, и, следовательно, по этой области потенциалов

ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗОНДА

1923 г. [1], заключается в том, что вращение шаровой, цилиндрической или конической поверхности разряда и потенциал анода, изменяется относительно зонда. Зондовая, или так

1. Вольт-амперная характеристика зонда

представляет собой зависимость тока от потенциала зонда. Вольт-амперная характеристика зонда представляет собой зависимость тока от потенциала зонда. Вольт-амперная характеристика зонда представляет собой зависимость тока от потенциала зонда. Вольт-амперная характеристика зонда представляет собой зависимость тока от потенциала зонда.

необходимо вычислить вид упрощенной теоретической вольт-амперной характеристики зонда. В самом деле, при внедрении зонда в ионосферу, как и скорость электронов, следовательно, электронный ток, следовательно, потенциал зонда. Следовательно, зонд должен иметь нулевой потенциал. Следовательно, зонд должен иметь нулевой потенциал. Следовательно, зонд должен иметь нулевой потенциал.

и положительные ионы и электроны (арифметические) скорости

при максвелловском распределении, связанные с температурой T и массой M соотношением $v = (8kT/\pi M)^{1/2}$; T_e — температура электронов; k — постоянная Больцмана. Из (1) следует, что любое тело в плазме (ракета или спутник в ионосфере) при отсутствии влияния на потенциал других эффектов, таких, как фотоэффект, вторичная эмиссия, потоки быстрых частиц и т. п., приобретает отрицательный потенциал

$$V \approx \frac{5kT_e}{e}.$$

При этом вблизи поверхности зонда образуется слой объемного положительного заряда, в котором электрическое поле зонда быстро падает, а концентрация электронов значительно меньше концентрации ионов. Введение Ленгмюром понятия слоя объемного заряда важно по следующим причинам:

1) вычисление тока на зонд производится путем расчета движения заряженных частиц в слое объемного заряда в предположении отсутствия столкновений;

2) пределы применимости теории становятся более четкими, так как отсутствие столкновений в слое объемного заряда означает, что длина свободного пробега заряженных частиц l значительно превосходит толщину слоя объемного заряда d .

Для нахождения вида вольт-амперной характеристики решают уравнение Пуассона для распределения потенциала в слое. В зависимости от знака потенциала уравнение имеет вид [3]

$$\left. \begin{aligned} \text{(для } V > 0) \quad \nabla^2 V &= 4\pi e [n_+ \exp\left(-\frac{eV}{kT_+}\right) - n_e], \\ \text{(для } V < 0) \quad \nabla^2 V &= 4\pi e [n_e \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) - n_+]. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Граничные условия при решении (2) задаются на поверхности зонда и на некотором расстоянии от него, где поле зонда можно считать либо равным нулю, либо малым. Решение (2) с граничными условиями определяет распределение потенциала в слое, которое и определяет движение частиц с учетом законов сохранения. Для сферического и цилиндрического зондов рассматривается движение частиц с учетом законов сохранения для движения в центрально-симметричном поле (законы сохранения энергии и момента количества движения). Для вычисления вольт-амперной характеристики плоского зонда используются закон сохранения энергии и уравнение непрерывности потока частиц. Такие расчеты для сферического цилиндрического и плоского зондов были проведены Ленгмюром и его сотрудниками. Отметим, что расчеты электронной ветви были правильными и в настоящее время используются при обработке результатов зондовых измерений. Что касается теории ионной ветви вольт-амперной характеристики, то в дальнейшем (после работ Ленгмюра) потребовалось уточнение. Поскольку при проведении ионосферных измерений расчеты ионного тока, текущего на зонд, должны производиться с учетом особенностей измерений (см. ниже), подробнее нет смысла останавливаться на этом вопросе. Приведем основные формулы, по которым определяются параметры плазмы при проведении зондовых измерений. Для тока частиц, движущихся в тормозящем поле:

$$I_a = \frac{env}{4} s \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right), \quad (3)$$

где s — поверхность зонда. Формула (3) справедлива независимо от формы зонда, и, следовательно, полулогарифмическая зависимость $\lg I_a = f(V)$ в этой области потенциалов зонда представляет прямую, наклон которой

определяет температуру:

$$T_e = \frac{5040}{d \lg I_e/dV}. \quad (4)$$

Такой характер зависимости можно объяснить тем, что в поле отталкивающего зонда должно устанавливаться равновесное распределение частиц, т. е. распределение Больцмана.

Для притягивающих потенциалов зонда:

а) Для бесконечного плоского зонда

$$I_s = I_e = \frac{en_e v_e}{4} s,$$

т. е.

$$n_e = \frac{4,03 \cdot 10^{13}}{s \sqrt{T_e}} I_e, \quad (5)$$

где n_e — концентрация электронов в $см^3$; s — поверхность зонда в $см^2$; I_e — величина электронного тока в амперах.

б) Для длинного цилиндрического зонда

$$I = \frac{en_e v_e}{4} s \left\{ \Phi \left(\sqrt{\frac{eV_p}{kT_e} \frac{1}{(r_{сл}/r_3^2) - 1}} \right) + \frac{r_3}{r_{сл}} \exp \frac{-eV_p}{kT_e} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{eV_p}{kT_e} \left(1 + \frac{1}{(r_{сл}/r_3^2) - 1} \right)} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

где r_3 , $r_{сл}$ — радиус зонда и слоя объемного заряда; $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-h^2} dh$ — функция ошибок.

При выполнении условий $(eV_p/kT) > 1$ и $(r_{сл}^2/r_3^2) \gg 1$ формула (6) хорошо аппроксимируется выражением

$$I_e = 4 \sqrt{\pi} l r_3 \frac{en_e v_e}{4} \left(1 + \frac{eV_p}{kT_e} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где l — длина цилиндрического зонда. Из (7) следует

$$n_e = 3,22 \cdot 10^{11} \frac{1}{s} \left(\frac{dI_e^2}{dV_p} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где s — поверхность зонда в $см^2$; I_e^2 — квадрат электронного тока в амперах и V_p — напряжение на зонде в вольтах. Исходя из (8), Ленгмюр и Мотт-Смис рекомендовали способ определения n_e по зависимости $I_e^2 = f(V)$ и точки на вольт-амперной характеристике, в которой потенциал зонда относительно плазмы равен нулю, по пересечению прямолинейной части зависимости $I_e^2 = f(V)$ с осью $I_e = 0$. Однако на практике в плазме газового разряда этот метод применяется редко, так как выполнить условия его применения довольно сложно [4]. В 1961 г. этот метод успешно был использован при измерениях в плазме газового разряда [5].

в) Для сферического зонда

$$I_e = \frac{en_e v_e}{4} s \left[1 - \left(1 - \frac{r_3^2}{r_{сл}^2} \right) \exp \left(- \frac{eV}{kT_e (r_{сл}^2/r_3^2 - 1)} \right) \right]. \quad (9)$$

Формула (9) при условии (1) принимает

$$I_e =$$

представляющим линейную зависимость в зонде.

При обработке вольт-амперной характеристики нулевой потенциал пространства в месте в точке D (см. рис. 1) (более высокой характеристике). Значение потенциала (участок AB) вправо от точки D равен потенциалу прослойки из зондового тока для зависимости $I_e = f(V)$, $\ln I_e = f(V)$, T_e , n_e . Значение концентрации электронов, в которой зонд имеет нулевой потенциал (5). Все приведенные зависимости справедливы для распределения заряженных частиц или светового распределения или отсутствием прямолинейной характеристики), согласно Дрюэна, амперной характеристики с энергией [4].

Практическое применение как возмущение самим зондом внутри плазмы, обеднение фото- и вторичная эмиссия при появлении зондовой методики различных усовершенствований. Практически рассмотрим все предельные случаи. Еще сам Ленгмюр предложил разделить токи частиц зонда на две группы: первичную и вторичную. Н. И. Ионов предложил метод, в котором разность потенциалов зонда держиваться постоянной [8]. Измерения показали, что при измерениях в плазме газового разряда, т. е. при подаче на зонд, по разному закону напряженности электрического поля [9—12]. Это дало возможность получить вольт-амперных характеристик. На практике в двойного зонда в 1950 году зондового разряда с целью измерения исследуемую плазму, или в

ОСОБЕННОСТИ

Ионосферная плазма, в которой средней для применения высот в ионосфере длина свободного пробега электронов толщины слоя объемного заряда столкновений в слое справедлива (высота 100 км) приводит

Формула (9) при условии $(r_{\text{сп}}^2/r_3^2) \gg 1$ хорошо аппроксимируется выражением

$$I_e \approx 4\pi r_3^2 \frac{en_e v_e}{4} \left(1 + \frac{eV}{kT_e}\right), \quad (10)$$

представляющим линейную зависимость тока I_e от напряжения V на зонде.

При обработке вольт-амперной характеристики зонда сначала приближенно определяют нулевой потенциал зонда относительно плазмы (потенциал пространства в месте нахождения зонда) по перегибу характеристики в точке D (см. рис. 1) (более четко точка перегиба видна на полулогарифмической характеристике). Затем экстраполируют ионную ветвь характеристики (участок AB) вправо от точки B до точки, в которой потенциал зонда равен потенциалу пространства, производят вычитание ионного тока из зондового тока для определения электронной ветви. Далее строят зависимости $I_e = f(V)$, $\ln I_e = f(V)$, $I_e^2 = f(V)$ и по формулам определяют T_e , n_e . Значение концентрации электронов и ионов по величине тока в точке, в которой зонд имеет нулевой потенциал относительно плазмы, определяется (5). Все приведенные формулы справедливы при максвелловском распределении заряженных частиц по скоростям. В случае отсутствия максвелловского распределения по скоростям (что определяется наличием или отсутствием прямолинейной части в полулогарифмической характеристике), согласно Дрювестейну, по величине второй производной вольт-амперной характеристики определяют закон распределения электронов по энергии [4].

Практическое применение зондов осложняется рядом факторов, таких, как возмущение самим зондом плазмы (изменение электрического поля внутри плазмы, обеднение плазмы из-за ухода заряженных частиц на зонд), фото- и вторичная эмиссия с поверхности зонда и т. п. Поэтому с момента появления зондовой методики и до настоящего времени предложено много различных усовершенствований. К сожалению, нет возможности подробно рассмотреть все предложения. Упомянем только наиболее важные и имеющие непосредственное отношение к измерениям в ионосфере предложения. Еще сам Ленгмюр начал применять двухэлектродные зонды для разделения токов частиц различного знака [6]. В 50-х годах Бойд использовал двухэлектродный зонд для экранирования плазмы от поля зонда [7], а Н. И. Ионов предложил использовать трехэлектродный плоский зонд, в котором разность потенциалов между двумя электродами могла бы поддерживаться постоянной [8]. Существенным вкладом в методику зондовых измерений явилось исследование работы зонда в динамическом режиме, т. е. при подаче на зонд, помимо медленно меняющихся обычно по пилообразному закону напряжений, гармонических сигналов небольшой амплитуды [9—12]. Это дало возможность получать производные от вольт-амперных характеристик. Наконец, следует отметить развитие теории метода двойного зонда в 1950 г. [13—15], который применяется в плазме газозаряженного разряда с целью уменьшения влияния токов, текущих на зонд, на исследуемую плазму, или в безэлектродных разрядах.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ

Ионосферная плазма, начиная с высот ~ 100 км, является почти идеальной средой для применения зондовых измерений, поскольку на этих высотах в ионосфере длина свободного пробега частиц значительно больше толщины слоя объемного заряда (т. е. основное предположение об отсутствии столкновений в слое справедливо). Для примера можно для худшего случая (высота 100 км) привести следующие цифры: длина свободного пробега

$l \approx 10$ см, толщина слоя объемного заряда d около плоского зонда (при $V = 5kT_e/e$, $T_e = 600^\circ \text{K}$ и $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$) равна ~ 5 см. Ниже этой высоты применение зондов Ленгмюра теоретически не обосновано, хотя имеются попытки развить теорию зондовых измерений для случаев $d \gg l$ [16—18]. С другой стороны, увеличение длины свободного пробега и уменьшение концентрации заряженных частиц по сравнению с соответствующими параметрами в плазме газового разряда приводит к сглаживанию излома у вольт-амперных характеристик вблизи потенциала пространства.

При проведении зондовых измерений в ионосфере следует учитывать следующие факторы.

а) *Потенциал зонда изменяется относительно корпуса ракеты или спутника.* Таким образом, при измерениях в ионосфере приходится рассматривать работу двух зондов (один из которых является опорным). Это следует из того, что суммарный ток на всю систему (зонд-корпус ракеты или спутника) в целом должен быть равен нулю. Следовательно, увеличение электронного тока в цепи зонда должно компенсироваться увеличением ионного тока на поверхность ракеты или спутника. Поэтому проблема компенсации тока, текущего на зонд, является важной при применении зондовой методики. Расчеты показывают, что поверхность зонда должна быть примерно на три порядка меньше проводящей части поверхности тела, относительно которого изменяется потенциал зонда, чтобы при изменении потенциала зонда потенциал опорного тела оставался практически неизменным [19, 20].

б) *Фотоэмиссия под воздействием ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца с поверхности зонда может влиять на вольт-амперную характеристику.* Величина плотности фототока с металлических поверхностей, по данным ракетных и спутниковых опытов, в области F примерно равна $5 \cdot 10^{-9} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$ [21, 22]. Такая плотность тока соответствует плотности тока электронов при концентрации $n_e = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и температуре $T_e \approx 10^3 \text{ K}$. Поэтому без применения специальных мер подавления фотоэмиссии измерения с одноэлектродным зондом возможны в освещенной области ионосферы до высот около 1000 км. Кроме того, следует учитывать изменение потенциала ракеты или спутника из-за фотоэффекта (и возможность измерения зондом фототока, текущего с поверхности ракеты или спутника).

