

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИСКУССТВЕННЫЕ
СПУТНИКИ
ЗЕМЛИ

Выпуск 6

1961

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

К. И. Грингауз, В. А. Рудаков

**ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ
ДО ВЫСОТ 420—470 км, ПРОВЕДЕННЫЕ ВО ВРЕМЯ МГГ
ПРИ ПОМОЩИ РАДИОВОЛН,
ИЗЛУЧАВШИХСЯ С ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТ АН СССР**

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 1954 г. в Советском Союзе при вертикальных пусках геофизических ракет ведется изучение высотного распределения концентрации свободных электронов в ионосфере — одной из наиболее важных физических характеристик ионосферы с точки зрения распространения радиоволн. Результаты этих измерений частично опубликованы в [1—2] и воспроизведены в [3]. Применявшаяся для измерений аппаратура описана в статье, публикуемой в настоящем сборнике [4].

Несмотря на успешное развитие в последнее время изучения ионосферы при помощи аппаратуры, устанавливаемой на искусственных спутниках Земли (см., например, [5]), исследования, проводимые при помощи вертикально запускаемых ракет, не теряют и не могут потерять своего значения. Это объясняется двумя причинами. Первая состоит в том, что искусственные спутники, как правило, не запускаются на высоты меньше примерно 200 км (так как в противном случае время их существования мало) и, таким образом, в области ниже 200 км прямые измерения возможны только при помощи ракет. Второй, и наиболее важной причиной является то, что горизонтальная скорость спутника, как правило, существенно больше его вертикальной скорости, и поэтому изменения исследуемой характеристики среды, связанные с перемещениями измерительного прибора по высоте, бывает трудно отделить от изменений, связанных с географическими (широтными и долготными) перемещениями.

В настоящей статье рассматриваются некоторые вопросы, относящиеся к методам измерения дисперсии радиоволн и эффекта Фарадея, использованным для определения электронной концентрации n_e , и приводятся результаты измерений, выполненных во время трех пусков геофизических ракет до высот 450—470 км в 1958 г. Эти измерения, произведенные в различные времена суток и года, позволили определить распределения n_e по высоте в области ионосферы, включающей часть так называемой внешней ионосферы (лежащей над максимумом слоя F и совершенно недоступной для изучения обычными методами радиозондирования ионосферы с Земли). Так как измерения велись над одним и тем же географическим пунктом и при помощи одной и той же методики, то сопоставление их результатов представляет очевидный интерес.

2. О МЕТОДЕ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Зависимость скорости распространения радиоволн от частоты (дисперсия скорости радиоволн) в ионосфере в значительной степени определяется концентрацией свободных электронов n_e . Поэтому измерения дисперсии скорости радиоволн могут быть использованы для определения n_e .

Для измерения дисперсии скорости радиоволн особенно удобен один из видов радиointерференционных устройств, предложенный Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси, — вариант метода фазового зонда, названный имп дисперсионным интерферометром [6]. Впервые метод фазового зонда был применен для изучения ионосферы во время солнечного затмения 1936 г. [7].

В случае дисперсионного интерферометра из пункта *A* излучаются когерентные радиоволны с частотами f_1 и f_2 ($f_1 = p f_2$, где $p = \frac{m}{n} > 1$, m и n — целые числа; в частном случае $n = 1$). В пункте *B* радиоволны принимаются и регистрируется их разность фаз, $\Delta\varphi$, под которой мы понимаем разность фаз, приведенную к более высокой частоте, т. е. $\Delta\varphi = \varphi_1 - p\varphi_2$. В пункте *B*

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi p f_2}{c} \left(\int_0^L n_1(l) dl - \int_0^L n_2(l) dl \right), \quad (1)$$

где L — расстояние между *A* и *B*; интегрирование ведется вдоль пути от передающей до приемной антенны; $n_1(l)$ и $n_2(l)$ — коэффициенты преломления радиоволн для частот f_1 и f_2 соответственно.

Для достаточно коротких радиоволн коэффициент преломления ионосферы можно принять равным

$$n(f) \approx 1 - \frac{e^2}{2\pi m f^2} n_e, \quad (2)$$

где n_e — электронная концентрация, e и m — заряд и масса электрона, f — частота колебаний. Все величины в (2) и далее — в гауссовой системе единиц.

Выражение (2) вытекает из известных выражений для коэффициента преломления радиоволн (см., например [8]) в предположении, что n мало отличается от единицы и что можно пренебречь соударениями электронов и влиянием магнитного поля Земли. Для этого должны соблюдаться условия

$$v < \omega = 2\pi f$$

и

$$\omega_H < \omega,$$

где v — частота соударений электронов (для высот более 70 км $v < 10^7$ сек⁻¹ [9]), $\omega_H = 8,82 \cdot 10^6$ сек⁻¹ — гиромангнитная частота. Применение выражения (2) для частот $f \geq 20$ Мгц дает относительную погрешность $\frac{\delta n}{n} < 1\%$.

Используя (2), можно выражение (1) записать в виде

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{cm f_2} \left(\frac{p^2 - 1}{p} \right) \int_0^L n_e(l) dl = K \int_0^L n_e(l) dl. \quad (3)$$

Если считать, что величины n_e и L меняются во времени (т. е. пункт A перемещается относительно пункта B), то за время Δt , в течение которого пункт A перемещается на ΔL , изменение разности фаз принимаемых в пункте B колебаний будет

$$\Delta\Phi = K \left[\int_L^{L+\Delta L} n_e(l) dl + \left(\int_0^L \frac{\partial}{\partial t} n_e(l) dl \right) \Delta t \right] = \Delta\Phi_{\text{лок}} + \Delta\Phi_{\text{инт}} \quad (4)$$

(предполагается, что за время Δt величина $\int_0^L \frac{\partial}{\partial t} n_e(l) dl$ — скорость изменения интегральной концентрации — меняется весьма мало).

