

ИНТЕРКОСМОС

Некоторые результаты научных экспериментов на ракетах
„Вертикаль 1 и 2“ и на спутниках „Интеркосмос 2 и 5“

Издано в

АН ГДР

Институт Электроники

Редакционная коллегия:

Ю. Рустенбах, К.-Х. Бишофф, Д. Фин.

1974

ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ, ПРОВЕДЕННЫЕ
ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКА "ИНТЕРКОСМОС-2"

В.В.Афонин, Г.Л.Гдалевич,
К.И.Грингауз, Я.Кайнарова,
Я.Шмиллауэр

III ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В
ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО
ЗОНДА НА СПУТНИКЕ "ИНТЕРКОСМОС-2"

Рассматривается методика измерений температуры электронов T_e высокочастотным зондом. Выводится аналитическое выражение для величины изменения плавающего потенциала с учетом формы вольт-амперной характеристики зонда и входного сопротивления измерительного прибора.

Приводятся результаты измерений T_e на спутнике "Интеркосмос-2" в январе-феврале 1970 г. В диапазоне высот 600 + 1200 км на средних широтах ночные значения T_e лежат в интервале 1200 + 1600°K, а дневные - 2500 + 3500°K. Предрассветный эффект повышения T_e , вызванный потоком фотоэлектронов из сопряженной области ионосферы, начинает проявляться при среднем значении зенитных углов Солнца в сопряженной области $\sim 103^\circ$.

На спутнике "Интеркосмос-2" проводились измерения температуры электронов при помощи сферического зонда с наложенным на него высокочастотным напряжением [1].

Метод измерения температуры электронов при помощи зонда с наложенным на него высокочастотным напряжением является разновидностью метода резонансного зонда, предложенного в 1960 г. японскими исследователями Миязаки и др. [2], Такаями и др. [3] и может быть кратко описан следующим образом. Если на зонд, потенциал которого отрицателен относительно потенциала плазмы, подать синусоидальное напряжение с частотой, меньшей плазменной частоты, то вследствие нелинейности зондовой характеристики происходит "выпрямление" переменной компоненты зондового тока и постоянная составляющая тока получит некоторое приращение Δi , которое должно определяться амплитудой переменного напряжения и степенью нелинейности зондовой характеристики, т.е. температурой электронов T_e (Аоно и др. [4]).

Возможны два режима работы - при фиксированном потенциале зонда измеряется приращение постоянного тока Δi , или при "плавающем" зонде (т.е. при условии, когда суммарный ток на зонд равен 0) измеряется изменение плавающего потенциала зонда ΔU .

Величина ΔU (или Δi) не зависит от частоты приложенного напряжения f в достаточно широком диапазоне частот. Величина f не должна быть близкой к возможным резонансным частотам системы зонд-плазма. В проводившихся ранее экспериментах частота лежала в

диапазоне 30 + 100 кгц. При такой частоте зонд работает в квазистационарном режиме, поскольку высокочастотные эффекты, например, ток смещения, начинают связываться только на частотах, близких к плазменной, которая во всем диапазоне ионосферных условий значительно превышает рабочую частоту зонда. В связи с этим обычно примененный термин "высокочастотное напряжение" в данном случае является не совсем удачным. Однако его целесообразно все же использовать для того, чтобы отличать описываемый метод от группы методов, в которых на зонд (или электроды многоэлектродных зондов или ловушек) подаются переменные напряжения звуковой части с целью проведения частотной автоматической обработки экспериментальных данных на борту ракеты или спутника [5] .

Известно несколько попыток измерения T_e при помощи высокочастотного зонда Аоно и др. [4] , Миязаки и др. [7] , Хирао [8] , Хирао и др. [II] , Байн и др. [6] , Ульвик и др. [19] . Во всех случаях, за исключением [6] и [19] , измерения проводились при плавающем потенциале. Величина T_e определялась из соотношения:

$$\Delta U = -\frac{kT_e}{e} \ln I_0 \frac{ea}{kT_e} \quad (I)$$

где ΔU - изменение плавающего потенциала зонда при наложении на зонд переменного напряжения с амплитудой a , I_0 - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Выражение (1) справедливо в случае выполнения следующих предположений:

а) распределение электронов по скоростям максвелловское;

б) в диапазоне изменения потенциала зонда относительно плазмы величина ионного тока $i_i = const$;

в) зонд является "плавающим", т.е. измерительный прибор не потребляет тока; входное сопротивление прибора $R = \infty$.

Во всех проведенных к настоящему времени экспериментах в ионосфере молчаливо предполагалось, что предположения б) и в) справедливы. В работе Аоно и др. [9] отмечается, что когда концентрация плазмы очень мала, импеданс плазмы становится очень большим и поэтому необходимо рассматривать входной импеданс измерительной цепи и указывается, что пренебрежение влиянием импеданса плазмы приводит к завышению измеренных значений T_e .

В работе Миязаки и др. [7], описывающей результаты нескольких ракетных пусков в Японии в 1966 г., отмечается, что ниже ~ 250 км T_e измерить не удалось отчасти из-за роста импеданса плазмы при уменьшении

концентрации электронов. Нижний предел N , при котором T_e удалось измерить, составлял $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$.

В работе Годяка и др. [10] при выводе выражения для ΔU учитывалась зависимость ионного тока i_i от потенциала. При линейной зависимости i_i от U выражение (1) переходит в

$$\Delta U = -\frac{\kappa T_e}{e} \frac{\rho n I_0 \frac{ea}{\kappa T_e}}{1 + \beta \frac{\kappa T_e}{e}}, \quad (2)$$

где $\beta = \frac{d[i_i(U)]}{dU} \cdot \frac{1}{i_i(U_{пл})} i_i(U_{пл})$ - величина

ионного тока при плавающем потенциале.