в) *Радиопередающие устройства, установленные на ракете или спутнике, могут влиять на зондовые измерения.* Это влияние может проявляться либо в виде прямых наводок на зондовую цепь, либо в изменении температуры или концентрации электронов вблизи зонда, либо в возбуждении колебаний в ионосфере, либо в изменении потенциала опорного тела из-за увеличения электронного тока на антенны передатчика.

г) *Истечение газа из ракеты или спутника и десорбция из их обшивки может уменьшить концентрацию заряженных частиц вблизи зонда.* Поэтому при проведении зондовых измерений в ионосфере следует принимать специальные меры для уменьшения десорбции и газовой выделенности. Устранение этого эффекта в некоторых экспериментах может достигаться при помощи отделения (сброса) зондовой аппаратуры от ракеты, либо отделения двигательной установки от контейнера с аппаратурой.

д) *Зонды, при помощи которых проводятся измерения, устанавливаются на аппаратах, двигающихся со скоростями либо сравнимыми, либо превышающими тепловую скорость положительных ионов.* Это приводит к перераспределению плотности частиц вокруг ракеты и спутника и изменяет вид ионной ветви вольт-амперной характеристики. Влияние возмущений среды вблизи движущегося аппарата на измерения при помощи зондовой методики рассмотрим ниже. Вид ионных ветвей вольт-амперных характеристик для сферического зонда, находящегося на спутнике, был впервые рассчитан К. И. Грингаузом, В. В. Безруких и В. Д. Озеровым

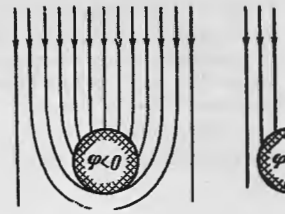


Рис.

а — схема обтекания сферическим зондом ионным потоком в ионосфере. $\phi < 0$ — потенциал зонда, r_0 — радиус эффективного сечения зонда, u — направление скорости иона и e — заряд электрона.

при интерпретации измерений в ионосфере Земли [23]. Схематически ионный поток показан на рисунке. Вид ионной ветви от потенциала на ловушечной собирающей поверхности ловушки показана на рисунке. Центральная симметричная эллиптическая форма, несправедливо, превышающей радиус зонда (в направлении, противоположном движению ионов), является ионной ловушкой. Хотя же, отметим здесь, что ионами, попадающими в ловушку. Поэтому движение ионов в центре эллипса эквипотенциальные поверхности имеют эллиптическую форму. Это, как закон сохранения момента

(где u — скорость спутника, r_0 — радиус зонда, ϕ — потенциал зонда, e — заряд электрона, m — масса иона, u — скорость иона у поверхности ловушки, r_0 — радиус зонда, ϕ — потенциал зонда)

(где ϕ — потенциал ловушки, r_0 — радиус зонда, e — заряд электрона, m — масса иона, u — скорость иона у поверхности ловушки, r_0 — радиус зонда, ϕ — потенциал зонда)

где α — коэффициент перераспределения частиц. В работе [23] приведен вид ионных ветвей вольт-амперных характеристик для различных скоростей ионов (рис. 1).

около плоского зонда (при $V =$
 $v_{\text{ва}} \sim 5 \text{ см}$. Ниже этой высоты
 не обоснованно, хотя имеются
 ний для случаев $d \gg l$ [16—18].
 ного пробега и уменьшение кон-
 ю с соответствующими парамет-
 сглаживанию излома у вольт-
 а пространства.

ионосфере следует учитывать

ельно корпуса ракеты или спут-
 ионосфере приходится рассмат-
 ривать является опорным). Это сле-
 дует (зонд-корпус ракеты или
 ю. Следовательно, увеличение
 енсироваться увеличением ион-
 ка. Поэтому проблема компен-
 сации при применении зондовой
 ности зонда должна быть при-
 части поверхности тела, отно-
 нда, чтобы при изменении по-
 оставался практически неиз-

фиолетового и рентгеновского
 т влиять на вольт-амперную
 тока с металлических поверх-
 опытов, в области F примерно
 ь тока соответствует плотности
 10^3 см^{-3} и температуре $T_e \approx$
 льных мер подавления фото-
 ом возможны в освещенной об-
 Кроме того, следует учитывать
 из-за фотоэффекта (и возмож-
 го с поверхности ракеты или

лановленные на ракете или
 мерения. Это влияние может
 зондовую цепь, либо в изме-
 ктронов вблизи зонда, либо в
 изменении потенциала опор-
 гока на антенны передатчика.
 ка и десорбция из их обшивки
 ых частиц вблизи зонда. По-
 ионосфере следует принимать
 ии и газовыделения. Устране-
 ах может достигаться при по-
 ры от ракеты, либо отделения
 паратурой.

тся измерения, устанавлива-
 стями либо сравнимыми, либо
 тельных ионов. Это приводит
 руг ракеты и спутника и из-
 арактеристики. Влияние воз-
 ата на измерения при помощи
 онных ветвей вольт-амперных
 одящегося на спутнике, был
 Безруких и В. Д. Озеровым

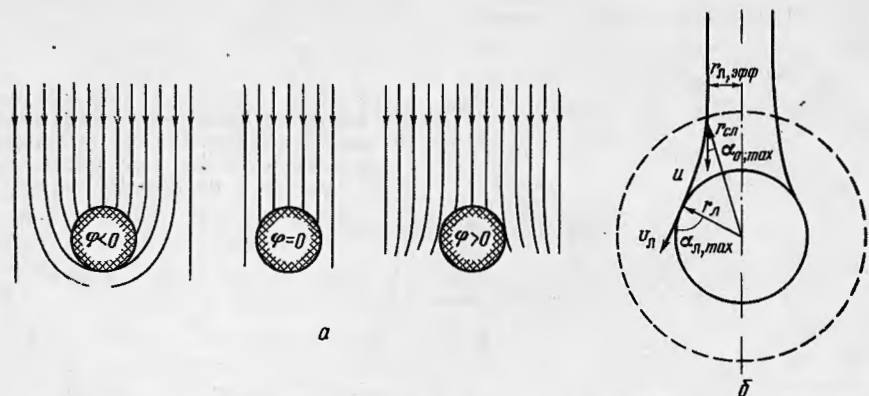


Рис. 2. Движение ловушки в плазме

a — схема обтекания сферической ловушки ионным потоком (φ — потенциал ловушки относительно ионосферной плазмы); b — схема движения иона вблизи ловушки ($r_{\text{л,эфф}}$ — радиус эффективного сечения ловушки; $\alpha_{0,\text{max}}$ и $\alpha_{\text{л,max}}$ — максимальные углы между направлением скорости иона и его радиусом-вектором, при которых ион попадает в ловушку)

при интерпретации измерений, проведенных на третьем советском спутнике Земли [23]. Схематическое изображение обтекания сферической ловушки ионным потоком показано на рис. 2, a , из которого следует, что в зависимости от потенциала на ловушке относительно плазмы изменяется эффективная собирающая поверхность ловушки. Схема движения иона вблизи ловушки показана на рис. 2, b в предположении, что ионы движутся в центрально-симметричном электрическом поле ловушки. Это предположение, строго говоря, несправедливо, поскольку при движении ловушки со скоростью, превышающей примерно на порядок скорость ионов, позади ловушки (в направлении, противоположном вектору скорости) образуется возмущенная область. Хотя рассмотрение этого эффекта будет проведено ниже, отметим здесь, что ток на сферический зонд создается в основном ионами, попадающими на переднюю (в направлении вектора скорости) часть ловушки. Поэтому для обоснования справедливости предположения о движении ионов в центрально-симметричном поле достаточно показать, что эквипотенциальные поверхности с передней части ловушки имеют сферическую форму. Это, как будет показано ниже, и имеет место. Используя закон сохранения момента количества движения

$$ur_{\text{сп}} \sin \alpha_0 = v_{\text{л}} r_{\text{л}} \sin \alpha_{\text{л}}$$

[где u — скорость спутника, $r_{\text{л}}$ — радиус ловушки (зонда), $v_{\text{л}}$ — скорость иона у поверхности ловушки, α_0 и $\alpha_{\text{л}}$ — углы между направлением скорости иона и его радиусом-вектором (см. рис. 2, b)] и закон сохранения энергии

$$\frac{m_i v_{\text{л}}^2}{2} = \frac{m_i u_0^2}{2} - e\varphi$$

(где φ — потенциал ловушки относительно плазмы), получаем уравнение ионной ветви вольт-амперной характеристики:

$$I_{\text{в}} = \alpha n_+ e u \pi r_{\text{л}}^2 \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i u^2} \right); \quad (11)$$

где α — коэффициент прозрачности ловушки, u — скорость спутника. В работе [23] приведен вид вольт-амперных характеристик при учете тепловых скоростей ионов (рис. 3), хотя выражение для тока на сферический

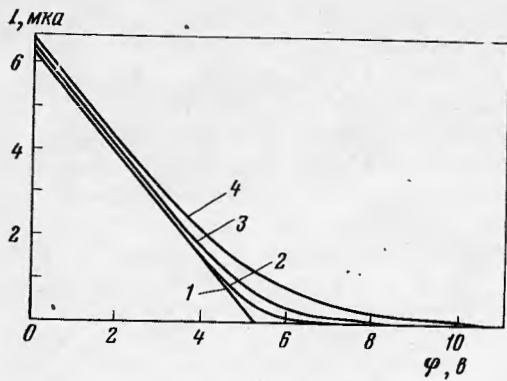


Рис. 3. Вид ионных ветвей вольт-амперных характеристик, рассчитанных для случая ионов O^+ с концентрацией $n_+ = 10^8 \text{ см}^{-3}$ при скорости спутника $u = 8 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$
 1 — $T = 0^\circ \text{ К}$; 2 — $T = 500^\circ \text{ К}$;
 3 — $T = 1800^\circ \text{ К}$; 4 — $T = 5000^\circ \text{ К}$

зонд при учете тепловых скоростей не приведено. Такое выражение было позднее приведено Сагалин и Смидди [24] и Медикусом [25] и имеет следующий вид для тормозящих потенциалов:

$$I_s(\eta) = c \{ e^{-\eta - \eta_0} [\alpha_0^{-1} \text{sh}(2\alpha\alpha_0) + \text{ch}(2\alpha\alpha_0)] + \alpha_0^{-1} \left(\frac{1}{2} + \eta_0 - \eta \right) E(\alpha - \alpha_0, \alpha + \alpha_0) \}, \quad (12)$$

где

$$c = \frac{en_+ v_+}{4} \pi r_s^2, \quad E(a, b) = \int_a^b e^{-x^2} dx; \quad \alpha_0 = \frac{4u}{v_+}; \quad \alpha = \sqrt{\frac{e\Phi}{kT_+}}; \quad \eta_0 = \alpha_0^2; \quad \eta = \alpha^2.$$

Точное выражение для ионной ветви вольт-амперной характеристики плоского зонда приведено Уипплом [26]:

$$I_s = eun_+ s \left\{ \cos \left[\frac{1}{2} \theta + \frac{1}{2} \Phi(x) \right] + \frac{v_+}{2u \cos \theta \sqrt{\pi}} e^{-x^2} \right\}, \quad (13)$$

где

$$x = \frac{4u \cos \theta}{v_+} - \left(\frac{e\Phi}{kT} \right)^{1/2};$$

θ — угол между вектором скорости и нормалью к поверхности зонда; $\Phi(x)$ — интеграл ошибок. Из (13) следует, что ток на участок бесконечной плоскости не зависит от потенциала этого участка относительно плазмы (в области притягивающих потенциалов).

е) *Вольт-амперные характеристики снимаются в присутствии земного магнитного поля.* Кроме того, на вольт-амперные характеристики могут влиять магнитные поля, создаваемые самими ракетами или спутниками. Полной теории работы зондов при наличии магнитного поля не существует. Однако в плазме газового разряда при таких магнитных полях, при которых циклотронный радиус электрона становится меньше характерных размеров зонда и радиуса Дебая, по предложению Бома, для измерений при помощи зондов используют ионную ветвь. При этом исходят из следующих соображений. Если циклотронный радиус частиц больше радиуса Дебая и характерного размера зонда, то движение частиц в слое объемного заряда можно рассматривать так же, как и при отсутствии магнитного поля. Таким образом, предполагают, что при наличии магнитного поля вместо длины свободного пробега частиц следует принимать во внимание циклотронный радиус частицы. Работы Г. В. Спивака и Э. М. Рейхруделя показали, что для цилиндрического зонда, радиус основания которого меньше циклотронного радиуса, на измерения температуры и концентрации электронов магнитное поле практически не влияет [27]. Смит

в методическом руководстве дованию космического прост лекциях Ф. Ф. Чен устано измерения температуры элек радиус иона больше радиуса нем случае величина электр

[ЗОНДОВЫЕ]

Для исследования ионно 1946 г. во время первых рак было проведено три экспери использовалась головная ча от остальной части ракеты. ты ланальной части ракеты. Первые характеристики зонд. Поскольку площади зонда сравнимы, фактически исп начала создаваться лишь в спериментов Хоком, Спенсо. В связи со сложной формой ристик провести не удалос полученные в этих экспе на неудачное определение при учете особенностей изм дований в ионосфере.