Таким образом, можно регистрируемое приращение разности фаз представлять состоящим из двух слагаемых:

а) $\Delta\Phi_{\text{лок}}$, связанного с приращением пути L за время Δt и зависящего от концентрации электронов на участке ΔL , и

б) $\Delta\Phi_{\text{инт}}$, связанного с изменением за время Δt интегрального содержания электронов в столбе от наблюдателя до начала участка ΔL .

При заданной скорости изменения во времени интегральной концентрации $\int_0^L n_e(l) dl$ удельный вес $\Delta\Phi_{\text{лок}}$ в (4) тем больше, чем больше n_e на участке ΔL и чем больше скорость перемещения пункта A (ибо тем меньше Δt , соответствующее данному значению ΔL , и, следовательно, меньше $\Delta\Phi_{\text{инт}}$).

В случае неподвижного пункта A (именно этот случай имел место во время солнечного затмения 1936 г., когда расположенные на Земле пункты A и B были неподвижны, и изучались изменения оптических путей радиоволн, отраженных от ионосферы) первое слагаемое отсутствует и величина $\Delta\Phi$ определяет среднюю скорость изменения $\int_0^L n_e(l) dl$ за время Δt . Если пунктом A является ракета, запускаемая в направлении, близком к вертикальному, то такая же ситуация имеет место у вершины траектории, где вертикальная скорость ракеты меняет знак, проходя через нуль.

Очевидно, что измеряя $\Delta\Phi$ в то время, когда ракета находится вблизи вершины траектории ($h \approx h_{\text{max}}$), нельзя определить локальное значение n_e , но можно оценить $\int_0^L \frac{\partial}{\partial t} n_e(l) dl$.

Обозначим интегральную концентрацию электронов в вертикальном столбе воздуха высотой h через $N_e = \int_0^h n_e dh$ и заменим, для случая вертикального запуска ракеты и расположения приемного пункта B вблизи от проекции вершины траектории на Землю, расстояние L между наблюдателем и ракетой высотой ракеты h над Землей.

Ниже (стр. 55) приводятся количественные оценки скорости изменения N_e , сейчас же отметим только, что уже в нескольких километрах от вершины траектории ракеты $\Delta\Phi_{\text{лок}}$ существенно превышает $\Delta\Phi_{\text{инт}}$. При этом для определения среднего значения n_e на интервале высот Δh

можно пользоваться следующим выражением, полученным из (4) и (3),

$$n_e = \frac{1}{K\Delta h} \int_h^{h+\Delta h} n_e(h) dh = \frac{cmf_2}{c^2} \frac{p}{p^2-1} \frac{\Delta\Phi}{\Delta h} \quad (5)$$

(без учета $\Delta\Phi_{\text{шт}}$, как и было сделано в [1] и [2]).

Интервал времени, за который ракета перемещается по высоте на Δh и в течение которого регистрируется соответствующее изменение $\Delta\Phi$, в дальнейшем будем называть «временем усреднения» и обозначать Δt_n .

Замена в (5) перемещений вдоль направления связи L перемещениями по высоте h вызывает погрешность в определении n_e , уменьшающуюся, как это ясно из геометрических соображений, с увеличением h . Для высоты $h = 100$ км и для удаления приемного пункта от проекции вершины траектории ракеты на Землю, равного 5 км, относительная погрешность определения n_e вследствие неравенства $\Delta h \neq \Delta L$ составляет $\frac{\delta n_e}{n_e} \approx 0,5\%$.

Целесообразно отметить следующие соображения, положенные в основу выбора длин радиоволн для описываемых экспериментов, проведенных в период МГГ.

Так как писалось в виду, что исследования будут проходить частично во внешней ионосфере, то радиочастоты должны были заведомо превосходить когда-либо встречавшиеся максимальные критические частоты ионосферных слоев, чтобы на всех высотах имелась непрерывная связь ракеты с Землей.

При использовании радиоволн ультракоротковолнового диапазона невозможны отражения радиоволн от областей ионосферы, находящихся выше ракеты (во всяком случае, при вертикальном распространении радиоволн), поэтому в приемных пунктах не могут появиться мешающие отраженные сигналы. Применение ультракоротких волн позволяет использовать высоконаправленные приемные антенны, что также значительно уменьшает возможность приема мешающих сигналов (в том числе отраженных от земной поверхности). Кроме того, применение радиоволн ультракоротковолнового диапазона позволяет получить характеристики ионосферы, усредненные по меньшим областям, чем в случае использования более длинных радиоволн, так как размеры области, участвующей в формировании сигнала, в первом приближении пропорциональны площади первой зоны Френеля (т. е. длине волны).

Эти соображения привели к выбору радиоволн УКВ диапазона с длинами $\lambda \approx 2$ и 6 м (частоты $f_1 = 144$ МГц и $f_2 = 48$ МГц) в качестве основных и $\lambda \approx 12$ м (частота $f_3 = 24$ МГц) в качестве дополнительной волны.

Кроме Советского Союза, во время МГГ опыты по исследованию ионосферы при помощи радиоволн, излучаемых с ракет, проводились в США под руководством Седдона и Джексона [10]. Опыты проводились в арктическом районе (форт Черчилль, Канада, 59° с. ш.) и дали весьма интересные результаты, относящиеся к области ионосферы, лежащей ниже максимума слоя F . В этих опытах, как и в предыдущих опытах тех же авторов [11, 12], использовалась методика, отличающаяся от описанной выше тем, что на Земле регистрировалась не разность фаз когерентных радиоволн, а разность доплеровских сдвигов их частот (что физически эквивалентно). Интересно отметить, что указанные измерения Седдона и Джексона проводились при помощи существенно более длинных волн ($f_2 = 7,75$ МГц, $p = 6$). Применение столь длинных волн в нашей аппара-

туре сделало бы невозможным проведение измерений на высотах более 300 км, так как критические частоты слоя F достигали 14 Мгц и радиоприем сигналов с ракеты был бы невозможен.

