

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ
ВДОЛЬ ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ**

К. И. Грингауз, М. Х. Зеликман

1. ВВЕДЕНИЕ

Имеющиеся в настоящее время сведения о высотном ходе концентраций ионов и электронов в ионосфере весьма неопределенны и противоречивы, особенно в верхней части ионосферы — на высотах, больших 250—300 км, о которых зондирование ионосферы радиоволнами, как правило, не может дать никакой информации. Некоторые авторы, как, например Бэйтс¹, считают, что есть основания для существенного пересмотра общеизвестных данных о высотах слоя F , получаемых обработкой результатов радиозондирования ионосферы. Ракетные измерения электронных концентраций (например,²) заставили ряд авторов^{2,3} поставить под сомнение установившиеся представления о слоистой структуре ионосферы.

Не менее неопределенными являются сведения о неоднородностях в верхней части ионосферы. Наблюдения мерцаний радиозвезд привели к выводу о наличии ионосферных неоднородностей, вызывающих изменения фазы проходящего через ионосферу космического радиоизлучения. По оценке Хьюиша⁴, типичный размер этих неоднородностей, расположенных на высоте примерно 400 км, составляет ~ 5 км; эти неоднородности движутся, переносимые ионосферными ветрами, со скоростью 10^4 см/сек. Быстрые вариации амплитуд отраженных от ионосферы единичных радиоимпульсов позволяют предположить существование в слое F значительно более мелких неоднородностей с линейными размерами порядка сотен метров и даже еще меньших^{5,6}. Существует несколько возможных объяснений происхождения этих неоднородностей, ни одно из которых нельзя считать достоверным.

Так как орбиты искусственных спутников Земли будут проходить через области ионосферы, лежащие выше 200 км, т. е. главным образом в наименее изученных частях ее, то естественно возникает вопрос о возможности использования искусственных спутников как средства для изучения структуры ионосферы.

Сравнение возможностей геофизических исследований с помощью искусственных спутников и ракет позволяет отметить некоторые очевидные преимущества спутников перед ракетами. К ним относятся, прежде всего, возможность длительных наблюдений и получения статистически более полноценных результатов и возможность получения сведений о географической изменчивости изучаемых величин (за короткое время обращения спутников вокруг Земли).

Так же как и в случае ракетных опытов, возможные методы исследования ионосферы с помощью спутников могут быть разбиты на две основные группы.

1. Изучение распространения радиоволн между спутником и Землей, т. е. изучение радиосигналов, излучаемых со спутника (или с Земли) и принимаемых на Земле (или на спутнике; для этого варианта необходимо применение радиотелеметрии).

2. Измерение характеристик ионосферы вблизи спутника с помощью бортовых приборов, с передачей их показаний на Землю через радиотелеметрическую систему (или со спасением бортовых регистрирующих устройств).

Основным недостатком методов первой группы является влияние на вид принимаемых сигналов всей толщи атмосферы, расположенной между спутником и Землей, чрезвычайно затрудняющее определение местонахождения неоднородностей на пути распространения радиоволн, вызвавших то или иное изменение изучаемых сигналов. При ракетных опытах, для того чтобы обойти это затруднение, наблюдения ведут так, чтобы направление распространения радиоволн совпадало с направлением движения ракеты; при этом предполагают, что за время каждого замера ионосфера вдоль траектории ракеты оставалась неизменной. В этом случае изменения радиосигналов можно приписывать влиянию вновь появляющихся на пути распространения радиоволн участков ионосферы и таким образом определять вертикальный разрез ионосферы.

В случае искусственного спутника направление радиосвязи с ним из некоторого наземного пункта будет непрерывно меняться и не будет совпадать с направлением движения спутника; поэтому определить, на какой высоте расположены те области ионосферы, которые вызывают наблюдаемые изменения принятых на Земле сигналов, оказывается невозможным (во всяком случае, без одновременных наблюдений из ряда наземных пунктов). Поэтому применение на спутнике аппаратуры для изучения локальных характеристик ионосферы методом изучения распространения радиоволн представляется нецелесообразным.

Основным преимуществом методов второй группы является полная независимость результатов измерений от характеристик толщи ионосферы, лежащей между спутником и Землей, и от процессов, в ней происходящих; в этом случае показания приборов полностью определяются малой областью ионосферы, окружающей спутник. Однако появление в ионосфере движущегося тела вызывает возмущения в области, окружающей его, и, вообще говоря, меняет значения подлежащих измерению величин в этой области. Это вызывает скептическое отношение к возможностям изучения свойств среды, окружающей летящий спутник. Так, например, Ньюэлл⁷ высказал мнение о нецелесообразности подобных измерений на спутниках.

Изучение концентраций заряженных частиц в ионосфере связано с рядом специфических трудностей, не влияющих на изучение других параметров среды. Так, на измерения будет влиять электрический потенциал, приобретенный спутником; под действием различных радиаций с поверхности спутника эмитируются электроны; частицы воздуха ионизируются за счет движения спутника.

Однако соображения, которые будут приведены ниже, позволяют считать, что при правильном выборе измеряемого физического параметра и методики измерений непосредственное изучение свойств ионосферы с помощью искусственных спутников Земли может дать ценные результаты. Нам представляется, что наиболее удобным для таких измерений параметром является концентрация положительных ионов. Отметим, что в литературе имеется почти единодушное мнение, что на высотах, через которые будут проходить орбиты спутников (область слоя F_2 ,

и выше), отрицательные ионы практически отсутствуют; если это так, то определение концентрации положительных ионов эквивалентно определению концентрации свободных электронов — основной физической характеристики ионосферы.

2. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОСФЕРЫ НА ИССЛЕДУЕМЫХ ВЫСОТАХ

Знание ориентировочных характеристик ионосферы в интересующей нас области для правильной постановки опыта важно в двух отношениях: с точки зрения ожидаемого диапазона значений измеряемой величины и с точки зрения учета условий, в которых должна работать измерительная аппаратура, и оценка явлений, связанных с обоснованием выбора измерения концентрации положительных ионов в качестве средства для изучения структуры ионосферы. Ниже приводятся некоторые данные, основанные на представлениях, содержащихся в литературе последних лет и частично учитывающих результаты ракетных исследований верхней атмосферы.

На рис. 1 приведены графики распределения температуры воздуха по высоте, полученные различными авторами⁸. Температура ионов T_i принимается равной температуре нейтральных молекул T . Вопрос о соотношении между температурой ионов в ионосфере и электронной температурой T_e рассмотрен Г. Друкаревым⁹ и В. Л. Гинзбургом^{10, 5}. Согласно этим авторам, хотя распределения скоростей ионов и электронов являются максвелловскими, температуры их T_i и T_e принципиально различны. Однако, по оценке В. Л. Гинзбурга, для слоя $F \Delta T = T_e - T_i \approx 10^\circ \text{K}$, а так как $T_i \approx 1000^\circ \text{K}$, то практически отличие электронной температуры от температуры ионов в слое F весьма мало. В обстоятельном обзоре данных о температуре ионосферы, опубликованном Герзоном¹¹, также сделан вывод о том, что электронная температура фактически равна температуре газа (хотя и содержатся указания о возможности кратковременных более высоких температур под действием некоторых факторов, например в полярных сияниях). Следует, однако, отметить, что соображения указанных авторов относятся к высотам ниже 400 км и не учитывают изменений данных о высотном ходе концентрации нейтральных молекул, внесенных в последние годы ракетными исследованиями.

Имея в виду кривые, приведенные на рис. 1, и считая, что величины T_i и T_e практически одинаковы, порядок величин тепловых скоростей нейтральных молекул и ионов можно оценить как $v_i \approx 10^5 \text{ см/сек}$, а электронов — как $v_e \approx 10^7 \text{ см/сек}$. Таким образом, скорость движения искусственного спутника Земли ($v_{\text{сп}} = 8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$) на порядок ниже тепловой скорости электронов, но на порядок превышает скорость ионов.

Согласно данным о длинах свободного пробега λ , основанным на ракетных опытах, на высоте 200 км $\lambda \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}$ ¹². Считая, что порядок величины линейных размеров спутника $L \approx 10^2 \text{ см}$, можно утверждать, что на всей орбите спутника выполняется условие $\lambda \gg L$ и что, с точки

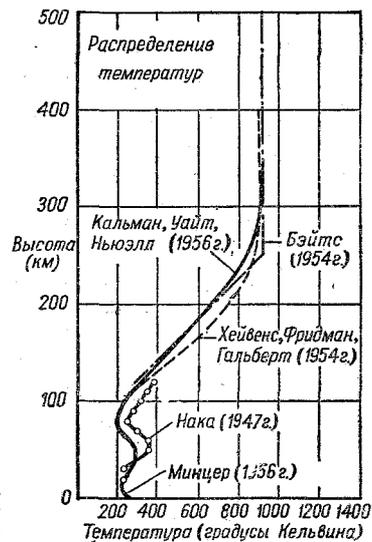


Рис. 1.

зрения аэродинамики, движение спутника происходит в области свободного молекулярного течения¹³.

Из многолетних наблюдений ионосферы методом радиозондирования известно, что критическая частота слоя F_2 даже в годы максимумов солнечной активности не превышает $16 \cdot 10^6$ *гц*, что соответствует электронной концентрации $2 \cdot 10^6$ *см*⁻³. Следует, однако, иметь в виду, что данные ионосферных станций определяются обширной областью ионосферы, участвующей в формировании отраженного сигнала, и не могут служить доказательством отсутствия больших N_e в малых неоднородностях. Высотный ход N_e над максимумом ионизации слоя F_2 следует считать практически неизвестным. Результаты единственного опубликованного до настоящего времени ракетного опыта Бэрнинга¹⁴, проведенного выше максимума слоя F , не могут, по нашему мнению, служить ориентиром при подготовке новых опытов хотя бы из-за отсутствия статистики.

3. О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОКРУГ СПУТНИКА

Так как движение спутника, как отмечалось выше, должно происходить в области свободного молекулярного течения, а скорость его на порядок превышает тепловые скорости молекул, возмущения, создаваемые спутником в окружающей его области ионосферы, будут значительно отличаться от возмущений, создаваемых ракетами в более низких слоях ионосферы. Так, вблизи спутника не будут иметь места существенные изменения температуры и концентраций ионов и электронов, связанные с аэродинамическими эффектами типа ударных волн и пограничного слоя. Не будет и диффузионного обеднения плазмы заряженными частицами вблизи поверхности тела, обычно имеющего место, если размеры тела велики по сравнению с длинами свободных пробегов частиц (или соизмеримы с ними).

