

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ  
В ВЕРХНИХ СЛОЯХ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ****И. М. Имянитов****1. ВВЕДЕНИЕ**

До настоящего времени почти отсутствуют сведения об электростатических полях и соответственно объемных зарядах в верхних слоях атмосферы.

Недоступные непосредственному измерению у поверхности Земли, благодаря экранирующему действию высоких проводящих слоев ионосферы, эти поля не могут быть измерены и с помощью косвенных методов. Изменение спектра поглощения в этих слоях благодаря штарк-эффекту, например, не может быть измерено, так как смещение линий в лучшем случае будет составлять сотые доли ангстрема. Не могут служить для оценки величины электростатических полей и измерения энергии или определение траекторий космических частиц, приходящих к Земле: этому препятствует сильное влияние магнитного поля и процессов образования вторичных частиц.

В то же время сведения об электрических полях и об объемных зарядах настоятельно необходимы для решения таких, существенных для физики высоких слоев атмосферы, задач, как создание достаточно полной теории полярных сияний, проверка теорий магнитных бурь, выявление областей вторжения заряженных частиц в земную атмосферу и т. д.

Следует отметить, что, хотя экспериментальные факты, подтверждающие существование электростатических полей в верхних слоях атмосферы, очень скудны, все основные теории полярных сияний (Биркеланда и Штермера, Чепмена, Ферраро и Мартина, Альфвена) либо постулируют, либо предполагают существование этих полей. К экспериментальным данным, подтверждающим наличие значительных электрических полей в верхних слоях атмосферы, могут быть отнесены некоторые изменения электростатического поля у поверхности Земли, связываемые с процессами, происходящими в высоких слоях атмосферы. Хотя однозначную связь обоих явлений установить трудно, так как поле у поверхности Земли может меняться под влиянием множества факторов, систематические наблюдения позволяют все же установить определенные закономерности.

Измерения напряженности электростатических полей вблизи поверхности Земли показывают, например, что как значения этой напряженности, усредненной за значительные интервалы времени<sup>1</sup>, так и мгновенные ее значения (см., например,<sup>2</sup>) могут испытывать заметные изменения во время полярных сияний. Этот факт подтверждает предположение, что в высоких слоях атмосферы существуют большие разности потенциалов и объемные заряды<sup>3, 4, 5</sup>.

О возможности электризации Земли и атмосферы за счет внеземных источников говорит также работа М. В. Охочимской<sup>9</sup>, отметившей аномалии в годовом ходе напряженности поля на горной станции в Алма-Ате, совпадающие во времени с пересечением Землей метеорного потока Персеид. При этом следует отметить, что у поверхности Земли могут

быть отмечены изменения электростатического поля, составляющие только малую часть изменений поля, происходящих в очень высоких слоях атмосферы. Поле, достигающее Земли, обязано своим существованием той части зарядов, которая не успела равномерно распределиться по некоторой шаровой поверхности, охватывающей атмосферу. В то же время поле над этой поверхностью формируется всеми избыточными зарядами, попавшими в атмосферу Земли. Рассматривая подобную упрощенную модель, в которой Земля и атмосфера трактуются как обкладки шарового конденсатора, следует помнить, что за счет проводимости атмосферы поле может претерпевать значительную «усадку», особенно большую в области ионосферы.

Таким образом, изучение электростатических полей в верхних слоях атмосферы позволит решить вопрос о том, является ли Земля вместе с ее атмосферой нейтральным телом в пространстве. Ответ на этот вопрос имеет чрезвычайно существенное значение для понимания механизмов обмена зарядами между Землей и атмосферой и, значит, для решения одной из основных задач науки об атмосферном электричестве — объяснения причин сохранения отрицательного заряда Земли, а также для решения вопроса о том, какую роль в электрическом состоянии атмосферы и Земли играют взвешенные источники электризации.

Следует отметить, что знание характера распределения поля вокруг Земли позволит сделать заключения об источнике этого поля. Так, например, существование радиально симметричного поля будет говорить о том, что Земля и атмосфера в целом заряжены, а наличие поля, увеличивающегося в направлении Земля — Солнце, будет указывать на существование электростатического поля, создаваемого Солнцем. Картина распределения поля, в частности, должна позволить решить, заряженные или незаряженные потоки частиц движутся от Солнца.

Сведения об электрическом поле Земли (вместе с ее атмосферой) могут оказаться существенными также для выяснения причин появления быстрых заряженных частиц в атмосфере и для выявления природы космических лучей. Если это поле существует, то Земля может действовать как гигантский линейный ускоритель заряженных частиц. Даже относительно слабые электростатические поля напряженностью порядка единиц или даже долей вольт на сантиметр могут ускорить частицы до энергии порядка  $10^9$ — $10^{10}$  эв.

Возможность создания искусственных спутников Земли, наряду с возможностью использования высотных ракет, впервые позволило поставить задачу о непосредственном измерении электростатических полей на больших высотах. Преимущества использования для этой цели искусственных спутников очевидны, так как с их помощью можно получить распределение электрических полей как по высоте, так и вокруг всей Земли и изменение этих полей во времени.

Надо оговорить, что измерения полей и объемных зарядов, создаваемых заряженными частицами, вторгающимися в атмосферу, существенно вести на высотах (80—500 км и даже до  $\sim 1000$  км), на которых протекают явления (например, полярные сияния), вызываемые этими частицами; измерения же электростатических полей вокруг Земли и атмосферы в целом желательнее вести на наибольших достижимых высотах ( $\sim 500$ — $1000$  км и выше), причем ценность даваемых такими исследованиями материалов будет расти по мере увеличения высоты полета спутников над Землей.

Использование искусственных спутников для измерения электростатических полей в верхних слоях атмосферы требует разработки специальной методики и аппаратуры.