3. О МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

Помимо измерений дисперсии радиоволн, требующих регистрации разности фаз двух радиоволн с различными частотами, для определения электронной концентрации на различных высотах могут быть использованы наблюдения в месте приема вращения плоскости поляризации радиоволн, излученных с ракеты, вертикально движущейся в ионосфере. Такие определения проводились во время описываемых в настоящей статье опытов; при этом измерения вращения плоскости поляризации принимаемых радиоволн (эффект Фарадея) осуществлялись одновременно с измерениями дисперсии скорости этих же радиоволн с использованием той же приемной аппаратуры [4]. Это сделало результаты тех и других измерений легко сопоставимыми.

Весьма существенным обстоятельством, обеспечивающим легкость и однозначность интерпретации измерений вращения плоскости поляризации, явилось то, что геофизические ракеты АИ СССР, запущенные на высоты более 400 км, во время их свободного полета практически были полностью стабилизированы (см. примечание на стр. 33). Это исключает возможность вращения плоскости поляризации принимаемых радиоволн в результате вращения размещенных на ракете передающих антенн с линейной поляризацией.

Известно, что радиоволны, распространяющиеся в ионосфере, под воздействием магнитного поля Земли расщепляются на две компоненты, имеющие разные фазовые скорости. В результате этого в месте приема плоскость поляризации излучаемых из ионосферы радиоволн с линейной поляризацией оказывается повернутой на угол θ . Пользуясь известными формулами теории распространения радиоволн в ионосфере, учитывающей наличие геомагнитного поля (например, [8]), нетрудно показать, что в случае произвольного направления распространения радиоволн относительно вектора напряженности магнитного поля плоскость поляризации повернется (при прохождении вдоль луча расстояния ΔL) на угол

$$\theta = \frac{e^2}{2\pi c^2 m^2} \frac{1}{f^2} \int_L^{L+\Delta L} H_L n_e(l) dl, \quad (6)$$

где H_L — компонента магнитного поля вдоль направления распространения, f — частота, достаточно высокая для того, чтобы поглощение в ионосфере было малым и коэффициенты преломления обеих компонент были близки к единице.

При приеме радиоволн, излучаемых с ракеты радиопередатчиками дисперсионного интерферометра, производятся записи напряжений на входах приемных устройств, имеющих антенны с линейной поляризацией. На этих записях вращение плоскости поляризации принимаемых сигналов регистрируется в виде периодических замираний сигналов. Особенно четко фиксируются минимумы уровней сигналов (соответствующие моментам, когда плоскость поляризации принимаемых радиоволн и плоскость поляризации приемной антенны взаимно перпендикулярны). Расстояния между двумя минимумами соответствуют изменениям угла θ на π . На

рис. 1 показана часть графика изменений напряжений на входах одного из приемных устройств, подключенных к приемным антеннам с одинаковой поляризацией. График построен по данным, полученным во время

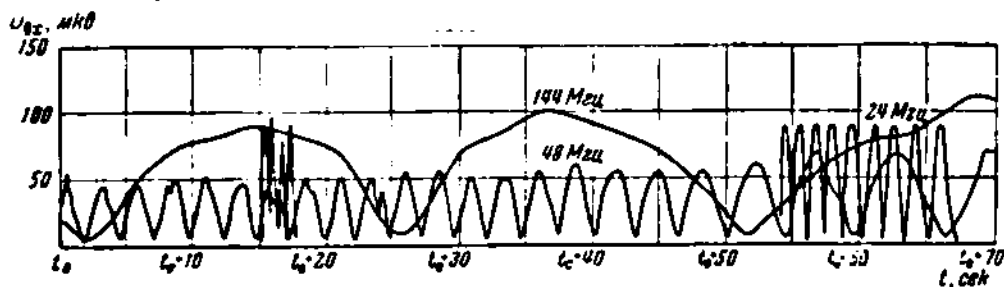


Рис. 1. Участок кривых изменения во времени уровней сигналов, принимавшихся во время полета ракеты 27 августа 1958 г. (кривая для $f_1 = 24 \text{ МГц}$ приведена полностью)

пуска ракеты АН СССР 27 августа 1958 г.; на нем отчетливо видна зависимость $\theta \sim \frac{1}{f}$, не оставляющая сомнения в том, что зарегистрированные колебания уровней сигналов вызваны эффектом Фарадея.

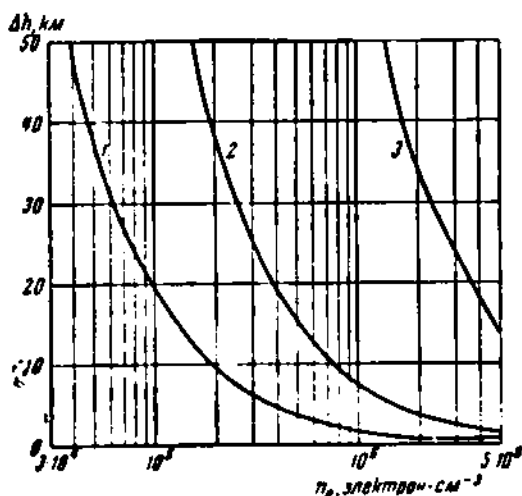


Рис. 2. Зависимость от n_e интервала высот Δh , на котором плоскость поляризации радиоволны поворачивается на угол π .