Первые надежные резул лучены К. И. Грингаузом на третьем советском спутн в ионосфере [19, 23]. Для амперной характеристики, вать. С целью уменьшения зонд сферической формы. У что собрание положитель рами внешней сетчатой обо бы влиять на измерения, ром 3 см). Внешний вид ио Собрание всех ионов, пр что на коллектор подавал тельно корпуса спутника. вушки собирало все полоа коллектор электронов с эн в те моменты времени, ког ласть позади тени спутни с тем непрерывно получат ными участками поверхно ионные ловушки, на тонк ки (один раз в 2 сек) на сет импульсы напряжения от импульс амплитуды 25 в и туды 15 в и длительности перных характеристик пр ложительных ионов произ ного эксперимента на тре рации положительных ио а) впервые исследован

ис. 3. Вид ионных ветвей вольт-амперных характеристик, рассчитанных для случая ионов O^+ с концентрацией $n_+ = 10^6 \text{ см}^{-3}$ при скорости спутника $u = 8 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$

1 — $T = 0^\circ \text{ К}$; 2 — $T = 500^\circ \text{ К}$;
3 — $T = 1800^\circ \text{ К}$; 4 — $T = 5000^\circ \text{ К}$

едено. Такое выражение было [4] и Медикусом [25] и имеет вид:

$$\left(\frac{1}{2} + \eta_0 - \eta\right) E(\alpha - \alpha_0, \alpha + \alpha_0), \quad (12)$$

$$\frac{e\Phi}{kT_+}; \quad \eta_0 = \alpha_0^2; \quad \eta = \alpha^2.$$

амперной характеристики плос-

$$\frac{v_+}{2 u \cos \theta \sqrt{\pi}} e^{-x^2} \}, \quad (13)$$

к поверхности зонда; $\Phi(x)$ — участок бесконечной плоскости относительно плазмы (в обла-

маются в присутствии земных вольт-амперные характеристики с помощью ракет или спутников. Влияние магнитного поля не существенно при таких магнитных полях, становится меньше характерного отношения Бома, для измерений. При этом исходят из следствия: радиус частиц больше радиуса дрейфа частиц в слое облака и при отсутствии магнитного поля при наличии магнитного поля следует принимать во внимание. Г. В. Спивака и Э. М. Рейнгольда, радиус основания которого измерения температуры и концентрации практически не влияет [27]. Смит

в методическом руководстве КОСПАР (Международный комитет по исследованию космического пространства) упоминает, что в неопубликованных лекциях Ф. Ф. Чен установил отсутствие влияния магнитного поля на измерения температуры электронов даже в том случае, если циклотронный радиус иона больше радиуса зонда и радиуса Дебая [20]. Однако в последнем случае величина электронного тока, текущего на зонд, уменьшается.

【ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

Для исследования ионосферы зондовые методы стали применяться в 1946 г. во время первых ракетных запусков ФАУ в США. В 1946—1947 гг. было проведено три эксперимента с зондом Ленгмюра, в качестве которого использовалась головная часть ракеты (усеченный конус), изолированная от остальной части ракеты. Потенциал зонда относительно корпуса ракеты линейно изменялся от $-22,5 \text{ в}$ до $+22,5 \text{ в}$ за время $0,5 \text{ сек}$. Вольт-амперные характеристики зонда передавались по телеметрической линии. Поскольку площади зонда и корпуса ракеты в этих экспериментах были сравнимы, фактически использовался двойной зонд, теория которого начала создаваться лишь в 50-х годах. Поэтому подробное описание экспериментов Хоком, Спенсером и Доу было сделано лишь в 1953 г. [28]. В связи со сложной формой зонда полный расчет вольт-амперных характеристик провести не удалось, и данные концентрации заряженных частиц, полученные в этих экспериментах, по-видимому, неверны. Несмотря на неудачное определение параметров, эти эксперименты показали, что при учете особенностей измерений зондовая методика применима для исследований в ионосфере.

Первые надежные результаты при помощи зондовой методики были получены К. И. Грингаузом, В. В. Безруких и В. Д. Озеровым в 1958 г. на третьем советском спутнике, когда были учтены особенности измерений в ионосфере [19, 23]. Для измерений использовалась ионная ветвь вольт-амперной характеристики, так что магнитное поле можно было не учитывать. С целью уменьшения влияния ориентации на измерения был выбран зонд сферической формы. Уменьшение влияния фототока достигалось тем, что собирание положительных ионов определялось потенциалом и размерами внешней сетчатой оболочки (диаметром 10 см), а фототок, который мог бы влиять на измерения, определялся внутренним коллектором (диаметром 3 см). Внешний вид ионной сферической ловушки показан на рис. 4, а. Собирание всех ионов, прошедших через внешнюю сетку, достигалось тем, что на коллектор подавалось отрицательное напряжение -150 в относительно корпуса спутника. Таким образом, электрическое поле внутри ловушки собирало все положительные ионы и препятствовало попаданию на коллектор электронов с энергией менее 150 эв . Чтобы исключить измерения в те моменты времени, когда ионная ловушка попадает в возмущенную область позади тени спутника (по отношению к вектору скорости), и вместе с тем непрерывно получать результаты, над диаметрально противоположными участками поверхности спутника устанавливались две сферические ионные ловушки, на тонких штангах длиной 65 см (рис. 4, б). Периодически (один раз в 2 сек) на сетчатые оболочки ловушек подавались биполярные импульсы напряжения относительно корпуса спутника: положительный импульс амплитуды 25 в и длительности $0,13 \text{ сек}$ и отрицательный — амплитуды 15 в и длительности $0,07 \text{ сек}$. Пример полученных ионных вольт-амперных характеристик приведен на рис. 5. Вычисление концентрации положительных ионов производилось по формуле (11). В результате проведенного эксперимента на третьем советском спутнике по измерению концентрации положительных ионов были получены следующие результаты:

а) впервые исследована область ионосферы на высотах $600-1000 \text{ км}$;

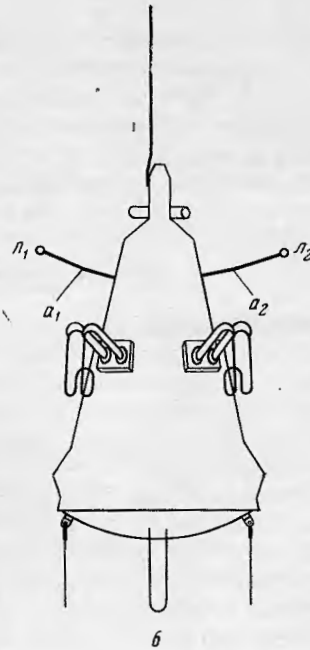


Рис. 4. Сферическая ионная ловушка
Расположение сферической ловушки на спутнике: L_1, L_2 — ловушки;
 a_1, a_2 — установочные штанги

б) установлено, что на высотах полета спутника концентрация электронов равна концентрации положительных ионов;

в) уменьшение концентрации заряженных частиц при увеличении высоты во внешней ионосфере в период максимума солнечной активности (1958 г.) происходит значительно медленнее, чем ее возрастание с ростом высоты в области, лежащей ниже максимума слоя; на высоте 1000 км концентрация заряженных частиц достигает $\sim 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

В 1959 г. на трех советских лунных ракетах устанавливались трехэлектродные ионные ловушки [29]. На рис. 6, а показано расположение ловушек на ракете «Луна-2». Схема трехэлектродной ловушки приведена на рис. 6, б. В этих экспериментах, предназначенных для исследования космоса, К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров и Р. Е. Рыбчинский впервые для подавления фотоэмиссии применили специальную сетку с отрицательным относительно коллектора потенциалом. В дальнейшем этот метод подавления мешающих фототоков стал весьма широко применяться как в советских, так и в зарубежных приборах. Это дало возможность уменьшить величину фототока и, таким образом, измерить малые величины ионных токов и установить, что ионизированная газовая оболочка Земли простирается в экваториальной плоскости до высоты примерно 20 000 км над поверхностью Земли. Концентрация заряженных частиц на этих высотах 10^3 см^{-3} , а выше — менее 10 см^{-3} . В этих экспериментах на внешних сетках ловушек (за исключением опыта на ракете «Луна-3») подавались различные постоянные напряжения — от -10 в до $+15 \text{ в}$ относительно корпуса контейнера. Это и дало возможность различать тепловую плазму (с энергией $\sim 1 \text{ эв}$), так как на частицах с энергией более 15 эв напряжение на внешних сетках ловушек не сказывалось. Оценка концентрации ионов производилась по величине коллекторного тока в ловушке с нулевым потенциалом на внешней сетке по (13), т. е. в предположении, что ловушка представляет собой участок бесконечной плоскости.

Успешное проведение экспериментов послужило началом широкого применения измерений в ионосфере в различных условиях, представляющих собой существенно новые условия.

Группа американских исследователей в настоящее время применяет зонды, который отделяется от ракеты в момент выключения двигателя [30—32] с тем, чтобы измерить более высокие слои ионосферы. Следует отметить, что экспериментальное отсутствие равенства температур газа (T_g) в ионосфере.

В 1960—1961 гг. в Японии был запущен зонд с малой собственной мощностью. Зонд состоит из проволочных колец диаметром 4 мм. На кольца подается ток. При проведении эксперимента зонд как сферический сплошной. Для получения данных о концентрации ионов такого зонда потребовалась трубка с целью установления зонд и концентрацией ионов.

Интересная программа исследований на американском спутнике «Космос-2» предусматривает плоские двухэлектродные зонды для измерения концентрации частиц. Впервые было найдено, что в ионосфере имеется максимум концентрации.

На спутнике «Космос-2» использовались плоские и сферические зонды. Кроме того, использовались цилиндрические зонды Ленгмюра. Менее известна ионная ловушка [36—38]. Ионная ловушка — это трехэлектродное устройство, состоящее из сетки, служащей для подавления фотоэмиссии, и одной насадки, соединенной

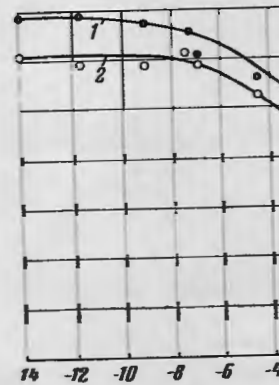
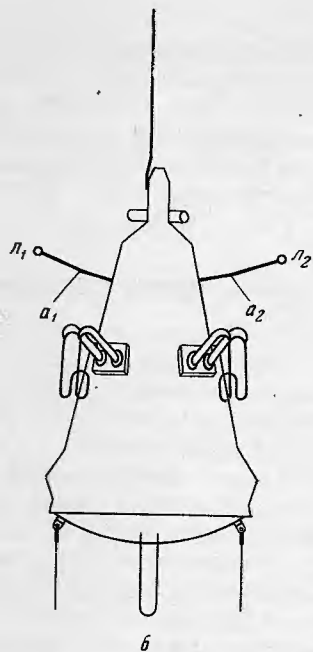


Рис. 5. Образцы ионных ловушек
1 — д



Ионная ловушка
спутника: n_1, n_2 — ловушки;
штанги

спутника концентрация электро-
ных ионов;
ма солнечной активности (1958 г.)
ее возрастание с ростом высоты
на высоте 1000 км концентрация

ракетах устанавливались трех-
6, а показано расположение лот-
родной ловушки приведена на
аченных для исследования кос-
Д. Озеров и Р. Е. Рыбчинский
именили специальную сетку с
отенциалом. В дальнейшем этот
стал весьма широко применяться
дах. Это дало возможность умень-
измерить малые величины ион-
ая газовая оболочка Земли про-
о высоты примерно 20 000 км
заряженных частиц на этих вы-
этих экспериментах на внешних
ракете «Луна-3») подавались раз-
0 в до + 15 в относительно кор-
различать тепловую плазму
энергией более 15 эв напряжение
сь. Оценка концентрации ионов
тока в ловушке с нулевым потен-
дположении, что ловушка пред-
ости.

Успешное проведение эксперимента на третьем советском спутнике послужило началом широкого использования зондовой методики для измерений в ионосфере в различных странах. Мы ограничимся лишь рассмотрением опытов, представляющих либо методический интерес, либо внесших существенно новые представления об ионосфере.

Группа американских исследователей, начиная с ноября 1958 г. и по настоящее время, применяет для исследований ионосферы двойной зонд, который отделяется от ракеты на восходящей ветви ее траектории после выключения двигателя [30—33]. Конструкция зонда несколько изменялась с тем, чтобы измерить большое число параметров. На рис. 7 изображена конструкция одного из зондов такого типа. Отделение зонда от ракеты позволяет уменьшить возмущения, создаваемые вблизи поверхности ракеты. Следует отметить, что эксперименты с таким зондом впервые установили отсутствие равенства температуры электронов (T_e) температуре окружающего газа (T_g) в ионосфере [31].

В 1960—1961 гг. в Японии во время ракетных запусков использовался зонд с малой собственной поверхностью [34]. Зонд состоял из двух скрещенных проволочных колец под углом 90° . Диаметр проволоки 0,1 мм, диаметр колец — 4 мм. На кольца подавалось напряжение —100 в и измерялся ионный ток. При проведении экспериментов предполагалось, что зонд работает как сферический сплошной зонд. Величина фототока в таком зонде мала. Для получения данных о концентрации положительных ионов при помощи такого зонда потребовалось проведение экспериментов в газоразрядной трубке с целью установления эмпирической зависимости между током на зонд и концентрацией ионов.

Интересная программа измерений по зондовой методике была проведена на американском спутнике «Эксплорер VIII» [35]. На нем были установлены плоские двухэлектродная и трехэлектродная ловушки заряженных частиц. Впервые было найдено, что в суточном ходе электронной температуры имеется максимум при восходе Солнца.