В настоящей работе рассмотрены особенности измерений электростатических полей в верхних слоях атмосферы и пути создания аппаратуры, пригодной для этих измерений.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПРОСТРАНСТВЕ С ПОМОЩЬЮ ИЗОЛИРОВАННОГО ТЕЛА

Основы измерения электростатических полей в пространстве с помощью летательных аппаратов изложены нами ранее<sup>6</sup>. Главные трудности, возникающие при использовании летательного аппарата в качестве зондирующего тела, связаны с тем, что, во-первых, сам летательный аппарат может иметь некоторый электростатический заряд, поле которого накладывается на измеряемое поле; во-вторых, появление проводящего тела в поле вызывает за счет зарядов, индуцируемых на теле, локальные искажения измеряемого электростатического поля и, в-третьих, появление зондирующего тела в пространстве может исказить измеряемое поле за счет изменения распределения зарядов в атмосфере.

Задачей методики измерения напряженности электростатических полей в атмосфере является исключение влияния всех этих мешающих измерению факторов на результаты измерения.

Напряженность поля  $E_i$  в какой-то точке  $i$  проводящего тела, помещенного в некоторую точку пространства, складывается из двух частей. Одна часть ( $E_i$ ) определяется величиной напряженности внешнего электростатического поля в выбранной точке и коэффициентом  $k_i$ , зависящим от конфигурации тела и расположения его в поле (считая, что размеры неоднородностей поля много больше размеров тела); другая часть ( $E_i'$ ) определяется величиной собственного электростатического заряда  $Q$  тела и коэффициентом  $p_i$ , зависящим от формы тела.

Таким образом,

$$E_i = k_i E + p_i Q. \quad (1)$$

Отсюда следует, что если измерить напряженность поля  $E_m$  и  $E_n$  в двух точках тела  $m$  и  $n$ , выбрав эти точки так, чтобы они лежали в плоскости, направленной вдоль силовых линий поля, то

$$E_m = k_m E + p_m Q, \quad E_n = k_n E - p_n Q. \quad (2)$$

т. е., измеряя напряженность поля в двух точках тела, можно независимо определить величину напряженности поля  $E$  в атмосфере и величину заряда  $Q$  тела.

В том случае, если тело симметрично и в качестве точек  $m$  и  $n$  выбраны симметричные точки на поверхности тела (случай, наиболее характерный для спутников), то  $k_m = k_n = k$  и  $p_m = p_n = p$ . В этом случае:

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{E_m + E_n}{2k}, \\ Q &= \frac{E_m - E_n}{2p}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Таким образом, независимо от величины  $p$  напряженность поля атмосферы будет пропорциональна полусумме напряженностей полей, измеренных в точках  $m$  и  $n$  тела. Существенно отметить, что изменения величин  $p$ , если они происходят в обеих точках измерения одновременно, не сказываются на точности определения напряженности электрического поля. Аналогичные соображения могут быть, конечно, применены при определении заряда тела.

В общем случае, для того чтобы восстановить полный вектор электростатического поля в пространстве (независимо от положения тела), необходимо знать поле в четырех точках тела, для каждой из которых необходимо определить четыре коэффициента, учитывающих действие трех составляющих вектора поля и собственного заряда тела. Так как ошибки в определении отдельных коэффициентов складываются при вычислении поля, точность таких измерений будет невысока.

При измерениях в точках тела, расположенных на пересечении электростатических нейтралей для соответствующих составляющих напряженности поля, число подлежащих определению коэффициентов снижается до восьми, а точность измерения возрастает, так как каждая из составляющих вектора поля определяется независимо.

Можно упростить задачу измерения, ограничиваясь измерениями в двух точках тела. В этом случае будет измеряться только одна из составляющих вектора напряженности поля. Для ориентированного спутника можно выбирать желаемую составляющую поля, скажем вертикальную. Для неориентированных спутников в этом случае будет измеряться составляющая поля в системе координат, связанной с самим спутником.

Определение коэффициентов  $k_i$  и  $p_i$  производится с помощью измерений на моделях зондирующих тел. Для определения коэффициентов  $k_i$  модель, изготовленная из токопроводящего материала, помещается в поле плоского конденсатора и производится измерение плотности индуцированного заряда в различных точках модели; для определения коэффициентов  $p_i$  на модель подается некоторый заряд известной величины и производится измерение плотности заряда в выбранных точках поверхности модели<sup>7</sup>.

### 3. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ НАХОЖДЕНИИ ТЕЛА В ПЛАЗМЕ

Описанная методика измерения электростатических полей опирается на представление, что изменением распределения зарядов в окружающей среде в результате действия тела можно пренебречь. Это предположение, вполне оправдывающееся в нижних слоях атмосферы, перестает быть справедливым при нахождении тела в ионосфере. С одной стороны, действие высокой проводимости среды в этой области приводит к тому, что на теле не может сохраниться какой-либо электростатический заряд, если нет достаточно интенсивного процесса, непрерывно его генерирующего. С другой стороны, само тело, находясь в плазме, должно заряжаться.

Тело в плазме может приобретать заряд благодаря тому, что потоки электронов и положительных ионов на тело, вообще говоря, не равны, и, следовательно, тело будет заряжаться до тех пор, пока эти потоки не уравниваются. Тело в плазме может также заряжаться за счет эмиссии электронов, благодаря фотоэффекту, действию мягкого рентгеновского и космического излучений и т. п. Наконец, для спутников, летящих с большой скоростью, на результатах измерения могут сказаться заряды, индуцируемые магнитным полем на движущемся теле.

Рассмотрим зарядение тела, помещенного в плазму, используя обычные представления теории зондов Лэнгмюра. Тогда, принимая максвелловское распределение скоростей частиц и равенство электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$  температур ( $T_e = T_i = T$ ), а также равенство концентраций ионов и электронов, и учитывая, что на высотах, больших 300 км, длина свободного пробега частиц будет много больше размеров тела, можно потенциал тела  $V$  найти из уравнения<sup>8</sup>

$$V = \frac{kT}{e} \ln \frac{I_-}{I_+}, \quad (4)$$

где  $I_-$  и  $I_+$  — токи, создаваемые электронами и положительными ионами,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона. Полагая массу иона  $m = 16$  (масса атомарного кислорода), получаем

$$V \approx 5 \frac{kT}{e}. \tag{5}$$

В таблице I даны ожидаемые значения потенциала тела  $V$  в зависимости от температуры среды  $T$ .