В этой же работе описывается эксперимент на лабораторной плазменной установке. Выражение (2) хорошо согласуется с измеренными значениями (коэффициент " β " определяется по зондовой характеристике). Учет наклона ионной ветви вольт-амперной характеристики зонда приводят к уменьшению ΔU примерно на 10% в случае цилиндрического зонда и почти не влияет на ΔU в случае плоского зонда [10]. Из этого же эксперимента следует, что при подаче на плоский зонд переменного напряжения с амплитудой a до $10 \cdot \frac{\kappa T_e}{e}$ потенциал зонда всегда оставался ниже потенциала пространства.

Как отмечалось выше, как во всех экспериментальных

работах, так и в теоретических работах влиянием входного сопротивления измеряющего прибора на результаты измерений пренебрегалось, и оценки величины этого влияния отсутствуют. С другой стороны, отрицательные результаты при попытках измерения T_e при низких концентрациях в эксперименте Миязаки и др. [7], очевидно, можно объяснить недостаточно высоким входным сопротивлением измерительного прибора.

В связи с этим в следующем разделе выводятся основные соотношения, используемые в настоящем эксперименте, для определения T_e с учетом входного сопротивления измерительного прибора и формы вольт-амперной характеристики зонда в области ионных токов.

II. Описание методики эксперимента

Рассмотрим зонд (произвольной формы), соединенный с корпусом спутника через сопротивление R (входное сопротивление измерительного прибора). Токи, текущие на зонд, показаны на рис. Ia. На рис. Ib показаны вольт-амперные характеристики сопротивления R - прямая с наклоном $tg \alpha = \frac{1}{R}$ и зонда - обычная зондовая характеристика, обозначенная цифрой 0. Здесь и далее все потенциалы отсчитываются от потенциала плазмы. Индексы I и 0 соответствуют случаям с наложенным на

зонд ВЧ - напряжением и без него. Индекс R обозначает, что учитывается входное сопротивление прибора. Точка пересечения показанных на рис.1б кривых определяет

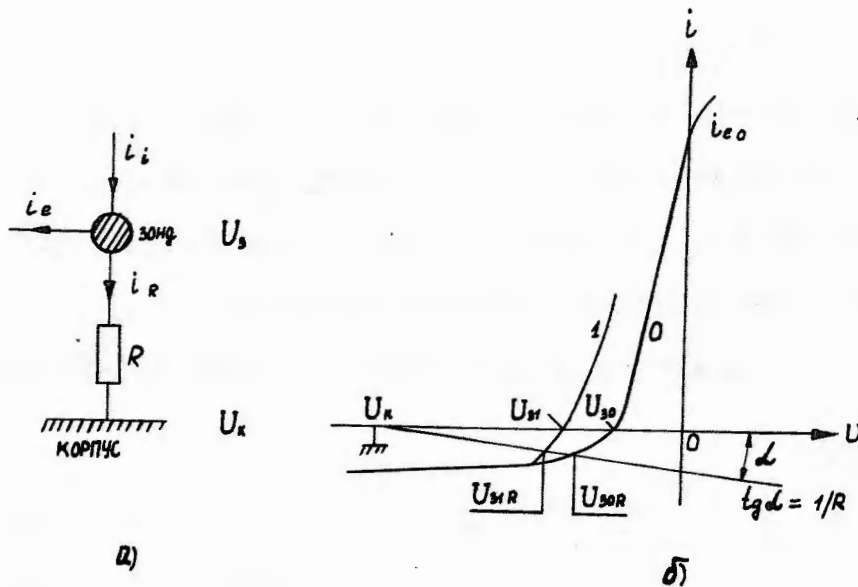


Рис.1.

потенциал зонда, который по величине всегда меньше потенциала корпуса U_k .

Из уравнения баланса токов

$$i_i(U_{30R}) - i_{e0} e \frac{U_{30R}}{U_e} = \frac{U_{30R} - U_k}{R}, \quad (3)$$

где $U_e = \frac{k T_e}{e}$, i_{e0} - тепловой ток электронов, $i_i(U_{30R})$ - величина ионного тока при "плавающем" потенциале зонда, следует, что величина "плавающего"

потенциала с учетом входного сопротивления R равна

$$U_{30R} = U_e \ln \frac{i_i(U_{30R}) - \frac{U_{30R} - U_k}{R}}{i_{e0}} \quad (4)$$

При наложении на зонд переменного напряжения с частотой f и амплитудой a на зонд начинает течь дополнительный ток, характеристика зонда "смещается" влево и на зонде устанавливается потенциал U_{31R} (см. рис.1б). Его величину можно найти из следующего уравнения:

$$i_i(U_{31R} + a \sin \omega t) - i_{e0} e^{\frac{U_{31R} + a \sin \omega t}{U_e}} = \frac{U_{31R} + a \sin \omega t - U_k}{R} \quad (5)$$

В принципе изменение постоянной составляющей зондового тока могут дать только два члена в левой части (5). Сделав предположение, что при усреднении за период переменного напряжения переменная часть ионного тока не дает вклада в постоянную составляющую, поскольку

$$\frac{d^2 i_i}{d^2 U} \ll \frac{d^2 i_e}{d^2 U} \quad (6)$$

получаем

$$i_i(U_{31R}) - i_{e0} \cdot e^{\frac{U_{31R}}{U_e}} I_0 \left(\frac{\alpha}{U_e} \right) = \frac{U_{31R} - U_K}{R} \quad (7)$$

Из (7) следует:

$$U_{31R} = -U_e \ln I_0 \left(\frac{\alpha}{U_e} \right) - U_e \ln \frac{i_i(U_{31R}) - \frac{U_{31R} - U_K}{R}}{i_{e0}} \quad (8)$$

Вычитая (4) из (8), имеем:

$$\Delta U = U_{31R} - U_{30R} = -U_e \ln I_0 \left(\frac{\alpha}{U_e} \right) + U_e \ln \frac{i_i(U_{31R}) - \frac{U_{31R} - U_K}{R}}{i_i(U_{30R}) - \frac{U_{30R} - U_K}{R}} \quad (9)$$

Полагая здесь $R = \infty$ и $i_i = const$, получаем (1), а полагая $R = \infty$ и предполагая, что $i_i(U)$ - линейная функция U , получаем формулу (2).