На спутнике «Космос-2», запущенном 6 апреля 1962 г., были установлены плоские и сферические трехэлектродные ловушки для измерений n_i , цилиндрические зонды Ленгмюра для измерений n_e и T_e и впервые примененная ионная ловушка с «сотовой» насадкой для измерения T_i (рис. 8) [36—38]. Ионная ловушка с сотовой насадкой представляет собой трехэлектродное устройство, состоящее из коллектора, антифотозлектронной сетки, служащей для подавления фототока с коллектора, и внешней сотовой насадки, соединенной с корпусом спутника. Сотовая насадка состоит

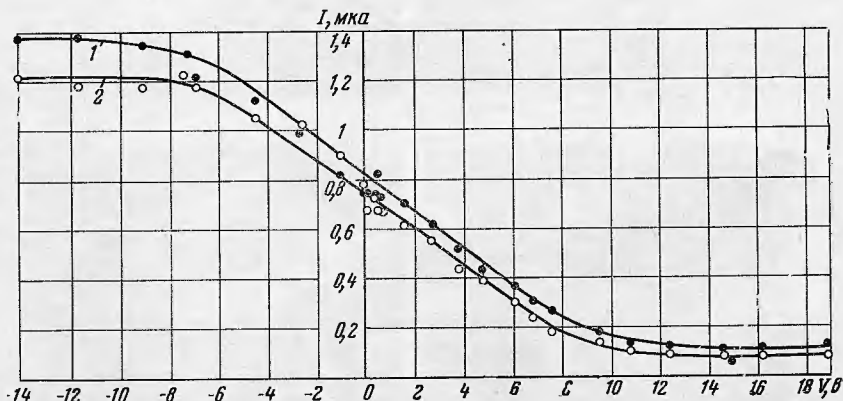


Рис. 5. Образец ионных вольт-амперных характеристик

1 — для ловушки n_1 ; 2 — для ловушки n_2

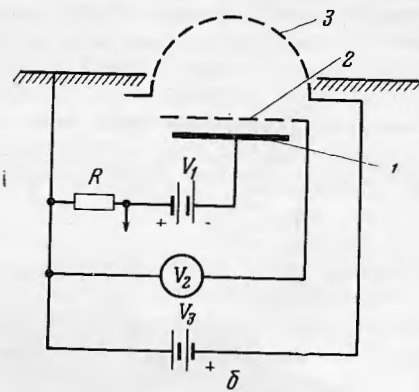
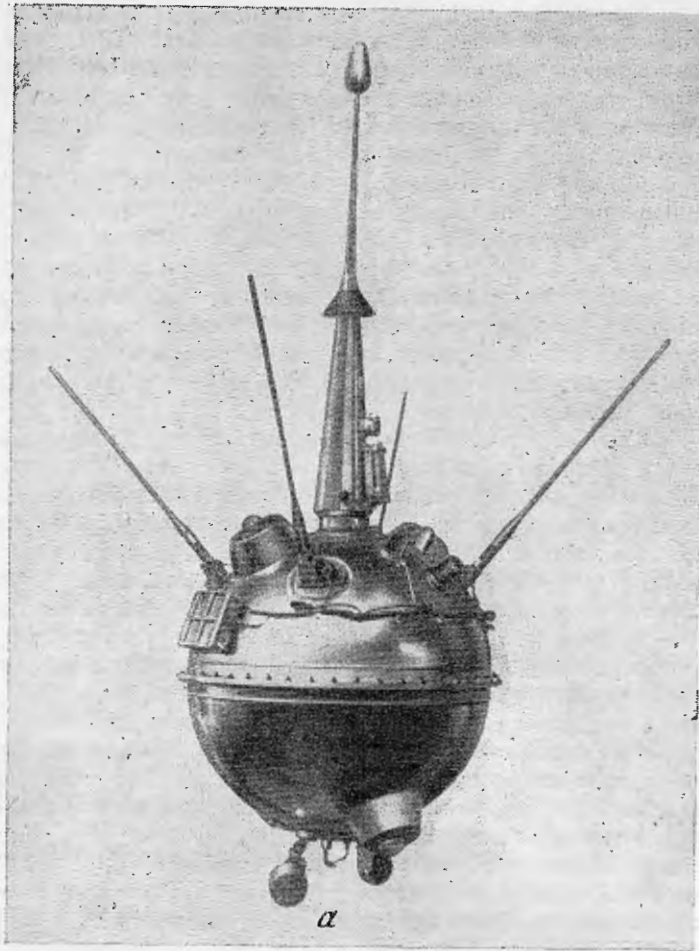


Рис. 6. Контейнер с научной аппаратурой, установленный на ракете «Луна-2»

a — расположение трехэлектродных ионных ловушек; *б* — схема ловушки; 1 — коллектор; 2 — антифотоэлектронная сетка; 3 — внешняя сетка; V_1 , V_2 , V_3 — напряжения на электродах, задаваемые относительно корпуса контейнера

из набора примыкающих друг к другу. Благодаря направленным свойствам такой трубки, а коллекторный ток. При данной форме трубки в основном вектора набегающего

Рис. 7. Схема прибора для исследований следований ионосферы

1 — цилиндрический зонд; 2 — охранные кольца двойной зонд

(Γ) и массой ионов. Коллекторным током I_k

I_k

где $e \sin \alpha$ — ток в ловушке по оси поперечных сечений. Сумма поперечных сечений в зависимости коллекторного тока и отношения поперечного раз-



Рис. 8. Ловушки, при *a* — сферическая; *б*

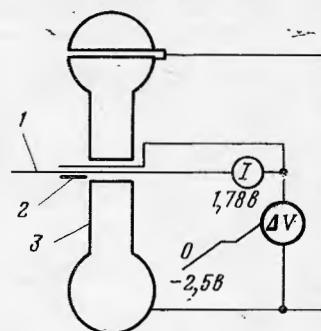


турой, установленный
ловушек; б — схема лон-
онная сетка; з — внеш-
троддах, задаваемые отно-
инера

из набора примыкающих друг к другу трубок — «сот». Очевидно, что на-
правленные свойства такой ловушки остаются такими же, как и у одной
трубки, а коллекторный ток возрастает пропорционально числу трубок.
При данной форме трубки вид зависимости коллекторного тока относи-
тельно вектора набегающего потока определяется ионной температурой

Рис. 7. Схема прибора для ис-
следований ионосферы

1 — цилиндрический зонд Ленгмю-
ра; 2 — охранные кольца; 3 —
двойной зонд



(T_i) и массой ионов. Коллекторный ток в такой ловушке определяется вы-
ражением

$$I_k = e \sin_+ F \left(\psi, \frac{R}{L}, T_i \right), \quad (14)$$

где $e \sin_+$ — ток в ловушке при $T = 0$ и векторе скорости, совпадающем с
осью поперечных сечений всех ловушек; u — скорость спутника; s —
сумма поперечных сечений всех трубок; F — функция, определяющая за-
висимость коллекторного тока от ориентации и температуры; R/L — от-
ношение поперечного размера трубки к продольному; ψ — угол между

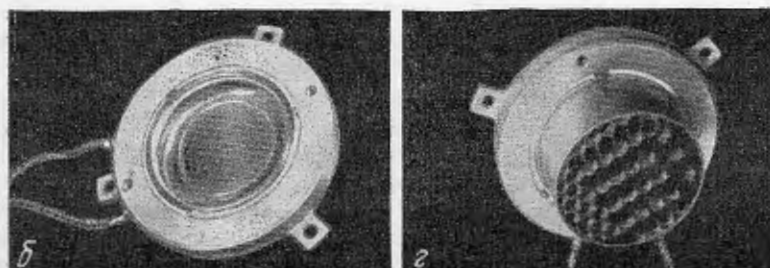
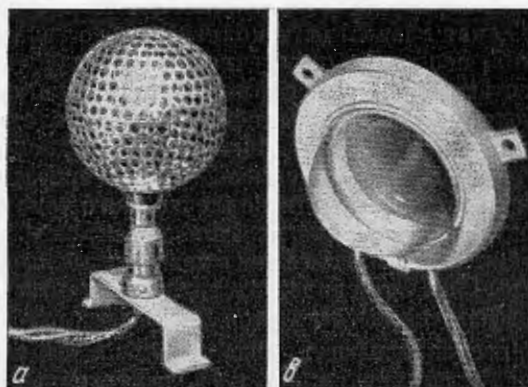


Рис. 8. Ловушки, применявшиеся в опытах на спутнике «Космос-2»
а — сферическая; б — плоская; в — полусферическая; г — сотовая

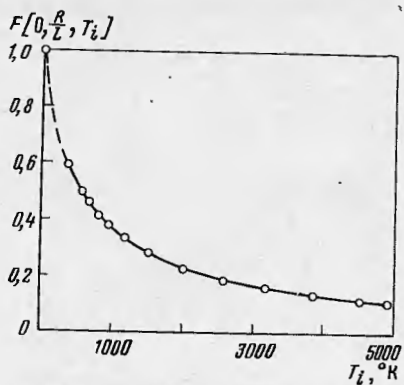


Рис. 9. Расчетная зависимость функции F от температуры T_i для $\psi = 0$ и для $R/L = 0,1057$, ионов O^+ , скорости спутника $u = 7,5$ км/сек.

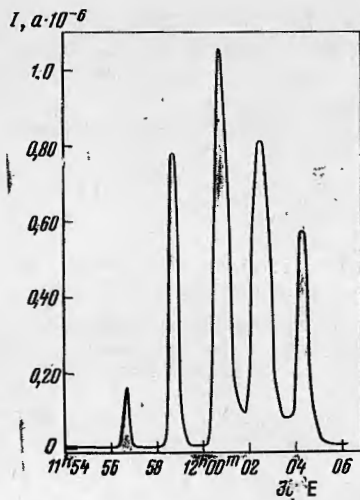


Рис. 10. Пример экспериментальной записи коллекторного тока сотовой ловушки, полученной на спутнике «Космос-2»

осью ловушки и вектором скорости спутника. Функция F при $T_i \neq 0$ представляет собой пятикратный интеграл, который в аналитическом виде не выражается и его вычисление производится на ЭВМ. Результаты расчета для ловушки, установленной на спутнике «Космос-2», для $\psi = 0$ приведены на рис. 9 [37], из которого видно, что максимально возможный ток в ловушке (при совпадении осей трубок с вектором скорости спутника) сильно зависит от температуры частиц. Отметим, что и связь с ориентацией (ψ) зависит от T_i . Такая зависимость коллекторного тока ионной ловушки «сотового» типа от T_i позволяет определить температуру ионов с достаточно хорошей точностью. Пример экспериментальной записи коллекторного тока ловушки сотового типа, полученной во время полета спутника «Космос-2», приведен на рис. 10. На рис. 11 приведены одновременно измеренные во время полета спутника «Космос-2» характеристики цилиндрического зонда Ленгмюра и зависимость коллекторного тока ионной ловушки сотового типа. Результаты расчета по этим характеристикам дают значения электронной температуры, более чем в два раза превышающие значения ионной температуры [38]. Это свидетельствует об отсутствии термического равновесия в ионосфере на высотах слоя F_2 . С методической точки зрения представляет интерес зависимость, изображенная на рис. 11: $I_e^2 = f(V_3)$. В самом деле, соответствие значений n_e и T_e , вычисленных двумя способами по (4), (5) и (8), показывает, что при измерениях в ионосферной плазме условия для использования (8) легко выполняются.

На рис. 12 приведены графики изменений концентрации положительных ионов вдоль орбиты спутника «Космос-2», построенные в виде функции от высоты над Землей. Значения n_+ получены по данным системы плоских ловушек, установленных на спутнике [39].

Анализ вольт-амперных характеристик сферических ионных ловушек, установленных на спутнике «Космос-2», позволил исследовать высотное распределение ионов на высотах 500 – 700 км. Впервые на масс-спектрометрические возможности ионных ловушек на спутнике указали К. И. Грингауз и М. Х. Зеликман [19]. Такая возможность следует из (14). На рис. 13 приведен вид вольт-амперной характеристики сферической ионной ловушки в случае наличия в ионосфере ионов с различными массами. На этом же рисунке показаны первая и вторая производная тока по напря-

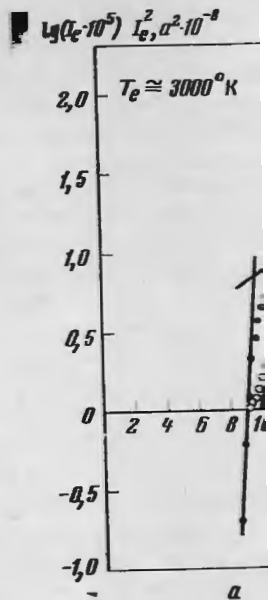


Рис. 11. Одновременные записи:

а — полулогарифмическая характеристика зонда Ленгмюра;
б — зависимость от времени коллекторного тока ионной ловушки сотового типа.

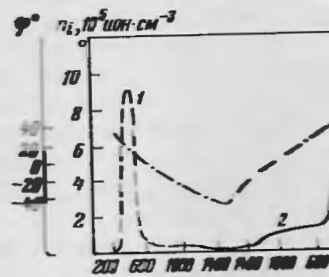


Рис. 12. Зависимость концентрации положительных ионов от высоты над Землей. 1 — неосвещенные участки орбиты; 2 — освещенные участки орбиты.