Как и всякое тело, находящееся в электронно-ионной плазме, спутник должен приобрести отрицательный заряд вследствие различия скоростей электронов и ионов. Поле заряженного тела экранируется прилегающим к нему слоем положительного пространственного заряда, в котором концентрация электронов значительно понижена по сравнению с невозмущенным значением. Однако в отличие от случая, когда в плазму помещено неподвижное или медленно движущееся (по сравнению с тепловыми скоростями частиц газа) тело, этот слой положительных зарядов не будет со всех сторон прилегать непосредственно к поверхности искусственного спутника, так как позади спутника (в направлении, противоположном вектору скорости) будет находиться безвоздушное пространство, которое не будет успевать заполняться частицами воздуха. Размеры и форма этой области будут зависеть от размеров и формы проекции спутника на плоскость, нормальную вектору скорости, и от температуры воздуха.

Так как тепловые скорости электронов на порядок превышают скорость спутника, указанная область будет заполняться электронами до тех пор, пока поле образовавшегося отрицательного пространственного заряда не воспрепятствует дальнейшему повышению в нем концентрации электронов. Попадание положительных ионов в безвоздушную область зависит от величины отрицательного потенциала спутника и от поля отрицательного пространственного заряда, находящегося за спутником. При малых значениях этих величин ионы не будут туда попадать, так же как и нейтральные частицы. Таким образом, слой положи-

тельных зарядов окружает спутник вместе с находящимся за ним безвоздушным объемом, заполненным электронами; часть его прилегает к поверхности спутника, а часть — к указанному объему. Толщина слоя возрастает с уменьшением концентраций заряженных частиц.

4. ПОТЕНЦИАЛ СПУТНИКА

Условие установления потенциала проводящей поверхности тела, находящегося в плазме, состоит в равенстве нулю полного тока зарядов, собираемых всей поверхностью, т. е.

$$I_{\Sigma} = I_{+} + I_{-} = 0. \quad (1)$$

Ток положительных ионов можно принять равным

$$I_{+} = eN_{+}v_{\text{сп}}S_{+}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, N_{+} — концентрация положительных ионов и S_{+} — площадь проекции спутника на плоскость, нормальную вектору скорости.

При $T \approx 1000^{\circ} \text{K}$ (см. раздел 2) выражение (2) справедливо, если потенциал спутника не очень велик, а S_{+} по порядку величины такова же, как и поверхность спутника. Достаточным условием для выполнения соотношения (2) является малость толщины слоя объемного положительного заряда по сравнению с линейными размерами спутника.

Величина электронного тока на поверхность спутника благодаря наличию магнитного поля Земли зависит от отношения ларморовского радиуса к длине свободного пробега и к линейным размерам спутника. В рассматриваемой области высот при указанных в разделе 2 значениях электронной температуры средний ларморовский радиус много меньше свободного пробега и размеров спутника, и при отрицательном потенциале φ спутника выражение для электронного тока имеет вид

$$I_e = I_{e_0} e^{-\frac{e\varphi}{kT_e}}, \quad (3)$$

где

$$I_{e_0} = S_e N_e \frac{v_e}{2} \quad (4)$$

— электронный ток на спутник при потенциале спутника, равном нулю, S_e — поверхность, приближенно равная проекции спутника на плоскость, нормальную магнитному меридиану, v_e — средняя тепловая скорость электронов и при отсутствии отрицательных ионов $N_e = N_{+}$.

Из (2) и (3) получаем

$$\varphi = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{S_e v_e}{2 S_{+} v_{\text{сп}}}. \quad (5)$$

Эта формула выведена в предположении отсутствия фотоэмиссии с поверхности спутника (которая может быть вызвана жесткой ультрафиолетовой или другой радиацией). Из формулы видно, что в этом случае потенциал спутника практически определяется только электронной температурой. Так, при $T_e \approx 1000^{\circ}$ у спутника сферической формы $\varphi \approx 0,3 \text{ e}$.

На освещенном Солнцем участке орбиты при наличии тока фотоэмиссии с поверхности I_{ϕ} выражение для потенциала принимает вид

$$\varphi = -\frac{kT_e}{e} \ln \frac{I_e}{I_{+} + I_{\phi}}. \quad (6)$$

Если $I_{\phi} > I_{+}$, то потенциал может существенно повыситься. При сравнительно малых электронных концентрациях возможны случаи, когда $I_{\phi} \gg I_{+}$; тогда спутник будет приобретать положительный заряд и картина распределения пространственных зарядов вокруг спутника резко изменится.

Приведенные выше выражения дают значения «эффективного» значения потенциала, т. е. такого его значения, какое имела бы эквипотенциальная поверхность спутника. Однако при движении спутника со скоростью $v_{\text{сп}} = 8 \cdot 10^5$ см/сек в магнитном поле Земли поверхность его делается существенно неэквипотенциальной. Разность потенциалов между двумя точками поверхности спутника, отстоящими друг от друга на ΔL см, может достигать значения

$$\Delta\varphi = 10^{-8} v_{\text{сп}} H \Delta L, \quad (7)$$

где $H \approx 0,4$ эрстеда — напряженность магнитного поля Земли. Считая линейные размеры спутника $L \approx 10^2$ см, получаем, что $\Delta\varphi$ может достигать $0,4$ в.