Чтобы потенциалы, определяемые соотношениями (4) и (8) были достаточно близки к плававшему, необходимо выполнение условия

$$i_R = \frac{U_{30R}}{R} \ll i_i(U_{30R}), \quad (10)$$

где i_R - ток, протекающий через входное сопротивление измерительного прибора. Это следует из соотношений (4) и (8) и, кроме того, становится наглядным при геометрической интерпретации, поскольку из рис. 1б видно, что при уменьшении R точка пересечения вольт-амперной характеристики зонда и нагрузочной прямой сопротивления R смещается по характеристике влево. При $R = \infty$ угол $\alpha = 0$ и соотношения (4) и (8) строго определяют "плавающий" потенциал U_{30R} или U_{31R} . При $R \rightarrow 0$ угол $\alpha \rightarrow 90^\circ$ и потенциал зонда приближается к потенциалу спутника.

Учет входного сопротивления измерительного прибора и формы характеристики ионных токов делает формулу (9) значительно более точной, чем применявшиеся ранее формулы (1) и (2).

Форма вольт-амперной характеристики зонда в области ионных токов точно неизвестна. С другой стороны, учитывая, во-первых, соотношение (6) и, во-вторых, что рабочий диапазон потенциалов зонда ΔU не превышает 0,3 в (в нашем случае), влиянием формы ионного тока на результаты определения температуры мы пренебрегаем.

Для этого случая, положив в (9) $i_i = const$, получаем:

$$\Delta U = \frac{1}{1+dU_e} U_e \ln I_0 \frac{a}{U_e}, \quad (\text{II})$$

где

$$d = [i_i(U_{30R}) \cdot R - (U_{30R} - U_K)]^{-1}. \quad (\text{I2})$$

Выражение (II) отличается от (I) поправочным коэффициентом, учитывающим влияние входного сопротивления прибора. Выражение (I) будет давать верные результаты в том случае, если

$$d \ll 1 \quad (\text{I3})$$

Это условие может быть выполнено или при $R \rightarrow \infty$, или при достаточно большой концентрации электронов N .

Из соотношения (I3) можно легко получить оценку минимальной концентрации, при которой возможны измерения T_e . Для этого величину ионного тока при плавающем потенциале в выражении (I3) заменим на величину тока при потенциале плазмы $eSVN$, где $S = \pi \cdot z^2$,

V - скорость спутника. Поскольку обычно величина плавающего потенциала лежит в пределах Γ в, такая замена не повлечет значительной ошибки для сферического зонда (в нашем случае) и правомерна для плоского

зонда (применявшегося в японских экспериментах).

Заменив в (I2) величину $i_i(U_{30R})$ на $eSVN$ из (I3) получим:

$$N \gg \frac{U_{30R} - U_K}{eSVN} \quad (I4)$$

Взяв $U_{30R} - U_K = 1$ в, $R = 10^8$ ом, $S = 12$ см² и $V = 1$ км/сек (значения, типичные для экспериментов [7, 8]), получаем $N \gg 5 \cdot 10^4$ см⁻³, что учитывая приближенный характер этой оценки, хорошо совпадает с нижним пределом концентрации электронов, при котором были возможны измерения T_e , приведенные в [7].

Для нашего случая $R = 1 \cdot 10^9$ ом, $V = 8$ км/сек, $U_{30R} - U_K = 1$ в - во время полета "Интеркосмоса-2" эта величина практически всегда была менее 1 в, $Z = 1,5$ см, получаем $N \gg 1 \cdot 10^3$ см⁻³.

Для выяснения влияния параметра d (входного сопротивления прибора) на измерения T_e , по формуле (II) была для двух амплитуд ВЧ-напряжения вычислена величина

$$\frac{dT_e}{dd} \Big|_{\Delta U = \text{const}} = \frac{k T_e^2 \cdot \frac{\Delta U \cdot e}{U_e}}{e \cdot \Delta U \cdot I_D \left(\frac{\alpha}{U_e} \right) - \alpha I_1 \left(\frac{\alpha}{U_e} \right)}, \quad (I5)$$

откуда следует, что при $d = 0,1$ ошибка измерения T_e составляет

$\sim +30^{\circ}\text{K}$ при $T_e = 1000^{\circ}\text{K}$, $\sim +60^{\circ}\text{K}$ при
 $T_e = 2000^{\circ}\text{K}$ и $\sim +110^{\circ}\text{K}$ при $T_e = 3000^{\circ}\text{K}$, т.е.
ошибка, вносимая неучетом входного сопротивления при
 $d = 0,1$, составляет $\approx 3\%$. Для нашего эксперимен-
та величина α , при которой $d = 0,1$, равна
 $\approx 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Итак, выбор достаточно большого входного сопротив-
ления дал возможность устранить влияние измерительного
прибора на результаты измерений. Для дальнейшего повы-
шения точности измерений T_e в последующих экспери-
ментах целесообразно, по-видимому, периодически снимать
вольт-амперную характеристику зонда в области ионных
токов.

С целью проверки точности получаемых значений T_e
данные, полученные в некоторых сеансах связи со спут-
ником, были обработаны одновременно и независимо в
СССР и в ЧССР с учетом и без учета входного сопротив-
ления. Сравнение этих результатов для сеансов, прове-
денных на I74 и I75 витках, в $05^{\text{h}} 29^{\text{m}} \text{ UT}$ и в $07^{\text{h}} 14^{\text{m}} \text{ UT}$
соответственно, ($T_e \approx 2500^{\circ}\text{K}$, $h \approx 600 \text{ км}$) показывает,
что систематический сдвиг значений T_e , полученных
без учета входного сопротивления, составляет
 $\approx +70 \text{--} +80^{\circ}\text{K}$, что соответствует оцененной величине
коэффициента d в формуле (II), а разброс отдель-
ных значений порядка $\pm 100^{\circ}\text{K}$.