жению. Таким образом, на масс-спектрометром с низкими массами кислорода, гелия и водорода выше 300 км, могут быть измерены концентрации. Графическое дифференцирование вольт-амперных характеристик наложения на наложение двух гармонических сигналов. При наложении на медленный сигнал небольшой амплитуды можно, при каждом данном Тейлора:

$$i = f(V_3) + (b_1 \sin \omega_1 t + b_2 \sin \omega_2 t)$$

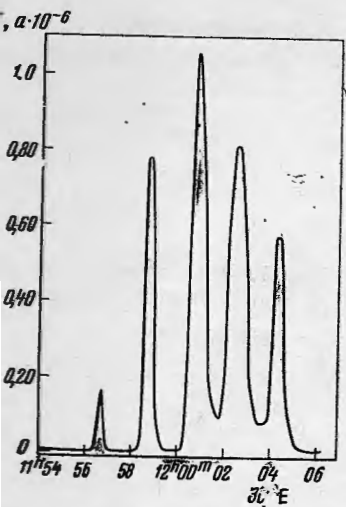


Рис. 10. Пример экспериментальной записи коллекторного тока ионной ловушки, полученной на спутнике «Космос-2»

спутника. Функция F при $T_i \neq 0$, который в аналитическом виде вводится на ЭВМ. Результаты на спутнике «Космос-2», для $\psi = 0$ то, что максимально возможный (с вектором скорости спутника) получим, что и связь с ориентацией коллекторного тока ионной ловушки с температурой ионов с достаточной точностью записи коллекторного тока во время полета спутника «Космос-2» приведены одновременно измерения характеристик цилиндрического коллекторного тока ионной ловушки и характеристик дают значения, в два раза превышающие значения, вычисленные с учетом об отсутствии термического движения. С методической точки зрения, приведенная на рис. 11: $I_c^2 = f(V_0)$ вычисленных двумя способами совпадают.

и концентрации положительных ионов, построенные в виде функции $n_i = f(h)$ по данным системы плоских сферических ионных ловушек, позволил исследовать высотное распределение ионов. Впервые на масс-спектрометре на спутнике указали возможность следовать из (11). На характеристике сферической ионной ловушки с различными массами. На производная тока по напря-

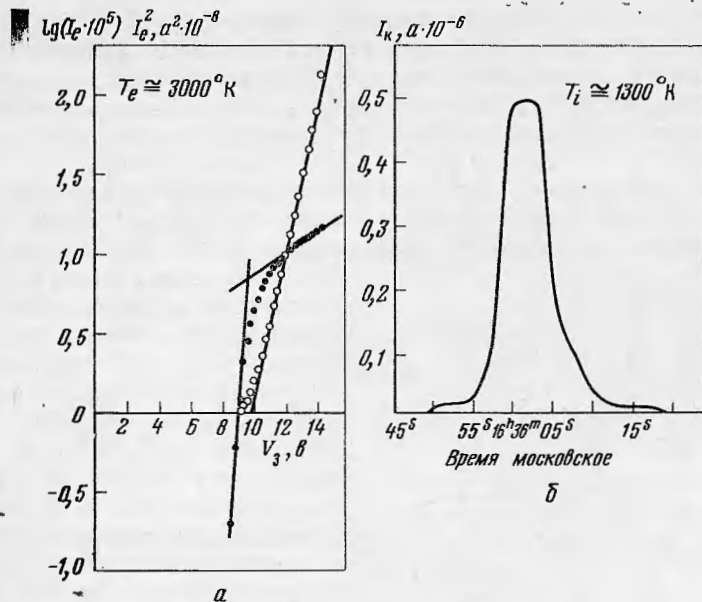


Рис. 11. Одновременные записи токов зонда Ленгмюра и ионной ловушки на спутнике «Космос-2»

а — полулогарифмическая характеристика (точки) и зависимость $I_c^2 = f(V)$ (прямые); б — зависимость от времени коллекторного тока ионной ловушки «сосового» типа

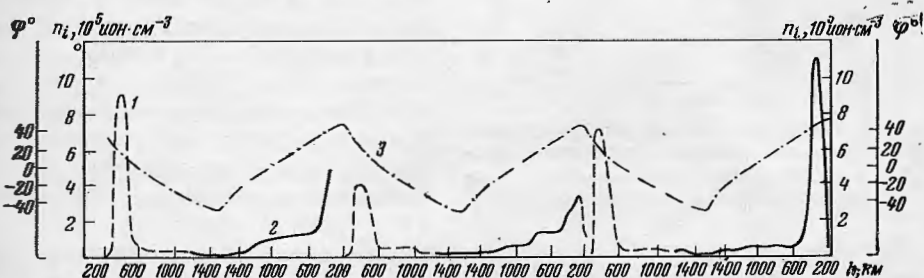


Рис. 12. Зависимость концентрации положительных ионов (измеренной вдоль орбиты спутника) от высоты

1 — неосвещенные участки орбиты; 2 — освещенные участки; 3 — широта. Время московское. Изменение высоты слева направо

жению. Таким образом, ионная ловушка на спутнике является простейшим масс-спектрометром с низкой разрешающей способностью. Однако ионы кислорода, гелия и водорода, являющиеся основными ионами на высотах выше 300 км, могут быть различны в случае значительных относительных концентраций. Графическое дифференцирование вольт-амперной характеристики ионной ловушки дает значительные погрешности. На англо-американском спутнике «Ариэль I», запущенном 26 апреля 1962 г., дифференцирование вольт-амперных характеристик производилось при помощи наложения на напряжение, меняющееся по пилообразному закону, двух гармонических сигналов небольшой амплитуды ($b_1 \sin \omega_1 t + b_2 \sin \omega_2 t$). При наложении на медленно меняющееся напряжение гармонического сигнала небольшой амплитуды вольт-амперную характеристику $i = f(V)$ можно, при каждом данном напряжении на зонде V_0 , разложить в ряд Тейлора:

$$i = f(V_0) + (b_1 \sin \omega_1 t + b_2 \sin \omega_2 t) f'(V_0) + \frac{(b_1 \sin \omega_1 t + b_2 \sin \omega_2 t)^2}{2} f''(V_0) + \dots \quad (15)$$

Из (15) видно, что первая производная вольт-амперной характеристики пропорциональна частотам ω_1 и ω_2 , а вторая производная (после преобразования) — члену, содержащему $\omega_2 \pm \omega_1$. Таким образом, производя измерение тока на частотах ω_1 либо ω_2 ; $\omega_2 + \omega_1$ либо $\omega_2 - \omega_1$, можно найти первую и вторую производную вольт-амперной характеристики по напряжению.

Для измерений ионного состава и температуры использовалась двух-электродная сферическая ловушка с диаметром внешней сетки 10 см и диаметром коллектора 9 см [40]. Для измерений электронной температуры

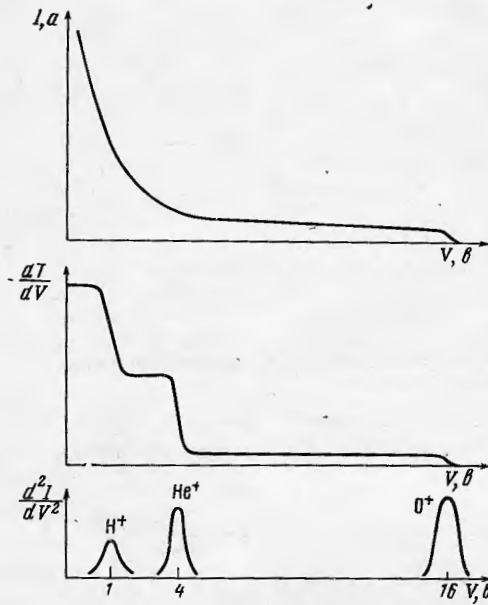


Рис. 13. Теоретический вид вольт-амперной характеристики ионной сферической ловушки в случае регистрации ионов с различными массами и ее производные

Сферическая ловушка использовалась на ракетах и спутниках для измерений температуры и концентрации электронов [24, 43].

Цилиндрические зонды Ленгмюра успешно использовались для измерений концентрации ионов и температуры электронов на спутниках «Эксплорер XVII» и «Эксплорер XXII» [44, 45]. На рис. 15 для примера приведены результаты измерений концентраций и температуры электронов, полученные при помощи цилиндрического зонда Ленгмюра на спутнике «Эксплорер XXII».

Для уменьшения влияния фототоков на результаты зондовых измерений, что особенно важно при проведении опытов на высотах более 1000 км, можно использовать модуляционные ловушки, в которых входной ток модулируется при помощи напряжения, подаваемого на одну из сеток ловушки, а фототок с коллектора остается неизменным. На рис. 16 показана модуляционная ловушка, использовавшаяся для изучения корпускулярных потоков Солнца (солнечного ветра) на советских космических аппаратах [46, 47]. Модуляционная ловушка позволяет уменьшить влияние фототока примерно в 10^6 раз.

Кратко рассмотрим широко используемые для измерений в ионосфере высокочастотные зонды. К этой группе зондов относятся приборы, в которых ионосферная плазма воздействует на цепи, несущие высокую частоту. Терминология этой группы зондов еще не установилась. Высокочастотные зондовые методы измерений в основном можно разбить на

Рис. 14. Экспериментальная кривая второй производной ионной ветви вольт-амперной характеристики сферической ловушки, полученная во время полета спутника «Ариель»

Рис. 15. Широтные зависимости концентрации и температуры электронов на высоте 1000 км по данным цилиндрического зонда Ленгмюра, установленного на спутнике «Эксплорер XXII»

Рис. 16. Модуляционная ловушка для изучения корпускулярных потоков Солнца

две группы: метод резонансно плавающим потенциалом) и высокочастотных, радиочастотных. Метод резонансного зондирования высокочастотного напряжения заключается в том, что при резонансе происходит резонансное увеличение высокочастотного напряжения, что приводит к постоянному увеличению тока [48]

где I_0 — ток зонда при резонансе, I — ток зонда при модифицированной функции, V_0 — приложенное напряжение, V — потенциал Бальмана.

я вольт-амперной характеристики горячая производная (после преобразования ω_1). Таким образом, производная $\pm \omega_1$ либо $\omega_2 - \omega_1$, можно найти по напря-

температуры использовалась двух-диаметром внешней сетки 10 см и измерений электронной температуры использовались два плоских зонда с охранным кольцом, один из которых устанавливался на штанге (длиной около 1 м), а другой непосредственно на поверхности спутника [41]. Амплитуда гармонических сигналов была 35 и 54 мв соответственно для частот 500 и 3000 гц. Вид полученных на «Ариель I» вторых производных ионной ветви вольт-амперной характеристики приведен на рис. 14. Из рисунка видно, что разделение ионов O^+ , H^+ , He^+ произвести несложно. Следует отметить, что полуширина пиков на рис. 14 определяется ионной температурой, так что вторая производная ионной ветви вольт-амперной характеристики зонда, установленного на спутнике, позволяет измерять T_i [42]. Для изучения массового состава ионов можно использовать и плоскую ионную ловушку, как это показано экспериментом на спутнике «Эксплорер III» [35].

на ракетах и спутниках для электронов [24, 43].

ионно использовались для измерения электронов на спутниках «Эксплорер I». На рис. 15 для примера приведены зависимости концентрации и температуры электронов, по данным зонда Ленгмюра на спутнике

результаты зондовых измерений, полученных на высотах более 1000 км, в которых входной ток модулируемого на одну из сеток лонгмюровым. На рис. 16 показана конструкция для изучения корпускулярных советских космических аппаратов позволяет уменьшить влияние

используемые для измерений в ионных зондах относятся приборы, в которых на цепи, несущие высокую частоту еще не установилась. Высокая в основном можно разбить на

Рис. 14. Экспериментальная запись второй производной ионной ветви вольт-амперной характеристики сферической ловушки, полученная во время полета спутника «Ариель I»

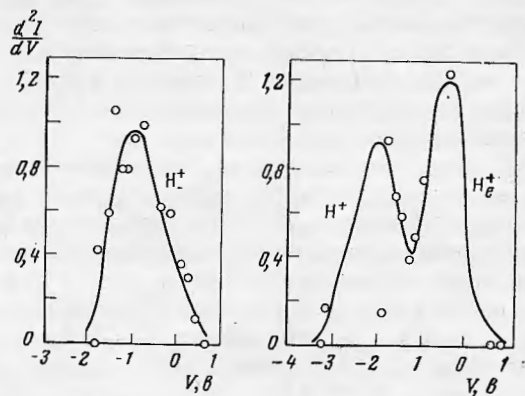


Рис. 15. Широтные зависимости концентрации и температуры электронов на высоте 1000 км по данным цилиндрического зонда Ленгмюра, установленного на спутнике «Эксплорер XXII»

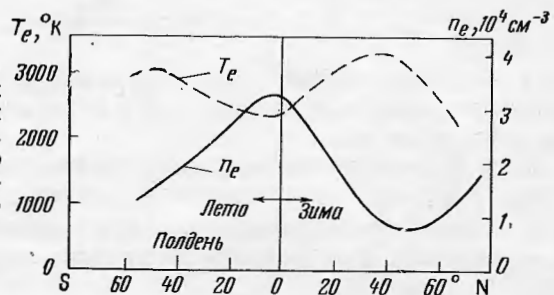
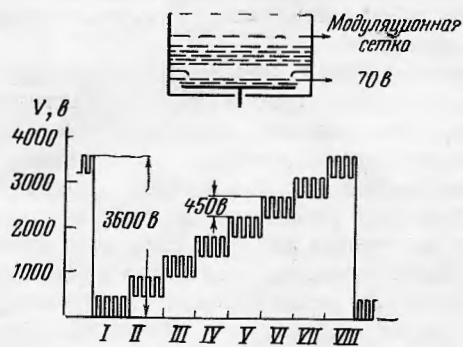


Рис. 16. Модуляционная ловушка для изучения корпускулярных потоков Солнца



две группы: метод резонансного зонда (или высокочастотного зонда с плавающим потенциалом) и методы импедансных зондов (антенных, емкостных, радиочастотных).