1 — для частоты 24 МГц; 2 — для частоты 48 МГц; 3 — для частоты 144 МГц

Из (6) следует, что если $\theta = \pi$, то, считая величину H_L известной и равной вертикальной компоненте геомагнитного поля H_B (не меняющейся на пути ΔL), а также заменяя ΔL на Δh (см. раздел 2), среднюю электронную концентрацию на рассматриваемом участке пути можно определить как

$$n_e = \frac{2\pi^2 c^2 m^3}{e^2} \frac{f^2}{\Delta h} \frac{1}{H_B}. \quad (7)$$

Величина Δh определяется по временам t_1 и t_2 , соответствующим на записи напряжения на входе приемного устройства двум соседним поляризационным минимумам, так как координаты ракеты в каждый момент времени известны. На рис. 2 показана зависимость от средней концентрации электронов длины участков пути ракеты в ионосфере, при прохождении которых поворот плоскости поляризации принимаемых радиоволн с частотами 24, 48 и 144 МГц равен π (принято, что вдоль этих путей $N_B = 0,4 \text{ эв}$).

Использование на приемном пункте двух приемных устройств с независимыми антеннами, имеющими взаимно перпендикулярную поляризацию, позволяет вдвое уменьшить интервалы высот, по которым усредняется $n_e(h)$. Интервалы высот, на которых усредняется величина n_e , оказываются существенно большими, чем при использовании фазового дисперсионного метода, изложенного в предыдущем разделе. Однако и обсуждаемый сейчас метод в случае использования полностью стабилизированных ракет позволяет получить отчетливое представление о высотном ходе электронной концентрации в ионосфере. Этот метод весьма привлекателен благодаря его исключительной простоте и возможности использовать радиоволны одной частоты.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Как указывалось в описании применявшейся аппаратуры [4], регистрация результатов измерений дисперсии скорости радиоволн осуществлялась двумя методами: запись интерференционной кривой на выходе фазового детектора приемного устройства и запись перемещений характерных точек фигур Лиссажу на осциллографической трубке. Оба метода регистрации дают практически совпадающие результаты; для определенности в дальнейшем в этой статье будет идти речь только о первом методе.

Частота колебаний на регистрируемой интерференционной кривой зависит от электронной концентрации на соответствующем участке траектории ракеты и от скорости перемещения ракеты на этом участке. Поэтому вид записей во время полета ракеты существенно меняется от участка к участку. На рис. 7 в статье [4], (стр. 42) представлено несколько участков пленки, соответствующих различным высотам полета. На этой пленке зафиксированы первичные экспериментальные результаты, обработка которых приводит к определению n_e на различных высотах.

Ниже приводятся результаты измерений электронной концентрации, проведенных при пусках геофизических ракет АН СССР на высоты более 400 км в 1958 г. Все три опыта произведены в одном и том же географическом пункте, в средней полосе Европейской части СССР.

На рис. 3 приведены кривые зависимости n_e от высоты h , полученные методом дисперсионного интерферометра (с использованием частот 144 и 48 МГц) на участках траекторий, соответствующих подъемам ракет. Вычисления n_e производились по формуле (5) с учетом коэффициента умножения частоты (фазы) в приемном устройстве. По причинам, указанным в следующем разделе, время усреднения при вычислении значений n_e по данным дисперсионного интерферометра бралось постоянным для всех высот ($\Delta t_n \approx 0,2 \text{ сек}$), вследствие чего интервалы высот, на которых вычислялись средние значения $n_e(h)$, уменьшались по мере приближения к вершинам траекторий ракет. Кривые, приведенные на рис. 3, сглажены в пределах $\pm 5\%$ от значения n_e .

Как уже упоминалось, описываемые опыты производились при помощи полностью стабилизированных ракет. Это позволило по полученным

записям напряжений на входах приемных устройств построить распределения n_e , используя зависимость угла поворота плоскости поляризации (эффект Фарадея) от электронной концентрации. На рис. 4 приведено одно из таких распределений, построенное по данным опыта 27 августа 1958 г. Длина каждого вертикального отрезка соответствует повороту плоскости поляризации радиоволны с частотой 48 Мгц на π и является интервалом высот, в котором произведено усреднение при определении n_e .

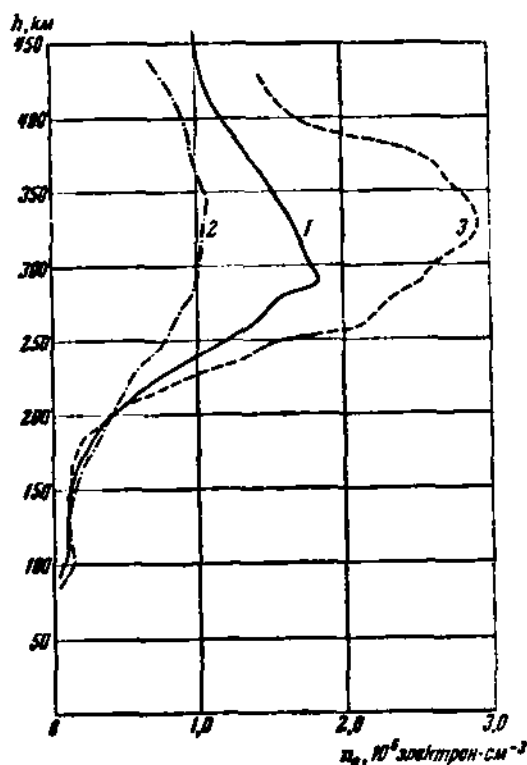


Рис. 3. Кривые зависимости электронной плотности от высоты, полученные дисперсионным методом.

1 — 21 февраля 1958 г., 11 час. 40 мин.; 2 — 27 августа 1958 г., 8 час. 06 мин.; 3 — 31 октября 1958 г., 15 час. 54 мин.