III. Описание аппаратуры

Зонд работает в циклическом режиме с периодом $T = 3,6$ сек (рис.2). Цикл состоит из четырех тактов. В 3-м и 4-м тактах длительностью по 1 сек на зонд подается высокочастотное напряжение (общие сведения об эксперименте приведены в [1]). Такты 1 и 2 являются

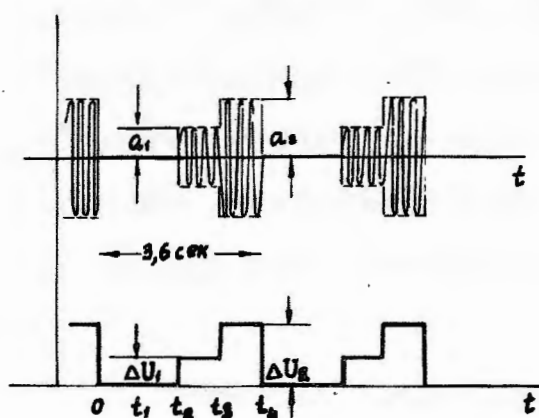


Рис.2.

контрольными. Схема электронного блока, вырабатывающего, в частности, указанные напряжения в необходимой последовательности, показана на рис.3.

Высокочастотное напряжение поступает через небольшую емкость C_2 на зонд от генератора ступенчатого переменного напряжения, который, в свою очередь, управляется времязадающей схемой. Потенциал зонда поступает на вход блока катодного повторителя КП через делитель $R_1 R_2 C_1$. После блока КП потенциал поступает: 1) на вход телеметрической системы и служит для определения потенциала корпуса спутника, и 2) на первый вход дифференциального усилителя с коэффициентом усиления $K_u = 10,3$.

Ко второму входу этого усилителя подключена запоминающая емкость C_3 и, при замыкании электронного ключа K , тот же сигнал, что и к первому входу. Ключ K управляется от единой времязадающей схемы. В течение времени $0 \div t_1$ ключ K замкнут, на входы дифференциального усилителя поступает один и тот же сигнал, и на выходе его напряжение равно 0 (рис.2). В течение

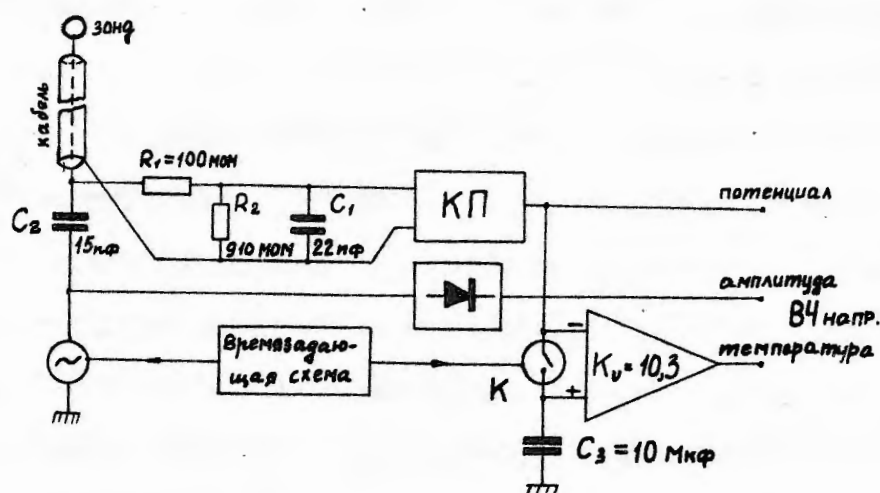


Рис.3.

времени $t_1 \div t_4$ ключ размыкается и на выходе усилителя появляется напряжение, пропорциональное разности входных сигналов. Когда в моменты t_2 и t_3 на зонд подаются перепады ВЧ-напряжения и потенциал зонда скачкообразно изменяется, на выходе дифференциального усилителя также происходят соответствующие изменения

напряжения, пропорциональные перепадам напряжения на зонде, из величины которых вычисляется T_e .

С целью уменьшения постоянной времени входной цепи для соединения зонда с прибором применен кабель с двойным экраном (~ 2 м длиной), внутренний экран которого подсоединен к катоду входного катодного повторителя. Для контроля амплитуды высокочастотного напряжения выходное напряжение генератора детектируется и поступает на вход телеметрической системы.

Применение на одном из входов дифференциального усилителя запоминающей емкости с ключом K дает возможность производить измерения малых перепадов потенциала зонда при подаче на зонд переменного напряжения в условиях, когда потенциал зонда плавно меняется вдоль

орбиты в широких пределах. Прибор может измерять максимальные перепады напряжения на зонде до 1 в при изменении самого потенциала зонда в пределах $-3 + +12$ в относительно корпуса спутника.

IV. Экспериментальные результаты

Измерения электронной температуры были успешно проведены во всех случаях, когда проводились сеансы радиосвязи со спутником и на всех полных орбитах, на которых производилось запоминание информации согласно программе.

К настоящему времени обработана информация, полученная во время 73 сеансов непосредственной передачи данных со спутника и в 4 сеансах запоминания. Данная статья охватывает только часть этих результатов.

Поскольку в режиме непосредственной передачи частота опросов телеметрических каналов существенно выше, чем в режиме запоминания информации и, соответственно, качество полученной информации является более высоким, то для сеансов непосредственной передачи приводится каждая экспериментальная точка, а по данным, полученным в режиме запоминания, представлены только усредненные значения T_e . Сравнение полученных нами результатов с результатами, определенными при помощи зондов Ленгмюра, проводится в [18].