Метод резонансного зонда основан на том, что при подаче на зонд высокочастотного напряжения происходит возрастание постоянной составляющей зондового тока, причем при приближении частоты к плазменной происходит резонансное возрастание постоянного тока. Если частота высокочастотного напряжения составляет менее 10% от плазменной частоты, то приращение постоянного тока не зависит от частоты и определяется выражением [48]

$$\Delta i = i_0 I_0 \left(\frac{eA}{kT_e} \right), \quad (16)$$

где i_0 — ток зонда при отсутствии высокочастотного напряжения; I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; A — амплитуда приложенного напряжения; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана.

Из (16) следует, что отношение приращений зондового тока при двух различных амплитудах высокочастотного напряжения A_1 и A_2 определяется (при известных A_1 и A_2) лишь температурой электронов T_e . При применении этого метода измерений T_e следует иметь в виду, что зонд должен иметь отрицательный потенциал относительно плазмы. В противном случае нельзя использовать выражение (16).

Обнаружение японскими исследователями резонансного возрастания зондового тока при приближении частоты высокочастотного напряжения к плазменной вызвало значительный интерес во всем мире. При первоначальной трактовке этого явления предполагалось, что резонансное возрастание происходит на частоте, совпадающей с плазменной, и поэтому этот метод дает очень простой и надежный способ измерения концентрации электронов. Однако разработка теории [49—54] показала, что резонанс происходит на частоте $\omega_{рез}$, отличающейся от плазменной частоты $\omega_{пл}$ и определяется (без учета влияния магнитного поля и соударений) выражением

$$\omega_{рез} = \frac{\omega_{пл}}{\sqrt{1 + (r_s/k r_d)}}, \quad (17)$$

где r_s — радиус зонда, r_d — дебаевский радиус; k — эмпирическая константа, выражающая толщину слоя объемного заряда вблизи зонда в дебаевских радиусах.

Учет соударений приводит к сглаживанию резонансного эффекта. Влиянием соударений на резонансную частоту и величину зондового тока (на этой частоте) можно пренебречь при условии, если $\omega_{рез}^2 \gg \nu^2$ (ν — частота соударений). Учет влияния магнитного поля приводит к изменению $\omega_{рез}$ [52].

Выражение (17) применимо лишь при условии $\omega_H^2 \ll \omega_{пл}^2$ (ω_H — циклотронная частота электрона). В случае невыполнения этого условия необходимо знание ω_H .

К середине 1966 г. этот метод несколько раз испытывался в лабораторной и ионосферной плазме [52, 55]. Результаты этих экспериментов подтвердили, что резонанс происходит не на плазменной частоте, а $\omega_{рез}$ определяется приближенным выражением (16).

Разнообразные так называемые импедансные методы основаны на измерении изменений либо емкости, либо входного сопротивления, либо сопротивления излучения зонда, к которому приложена высокая частота. В некоторых экспериментах в качестве зондов используются антенны передатчиков, которые устанавливаются на ракетах или спутниках для связи или для других целей, а в некоторых опытах применяются специально сконструированные зонды. Измерения проводятся как на частотах выше плазменной частоты, так и на более низких, включая циклотронные частоты электронов и ионов. Использование измерений на циклотронных частотах началось после обнаружения в экспериментах с ионосферной станцией на спутниках «Алуэт I» и «Эксплорер XX» отражений на этих частотах и на гибридной частоте f_T ($f_T = \sqrt{f_H^2 + f_{пл}^2}$), где f_H — циклотронная частота, $f_{пл}$ — плазменная частота.

На рис. 17 приведена эквивалентная схема импедансного зонда, используемого в экспериментах на спутниках и ракетах и называемого по схеме измерений импедансным зондом стоячей волны [56]. В этом случае, если влиянием магнитного поля и соударений можно пренебречь, для концентрации электронов получается выражение

$$n_e = \frac{f^2 (\text{МГц})}{80,6} \frac{C_0}{C_2} \frac{\Delta x}{\Delta x + (1/\omega C_0)}, \quad (18)$$

где C_2 — емкость антенны в свободном пространстве, $C_0 = C_1 + C_2$, а C_1 — емкость схемы, шунтирующая емкость антенны, Δx — изменение реактивной части импеданса антенны.

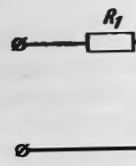


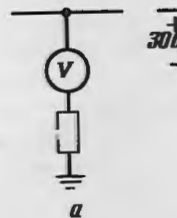
Рис. 17. Эквивалентная

C_1 — емкость схемы, антенны в свободном пространстве; R_1 — сопротивление, шунтирующее емкость антенны, вводимые для согласования

При измерениях с высокой частотой в виду, что высокочастотный зонд, в результате концентрации заряженных частиц что измерения проводятся

Рис. 18. Одновременно измеренные высотные распределения концентрации заряженных частиц по данным различных методов

1 — дисперсионный интерферометр; 2 — ионная ловушка (точка); 3 — ионосферная станция на спутнике «Алуэт I»; 4 — станция космического рассеяния



а — зонд Ленгмюра

в плазме (см. выше), в котором с целью устранения влияния магнитного поля, амплитуду стоячей волны объемного заряда можно измерить вблизи зонда (сначала определить потенциал зонда, после чего устранить влияние слоя плазмы, т. е. измерить

ащений зондового тока при двух напряжениях A_1 и A_2 определяется той электронов T_e . При применении в виду, что зонд должен иметь плазмы. В противном случае нель-

лями резонансного возрастания высокочастотного напряжения к с во всем мире. При первоначаль- ность, что резонансное возрастание плазменной, и поэтому этот метод измерения концентрации электро- показала, что резонанс происходит нной частоты $\omega_{пл}$ и определяется соударений) выражением

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_0} + \frac{1}{k_1} \quad (17)$$

радиус; k — эмпирическая кон- стантная заряда вблизи зонда в де-

нию резонансного эффекта. Вли- яние и величину зондового тока (на- правлении, если $\omega_{рез}^2 \gg \nu^2$ (ν — частота- ния поля приводит к изменению $\omega_{рез}$

условии $\omega_H^2 \ll \omega_{пл}^2$ (ω_H — цик- лотронная частота, $\omega_{пл}$ — частота- ния выполнения этого условия необ-

о раз испытывался в лаборатор- ных условиях. Результаты этих экспериментов под- казывают, что в плазменной частоте, а $\omega_{рез}$ (16).

используемые методы основаны на изме- нении сопротивления, либо сопро- тивления высокой частоты. В не- используются антенны передат- чиков или спутниках для связи. В экспериментах применяются специально введены как на частотах выше включая циклотронные частоты ний на циклотронных частотах ниях с ионосферной станцией на- правлений на этих частотах и на- частоты f_H — циклотронная частота,

схема импедансного зонда, ис- полняемого в ракетах и называемого по- чей волны [56]. В этом случае, ний можно пренебречь, для кон- стантная

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{(1/\omega C_0)} \quad (18)$$

пространстве, $C_0 = C_1 + C_2$, а C_1 — ния, Δx — изменение реактив-

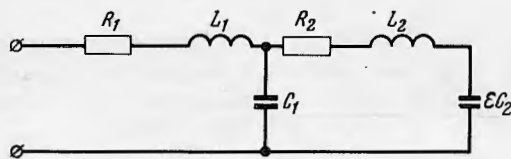


Рис. 17. Эквивалентная схема импедансного зонда стоячей волны

C_1 — емкость схемы, шунтирующая емкость антенны; C_2 — емкость антенны в свободном пространстве; ϵ — диэлектрическая постоянная среды; R_1 — сопротивление схемы; R_2 — активное сопротивление совместно с сопротивлением излучения антенны; L_1 — индуктивности, вводимые для согласования антенны с передающей линией; L_2 — индуктивность самой антенны

При измерениях с высокочастотными зондами в ионосфере следует иметь в виду, что высокочастотное поле оказывает давление на плазму вблизи зонда, в результате концентрация электронов (n_e) может уменьшиться [57], что измерения проводятся в слое объемного заряда, окружающего зонд

Рис. 18. Одновременно измеренные высотные распределения концентрации заряженных частиц по данным различных методов

1 — дисперсионный интерферометр; 2 — ионная ловушка (точки); 3 — ионосферная станция на спутнике «Алгат 1»; 4 — станция некогерентного рассеяния

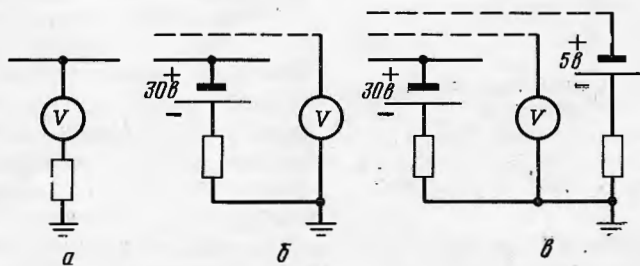
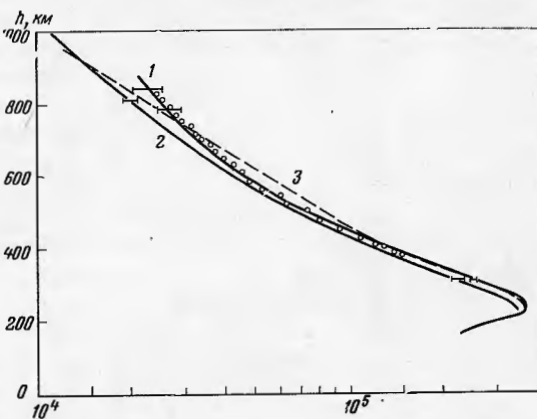


Рис. 19. Схема измерений

а — зонд Ленгмюра; б — двухэлектродная ловушка; в — трехэлектродная ловушка

в плазме (см. выше), в котором n_e отличается от n_e в невозмущенной ионосфере. С целью устранения влияния давления, создаваемого высокочастотным полем, амплитуду последнего следует уменьшать. Учет влияния слоя объемного заряда может производиться методом последовательных приближений (сначала определяется n_e без учета слоя объемного заряда, затем вычисляется толщина слоя объемного заряда, при условии, если известен потенциал зонда, после чего снова вычисляется n_e и т. д.). Возможно устранение влияния слоя объемного заряда изменением потенциала зонда, но в этом случае необходимо измерение нулевого потенциала зонда относительно плазмы, т. е. измерения, подобные методу зонда Ленгмюра.

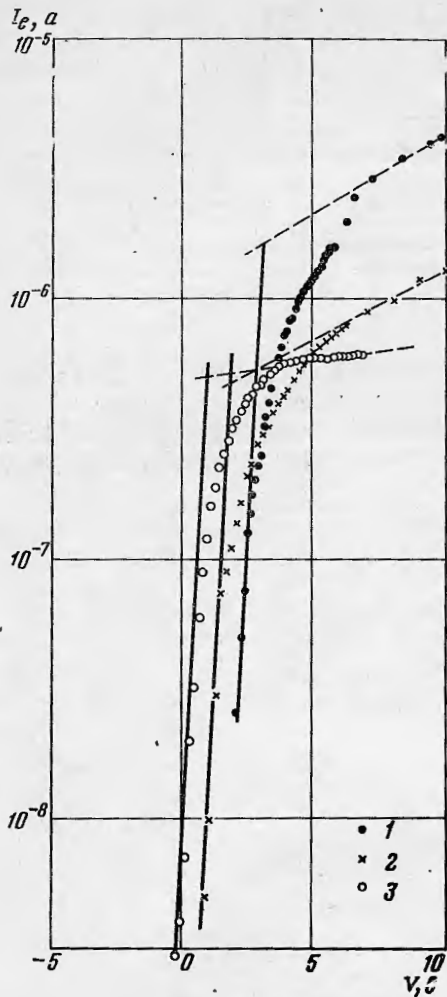


Рис. 20. Полулогарифмические характеристики
 1 — зонд Ленгмюра, $T_e = 2400^\circ \text{K}$; 2 — двух-
 электродная ловушка, $T_e = 2500^\circ \text{K}$; 3 —
 трехэлектродная ловушка, $T_e = 2300^\circ \text{K}$

На американских ракетах проводились одновременные измерения различными высокочастотными методами и сферическим и цилиндрическим зондами Ленгмюра [55]. Эти измерения подтверждают выводы о высокочастотных методах, сделанные выше.

На советских геофизических ракетах проводились одновременные измерения электронной концентрации как методом дисперсионного интерферометра, так и методом зондов и электронной температуры при помощи различных зондовых методов [62]. Результаты измерений показывают, что характер высотных распределений n_e совпадает, хотя значения n_e по данным зондов меньше значений n_e по данным дисперсионного интерферометра. На рис. 19 приведены схемы измерений при помощи плоского зонда Ленгмюра и плоских двух- и трехэлектродных ловушек, а на рис. 20 приведены их полулогарифмические характеристики [63]. Из рис. 20 следует, что результаты измерений T_e при помощи различных зондов совпадают в пределах погрешности измерений, если отсутствуют отклонения от максвелловского распределения по скоростям.

Следует отметить, что влияние слоя объемного заряда на измерения при помощи высокочастотных зондов можно в какой-то мере учесть при использовании нескольких частот, и что это влияние практически отсутствует, если используются эффекты на циклотронных и гибридных частотах; однако в последнем случае необходимо знание напряженности магнитного поля.