Таблица I

$T^\circ \text{K}$	$500^\circ$	$1000^\circ$	$1500^\circ$	$2000^\circ$	$2500^\circ$	$3000^\circ$	$3500^\circ$
$V, b$	0,22	0,44	0,67	0,89	1,12	1,34	1,56

В действительности на предполагаемых высотах полета спутника можно ожидать присутствия не только атомарного кислорода, но и молекулярного азота и других газов. Это может сказаться на величине коэффициента в последней формуле. Зависимость величины, стоящей в формуле (4) под знаком логарифма, от массы ионов дается выражением:  $\ln \frac{I_-}{I_+} = \ln \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}$ , где  $m_1$  и  $m_2$  соответственно массы электрона и иона; поэтому величина логарифма мало изменится даже при росте молекулярной массы в два раза. Если принять, что средняя эффективная масса молекул на предполагаемых высотах полета спутника будет составлять 28 (масса молекул  $N_2$ ), то коэффициент в формуле (5) изменится на 5%, т. е. этой формулой можно пользоваться с достаточной степенью точности.

Для оценки возможных значений напряженности поля от собственного заряда, которые могут встретиться при полете спутника, необходимо установить связь между потенциалом, который приобретает спутник, и напряженностью поля у его стенок.

Распределение объемных зарядов и полей вблизи неподвижного тела, помещенного в плазму, в первом приближении может быть описано уравнениями, полученными на основании классической теории зондов (см., например, <sup>8</sup>). На рис. 1 дан вид распределения поля и объемного заряда вблизи стенки тела. Предполагая, что масса положительных ионов  $m_2 = 16$ , получаем для связи напряженности поля  $E$  у стенки с потенциалом тела  $V$  выражение

$$E = 5,6 \cdot 10^{-5} \sqrt{n_0 V}, \tag{6}$$

где  $n_0$  — концентрация положительных ионов в области, где возмущения, вносимые телом, уже не сказываются. Таким образом, напряженность поля в окрестности тела зависит также и от концентрации ионов.

Движение тела может сказаться на величине его потенциала и напряженности поля. Потенциал, до которого зарядятся элементы лобовой поверхности, перпендикулярные направлению движения (если их изолировать и пренебречь тепловой скоростью ионов по сравнению с их относительной скоростью), можно вычислить из выражения

$$V = \frac{kT}{e} \ln \frac{v_-}{c}, \tag{7}$$

где  $v_-$  — тепловая скорость электронов,  $c$  — скорость спутника.

В случае спутника относительная скорость положительных ионов может превысить их тепловую скорость (принимая температуру газа в ионосфере  $\sim 1000^\circ \text{K}$ ) по крайней мере на порядок.

В этом случае значения потенциала спутника, вычисленные по формуле (5), т. е. в предположении неподвижности последнего, и рассчитанные по формуле (7), учитывающей движение тела, будут расходиться весьма мало.

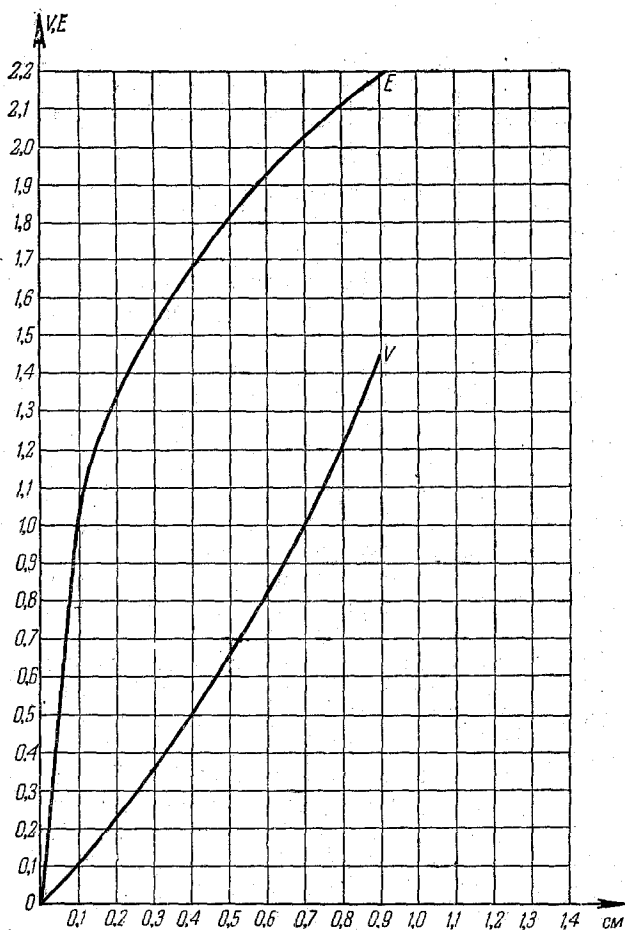


Рис. 1. Распределение напряженности поля  $E$  и потенциала  $V$  у стенки тела, находящегося в плазме.

Связь напряженности поля у передней стенки с потенциалом тела будет в случае движения последнего выражаться зависимостью

$$E = 8,5 \cdot 10^{-5} \sqrt{n_0 V}. \quad (8)$$

Для определения напряженности поля у элементов лобовой части спутника, наклоненных под некоторым углом  $\alpha$  к потоку, необходимо вычислить скорость потока положительных ионов на соответствующий элемент. Составляющая направленной скорости спутника будет равна  $c \sin \alpha$ . Следовательно, спутник приобретет потенциал какого-то промежуточного значения между определяемыми по формулам (5) и (7), и все значения напряженности поля, возникающего вследствие приобретения

спутником электрического заряда, будут лежать между величинами, определяемыми по формулам (6) и (8). Таким образом, движение будет относительно слабо сказываться на значении потенциала спутников и на величине напряженности поля у их стенок.