В районе верхней точки траекторий ракет, запущенных 21 февраля и 27 августа 1958 г., определены скорости изменения интегральной концентрации $\frac{\partial}{\partial t} N_e = \int_0^{h_{\max}} \frac{\partial}{\partial t} n_e(h) dh$ (см. раздел 2). Эта величина определялась как $\frac{1}{K} \left(\frac{\Delta \Phi}{\Delta t_{\text{из}}} \right)$ вблизи значения t , соответствующего $v_h \approx 0$, при $|\Delta t_{\text{из}}| \approx 0,3$ сек. В обоих случаях величины $\frac{\partial}{\partial t} N_e$ оказались близкими к $5 \cdot 10^9$ электрон·см⁻²·сек⁻¹. Во время третьего опыта (31 октября 1958 г.) в области вершины траектории имело место нарушение в работе

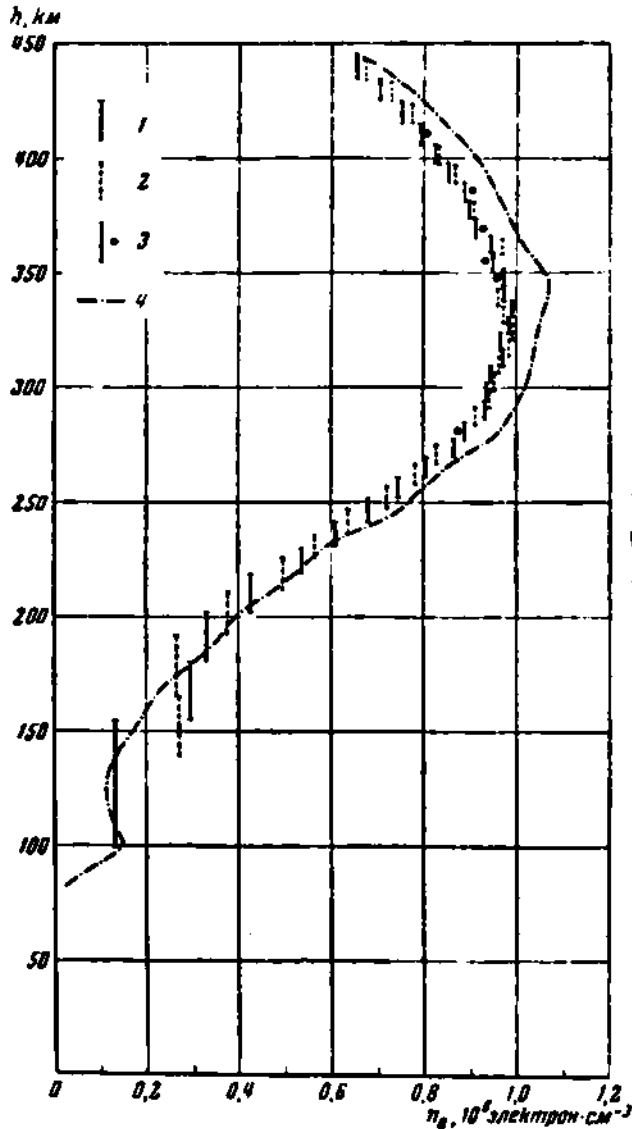


Рис. 4. Зависимость n_e от высоты h , найденная по измерениям эффекта Фарадея 27 августа 1958 г.

1 — по совпадающим данным двух пунктов; 2 — по данным третьего пункта; 3 — совпадающие значения в трех пунктах; 4 — кривая, полученная дисперсионным методом в то же время (на радиоволнах с частотами 144 и 148 МГц)

аппаратуры дисперсионного интерферометра, в результате чего исследовать изменения интегральной концентрации не удалось.

Во время запусков ракет производилось радиозондирование ионосферы при помощи панорамной ионосферной станции, расположенной вблизи старта. Серии высотно-частотных характеристик, снятых с частотой четыре кадра в минуту одновременно с полетом ракеты, позволяют сопоставлять результаты ракетных измерений с данными ионосферной станции и

дают возможность судить о стабильности во время измерений состояния области ионосферы, лежащей ниже максимума слоя F .

Рассмотрение этих характеристик показывает, что за время полета ракет (примерно 10 мин) не происходило заметных изменений критической частоты и соответствующих им высот. Минимальное изменение критической частоты, которое можно заметить по высотно-частотным характеристикам, составляет примерно 0,2 Мгц. Если предполагать, что такое изменение произошло за 10 мин, то можно определить верхний предел возможной скорости изменения критической частоты и (зная критическую частоту) скорость изменения концентрации N_e в максимуме ионизации. По данным ионосферной станции, во время опытов относительная скорость изменения критической частоты слоя F не превышала $3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$, что соответствует скорости изменения интегральной концентрации N_e , $\frac{\partial}{\partial t} N_e \approx 1,5 \cdot 10^9 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$; при расчете принималось, что критическая частота слоя $F /_{h_p, F} = 12 \text{ Мгц}$, $N_e = \int_0^{h_p} n_e(h) dh \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-2}$ (h_p — высота максимума слоя F), а относительные изменения n_e одинаковы на всех высотах.

5. О ПОГРЕШНОСТЯХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Оценим ошибку, связанную с тем, что при построении кривых зависимости n_e от высоты h вычисления производятся по известным $\Delta\Phi$ и Δh без учета $\Delta\Phi_{\text{инт}}$ [см. (4) и (5)]. Будем исходить из того, что скорость изменения интегральной концентрации $\frac{\partial}{\partial t} N_e$ на всем ионосферном участке траектории ракеты, проходящем во внешней ионосфере, равна определенной вблизи вершины величине $5 \cdot 10^9 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Эта величина превышает возможное значение $\frac{\partial}{\partial t} N_e$, получаемое по данным ионосферной станции для нижней части слоя F , и, как указано в разделе 6, существенно превышает все ранее опубликованные оценки. Таким образом, считая, что $\frac{\partial}{\partial t} N_e = 5 \cdot 10^9 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ для всех значений h , мы должны получить заведомо завышенную оценку ошибки, связанную с учетом $\Delta\Phi_{\text{инт}}$.