Таким образом, можно считать, что в обычных условиях слоя F , при $T = 1000^{\circ}\text{K}$ и при отсутствии фотоэмиссии, потенциал во всех точках поверхности спутника будет отрицательным и не будет превышать 1 в, тогда как кинетическая энергия движущихся относительно спутника ионизированных двухатомных молекул азота или кислорода составляет ~ 10 эв.

При таких значениях потенциала согласно оценочным расчетам толщина слоя положительного пространственного заряда δ при $N \approx 10^5$ см $^{-1}$ не превышает 3 см, а при $N \approx 10^4$ см $^{-1}$ соответственно ~ 10 см.

Следует, однако, иметь в виду, что во время ракетных опытов, проводившихся в США с радиочастотным масс-спектрометром, в ионосфере были обнаружены явления, которые могли бы быть объяснены высоким отрицательным потенциалом ракеты (до 20 в,¹⁵). Возникновение такого потенциала не было объяснено и не может быть объяснено с точки зрения имеющихся представлений об электронных температурах в ионосфере, однако возможность значительных отрицательных потенциалов спутника нельзя считать исключенной.

Недавно были опубликованы сведения о том, что во время другого дневного пуска ракеты в слое F при опытах с радиочастотными масс-спектрографами, позволяющими отдельно изучать положительные и отрицательные ионы, не было обнаружено положительных ионов, а наблюдались только отрицательные¹⁶. Объяснения этого результата не приводятся. Нам кажется, что он мог бы быть объяснен тем, что вследствие фотоэмиссии с поверхности ракеты последняя приобрела положительный потенциал, воспрепятствовавший попаданию положительных ионов в масс-спектрометр. Поэтому при разработке методики, которой посвящена эта статья, была учтена и возможность приобретения спутником на освещенной части орбиты положительного потенциала.

5. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЙ

Из сообщений, появлявшихся в печати, начиная с 1949 г.^{17, 18, 19}, известно, что делались попытки измерения ионосферных параметров с помощью динамических зондов, устанавливаемых на ракетах. Такой метод, известный как метод Лэнгмюра—Моттсмита и широко применяемый для исследований плазмы газового разряда, в лабораторных условиях позволяет определять как электронную и ионную концентрации, так и

электронную температуру в равновесной плазме. Не останавливаясь на достоинствах и недостатках указанного метода в конкретных условиях летящего спутника, отметим лишь одну особенность, которая делает, по нашему мнению, нецелесообразным его применение для изучения такой важной характеристики ионосферы, как размер неоднородностей. Эта особенность состоит в том, что для снятия одной вольт-амперной характеристики (проведа обработку которой можно получить измеряемые величины) при современных возможностях радиотелеметрических систем (позволяющих регистрировать до нескольких сот точек в секунду; см. ²⁰) требуется время порядка десятых долей секунды, т. е. время, за которое спутник пролетит расстояние, измеряемое сотнями метров. На протяжении этого участка пути свойства среды и условия, в которых находится зонд, могут измениться. Вследствие этого зондовая характеристика может исказиться. Кроме того, эта характеристика позволяет определять концентрацию по существу в одной точке на протяжении указанного расстояния.

Поэтому представляется более целесообразным для изучения концентрации заряженных частиц в ионосфере с помощью искусственных спутников применение метода, который основан на непрерывном измерении тока зарядов одного знака, текущего на некоторый участок поверхности спутника, с помощью устройства с экранированным собирающим электрическим полем.

Такое устройство может представлять собой ловушку для положительных или отрицательных зарядов с коллектором, собирающим заряды соответствующего знака. Ловушка связывается с внешней средой посредством отверстия, затянутого металлической сеткой, находящейся под потенциалом поверхности спутника (и являющейся, по существу, частью этой поверхности). Заряды из внешней среды попадают на сетку так же, как и на остальные участки поверхности спутника, и через сетку проникают в ловушку.

Поле, создаваемое при подаче на коллектор определенного постоянного потенциала относительно поверхности спутника, обеспечивает собирание зарядов одного знака и выталкивание зарядов другого знака, но не влияет на величину тока на коллектор, который определяется свободным потоком зарядов данного знака на сетку.

Хотя полный ток положительных зарядов на всю поверхность спутника I_+ равен полному току отрицательных зарядов I_- (согласно (1)), однако между измерением указанным методом электронной и ионной концентрации имеется принципиальная разница, так как, по существу, речь идет об измерении локальной плотности электронного тока j_e или ионного тока j_+ на некотором участке поверхности спутника, которые не равны друг другу, ибо по-разному зависят от потенциала данного участка поверхности и от ориентации спутника. При отрицательном потенциале поверхности j_e и j_+ на одном и том же участке поверхности выражаются следующим образом:

$$j_e = -\frac{1}{4} e N_e v_e \cos(\mathbf{H}, \mathbf{n}) e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (8)$$

и

$$j_+ = e N_+ v_{сн} \cos(\mathbf{v}_{сн}, \mathbf{n}) f(\varphi), \quad (9)$$

где φ — потенциал данной точки поверхности, v_e — средняя тепловая скорость электронов, \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля, $\mathbf{v}_{сн}$ — вектор скорости спутника, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности в данной точке.