Оценка величины напряженности поля у стенок спутников (на предполагаемых в настоящее время высотах полета) приводит к значениям, доходящим до нескольких вольт на сантиметр.

При измерениях напряженности электрического поля существенно оценить толщину  $\delta$  возмущенного слоя. Для такой оценки можно воспользоваться классической формулой закона «3/2» Лэнгмюра<sup>8</sup>. В действительности протяженность возмущенного слоя может быть несколько больше, чем это следует из формулы Лэнгмюра, так как последней не учитывается действие объемного заряда, создаваемого электронами.

Таблица II дает значение  $\delta$  (в сантиметрах) для плоского зонда при различных концентрациях  $n$  положительных ионов и температурах  $T$ .

Таблица II

$n, \text{ см}^{-3}$	$T^\circ \text{ К}$						
	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500
$10^4$	6,7	9,4	11,5	13,4	15,0	16,4	17,7
$10^5$	2,1	3,0	3,6	4,2	4,7	5,2	5,6
$10^6$	0,7	0,9	1,2	1,3	1,5	1,6	1,8
$10^7$	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5	0,6

Решение задачи о распределении объемных зарядов в тыловой части движущегося тела пока не получено. Из общих соображений следует<sup>14</sup>, что позади тела должен образоваться пустотный «мешок» конусовидной формы, так как ионы не будут успевать заполнять вакуум, образующийся за движущимся телом. С другой стороны, электроны могут успеть заполнить этот «мешок», однако при этом в «мешке» будет образовываться отрицательный объемный заряд, ограничивающий своим полем число электронов, могущих проникнуть внутрь «мешка». Количественный учет этих эффектов, равно как и решение задачи о распределении зарядов и полей около тел сложных форм, движущихся в пространстве, представляют собой комплекс задач, которые необходимо разрешить.

По мере уменьшения концентрации заряженных частиц  $n$  толщина окружающего тела возмущенного слоя будет возрастать и распределение поля вокруг тела будет все больше приближаться к распределению поля в вакууме. При температурах порядка  $1000^\circ \text{ К}$  это имеет место при концентрации заряженных частиц  $\sim (10-1) \text{ см}^{-3}$ . Так как, по опытам Бернинга<sup>10</sup>, концентрация заряженных частиц резко падает на высотах 350—400 км, то можно ожидать, что условия опыта будут приближаться к условиям измерения в вакууме на высотах  $\sim 1000 \text{ км}$ .

Возможны также и иные источники сообщения заряда спутнику. Так, например, результаты опытов по измерению спектра масс ионов, проводимых с помощью ракет<sup>11</sup>, заставляют предполагать, что в отдельных областях ионосферы потенциал ракеты по отношению к невозмущенной плазме достигал 20—25 в, причем ракета заряжалась отрицательно. Такой значительный отрицательный потенциал не может появиться благодаря механизму заряжения, разобранным выше, не может он быть, естественно, обязан и фотоэффекту, сообщаемому телу положительный заряд.

Измерения заряда спутника должны ответить на вопрос, может ли фотоэмиссия вкупе с такими процессами, как зарядение при ударах о метеоритную пыль, привести к изменению знака заряда тела в плазме с отрицательного на положительный.

На величине напряженности поля у поверхности спутника может также сказаться индукция зарядов за счет движения тела в магнитном поле. Разность потенциалов  $\Delta V$ , которая возникает на концах спутника шириною  $l \approx 100$  см, движущегося со скоростью  $v \sim 10^6$  см/сек, не должна превышать десятых долей вольта. Так как напряженность магнитного поля на спутнике будет измеряться, а скорость последнего известна, то влияние этой разности потенциалов  $\Delta V$  на показание приборов можно учесть. Точный учет этой величины, однако, возможен только для ориентированных спутников.

Следует отметить еще одну возможность использования данных о напряженности поля, создаваемого собственным зарядом спутника, для изучения физических характеристик ионосферы. В тех областях ионосферы, где тело приобретает заряд за счет различия в величинах потоков положительных ионов и электронов на тело, измеряя напряженность поля у поверхности тела, создаваемую зарядом тела, можно оценить температуру атмосферы. Как следует из формул (4) и (6), связь между температурой  $T$  ионосферы и напряженностью поля  $E$  у стенки неподвижного тела дается соотношением

$$E = 6,7 \cdot 10^{-8} \sqrt{n_0 T}, \quad (9)$$

т. е. для определения температуры необходимо измерять также и концентрацию ионов.

Учет скорости тела приводит к тому, что на участках тела, нормальных направлению движения (формула (8)), связь напряженности поля с температурой будет даваться соотношением

$$E = 10,2 \cdot 10^{-8} \sqrt{n_0 T}. \quad (10)$$

Таким образом, температуры, определяемые по формулам (9) и (10), могут различаться в два раза.

Измерения концентрации ионов осложняются тем обстоятельством<sup>14</sup>, что измеряемая прибором величина  $\alpha$  является функцией не только концентрации  $n$  частиц, но и потенциала  $V$  спутника.

Сопоставляя данные о заряде  $Q$  и о концентрации  $n$ , получаем, таким образом,  $Q = f_1(V, n)$  или  $E = f(V, n) = \varphi(T, n)$ , а  $\alpha = \Phi_1(n, V) = \psi_1(n, T)$  или  $n = \Phi(\alpha, V) = \phi(\alpha, T)$ . Методом последовательных приближений можно, анализируя функции  $f$  и  $\Phi$ , вычислить потенциал спутника и температуру ионосферы по крайней мере на теневой части орбиты.