Наиболее интересные результаты при помощи импедансных методов получены на советских ракетах [58], американских ракетах и спутниках «Ариэль I» [60].

Большое разнообразие используемых в ионосферных экспериментах зондов связано с поиском лучших методов как с точки зрения точности измерений, так и простоты аппаратуры и обработки результатов измерений. Во многих экспериментах проводится сопоставление результатов измерений, полученных различными методами, с целью оценки их надежности.

На рис. 18 приведены результаты измерения концентрации заряженных частиц, проведенные одновременно при помощи дисперсионного интерферометра и ионной ловушки, установленной на ракете, ионосферной станции на спутнике «Алуэт I» и на станции некогерентного рассеяния [61]. Из рис. 18 следует, что высотные распределения концентрации заряженных частиц, полученные различными методами, совпадают в пределах погрешности измерений.

ТЕОРИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СОЗДАВАЕМЫЕ НА РАКЕТАХ

Выше отмечалось, что зонды в ионосфере являются источником возмущения, которое приводит к образованию сферической области возмущения, которая отличается от концентрации и измерений при помощи зондов. Есть два вопроса:

1) изменяются ли параметры этой области;

2) распределение эквипотенциалов сферической ионной ловушки.

Оценка эффектов ионизации спутника частиц показывает, что размеры спутников эти эффекты.

Не останавливаясь на деталях возмущенной области, отметим, что при теоретическом расчете — отношение характерного радиуса r_d и относительная плотность энергии n_e тепловой энергии частицы — классическим путем получить асимптотические величины на больших радиусах ($R/r_d \ll 1$ при определении

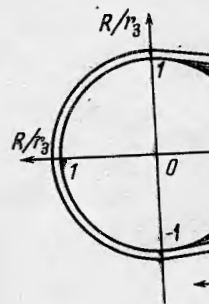
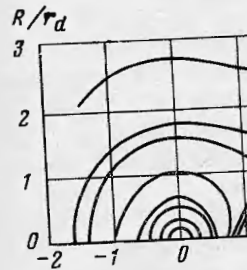


Рис. 21. Эквипотенциалы сферической ионной ловушки

Следует отметить, что влияние слоя объемного заряда на измерения при помощи высокочастотных зондов можно в какой-то мере учесть при использовании нескольких частот, и это влияние практически отсутствует, если используются эффекты циклотронных и гибридных частот; однако в последнем случае необходимо знание напряженности магнитного поля.

Наиболее интересные результаты получены при помощи импедансных методов на советских ракетах [58], американских ракетах и спутниках [59], англо-американском спутнике «Алуэт I» [60].

Большое разнообразие использованных в ионосферных экспериментах методов связано с поиском лучших методов как с точки зрения точности измерений, так и простоты аппаратуры и обработки результатов измерений. Во многих экспериментах проводится сопоставление результатов измерений, полученных различными методами, с целью оценки их надежности.

На рис. 18 приведены результаты измерения концентрации заряженных частиц, проведенные одновременно при помощи дисперсионного интерферометра и ионной ловушки, проведенной на ракете, ионосферной станции на спутнике «Алуэт I» и станции некогерентного рассеяния. Из рис. 18 следует, что высотные распределения концентрации заряженных частиц, полученные различными методами, совпадают в пределах точности измерений.

Одновременные измерения разности потенциалов сферическим и цилиндрическим зондами подтверждают выводы о высоко-

проводились одновременные измерения разности потенциалов сферическим и цилиндрическим зондами. Из рис. 20 следует, что измерения разности потенциалов различными зондами совпадают в пределах точности измерений.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ ПО ВЛИЯНИЮ ВОЗМУЩЕНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ ДВИЖУЩИМСЯ СПУТНИКОМ, НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Выше отмечалось, что одной из особенностей измерений при помощи зондов в ионосфере являются измерения на спутнике, орбитальная скорость которого примерно на порядок превышает тепловую скорость ионов. Это приводит к образованию зади спутника (по отношению к вектору скорости) возмущенной области, концентрация ионов в которой существенно отличается от концентрации ионов в невозмущенной ионосфере [49]. Для измерений при помощи зондовой методики представляет интерес рассмотреть два вопроса:

- 1) изменяются ли параметры ионосферной плазмы вблизи спутника вне этой области;
- 2) распределение эквипотенциальных поверхностей вблизи спутника или сферической ионной ловушки.

Оценка эффектов ионизации и разогрева газа за счет отраженных от спутника частиц показывает, что для реальных параметров ионосферы и размеров спутников эти эффекты можно не учитывать [64].

Не останавливаясь на деталях различных теоретических расчетов структуры возмущенной области вблизи быстро движущегося спутника [64, 65], отметим, что при теоретических расчетах используются безразмерные параметры — отношение характерного размера спутника R к дебаевскому радиусу r_d и относительная величина потенциала спутника, характеризующая отношение энергии eV , приобретаемой частицей в поле спутника, к тепловой энергии частицы kT . К настоящему времени удалось аналитически путем получить асимптотическое распределение основных физических величин на больших расстояниях от спутника для $(R/r_d) \gg 1$ и для $R/r_d \ll 1$ при определенных предположениях о малости относительной

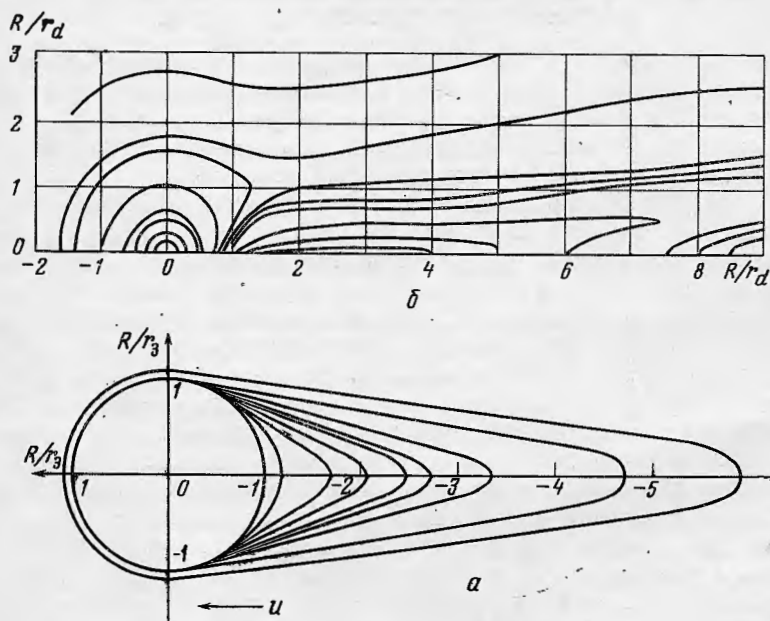


Рис. 21. Эквипотенциальные поверхности вблизи металлической сферы, поглощающей падающие на нее частицы

a — для $R/r_d \geq 1$; b — для $R/r_d \leq 1$

величины потенциала, поэтому для расчета структуры области вблизи спутника используются вычислительные методы.

На рис. 21 приведены линии равного потенциала вблизи металлической сферы, поглощающей падающие на нее частицы, для случаев $(R/r_d) \gg 1$ [64] и $(R/r_d) \ll 1$ [65]. На рисунке видно, что с передней стороны (по отношению к вектору скорости) спутника эквипотенциалы имеют сферическую форму. Таким образом, теоретические расчеты дают обоснование предположению о движении ионов в сферически симметричном поле вблизи ионной ловушки, которое было сделано при выводе выражения (11), так как в ионную ловушку ионы попадают в основном с передней стороны.

Экспериментальные результаты по изучению распределения концентрации ионов вблизи спутника качественно совпадают с результатами теории [23, 35]. Что касается распределения концентрации электронов вблизи спутника, то следует заметить следующее. Поскольку тепловая скорость электронов превышает по порядку больше скорости движения спутника, последний не должен изменять распределение электронов. Однако из теоретических соображений следует, что из-за электростатических сил распределение концентрации электронов (n_e) в возмущенной области сзади спутника должно совпадать с распределением концентрации положительных ионов [64]. Экспериментальные сведения по этому вопросу противоречивы: имеются данные об отсутствии n_e сзади спутника [41] и имеются данные, что n_e сзади спутника уменьшается по сравнению с невозмущенной ионосферой всего в два раза [38].

Из приведенных в этом разделе сведений следует, что при постановке зондовых измерений на спутниках необходимо учитывать возможность попадания зондов в возмущенную область сзади спутника и получения в этом случае данных об этой области, а не об ионосферной плазме.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЗОНДОВОЙ МЕТОДИКИ ДЛЯ ИОНОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Полная независимость результатов зондовых измерений от характеристик толщи ионосферы, находящейся вдали от зондов, как уже отмечалось выше, делают эти методы весьма перспективными для исследований структуры ионосферы. Особенно следует отметить возможность исследования зондами неоднородностей и нестационарных явлений. Выбор того или другого типа зондов зависит от особенностей объектов, на которых ставятся эксперименты. Сложность обработки зондовых измерений и большое количество первичных данных, получаемых при проведении опытов на спутниках и ракетах, приводят к необходимости тщательной отработки используемых методов, к созданию методов с первичной обработкой результатов измерений непосредственно на борту спутника или ракеты, к разработке программ для обработки на ЭВМ. При этом надо иметь в виду, что при исследованиях новых явлений или свойств, которые ранее не были известны, применение метода с заранее заданной системой обработки результатов может не позволить провести эти исследования.

Отработка методов для исследования ионосферы требует предварительных проверок, причем, так как ионосферная плазма является идеальной средой для применения зондовой методики, в некоторых случаях недостаточно проверок в лабораторных установках, и необходимо проведение методических экспериментов непосредственно в ионосферных условиях. Такая отработка позволит получить надежные методы для применения не только в ионосферной, но и в лабораторной плазме.

Независимость вида электронной ветви вольт-амперной характеристики при задерживающих потенциалах от конфигурации зонда позволяет использовать для измерения концентрации и температуры электронов

зонд любой формы. зонной характеристикой поля дают о формы. В самом деле использовать для получения. Использование же ными тем, что для у амперной характерного радиуса (которность сферического малой; кроме того, рая при малом ради его электрического

Длинный цилиндр, поверхность при малом нарушает симметрию электродом. Удаленно для проведения спутник (или ракет) при помощи такого правлении, близком ниям геомагнитного полнение этого усл

Использование и даваемой ими пр амперной характер обоих знаков и об ничить в дневное в ряженных частиц н мых зондом. Для у центрации электро ретические и экспе сопоставления с д меньше значения,

Использовать в лизе вольт-амперн ры ниже 100 км сл бега частиц в этих кие попытки обосн 18). В этих област сколько на высотах и толщина слоев с

На больших вы частотных методов В этих областях пр ных частиц, включ

Для исследовани ки «сотового» типа, мос-2». При этом с температуры завис носительно вектор

области вблизи спут-

вблизи металлической стороны (по от-
ны имеют сферическое обоснование пред-
ичном поле вблизи выражения (11), так
передней стороны. деления концентра-
езультатами теории электронов вблизи
тепловая скорость движения спутника,
нов. Однако из геоэлектрических сил рас-
нной области сзади грации положитель-
у вопросу противоиона [41] и имеются
ю с невозможной

то при постановке
ывать возможность
ика и получения в
ой плазме.

МЕТОДИКИ

ний от характери-
как уже отмечалось
исследований струк-
ность исследования
ыбор того или дру-
которых ставятся
ий и большое коли-
и опытов на спут-
ной отработки ис-
работкой резуль-
и ракеты, к разра-
иметь в виду, что
ранее не были из-
обработки резуль-

требует предвари-
является идеаль-
горьх случаях не-
еобходимо прове-
ионосферных усло-
годы для примене-
азме.

ой характеристики
нда позволяет ис-
туры электронов

зонд любой формы. Однако возможность использования части вольт-амперной характеристики при притягивающих потенциалах и влияние магнитного поля дают основания для выбора зонда Ленгмюра цилиндрической формы. В самом деле, применение плоского зонда не позволяет использовать для получения информации области притягивающих потенциалов. Использование же сферического зонда связано с трудностями, вызванными тем, что для уменьшения влияния магнитного поля на форму вольт-амперной характеристики, радиус сферы должен быть меньше циклотронного радиуса (который на высотах около 300 км порядка 3 см). Поверхность сферического зонда, удовлетворяющая этому условию, оказывается малой; кроме того, сферический зонд следует установить на штанге, которая при малом радиусе зонда должна существенно нарушать структуру его электрического поля.

Длинный цилиндрический зонд может иметь большую собирающую поверхность при малом радиусе, цилиндрическая штанга в этом случае не нарушает симметрию электрического поля, а напротив, служит охранным электродом. Удаление зонда от корпуса спутника (или ракеты) целесообразно для проведения измерений вне слоя объемного заряда, окружающего спутник (или ракету). Однако для определения концентрации электронов при помощи такого зонда необходимо, чтобы он был ориентирован в направлении, близком к перпендикулярному по отношению к силовым линиям геомагнитного поля. На определение электронной температуры невыполнение этого условия не влияет.

Использование зондов Ленгмюра, желательное вследствие их простоты и даваемой ими принципиальной возможности получить из одной вольт-амперной характеристики сведения о концентрации частиц с зарядами обоих знаков и об обоих энергетических распределениях, следует ограничить в дневное время теми областями ионосферы, в которых потоки заряженных частиц на зонд превосходят потоки фотоэлектронов, эмиттируемых зондом. Для уверенной оценки степени надежности определения концентрации электронов при помощи зондов требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования, поскольку из результатов сопоставления с другими методами следует, что зондовые измерения дают меньшие значения, чем по данным других методов.