Анализ полученных результатов привел нас к выводу, что метод высокочастотного зонда электронной температуры может служить достаточно точным средством измерения температуры электронов в ионосфере и обладает "внутренней самосогласованностью" - значения T_e , полученные различными способами: 1) по величине ΔU_1 , 2) по величине ΔU_2 , 3) по величине $\Delta U_2 - \Delta U_1$ и 4) по величине отношения $\frac{\Delta U_2}{\Delta U_1}$ часто совпадают с точностью $\pm 20^\circ\text{K}$. Кроме того, преимуществом данного метода перед другими методами измерения T_e является возможность исследования тонкой структуры ионосферы,

поскольку измерения T_e происходят практически мгновенно — за время перепада потенциала зонда. При массовой обработке определение T_e по величине отношения $\frac{\Delta U_2}{\Delta U_1}$ не производилось, так как в нашем случае, в отличие от ранее проведенных экспериментов [4,7,8,II], этот метод оказался наихудшим, поскольку он обладает наибольшей чувствительностью к погрешностям отсчета величин приращений. Кроме того, в нашем случае этот метод имеет повышенную погрешность также и потому, что в нем берется отношение двух неодновременно измеренных величин. За интервал времени между первым и вторым перепадом потенциала зонда спутник проходит расстояние ~ 8 км, и T_e между этими моментами может измениться.

В качестве примера на рис.4 показаны значения T_e , полученные в сеансах, проведенных на 230, 36I и 535 витках, начавшихся в $00^h 52^m UT$ 10.01.70, в $22^h 27^m UT$ 19.01.70 и в $16^h 55^m UT$ 30.01.70 г. соответственно. Эти три кривые являются типичными и каждая характеризует большую группу результатов. Все три кривые относятся к средним широтам и к диапазону высот 800+1100 км, в котором высотный градиент T_e очень мал. Нижняя кривая характерна для дневных условий, когда T_e на этих высотах всегда лежит в пределах 2500+3500°K. Средняя кривая характерна для поздней ночи. Из всех полученных нами результатов, относящихся к ночным усло-

виям , следует, что одной из характеристик ночной ионосферы на средних широтах в диапазоне высот 600-1100 км является очень узкий интервал значений

ночных температур

$$T_e = 1200 \pm 1600^\circ\text{K}$$

соответственно изменению параметра L от 1,3 до 2.2.

Верхняя кривая на рис.4 характеризует переходные условия от ночи к дню.

На рис.5 показаны результаты измерений

T_e вдоль четырех полных орбит спутника. На каждом витке приведены кривые изменения высоты, а на верхней шкале - значения геомагнит-

ной широты в дипольном приближении. Кривые иллюстри-

руют сложный характер зависимости T_e от несложных параметров - высоты, широты, местного времени и т.д.

Спутник с такой орбитой как "Интеркосмос-2", т.е. с

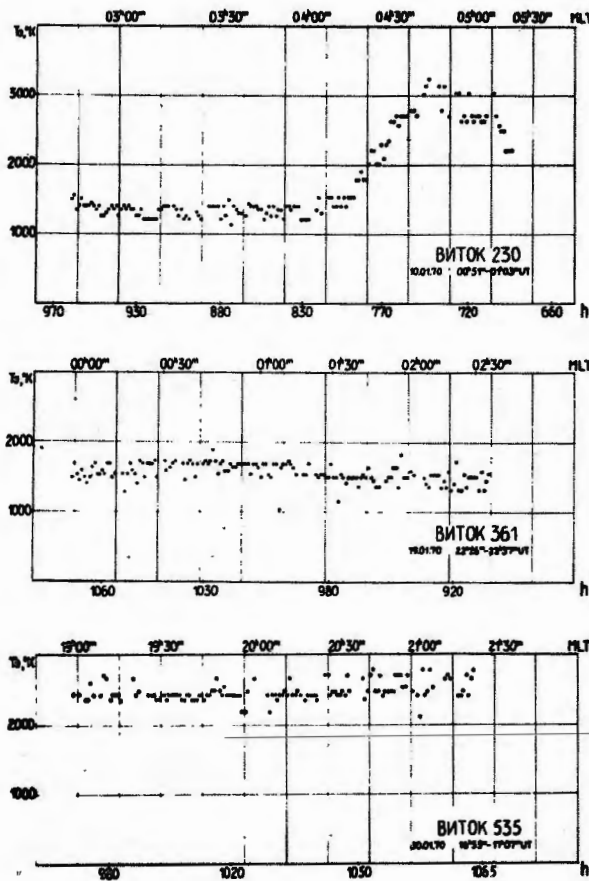


Рис.4.

не очень большим наклоном к экватору (наклонение 49° , диапазон высот $220+1100$ км), в отличие от спутни-