Существенного уточнения получаемых результатов можно достичь, проводя описанные измерения совместно с измерениями спектра масс ионов<sup>12</sup>. Результаты измерения спектра масс ионов зависят от потенциала зондирующего тела. Спектр масс ионов может включать только некоторые дискретные значения, соответствующие массам молекулярного и атомарного кислорода, азота и т. п. Эти дискретные значения проявляются при измерениях спектра масс ионов как ряд пиков тока на кривой зависимости массы ионов от потенциала торможения<sup>11</sup>. То, что зондирующее тело имеет некоторый потенциал по отношению к плазме, приводит к смещению всех пиков тока на величину этого потенциала. Сравнивая значение потенциала, полученное с помощью описанного выше метода, с получаемым из кривой спектра масс ионов, можно существенно уточнить результаты измерений как потенциала тела, так и спектра масс ионов.



Следует отметить еще одну возможность использования результатов измерений потенциала тела. По данным, полученным из исследований ионосферы радиометодами, в последней отмечаются микронеоднородности концентрации, имеющие протяженность порядка 3 км. В этих неоднородностях величина отношения максимальной концентрации к минимальной может доходить до двух. Регистрация напряженности поля у поверхности спутника должна отметить колебания соответствующей протяженности. Сопоставляя данные измерения с данными о концентрации частиц, можно будет получить сведения, характеризующие относительные изменения температуры частиц в этих неоднородностях.

#### 4. ПРИНЦИП РАБОТЫ ПРИБОРА, ИЗМЕРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ, И ОСОБЕННОСТИ ЕГО РАБОТЫ В ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

Для проведения измерений напряженности электрического поля необходимо создать специальную аппаратуру, способную работать в весьма трудных условиях, возникающих во время полета спутников.

Не останавливаясь на таких общих характеристиках, как виброустойчивость, работа в широком температурном интервале и т. п., которыми должна обладать любая аппаратура, устанавливаемая на спутниках, рассмотрим особенности работы приборов для измерения напряженности электростатических полей при измерениях в ионосфере.

Теория работы приборов для измерения напряженности электростатических полей (электростатических флюксметров) изложена в работе<sup>13</sup>. Существенной частью этих приборов является приемный электрод (так называемая «измерительная пластина»), помещаемый в измеряемое поле. Измерительная пластина с помощью специального электрода-экрана попеременно экранируется в поле и экранируется от него. Таким образом, у поверхности измерительной пластины постоянное измеряемое поле превращается в пульсирующее. Изменение поля у измерительной пластины вызывает перемещение индуцированных зарядов и, следовательно, появление тока. Величина тока строго пропорциональна измеряемой напряженности электрического поля. Измеряя тем или иным способом величину этого тока, можно тем самым измерить напряженность электростатического поля.

Не рассматривая общей теории электростатических флюксметров, что сделано в упомянутой работе<sup>13</sup>, остановимся на наиболее существенном для работы в ионосфере варианте, когда измерительную пластину можно считать нагруженной на чисто омическое сопротивление. Величина тока в этом случае измеряется по величине падения напряжения, создаваемого током, на некотором (известном) нагрузочном сопротивлении.

Плоская измерительная пластина 1 площадью  $S$  (рис. 2) соединена с корпусом тела через сопротивление  $R$  и помещена в измеряемое поле напряженностью  $E_A$ . Экран 2, движущийся со скоростью  $\frac{dS}{dt} = \pm a$  ( $a = \text{const}$ ), попеременно то открывает пла-

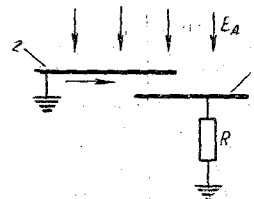


Рис. 2. Принципиальная схема действия прибора.

стину 1, то экранирует ее от поля  $f$  раз в секунду. Тогда на пластине возникает напряжение

$$V = \pm iR = \pm k \frac{E_A S}{4\pi} fR, \quad (11)$$

где  $i$  — ток, текущий с измерительной пластины,  $k$  — коэффициент, опре-

деляемый конфигурацией и конструкцией прибора и его расположением в поле. Формула (11) справедлива при предположении, что поле у измерительной пластины при открывании и закрывании измерительной пластины экраном меняется от некоторого значения  $kE_A$  до нуля. Если существенно измерить только значение напряженности поля  $E$  у поверхности прибора, то, полагая  $E = kE_A$  (см. формулу (1)), уравнение (11) можно несколько упростить:

$$V = \pm \frac{ES}{4\pi} fR. \quad (12)$$

Таким образом, на сопротивлении  $R$  возникнет знакопеременное напряжение с амплитудным значением  $V$ . Моменты изменения знака напряжения будут совпадать с моментами окончания либо экспонирования, либо экранирования измерительной пластины экраном. Изменение напряжения вектора напряженности поля на обратное будет, очевидно, приводить к сдвигу фазы тока  $i$  или напряжения  $V$  на  $180^\circ$ .

Пользуясь формулами (11) или (12), можно оценить величину тока  $i$ , который потечет по сопротивлению  $R$ .

Если напряженность поля у прибора составляет  $E = 1$  в/см и площадь измерительной пластины  $S = 10$  см<sup>2</sup>, частота  $f = 1000$  гц (цифры, близкие к тем, которые могут быть получены для реального прибора), то с пластины потечет переменный ток величиной  $\sim 1 \cdot 10^{-9}$  а. Напряжение  $V$ , снимаемое с нагрузочного сопротивления, будет пропорционально величине сопротивления  $R$  \*). При сопротивлении  $R = 10^5$  ом величина  $V$  в указанных условиях будет составлять  $10^{-4}$  в. Напряжение такой величины относительно просто можно усилить с помощью лампового усилителя, а затем измерить.

Можно увеличить сигнал на выходе усилителя, увеличивая величину сопротивления  $R$ . Но при этом следует помнить, что утечка с измерительной пластины по воздуху может в ионосфере достигать значительной величины; так как сопротивление  $R$  шунтируется сопротивлением этой утечки, то для повышения точности измерения желательно выбирать минимальные возможные величины нагрузочного сопротивления.