Функция $f(\varphi)$ может рассматриваться как поправочный коэффициент. Выразить $f(\varphi)$ аналитически представляется весьма сложным: вид этой функции зависит от кривизны данного участка поверхности, от его ориентации относительно вектора скорости и от спектра масс ионов. В теории неподвижного зонда аналогичная функция описывает изменение тока в пологой части зондовой характеристики. В рассматриваемом случае зависимость j_+ от φ должна быть еще слабее, чем в случае неподвижного зонда, из-за значительно большего пролетного эффекта при тех же потенциалах φ . Выражения (8) и (9) справедливы для участков поверхности, не примыкающих к безвоздушному пространству позади спутника. В случае спутника, ориентированного относительно вектора его скорости, $\cos(\mathbf{v}_{сп}, \mathbf{n})$ превращается в постоянный коэффициент.

Что касается плотности электронного тока, то она не только прямо зависит от ориентации данного участка поверхности относительно магнитного поля Земли и от тепловой скорости электронов, но и в сильнейшей степени зависит от потенциала данного участка поверхности (который, как отмечалось ранее, у различных участков поверхности может отличаться на десятые доли вольта). При небольших положитель-

ных потенциалах поверхности спутника (таких, что $\sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}} \ll v_{сп}$)

выражение (9) для j_+ остается в силе, тогда как (8) должно быть изменено. Если бы в изучаемых областях ионосферы имелись заметные концентрации отрицательных ионов, зависимость плотности тока отрицательных зарядов от электронной концентрации (или от суммарной концентрации отрицательных зарядов) сделалась бы неоднозначной. По этим причинам непрерывное измерение ионизации вдоль орбиты спутника, основанное на изложенном выше принципе, может быть осуществлено только как измерение концентрации положительных ионов. Так как при измерениях тока зарядов одного знака с помощью ловушек на результаты измерений может влиять ориентация ловушек относительно трех направлений — вектора скорости, напряженности магнитного поля Земли и направления на Солнце (последнее влияет на величину фотоэффекта с коллектора), то при постановке опыта существенно учитывать, как ориентирован спутник относительно этих направлений.

Так как постоянная ориентация спутника относительно всех трех указанных направлений принципиально не осуществима, то, не рассматривая вопроса о предпочтительности той или иной ориентации спутника, мы предполагаем, что ориентация любого участка поверхности спутника в полете может меняться относительно каждого из этих направлений.

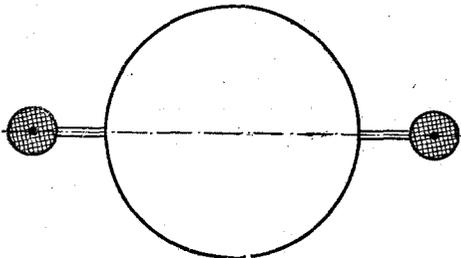


Рис. 2.

6. ПОСТАНОВКА ОПЫТА

Ниже приводится описание опыта, основанного на принципе измерения, изложенном в предыдущем параграфе. Две сетчатые сферические ионные ловушки, укрепленные на тонком стержне, устанавливаются над диаметрально противоположными участками поверхности спутника (рис. 2) таким образом, чтобы при любой ориентации спутника по крайней мере одна из них оказывалась за пределами безвоздушного пространства позади спутника. В случае спутника, ориентированного относительно вектора скорости, достаточно

одной ионной ловушки, расположенной впереди спутника. Эти сетчатые металлические сферы соединены с электропроводящей частью поверхности спутника через малое сопротивление R (порядка 10^3 ом) и во время большей части опыта являются как бы частью поверхности спутника, имея соответствующий потенциал.

В центре каждой сетчатой сферы находится небольшой коллектор также сферической формы, на который подано относительно наружной сферы напряжение, создающее поле, которое выталкивает за пределы сферы частицы с отрицательным зарядом. Коллектор через сопротивление R' (порядка 10^6 ом) соединен с проводящей оболочкой спутника (рис. 3).

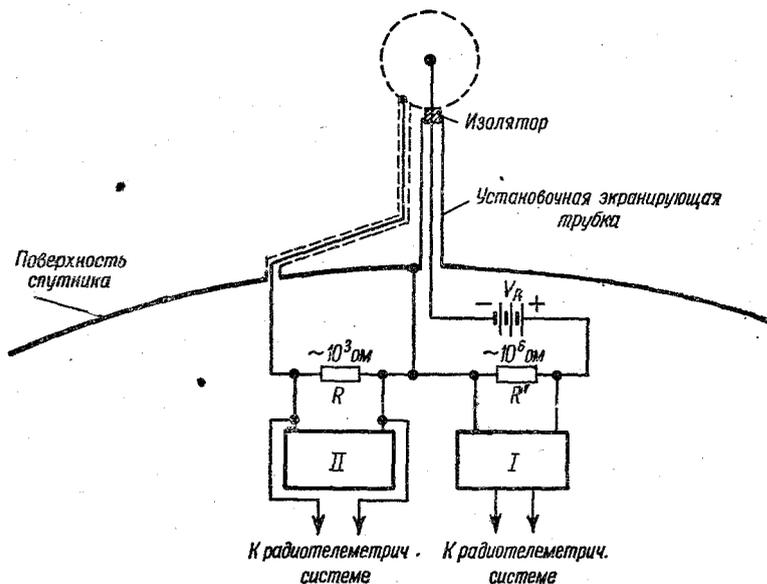


Рис. 3.