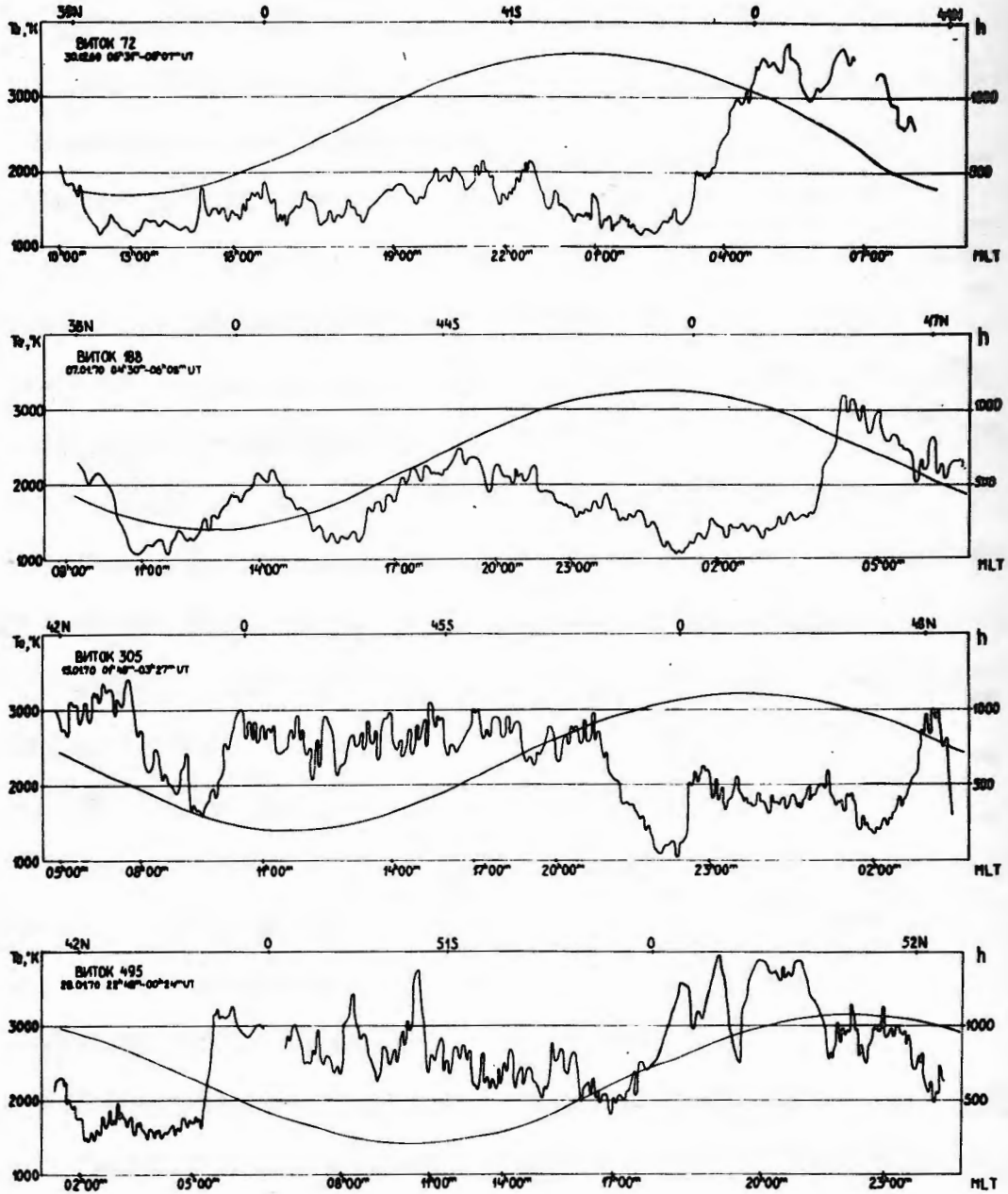


Рис.5.

ков с полярными орбитами, представляет удобную возможность изучения долготных эффектов, в частности, переходных условий от дня к ночи. Учитывая короткое время активной жизни спутника ($\sim 1,5$ месяца), он запущен таким образом, чтобы прохождение спутника через переходную область от ночи ко дню могло быть зарегистрировано при непосредственной передаче радиотелеметрических данных. Поэтому значительная часть обработанного нами материала относится к этой переходной области, что, в частности, дало возможность изучить явление предрассветного нагрева ионосферы потоком фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области.

В дополнение к обычным параметрам орбиты с интервалом в 1 минуту были вычислены локальный зенитный угол Солнца χ , зенитный угол Солнца в магнитно-сопряженной области на высоте 400 км χ_c , L - параметр и местное время. Эти данные представлены на рис. 6, 7, 8, 9. На этих рисунках несколько сглаженные значения T_e даны в зависимости от величин χ и χ_c для нескольких интервалов значений параметра L . Поскольку в рассмотренном коротком интервале времени (~ 3 недели) можно считать, что зенитный угол Солнца пропорционален высоте спутника, на всех рисунках приведена приближенная шкала высот (максимальные возможные ошибки в значениях высоты лежат в пределах 15 ± 30 км).

Понижения приведенных на этих рисунках значений T_e объясняются, конечно, в некоторой мере и уменьшением высоты. Все эти данные относятся ко времени повышенной солнечной активности. Средний за период измеренный поток солнечного излучения на волне 10,7 см составлял $155 \cdot 10^{-22}$ вт/м⁻²сек⁻¹. Магнитная активность в это время была низкая.

Анализ экспериментальных данных показал, что при отсутствии локальных источников нагрева ($\chi > 110^\circ$) очень большую роль играет поток фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области. Поэтому анализ проводился в трех направлениях:

1) изучение ночных значений T_e в зависимости от χ при отсутствии потоков фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области ($\chi_c > 110^\circ$);

2) изучение эффекта предрассветного нагрева ионосферы потоками фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области ($80^\circ < \chi_c < 110^\circ$, $\chi > 110^\circ$);

3) изучение поведения T_e при $\chi_c < 80^\circ$.

Рис. 6 иллюстрирует медленное охлаждение электронного газа в ионосфере в течение ночи, когда единственным источником ее нагрева является запас тепла в плазмосфере. Поскольку высотный градиент T_e обычно не превышает $1 \pm 2^\circ \text{К/км}$, то уменьшение высоты может, и то с трудом, объяснить лишь понижение T_e соответствующее $L < 1.5$.

П
В
С
°К
ЭЛЕКТРОННОГО
ТЕМПЕРАТУРА

Д
Л
С
Т
Н
П
Б

В этом случае повышение T_e с увеличением высоты при $L > 2,1$ можно объяснить только притоком тепла из вышележащих областей плазмосферы. Этот рисунок является хорошей иллюстрацией рассматриваемого механизма.