#### а) Влияние тока утечки на работу прибора

Представим, что измерительная пластина и экран выполнены в виде подобных плоских пластин, представляющих собою ряд секторов круга

Таблица III

Концентрация ионов $n, \text{см}^{-3}$	Ток утечки $i_{\text{ут}}, \text{а}$
$10^4$	$1 \cdot 10^{-13}$
$10^5$	$1 \cdot 10^{-12}$
$10^6$	$1 \cdot 10^{-11}$

(рис. 3), причем экранирующая пластина размещена на расстоянии  $d$  от измерительной и вращается в плоскости, параллельной последней; между измерительной и экранирующей пластинами потечет ток утечки, определяемый концентрацией заряженных частиц, их скоростью и конструкцией прибора. Действие этого тока утечки проявится в шунтировании нагрузочного сопротивления. Ток утечки в первую очередь будет создаваться теми ионами, которые окажутся в пространстве между измерительной и экранирующей пластинами. Общее число таких ионов  $N$ , очевидно, равно

$$N = \frac{n S d}{K}, \quad (13)$$

\*) Напомним, что рассматривается режим работы электростатического флюксметра, нагруженного на чисто омическое сопротивление, при котором временной постоянной измерительной пластины можно по сравнению с периодом экранирования или экспонирования пренебречь.

где  $n$  — концентрация ионов вне зоны возмущения, а  $K$  — коэффициент, учитывающий уменьшение концентрации этих ионов у стенки тела.

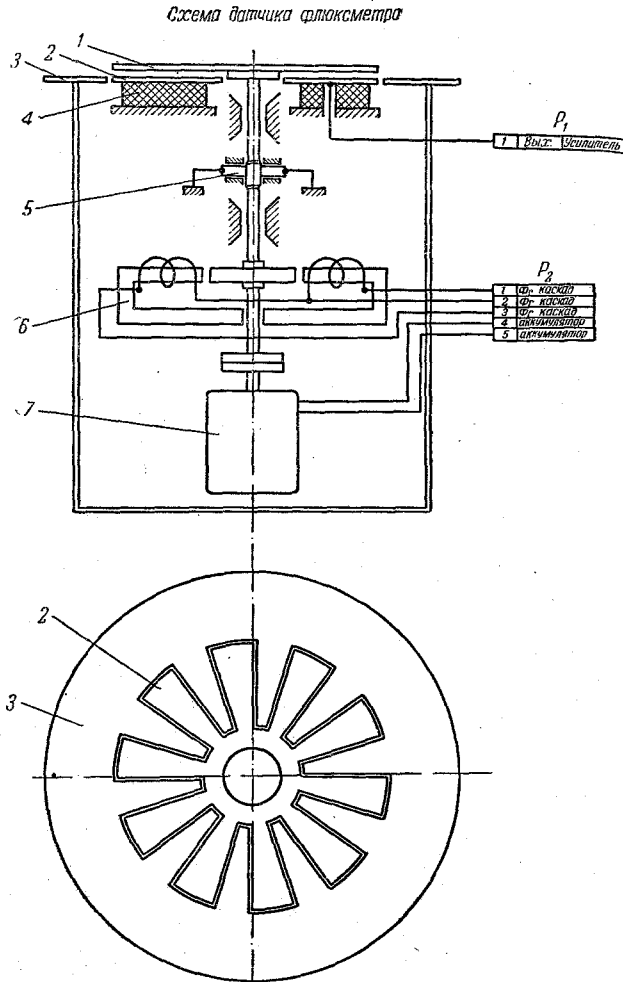


Рис. 3. Схема устройства датчика. 1 — экранирующая пластина, 2 — измерительная пластина, 3 — охранное кольцо, 4 — изолятор, 5 — заземляющая щетка, 6 — электромагнитный генератор, 7 — мотор,  $P_1$  — разъем,  $P_2$  — разъем.

Для температуры среды  $T=1000^\circ\text{K}$  можно принять  $K=8$  (см., например, <sup>8</sup>). Максимальный ток утечки, который могут создать эти ионы, составляет

$$i_{\text{ут}} = \frac{N}{\tau} = \frac{enSd}{K} 2f, \quad (14)$$

где  $\tau$  — время экспонирования или экранирования измерительной пластины, а  $e$  — заряд электрона. Величины тока утечки при различных концентрациях ионов  $n$  для случая  $S=10\text{ см}^2$ ,  $d=0,1\text{ см}$ ,  $f=1000\text{ гц}$ ,  $K=8$  приведены в таблице III. Как следует из таблицы, этот ток составляет лишь малую часть тока по сопротивлению, и, следовательно, при правильном выборе конструкции ток утечки мало скажется на результатах измерения.

При оценке тока утечки не было учтено, что в промежуток между измерительной и экранирующей пластинами могут дополнительно попадать ионы из окружающего пространства, увеличивая тем самым число ионов, которые создают ток утечки. Эти ионы могут попасть в промежуток между обеими пластинами только при отклонении траектории ионов от прямолинейной, что возможно либо за счет отражения ионов от различных частей прибора, либо за счет столкновений с другими ионами.

Число ионов, изменивших свою траекторию при ударах о детали прибора, должно быть очень мало, так как коэффициент прилипания ионов к стенкам очень высок и близок к единице; надо иметь также в виду, что в создании тока утечки участвуют те ионы, знак заряда которых противоположен знаку заряда тела, поэтому коэффициент прилипания их к телу должен быть еще выше, чем в случае нейтрального тела. Поэтому эти ионы не могут заметно сказаться на величине тока утечки. Так же мало скажутся на токе утечки ионы, попадающие в промежуток между пластинами за счет столкновения с другими ионами. Число столкнувшихся частиц  $\Delta n$  в  $1 \text{ см}^3$  при концентрации ионов в невозмущенной зоне  $n$  будет определяться равенством

$$\Delta n = n_0 d S e^{-\frac{L}{d}},$$

где  $L$  — длина свободного пробега ионов. Так как на высотах полета спутников величина  $L$  составляет метры и даже десятки метров, а величина  $d$  по порядку величины не превышает долей сантиметра, то  $e^{-\frac{L}{d}} \sim e^{-1000} - e^{10000}$ , т. е.  $\Delta n$  — пренебрежимо малая величина. Таким образом, формула (14) позволяет достаточно точно оценить величину тока утечки и, следовательно, ошибку, вносимую им в измерения.