Как указано в [4], определение разности фаз на выходе приемно-фазометрического устройства дисперсионного интерферометра производится по записи так называемой интерференционной частоты, т. е. по кривой, расстояние между минимумами которой соответствует изменению разности фаз на выходе на 2π . Вблизи точки $\nu_h \approx 0$ ($h \approx h_{\text{max}}$) частота колебаний этой кривой, соответствующая значению $\frac{\partial}{\partial t} N_e = 5 \cdot 10^9 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, равна $(F_{\text{ин}})_{h_{\text{max}}} \approx 2,5 \text{ гц}$.

Относительная ошибка определения n_e по формуле (5), связанная с учетом $\Delta\Phi_{\text{инт}}$, может быть для каждого участка траектории ракеты определена (при сделанном выше предположении о постоянстве $\frac{\partial}{\partial t} N_e$ во внешней ионосфере на всех высотах) как

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{(F_{\text{ин}})_{h_{\text{max}}}}{F_{\text{ин}}} \quad (8)$$

где F_n — зарегистрированная на выходе интерферометра интерференционная частота, соответствующая данному участку траектории.

На рис. 5 показано изменение с высотой частоты F_n для опытов 21 февраля и 27 августа 1958 г. Из этих кривых видно, что погрешность эта везде меньше 10%, за исключением участка у вершины траектории протяженностью около 5 км. Именно по этой причине в приводимых в настоящей статье кривых зависимости n_e от высоты h не приводятся данные для высот, близких к максимальной достигнутой

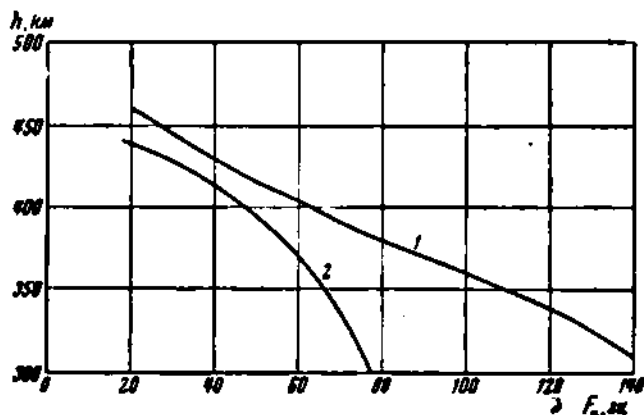


Рис. 5. Изменения интерференционной частоты F_n для сигналов с частотами 144 и 48 МГц в зависимости от высоты.

1 — 21 февраля 1958 г.; 2 — 27 августа 1958 г.

в полете, так же как они не приводились ранее в [1] и [2]. В публикациях результатов американских измерений n_e , проведенных дисперсионным методом, данные, относящиеся к району максимальной достигнутой высоты, также опускаются [12]. Следует еще раз отметить, что проведенные оценки влияния неучета $\Delta\Phi_{\text{нст}}$ на результаты измерений n_e , основанные на предположении о неизменности на всех высотах величины $\frac{\partial}{\partial t} N_e$, безусловно завышены.

Выше (см. раздел 2 и начало этого раздела) были приведены соображения, обосновывающие допустимость использования некоторых приближенных соотношений при расчетах по первичным результатам измерений, а именно — возможность применения для коэффициента преломления радиоволн формулы (2), замены приращений наклонной дальности ΔL приращениями высоты Δh и пренебрежения изменениями N_e во время полета (для всей траектории, кроме области, близкой к вершине).

Теперь остановимся на ошибках, связанных с измерительными устройствами, применявшимися в описанных опытах. Из (5) следует (с учетом того, что $\Delta h = v_h \cdot \Delta t_n$):

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta(\Delta\Phi)}{\Delta\Phi} + \frac{\delta(\Delta t_n)}{\Delta t_n} + \frac{\delta v_h}{v_h}. \quad (9)$$

Здесь $\frac{\delta n_e}{n_e}$ — относительная погрешность измерений n_e , связанная с

ошибками определения $\Delta\Phi$, Δt_n и v_h , а $\frac{\delta(\Delta\Phi)}{\Delta\Phi}$, $\frac{\delta(\Delta t_n)}{\Delta t_n}$ и $\frac{\delta v_h}{v_h}$ — относительные погрешности измерения соответствующих величин.

Погрешность в определении n_e вызывается изменением фазовых сдвигов, происходящих в высокочастотных трактах аппаратуры за время Δt_n . Эти погрешности могут достигать больших значений при резком изменении напряжения принимаемых сигналов на входах приемного устройства ($U_{вх}$). Однако, исключая при обработке сравнительно небольшие участки записей, на которых происходит резкое изменение $U_{вх}$, можно достигнуть того, что относительная погрешность определения n_e , обусловленная фазовыми сдвигами в аппаратуре, будет мала. Как видно из образцов записей (рис. 7 на стр. 42), одновременно с регистрацией изменений разности фаз $\Delta\Phi$ на той же пленке регистрируются изменения $U_{вх}$. Рассмотрение (с использованием графика рис. 11 статьи [4]) изменений $U_{вх}$ на тех участках записей, на которых производится определение $\Delta\Phi$, показывает, что связанная с изменением амплитуд сигналов погрешность определения $\Delta\Phi$ не превышает 1,5%.

Как следует из той же статьи [4], погрешностью определения $\Delta\Phi$ вследствие изменений частоты сигналов (из-за нестабильности гетеродина и эффекта Доплера) можно пренебречь.