Ток положительных ионов на коллектор стекает на оболочку, вызывая соответствующий рост электронного тока на поверхность спутника. Напряжение с сопротивления R поступает на вход усилителя, с выхода которого напряжение с помощью радиотелеметрической системы регистрируется на Земле.

Кроме двухканального усилителя I , в состав аппаратуры, устанавливаемой на спутнике, входит генератор пилообразных импульсов напряжения II , выдающий с интервалами порядка 2 сек. импульсы двух полярностей с амплитудами порядка 20 в общей длительностью порядка 0,2 сек., нагруженный на сопротивление R , через которое, как указывалось, сферические ловушки соединены с проводящей частью оболочки спутника (рис. 3).

Напряжение V_k , подаваемое на коллектор, выбирается таким образом, чтобы оно было достаточно высоким для того, чтобы обеспечить собирание всех положительных ионов, проникающих в ловушку (т. е. чтобы ловушка работала «в режиме насыщения»), но не слишком высоким, чтобы не вызвать значительную эмиссию электронов с поверхности коллектора, бомбардируемой ионами.

Из соотношения (9) следует, что измеряемый ток положительных ионов равен

$$I_+ = N_+ e v_{\text{ср}} \pi r^2 f (\varphi_{\text{л}}) \alpha, \quad (10)$$

где r — радиус оболочки ловушки, φ_d — ее потенциал относительно нейтральной плазмы, $f(\varphi_d) = 1$ при $\varphi_d = 0$ и α — коэффициент прозрачности сетчатой оболочки.

Это соотношение справедливо при любой ориентации спутника до тех пор, пока ловушка не попадает в безвоздушную область позади спутника. Использование двух ловушек, расположенных указанным выше образом, позволяет получать непрерывную регистрацию ионного тока независимо от ориентации спутника.

Из (10) видно, что при $\varphi_d = 0$ измеряемый ток на коллектор связан с концентрацией положительных ионов простым соотношением, в котором все величины, кроме N_+ , известны.

Как уже указывалось, если существующие представления об интересующих нас областях ионосферы верны, то потенциал φ_d должен быть таким, что функция $f(\varphi_d)$ должна мало отличаться от 1. Тем не менее весьма желателен учет влияния на измерения φ_d , т. е. изменения скоростей, попадающих в ловушку частиц за счет электрического поля оболочки.

При подаче импульсов напряжения на сетчатые сферы система сетчатая сфера — спутник превращается в так называемый «двойной зонд» в плазме. Для того чтобы один из электродов такого двойного зонда мог приобрести потенциал любого знака относительно нейтральной плазмы, необходимо, чтобы его поверхность находилась в определенном соотношении с поверхностью второго электрода, именно таким, чтобы ток зарядов одного знака на этот электрод при любом его потенциале мог компенсироваться током зарядов противоположного знака на другой электрод. Практически с учетом скорости электронов и ионов в нашем случае это означает, что поверхность металлической части сетчатой оболочки ловушки должна быть на два порядка меньше, чем площадь проводящей части поверхности спутника. Это ограничивает размеры ловушки и требует хорошей проводимости части поверхности спутника.

Во время подачи двуполярных импульсов напряжения (рис. 4) на

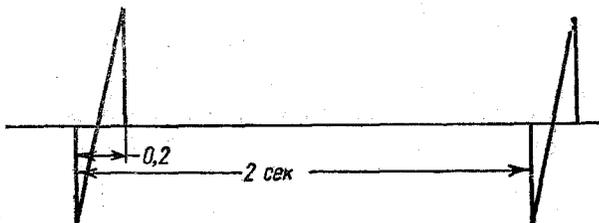


Рис. 4.

оболочки ловушек раз в две секунды снимаются вольт-амперные характеристики

$$I_k = f_1(U), \quad (11)$$

где $U = \varphi_d - \varphi_{сп}$ — известная разность потенциалов между участком поверхности спутника, к которому присоединен выход генератора импульсов, и сетчатой сферой *).

Для нахождения на этой характеристике точки, в которой потенциал оболочки ловушки относительно нейтральной плазмы равен нулю (т. е. $U = \varphi_d - \varphi_{сп} = -\varphi_{сп}$), нужно либо найти какую-либо характерную точку

*) Величина U известна с точностью до э.д.с., наводимой при движении в магнитном поле Земли провода, соединяющего выход генератора с оболочкой ловушки (т. е. до долей вольта).

на характеристике (11), в которой величина $\varphi_{\text{л}}$ была бы известна, либо каким-то независимым способом определить величину $\varphi_{\text{сп}}$. Точка $\varphi_{\text{л}} = 0$ легко определяется на лэнгмюровских зондовых характеристиках как точка перегиба кривой $\ln I$. Однако на характеристиках (11) она не будет иметь особых признаков. Тем не менее характерная точка на кривой (11), в которой потенциал $\varphi_{\text{л}}$ может быть определен, существует. Это точка $\varphi_{\text{торм}}$, соответствующая полному торможению положительных ионов (точка А на