#### б) Влияние на работу прибора тока на тело спутника

Ток на тело спутника в состоянии равновесия не должен течь. Однако, помимо случаев нарушения равновесного состояния для всего спутника в целом, следует иметь в виду, что работа прибора сводится к непрерывному нарушению квазистационарных условий.

При этом по сопротивлению  $R$  потечет знакопостоянный пульсирующий ток с частотой пульсаций также  $f$ . Этот ток будет мешать измерять знакопеременный ток сигнала. Если в схеме использовать усилитель переменного тока, то оба тока окажутся сдвинутыми на  $90^\circ$ . Используя в схеме усилителя синхронное детектирование, можно в пределах линейности усилителя всецело подавить сигнал, вызванный током на тело. Можно, таким образом, проводить измерения полей при токах на прибор, в несколько раз превышающих токи, возникающие при максимальных измеряемых полях. Так как концентрация электронов у тела в двести раз меньше нормальной, то при концентрациях частиц  $10^4 \div 10^6 \text{ см}^{-3}$  ток на измерительный прибор не будет превышать  $10^{-10} \div 10^{-9} \text{ а}$ .

#### в) Влияние распределения плотности объемного заряда на работу прибора

Как уже указывалось ранее, вблизи тела в ионосфере возникает объемный заряд, экранирующий своим полем поле от заряженного тела. Толщина слоя этого объемного заряда может быть очень невелика, доходя при концентрациях частиц  $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$  до нескольких миллиметров.

В этих условиях на работе прибора может существенно сказаться то обстоятельство, что экранирующая пластина отстоит от измерительной на некотором расстоянии  $d$ , сравнимом с толщиной слоя объемного заряда. Для оценки погрешности измерения необходимо рассмотреть, какая доля объемного заряда может оказаться в промежутке между экранирующей и измерительными пластинами и как скажется влияние этого объемного заряда на результатах измерения.

Распределение потенциалов и полей у стенки тела, помещенного в плазму, можно вычислить на основании классической теории зондов. По данным об этом распределении можно вычислить находящуюся в зоне толщиной  $d$  долю объемного заряда  $\int_0^d \rho dz$  по отношению ко всему

объемному заряду у стенки  $\int_0^\infty \rho dz$ . Для концентрации  $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$  и температуры  $1000^\circ \text{ К}$  величина этой доли дается таблицей IV.

Таблица IV

$d, \text{ см}$	0,1	0,2	0,3
Закон «3/2»	0,03	0,06	0,12

(закон «3/2» соответствует расчету по закону Лэнгмюра).

Из данных таблицы видно, что даже для относительно низких температур и высоких концентраций в слое толщиной  $0,1 \div 0,3 \text{ см}$  находится не более 12% общего количества зарядов.

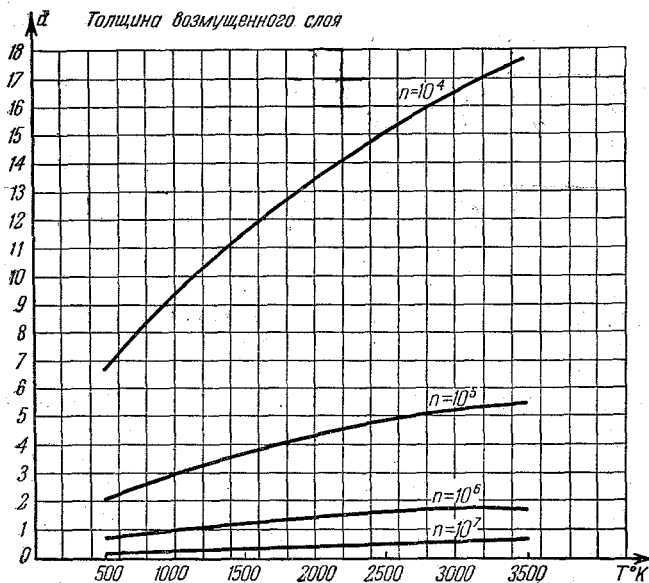


Рис. 4. Зависимость толщины нарушенного слоя от температуры среды.

Для больших температур и меньших концентраций это количество будет еще меньше, что видно из рис. 4, на котором графически представлена зависимость  $d=f(T)$  для разных концентраций  $n$ , рассчитанная по закону «3/2».

Существенно учесть, как скажется на ошибке измерения объемный заряд, который останется в промежутке между измерительной и экранирующей пластинами. Ошибка в измерениях, создаваемая этим зарядом, будет сказываться только в том случае, если этот заряд во время экранирования измерительной пластины сохранится и будет создавать поле. Время  $t_p$  рассасывания этого заряда будет определяться скоростью оседания ионов на измерительной и экранирующей пластинах и составит  $t_p = \frac{d}{u_p}$ , где  $u_p$  — тепловая скорость положительных ионов. Если расстояние между измерительной и экранирующей пластинами будет составлять  $\sim 0,1$  см, то при температуре  $\sim 1000^\circ\text{K}$ , когда скорость ионов составляет  $10^5$  см/сек, время  $t_p \sim 10^{-6}$  сек. Если процесс экранирования пластины длится более  $10^{-4}$  сек., то можно считать, что весь объемный заряд в слое между обеими пластинами рассасывается мгновенно и ошибка, вносимая в измерения объемным зарядом вблизи тела, становится исчезающе малой.

При величине  $d \sim 1 \div 2$  мм этой ошибкой можно пренебречь.