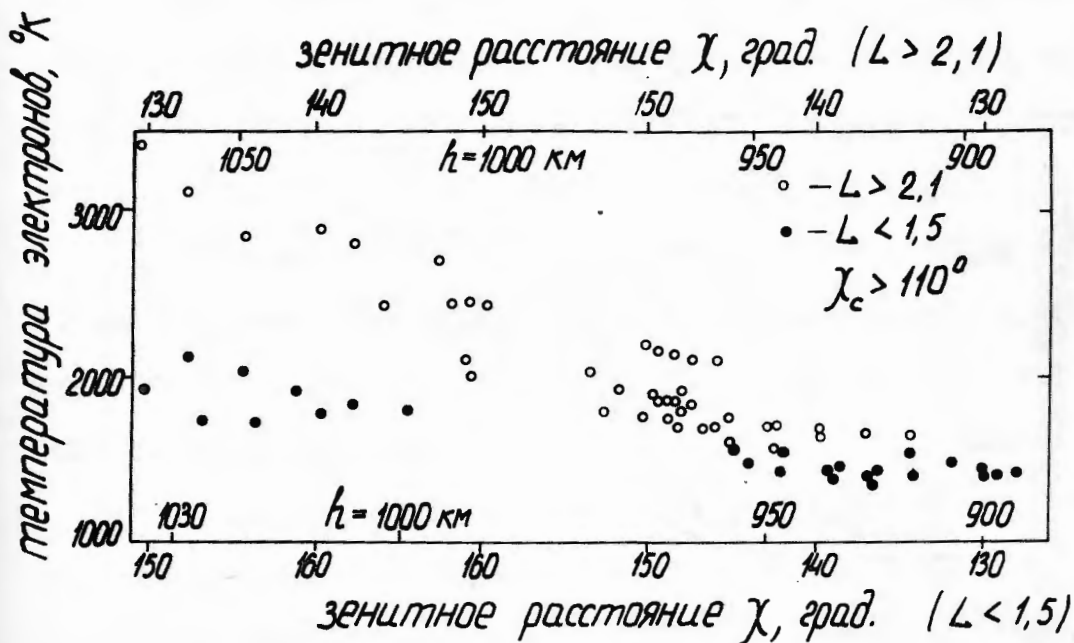


Рис.6.

Действительно, при увеличении L объем магнитных силовых трубок, связывающих точку наблюдения с протоносферой, увеличивается и соответственно растут запасы тепла, идущего на поддержание показанных на рисунках ночных значений T_e . Как следует из этой картины, при увеличении L спад T_e в течение ночи происходит более медленно.

Рис.7 иллюстрирует эффект предрассветного нагрева ионосферы (цифры у кривых обозначают номера витков) Все

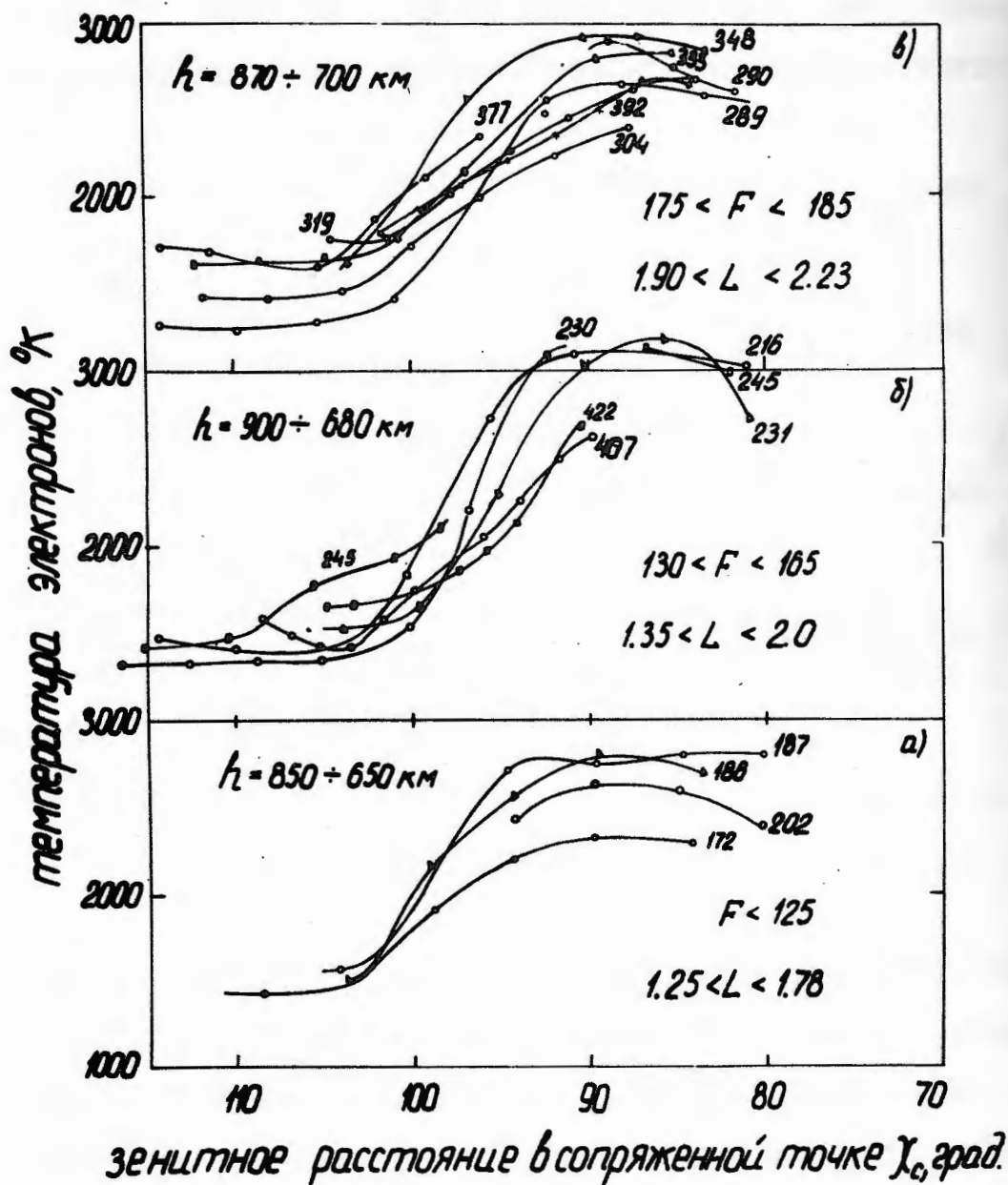


Рис.7

соответствующие данные разбиты на три группы с разным уровнем солнечной активности, величина которой указана на рисунке. Как видно из сравнения рисунков 7а и 7в, величина солнечной активности не оказывает существенного влияния ни на максимальные достигаемые величины температур, ни на скорость их достижения. Некоторым исключением являются показанные на рис. 7б кривые, соответствующие сеансам, проведенным на витках 216, 230, 231, 245 9 + 11 января 1970 г. Эти три кривые были получены во время быстрого роста величины F . Максимальные значения этих кривых примерно на 300°K выше, чем во всех остальных случаях.