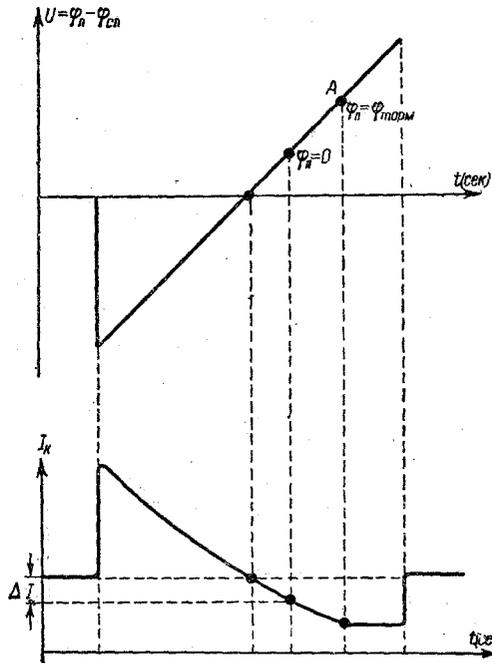


Рис. 5.

кривой рис. 5), начиная с которой прекращается уменьшение регистрируемого тока при увеличении положительного потенциала сетчатой оболочки ловушки. В этой точке выполняется очевидное условие

$$e\varphi_{\text{л}} = \frac{m_{i_{\text{max}}} v_{\text{сп}}^2}{2}, \quad (12)$$

где $m_{i_{\text{max}}}$ — масса наиболее тяжелых попадающих в ловушку ионов, которыми, по-видимому, могут быть либо ионы NO ($m_i = 30$), либо ионы N₂ ($m_i = 28$)^{*}). Для уточнения массы наиболее тяжелых ионов, имеющих на данном участке орбиты, могут быть использованы данные, получаемые при помощи радиочастотного масс-спектрометра²¹.

Определив $\varphi_{\text{торм}}$ и зная величину $\varphi_{\text{л}} - \varphi_{\text{сп}}$ в этой же точке, можно найти величину $\varphi_{\text{сп}}$ и, следовательно, определить точку характеристики, в которой $\varphi_{\text{л}} = 0$, т. е. $f(\varphi_{\text{л}}) = 1$. Это позволяет измерить соответствующее этой точке значение N_{+0} , не искаженное электрическим полем сетчатой оболочки ловушки.

^{*}) Очевидно, что вид характеристики (11) зависит не только от массы наиболее тяжелых ионов, но и от спектра масс всех ионов. Возможно, что на этой характеристике можно будет определить точки торможения ионов с различными массами; в этом случае она могла бы быть использована для масс-спектрометрических целей. Этот вопрос заслуживает, по нашему мнению, особого рассмотрения.

Обозначим через k отношение величины N_{+0} , к величине $N_+ = \frac{N_{+1} + N_{+2}}{2}$, где N_{+1} и N_{+2} — значения N_+ , рассчитанные по соотношению (10) при условии $f(\varphi_d) = 1$ для точек, соответствующих началу и концу подаваемого на ловушки биполярного импульса напряжения. Если k_1 и k_2 значения k , определяемые по двум последовательным вольт-амперным характеристикам, то величины N_+ , определенные по токам, зарегистрированным в интервале между снятиями этих характеристик, могут быть скорректированы умножением на поправочный коэффициент

$$k_{\text{сп}} = \frac{k_1 + k_2}{2}.$$

Другой способ определения на характеристике (рис. 5) точки, соответствующей $\varphi_d = 0$, может быть основан на использовании данных опыта по измерению собственного электрического заряда спутника²². В этом опыте непосредственно измеряется напряженность электрического поля E у данного участка поверхности спутника. Величина E связана с потенциалом этого участка поверхности спутника относительно нейтральной плазмы соотношением

$$E\delta = \varphi_{\text{сп}}, \quad (13)$$

где δ — толщина слоя объемного заряда, окружающего спутник, в свою очередь зависящая от концентрации ионов в невозмущенной плазме N_+ . Используя в качестве N_+ величину, измеренную описанным в настоящей статье прибором в момент начала пилообразного импульса, и определяя таким образом, δ , а затем, согласно (12), $\varphi_{\text{сп}}$, можно с помощью вольт-амперной характеристики (11) найти точку, соответствующую $\varphi_d = 0$, а затем, получив уточненное значение N_{+0} , применить метод последовательных приближений и получить новые, более точные значения δ , $\varphi_{\text{сп}}$ и т. д.

С учетом того, что концентрация ионов в неоднородностях может превышать максимальные значения, наблюдавшиеся при радиозондировании ионосферы, прибор должен иметь возможность измерять концентрации ионов N_+ до 10^7 см^{-3} (как верхний предел). Нижний предел практически будет определяться паразитными эффектами (см. ниже).

Необходимость измерять значения N_+ , отличающиеся друг от друга на несколько порядков, требует применения усилителя с автоматическим переключением усиления (пределов измерения).

В заключение этого раздела остановимся на соображениях по выбору режима работы ионных ловушек во времени. Кратковременность импульсов напряжения, подаваемых на оболочки ловушек, необходима для того, чтобы иметь возможность считать, что ионный ток изменился из-за изменения потенциала сетчатой сферы, а не из-за изменения ионной концентрации в пространстве. Уменьшение длительности импульсов ограничивается возможностями радиотелеметрических систем в отношении частоты опросов вследствие необходимости получения достаточно детальной вольт-амперной характеристики. Длительные паузы между импульсами нужны для регистрации неоднородностей ионной концентрации, так как для этого ионный ток должен измеряться при стабильном потенциале оболочки ловушки.