### 5. ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ СХЕМЫ ПРИБОРА

Как уже указывалось выше, для измерений необходимо иметь по крайней мере два датчика, расположенные на диаметрально противоположных точках спутника. Измерения желательно вести вдоль всей орбиты для учета широтных, меридиональных и высотных изменений. Для измерения неоднородностей в ионосфере необходимо производить измерения с достаточно малой инерцией; для указанных размеров не-

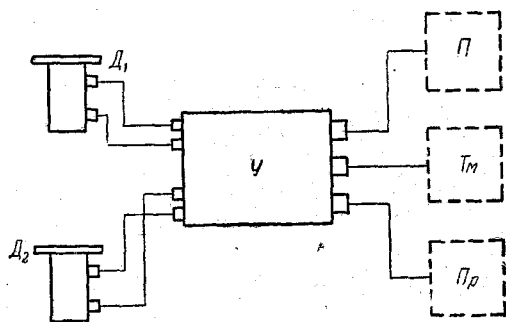


Рис. 5. Блок-схема прибора.

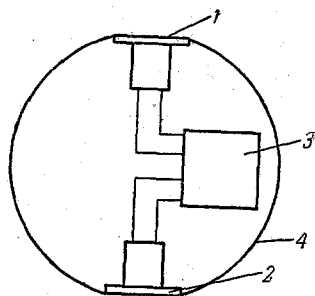


Рис. 6. Схема установки аппаратуры

однородностей инерция прибора не должна превышать десятых долей секунды.

Блок-схема прибора приведена на рис. 5. Два датчика  $D_1$  и  $D_2$  устанавливаются на спутнике в положениях 1 и 2, отмеченных на рис. 6. Для того чтобы поверхность спутника была эквипотенциальной, она должна быть токопроводящей. Надо отметить, что высокая проводимость атмосферы в рабочем диапазоне высот также способствует выравниванию потенциалов вдоль поверхности тела. Датчики  $D_1$  и  $D_2$  соединяются кабелями с измерительным блоком  $У$  (3 на рис. 6), размещаемым в кабине спутника (рис. 5 и рис. 6).

Измерительный блок, в котором размещены усилители, схемы включения и выключения аппаратуры и контроля чувствительности, с помощью кабелей соединяется соответственно с входом телеметрической

станции «Тм», блоком источников питания «П» и программным устройством «Пр».

Рассмотрим возможную схему устройства отдельных узлов прибора.

#### а) Датчики

Схема устройства датчика показана на рис. 3. Измерительная пластина 2 закрывается от поля с помощью экранирующей пластины 1. Для выравнивания поля около измерительной пластины 2 служит охранное кольцо 3.

Все три детали золотятся для уменьшения влияния контактной разности потенциалов между ними на показания прибора. Измерительная пластина крепится к корпусу прибора с помощью изолятора 4 и соединяется со входом усилителя с помощью штепсельного разъема  $P_1$ . Для заземления экранирующей пластины 1 служат щетки 5, скользящие по металлическому кольцу, насаженному на вал.

Для создания синхронного напряжения, питающего синхронный детектор на выходе прибора, служит электромагнитный генератор 6, представляющий собой конструктивно часть электродвигателя постоянного тока 7, вращающего экранирующую пластину. Напряжение на синхронный детектор и питание мотора подводятся с помощью кабеля, присоединяемого с помощью разъема  $P_2$ .

Расстояние от измерительной пластины до экрана  $d \sim 2$  мм. Это расстояние, как следует из приведенных выше соображений, следует стремиться уменьшать, так как уменьшение  $d$  ведет к уменьшению шунтирующего действия ионосферы, ошибки за счет распределения объемного заряда у стенки и т. д. Однако уменьшению  $d$  ставится предел влиянием помехи, возникающей за счет контактной разности потенциалов между измерительной и экранирующей пластинами. Влияние этой, непостоянной по величине разности потенциалов линейно растет с уменьшением расстояния между обеими пластинами.

Для того чтобы уменьшить количество ионизированного воздуха, проходящего между измерительной и экранирующей пластинами, служит кольцо, устанавливаемое на охранном кольце. Это кольцо не показано на рис. 3.

#### б) Усилители

Назначением усилителя в схеме является линейно усилить появляющийся на выходе датчиков сигнал, детектировать его и выделить фазу измеряемого напряжения для определения знака напряженности поля у поверхности тела.

Для того чтобы уменьшить шунтирующее действие среды, входное сопротивление усилителя не должно превышать 50—100 ком. В схеме можно взять входное сопротивление  $\sim 10$  ком. На таком сопротивлении в поле напряженностью 1 в/см (а можно ожидать, что измеряемые напряженности поля не будут превышать 2 в/см) при указанных параметрах датчика будет создано напряжение величиной  $\sim 50$  мкв. Это означает, что усилитель должен позволять уверенно измерять сигналы величиной 0,5 мкв. Усиление столь малых сигналов в области низких частот требует создания усилителя, обладающего значительной помехоустойчивостью.

Исходя из характеристик существующих деталей, материалов и источников питания, можно рассчитывать, что удастся создать аппаратуру, обладающую необходимыми минимальными весами и объемами.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Парамонов, Диссертация ГГО, Ленинград, 1954.
2. П. Н. Тверской и Б. С. Русинов, Труды ГГО, вып. 018, 3 (1952).
3. А. И. Либединский, ДАН СССР 86, 913 (1952).
4. I. W. Dungey, Phil. Mag. 44, 725 (1953).
5. C. I. Fan, Astrophys. J. 119, 294 (1954).
6. И. М. Имянитов, Труды ГГО, вып. 018, 5 (1952).
7. И. М. Имянитов и В. П. Колоколов, Труды ГГО, вып. 58, 8 (1956).
8. В. Л. Грановский, Электрический ток в газах, Гостехиздат, М., 1952.
9. М. В. Охочимская, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 122 (1957).
10. W. W. Verning, J. Meteorol. 8, 175 (1951).
11. C. Johnson, E. Meadows, J. Geophys. Res. 60, № 2 (1955).
12. В. Г. Истомин и Б. А. Миртов, статья в этом выпуске УФН.
13. И. М. Имянитов, ЖТФ 19, 1020 (1949).
14. К. И. Грингауз и М. Х. Зеликман, статья в этом выпуске УФН.