Погрешность определения Δt_n складывается из погрешности регистрирующей аппаратуры и ошибок при обработке записей. Погрешность регистрирующей аппаратуры связана с неравномерной скоростью движения пленки и возникает при определении Δt_n (в случае, когда интервал Δt_n не является кратным интервалу между метками времени) путем интерполяции, производимой в предположении о постоянстве скорости движения пленки. При $\Delta t_n \approx 0,2$ сек можно считать, что погрешность из-за неравномерности протяжки пленки составляет $\pm 2\%$. Относительная погрешность уменьшается с увеличением времени усреднения, однако увеличение Δt_n влечет за собой увеличение интервала усреднения по высоте Δh_n . Для того чтобы избежать значительного увеличения погрешности, обусловленной неравномерностью протяжки пленки, при уменьшении времени усреднения, и в то же время не увеличивать заметно интервалы усреднения по высоте, для всех высот была принята одна и та же компромиссная величина $\Delta t_n = 0,2$ сек. Для $\Delta t_n = 0,2$ сек, при максимальной высоте подъема ракеты $h_{max} = 500$ км на высотах h , равных 100, 300 и 450 км, интервалы усреднения Δh_n составляют примерно 500, 400 и 200 м соответственно.

Из приведенных образцов записей видно, что отсчет Δt_n удобно производить по минимумам интерференционной кривой. При выбранном времени усреднения обработка записей заключается в определении такого интервала Δt_n , ближайшего к 0,2 сек, в течение которого происходит изменение разности фаз $\Delta\Phi = 2\pi q$ (где q — целое число) и в подсчете числа циклов (q) интерференционной кривой на участке Δt_n . Погрешность считывания интервалов времени с пленки может достигать 0,002 сек; таким образом, при $\Delta t_n \approx 0,2$ сек, погрешность определения Δt_n составляют примерно 1%.

Суммарная погрешность определения Δt_n , связанная с неравномерностью протяжки пленки и с ошибками при обработке записей, составляет, таким образом, примерно 3%.

Величина $\frac{\delta v_h}{v_h}$ возрастает по мере уменьшения v_h (т. е. по мере приближения к вершине траектории ракеты). На части траектории, исполь-

зусмой для определения n_e , $\frac{\delta v_h}{v_h}$ нигде не превышает 1%. Используя сделанные выше оценки погрешностей, при помощи выражения (9) можно оценить, что относительная погрешность определения n_e , обусловленная измерительными средствами, не превышает 6%. Оценки точности, приведенные выше, сделаны для измерений n_e методом дисперсионного интерферометра. В случае определения n_e по наблюдениям вращения плоскости поляризации сохраняют свою силу соображения о величине погрешностей, связанных с нестабильностью интегральной концентрации N_e , пренебрежением влиянием соударений электронов и использованием в расчетах вместо приращений наклонной дальности приращений высоты. Однако ввиду того, что в этом случае усреднение $n_e(h)$ производится по интервалам высот, существенно большим, чем в случае измерений дисперсии радиоволн, определение n_e с высокой степенью точности теряет смысл и поэтому на более подробном рассмотрении точности определения n_e по эффекту Фарадея мы не останавливаемся.

В заключение следует отметить, что определение скорости изменения интегральной электронной концентрации в столбе воздуха до вершины траектории $\frac{\partial}{\partial t} N_e = 5 \cdot 10^8$ электрон·см⁻²·сек⁻¹ произведено достаточно надежно.

Единственной причиной, которая могла бы вызвать ошибочный отсчет изменений разности фаз вблизи вершины траектории ракеты, могло быть неточное определение момента достижения ракетной максимальной высоты; однако для того чтобы зарегистрированный в опыте фазовый сдвиг можно было объяснить вертикальным движением ракеты, которое быть может происходило в это время, ошибка в определении времени, соответствующего вершине траектории, должна была бы превосходить возможные погрешности применявшихся измерительных средств.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изложенные выше результаты измерений позволили сделать некоторые существенные выводы о структуре ионосферы. Сравнение полученных во время трех описанных пусков ракет участков кривых зависимости n_e от высоты h , расположенных выше главного максимума ионизации (выше 300 км), показывает, что скорость убывания с высотой электронной концентрации (при $h_F \sim 300$ км) над одним и тем же географическим пунктом может меняться в широких пределах (по-видимому, в зависимости от времени года и суток). Этот вывод, в частности, противоречит недавно высказанному мнению [13] о том, что существует некая модель внешней ионосферы, мало зависящая от времени суток, сезона, широты и т. п.

Непостоянство во времени скорости убывания с высотой концентрации заряженных частиц во внешней ионосфере подтверждается результатами, полученными при помощи ионных ловушек, установленных на третьем советском спутнике Земли [5].

Результаты измерений во время всех трех пусков полностью подтверждают, что ионосфера имеет один главный максимум электронной концентрации на высотах около 300 км и что представление о резко выраженном так называемом слое E ионосферы возникло лишь в результате ограниченности возможностей восстановления истинного высотного распределения электронной концентрации на основе высоко-частотных характеристик, получаемых при помощи ионосферных станций. Последнее следовало и из проведенных ранее опытов [1, 12] при пусках ракет на высоты до 300 км.

Следует особо остановиться на определении скорости изменения интегральной электронной концентрации в вертикальном столбе воздуха высотой $h \sim 450$ км. В литературе до настоящего времени встречались лишь оценки величины $\frac{\partial}{\partial t} N_e$, относящиеся ко всей толще ионосферы. Они

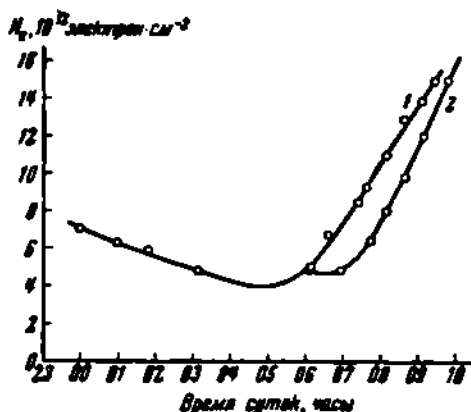


Рис. 6. Зависимость интегральной электронной концентрации от времени (получена по наблюдению эффекта Фарадея при радиолокации Луны [15]).