7. ОБ УЧЕТЕ ЭФФЕКТОВ, ИСКАЖАЮЩИХ ИЗМЕРЕНИЯ

При описании опыта был указан способ учета влияния на результаты измерений электрического поля сетчатой оболочки ловушки. На освещенной части орбиты измерения могут быть существенно искажены

фотоэмиссией с коллектора. При использовании сферической ловушки, в центре которой расположен малый коллектор, собирающей ионы по поверхности является поверхность сетчатой сферы, а фотоэмиссия происходит с поверхности коллектора. Поэтому влияние фотоэмиссии на регистрируемый ток уменьшается пропорционально увеличению отношения

ния $\frac{r^2}{r_0^2}$, где r_0 — радиус коллектора.

Когда при подаче импульсов напряжения на сетчатую оболочку ловушки потенциал φ_n превышает потенциал торможения положительных ионов, регистрируемый ток будет представлять собою суммарный ток, создаваемый процессами, не связанными с наличием в ловушке ионов

Величина вторичной эмиссии электронов с коллектора под действием бомбардировки его ионами с энергией, определяемой потенциалом коллектора, φ_k , может быть частично определена путем изменения величины φ_k во время опыта. Предварительно она может быть изучена в лаборатории на образцах коллекторов из различных материалов.

К числу эффектов, которые могут исказить измерения, относится ионизация воздуха, создаваемая самим летящим спутником. Возможность такой ионизации видна из того, что упруго отраженная от поверхности спутника молекула может приобрести энергию 40—45 эв, в то время как потенциалы ионизаций молекул газов составляют 12—15 эв, а для ионизации при соударении частиц одинаковой массы требуется энергия $P > 2W$ (см., например, ²³).

Сопоставление с данными по метеорной ионизации в нижней части ионосферы приводит к выводу о незначительности ожидаемого эффекта; однако при этом не учитывается специфика верхней части ионосферы (степень возбуждения молекул и т. д.). Поэтому для оценки ионизации, создаваемой самим спутником, и ее влияния на результаты измерений концентрации ионов следует воспользоваться самими данными измерений, а также проведением некоторых контрольных наблюдений.

Есть основания полагать, что при прочих равных условиях концентрация ионов, создаваемых спутником, должна возрасти пропорционально плотности воздуха. Следовательно, измеренное при прохождении спутником нижней части орбиты минимальное значение концентрации положительных ионов явится верхним пределом возможных значений создаваемых спутником ионных концентраций на всем протяжении орбиты. Однако трудно сказать, в какой степени этот эффект определяется только плотностью воздуха. Кроме того, если нижняя часть орбиты будет проходить вблизи максимума слоя F , то там едва ли можно будет ожидать малых значений ионной концентрации. Поэтому весьма полезны могут быть наблюдения ионосферных станций, установленных вдоль орбит искусственного спутника.

Сопоставление результатов радиозондирования с результатами прямых измерений на спутнике, проведенных на высотах ниже максимума ионизации слоя F , позволит оценить ионизацию за счет движения спутника (в той степени, в какой удастся определить высоты, которым соответствуют данные радиозондирования, и в какой верны предположения об отсутствии отрицательных ионов на исследуемых высотах).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. R. Bates, Consideration of the Results Obtained by Rockets, в сб. «Rocket Exploration of the Upper Atmosphere», London, 1954.
2. J. C. Seddon, A. D. Pickar, J. E. Jackson, J. Geophys. Res. 59, 513—524 (1954).

3. H. K. Kallman, Properties of the High Atmosphere, доклад на Астрофизической конференции в Льеже (июнь 1956).
4. A. Hewish, Proc. Roy. Soc. 214, 499—519 (1952).
5. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, М.—Л., Гостехиздат, 1953.
6. В. Д. Гусев, С. Ф. Миркотан, Радиотехника и электроника 1, № 6 (1956).
7. H. E. Newell, Jet propulsion 25, 2 (1956).
8. H. K. Kallman, W. B. White, H. E. Newell, J. Geophys. Res. 61, 522 (1956).
9. Г. Друкарев, J. of Phys. 10, 81 (1946).
10. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, 1949.
11. Н. С. Герзон, УФН 47, 561 (1952).
12. Journ. of Chemical Education 31, № 3, 112—114 (1954).
13. Ш. Х. Тзян, Газовая динамика, ИЛ, 1950.
14. W. W. Verning, Journ. of Meteorology 8, 3, 175—181 (1951).
15. C. J. Johnson, E. B. Meadows, J. Geophys. Res. 60, 2, 193 (1955).
16. C. J. Johnson, J. P. Herrner, J. Geophys. Res. 67, 575 (1956).
17. A. Reifman, W. G. Dow, Phys. Rev. 75, 1311 (1949).
18. A. Reifman, W. G. Dow, Phys. Rev. 76, 987 (1949).
19. G. Hok, N. W. Spenser, W. C. Dow, J. Geophys. Res. 58, 2, 235—242 (1953).
20. Техника передачи результатов измерений по радио, Воениздат М. О., М., 1955.
21. Б. А. Миртов, В. Г. Истомина, статья в наст. выпуске УФН.
22. И. М. Имянитов, статья в наст. выпуске УФН.
23. В. Л. Грановский, Электрический ток в газе, т. 1, Гостехиздат, 1952.