Использовать зонды Ленгмюра и зондовые методы, основанные на анализе вольт-амперных характеристик, для исследований областей ионосферы ниже 100 км следует с осторожностью, так как длина свободного пробега частиц в этих областях мала; правда имеются отдельные теоретические попытки обосновать работу зондов в диффузионном режиме (см. [16—18]). В этих областях преимущество имеют высокочастотные методы, поскольку на высотах ниже 100 км потенциал зондов не может быть высоким и толщина слоев объемного заряда играет меньшую роль.

На больших высотах при малых концентрациях применение высокочастотных методов затрудняется большими слоями объемных зарядов. В этих областях преимущество для исследований имеют ловушки заряженных частиц, включая модуляционные ловушки.

Для исследований температуры ионов целесообразно применять ловушки «сотового» типа, подобные ловушке, использованной на спутнике «Космос-2». При этом следует иметь в виду, что точность определения ионной температуры зависит от определения изменений ориентации ловушки относительно вектора скорости набегающего потока.

ABSTRACT

Probing is the main technique used for investigating the gas-discharge plasma (comparatively cold plasma with a rather low concentration and weak magnetic fields). Characteristics obtained from probing (dependences of probe current upon voltage applied to a probe) may, in the main, be used for determining all the basic parameters of plasma, such as: electron and ion concentration, distribution of ions and electrons according to their energies and plasma potential in the area of the probe. Measurements carried out by means of probing allow the local parameters of the ionospheric plasma to be determined, the results of such measurements being independent of the condition of the medium between the probing means and the Earth. In principle this advantage of measurements carried out by means of probing allow, their utilization at any altitude. However, apart from difficulties encountered in the gas-discharge plasma, a number of difficulties which pertain particularly to the ionosphere may arise during measurements by means of probing.

Much information on the parameters of ionosphere and their variations has been obtained with the help of measurements by means of probing. The comparison of measurement data obtained by different methods makes it possible to estimate the reliability of measurements and reveal methodological errors.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Langmuir. *Gen. Electr. Rev.*, **26**, 731, 1923.
2. Ю. М. Каган, В. И. Перель. *УФН*, **31**, 409, 1963.
3. В. Д. Русанов. *Современные методы исследования плазмы*. 1962.
4. В. Л. Градовский. *Электрический ток в газе*. Т. 1. ГИТТЛ, 1952.
5. W. Verwey. *Philos. Res. Repts. Suppl.*, **2**, 1961.
6. L. Tonks, H. Mott-Smith, I. Langmuir. *Phys. Rev.*, **28**, 104, 1926.
7. R. L. F. Boyd. *Proc. Roy. Soc.*, **201**, 329, 1950.
8. Н. И. Ионов. *Докл. АН СССР*, **85**, 753, 1952.
9. R. H. Sloane, E. McGregor. *Philos. Mag.*, **7**, 18, 193, 1954.
10. Ю. М. Кулаков, А. А. Зайцев. *Вестник МГУ*, № 3, 101, 1949.
11. F. Holle. *Ann. Phys.*, **18**, 328, 1956.
12. R. Boyd, N. Twiddy. *Proc. Roy. Soc.*, **A250**, 53, 1959.
13. E. Johnson, L. Malter. *Phys. Rev.*, **80**, 59, 1950.
14. S. Kojima, K. Takayama. *J. Phys. Soc. Japan*, **5**, 357, 1950.
15. Л. М. Биберман, Б. Панин. *ЖТФ*, **21**, 2, 1951.
16. Б. И. Давыдов, Л. И. Змановская. *ЖТФ*, **6**, 1244, 1936.
17. R. Boyd. *Proc. Phys. Soc.*, **B64**, 795, 1951.
18. D. P. Hault. *J. Geophys. Res.*, **70**, 3188, 1965.
19. К. И. Грингауз, М. Х. Зеликман. *УФН*, **13**, 239, 1957.
20. L. J. Smith. *Technique Manual on Electron Density and Temperature Measurements in the Ionosphere*, ed. Maeda. *COSPAR Information Bulletin*, No. 17, 37, 1964.
21. H. E. Hinteregger, K. Damon, L. A. Hall. *J. Geophys. Res.*, **64**, 961, 1959.
22. К. И. Грингауз, В. Н. Горозханкин, N. M. Shutte, G. L. Gdalevich. *Preprint paper, prepared for 14th Intern. Astronautical Congress. Paris, 1963.*
23. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров. *Искусственные спутники Земли*, вып. 6, 63, 1961.
24. R. C. Sagalyn, M. Smiddy, J. Wisnia. *J. Geophys. Res.*, **68**, 199, 1963.
25. G. Medicus. *J. Appl. Phys.*, **33**, 3094, 1962.
26. E. C. Whipple. *Proc. IRE*, **47**, 2023, 1959.
27. Г. В. Спивак, Э. М. Рейхрудель. *ЖЭТФ*, **6**, 816, 1936; *Изв. АН СССР, серия физич.*, № 4, 479, 1938; *Techn. Phys. USSR*, **5**, 715, 1938.
28. G. Hock, N. W. Spenser, W. G. Dow. *J. Geophys. Res.*, **58**, 235, 1953.
29. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
30. R. L. Boggess, L. H. Brace, N. W. Spenser. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.

31. N. W. Spenser, L. H. Brace. *J. Geophys. Res.*, **64**, 157, 1962.
32. L. H. Brace, N. W. Spenser. *J. Geophys. Res.*, **64**, 5397, 1963.
33. A. F. Nagy, A. Z. Levich. *Space Res.*, **1**, 1, 1963.
34. T. Ichimija, R. E. Bourdeau, K. I. Gringauz, V. A. Ruzhich. *Space Res.*, **1**, 1, 1963.
35. В. В. Афонин, К. И. Грингауз. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
36. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
37. R. L. F. Boyd, R. J. Bowen, R. A. P. Willmore. *Roy. Soc.*, **282**, 504, 1965.
38. K. I. Gringauz, A. F. Nagy, R. E. Ruzhich. *Space Res.*, **1**, 1, 1963.
39. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
40. R. J. Bowen, R. A. P. Willmore. *Roy. Soc.*, **282**, 504, 1965.
41. R. L. F. Boyd, R. C. Sagalyn. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
42. L. H. Brace, N. W. Spenser. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
43. L. H. Brace, B. M. Borovsky. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
44. K. I. Gringauz, V. A. Ruzhich. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
45. В. В. Безруких, В. Д. Озеров, М. З. Хословский. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
46. К. Такаюма, С. М. Левитский. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
47. E. W. Crawford, R. S. Harp, E. W. Whipple. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
48. E. W. Crawford, R. S. Harp, G. S. Lundeberg. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
49. W. J. Heikkila, J. C. Ulwick. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
50. J. C. Ulwick, W. J. Heikkila. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
51. K. Maeda. *COSPAR Information Bulletin*, No. 17, 37, 1964.
52. Г. Гетманцев, П. Е. Краснуша. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
53. J. C. Ulwick, W. J. Heikkila. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
54. P. Rothwell, J. E. Jackson. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1627, 1959.
55. K. I. Gringauz, V. A. Ruzhich. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
56. G. L. Gdalevich. *Preprint paper, prepared for the Intern. Astronautical Congress, August, 1966.*
57. R. J. Альперт, В. В. Безруких, В. Д. Озеров. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.
58. В. В. Жуков, М. Г. Тезисы доклада. *Докл. АН СССР*, **131**, 1301, 1960.

ting the gas-discharge
concentration and weak
probing (dependences of
the main, be used for
as: electron and ion
to their energies
elements carried out by
ospheric plasma to be
dependent of the con-
the Earth. In principle
of probing allow, their
culties encountered in
h pertain particularly
means of probing.
e and their variations
means of probing. The
nt methods makes it
nd reveal methodolo-

63.
лазмы. 1962.
ГИТТЛ, 1952.
ys. Rev., 28, 104, 1926.
193, 1954.
3, 101, 1949.
59.
357, 1950.
1244, 1936.
39, 1957.
Temperature Measure-
Bulletin, No. 17, 37,
Geophys. Res., 64,
hutte, G. L. G'da-
utical Congress. Paris,
о в. Искусственные
ys. Res., 68, 199, 1963.
1936; Изв. АН СССР,
38.
Res., 58, 235, 1953.
в, Р. Е. Рыбчин-
eophys. Res., 64, 1627,

31. N. W. Spenser, L. H. Brace, G. R. Carignan. *J. Geophys. Res.*, 67, 157, 1962.
32. L. H. Brace, N. W. Spenser, G. R. Carignan. *J. Geophys. Res.*, 68, 5397, 1963.
33. A. F. Nagy, A. Z. Faruqi. *J. Geophys. Res.*, 70, 4847, 1965.
34. T. Ichimija, K. Takayama, Y. Aono. *Space Res.*, 397, 1960.
35. R. E. Bourdeau, J. L. Donley. *Proc. Roy. Soc.*, 281, 481, 1964.
36. K. I. Gringauz, B. N. Gorozhankin, N. M. Shutte, G. L. Gdalevich. *Space Res.*, 4, 473, 1964.
37. В. В. Афонин, Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич, Б. Н. Горожанкин, К. И. Грингауз, Р. Е. Рыбчинский, Н. М. Шютте. Сб. «Исследования космического пространства». Изд-во «Наука», 1965.
38. K. I. Gringauz, B. N. Gorozhankin, G. L. Gdalevich, V. V. Afonin, R. E. Rybchinsky, N. M. Shutte. *Space Res.*, 5, 733, 1965.
39. К. И. Грингауз, Б. Н. Горожанкин, Н. М. Шютте, Г. Л. Гдалевич, Докл. АН СССР, 151, 560, 1963.
40. P. J. Bowen, R. L. F. Boyd, W. J. Raitt, A. P. Willmore. *Proc. Roy. Soc.*, 282, 504, 1964.
41. P. J. Bowen, R. L. F. Boyd, G. L. Henderson, W. J. Raitt, A. P. Willmore. *Proc. Roy. Soc.*, 281, 514, 1964.
42. R. L. F. Boyd, W. J. Raitt. *Space Res.*, 5, 207, 1965.
43. R. C. Sagalyn, M. Smiddy, J. N. Bhargava. *Space Res.*, 5, 189, 1965.
44. L. H. Brace, N. W. Spenser, A. Dalgarno. *Planet. Space Sci.*, 13, 647, 1965.
45. L. H. Brace, B. M. Reddy. *J. Geophys. Res.*, 70, 5783, 1965.
46. K. I. Gringauz, V. V. Bezrukih, L. S. Musatov. Preprint paper prepared for the Inter-Union Symposium on Solar-Terrestrial Physics. Belgrade, August, 1966.
47. В. В. Безруких, К. И. Грингауз, Р. Е. Рыбчинский, Л. С. Мусатов, М. З. Хохлов. Докл. АН СССР, 163, 4, 1965.
48. K. Takayama, H. Ikegami, Hiuzaku. *Phys. Rev. Lett.*, 5, 238, 1960.
49. С. М. Левитский, И. П. Шашурин. ЖЭТФ, 31, 436, 1961.
50. E. W. Crawford, R. F. Mlodnosky. *J. Geophys. Res.*, 69, 2765, 1964.
51. R. S. Harp, E. W. Crawford. *J. Appl. Phys.*, 35, 12, 1964.
52. E. W. Crawford, R. S. Harp. *J. Geophys. Res.*, 70, 587, 1965.
53. М. В. Самохин. Геомагнетизм и аэрномия, 6, 754, 1966.
54. R. S. Harp, G. S. Kino, J. Pravkovich. *Phys. Rev. Lett.*, 11, 310, 1963.
55. W. J. Heikkila, J. A. Fejer, J. Hugill, W. Calvert. Preprint paper, prepared for VII COSPAR. Vienna, Austria, 1966.
56. J. C. Ulvick, W. Pfister, O. C. Haucsock, K. D. Baker. *Technique Manual on Electron Density and Temperature Measurements of the Ionosphere*, ed. K. Maeda. COSPAR Information Bulletin, No. 17, 117, 1964.
57. Г. Гетманцев, Н. Г. Денисов, Геомагнетизм и аэрномия, 2, 691, 1962.
58. П. Е. Краснушкин, Н. Л. Колесников. Докл. АН СССР, 146, 596, 1962.
59. J. C. Ulvick, W. Pfister. *Space Res.*, 3, 194, 1964.
60. P. Rothwell, J. Sayers, J. Wager. *J. Geophys. Res.*, 67, 921, 1962.
61. S. I. Bauer, J. Blumle, J. L. Donley, R. J. Fitzenreiter, J. E. Jackson. *J. Geophys. Res.*, 69, 186, 1964.
62. K. I. Gringauz, G. L. Gdalevich, V. F. Gubsky, I. A. Knorin, V. A. Rudakov, N. M. Shutte. Preprint paper, prepared for VII COSPAR, Vienna, 1966.
63. G. L. Gdalevich, V. F. Gubsky, I. D. Dmitrieva. Preprint paper, prepared for the Inter-Union Symposium on Solar-Terrestrial Physics. Belgrade, August, 1966.
64. Р. Л. Альперт, А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский. Искусственные спутники в разреженной плазме. Изд-во «Наука», 1964.
65. В. В. Жуков, М. Г. Кузьмина, М. В. Маслеников, Ю. С. Сиггов. Тезисы доклада на 5 Рижском совещании по магнитной гидродинамике (20—25 июня 1966 г.).