1 — октябрь 1955 г.; 2 — ноябрь 1955 г.

основывались на радиоастрономических наблюдениях и наблюдениях эффекта Фарадея при радиолокации Луны и давали меньшие значения, чем определяемые в описываемых измерениях. В обзорной работе Рэтклиффа [14], посвященной нерегулярностям и горизонтальным движениям в ионосфере, приводятся величины $\frac{\partial}{\partial t} N_e \approx 10^8 + 10^9$ электрон·см⁻²·сек⁻¹. В статье Нивиса [15] приводятся зависимости от времени интегральной концентрации электронов в вертикальном столбе, показанные на рис. 6 (получены при радиолокации Луны). Из этих зависимостей, полученных в 1955 г., можно определить максимальное (для этих измерений) значение $\frac{\partial}{\partial t} N_e \approx 10^9$ электрон·см⁻²·сек⁻¹. По данным В. В. Виткевича и Ю. Л. Кокурина [16], наблюдавших быстрые флуктуации электронной концентрации, скорость изменения интегральной концентрации $\frac{\partial}{\partial t} N_e \approx 10^9$ электрон·см⁻²·сек⁻¹.

Представляет интерес оценка возможностей использования дисперсионного интерферометра на ракетах в случае их подъема на высоты порядка тысяч километров, а также на искусственных спутниках Земли. Из (4) следует, что для определения средней локальной концентрации n_e на участке пути ракеты ΔL необходимо выполнение условия $\Delta\Phi_{\text{лок}} > \Delta\Phi_{\text{шт}}$, т. е.

$$n_e \frac{\Delta L}{\Delta t_n} = n_e v > \int_0^L \frac{\partial}{\partial t} n_e(l) dl, \quad (10)$$

где v — средняя радиальная скорость ракеты за время Δt_n .

Если $\int_0^L \frac{\partial}{\partial t} n_e(l) dl = \frac{\partial N_e}{\partial t} = 5 \cdot 10^9$ электрон·см⁻²·сек⁻¹, то при $v = 10^8$ см·сек⁻¹

надежно обнаружимая концентрация n_e будет больше нескольких тысяч $\text{электрон} \cdot \text{см}^{-3}$. Так как на высотах более 2000 км $n_e \approx 10^3 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-3}$, а на высотах $h > 25\,000$ км $n_e < 10^3 \text{ электрон} \cdot \text{см}^{-3}$ [17], то, очевидно, определения электронной концентрации методом дисперсионного интерферометра на расстояниях в несколько тысяч километров от поверхности Земли будут ненадежны (из-за вариаций интегральной концентрации электронов в ионосфере), а на расстояниях более $20 \cdot 10^3$ км — совершенно невозможны. При значительных удалениях ракеты от Земли появляются дополнительная причина, вызывающая непрерывное изменение интегральной концентрации на пути от наблюдательного пункта до ракеты. Этой причиной является изменение пути, проходимого в ионосфере излучаемыми с ракеты радиоволнами до приемного пункта, вследствие суточного вращения Земли. Изложенные соображения приводят к выводу, что возможность успешного изучения локальной электронной концентрации в среде при помощи когерентных радиоволн, излучаемых с ракет, ограничена областью сравнительно больших электронных концентраций и малых удалений от Земли ($h < 1500 - 2000$ км). Установка дисперсионного интерферометра на спутнике позволит при некоторых допущениях определять N_e и флуктуации N_e на пути от спутника до наблюдателя, но не позволит надежно измерять n_e [18].

На всех этапах описанной в настоящей статье работы, на протяжении ряда лет исполнители с большой пользой обсуждали ее с С. М. Рытовым, которому авторы выражают искреннюю благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз. Докл. АН СССР, 120, 1234, 1958; Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 1, изд-во АН СССР, 1958, стр. 62.
2. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков. Докл. АН СССР, 132, 1311, 1960.
3. H. Friedmann. Proc. IRE, 47, 272, 1959.
4. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков, А. В. Канорский. Сб. «Искусственные спутники Земли», настоящий выпуск, стр. 33.
5. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров. Сб. «Искусственные спутники Земли», настоящий выпуск, стр. 63.
6. Сб. «Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности» под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Паналекси. М.—Л., Гостехнадат, 1945.
7. Н. Д. Паналекси. Сб. «Труды экспедиций по наблюдению полного солнечного затмения 19. IV 1936 г.», т. 1, изд-во АН СССР, 1937, стр. 115.
8. А. Н. Щукин. Физические основы распространения радиоволн в ионосфере. М., Связьиздат, 1940.
9. Н. С. Герзон. УФН, 42, 546, 1952.
10. J. C. Seddon, J. E. Jackson. IGY World data center A. Experimental results of the U. S. rocket program for the IGY to 1 July 1958. National Academy of Sciences. Washington, n. 1, 1958, p. 140.
11. J. C. Seddon. J. Geoph. Res., 59, 463, 1954.
12. J. E. Jackson. J. Geoph. Res., 59, 377, 1954.
13. Я. Л. Альверт, Э. Ф. Чудесинко, Б. С. Шапиро. Сб. «Предварительные итоги научных исследований с помощью первых советских искусственных спутников Земли и ракет», № 1, изд-во АН СССР, 1958.
14. J. A. Ratcliffe. The Physics of the Ionosphere, published by the Physical Soc., London, 1956, p. 89.
15. J. V. Evans. Proc. Phys. Soc., 69B, 953, 1956.
16. В. В. Вятковский, Ю. Л. Кокуриш. Радиотехника и электроника, 3, 1373, 1958.
17. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. П. Мороз, П. С. Шкловский. Докл. АН СССР, 132, 1062, 1960. Настоящий сборник, стр. 108.
18. К. И. Грингауз. УФН, 69, 345, 1959.

Дата поступления
29 апреля 1960 г.