Начало предрассветного роста T_e по представленным на этих рисунках графикам, происходит при величине зенитного угла Солнца в сопряженной точке 103 ± 2 градуса, который соответствует высотам восхода Солнца в сопряженной области $280 + 400$ км при высоте экранирования ультрафиолетового излучения Солнца атмосферой в высотном интервале до 170 км.

Для более наглядного представления предрассветного эффекта повышения T_e на рис. 8 показано объемное изображение поведения T_e в координатах χ_c, L .

На рис. 9 характеризуется утреннее время, когда поток фотоэлектронов уже почти не меняется ($\chi_c < 80^{\circ}$). Падение T_e с уменьшением зенитного угла χ объясня-

ется одновременным уменьшением высоты. Такое повышение высотного градиента T_e можно объяснить тем, что на

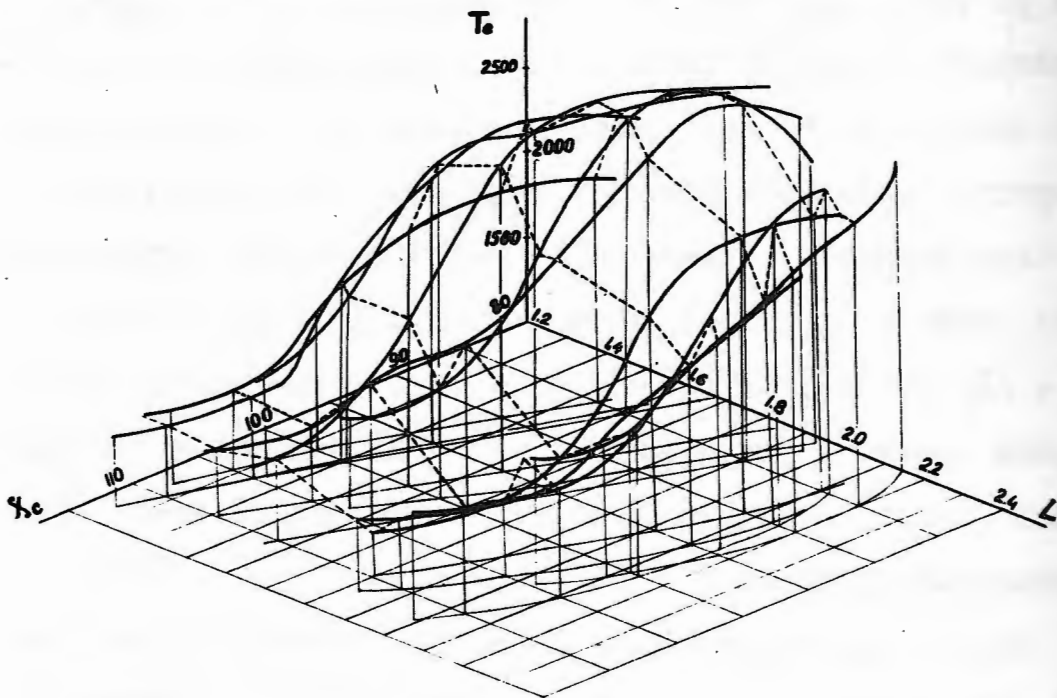


Рис.8.

больших высотах скорость нагрева электронного газа больше, чем на низких. Появление при дальнейшем уменьшении зенитного угла некоторого максимума T_e является проявлением эффекта местного восхода Солнца - фактора, конкурирующего со спадом T_e при понижении высоты. Эти эффекты менее ярко выражены при $L > 2$ поскольку при больших значениях L в исходном состоянии ионосфера больше нагрета за счет плазмосферы (см. ночные значения температур на рис.6).

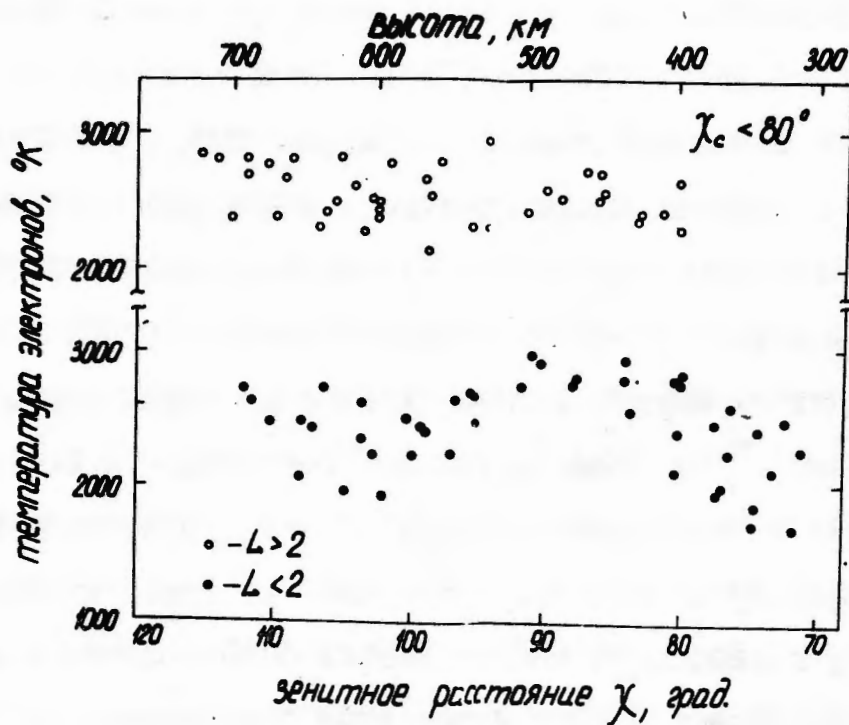


Рис.9.

Отметим, что анализ полученных нами материалов позволяет сделать вывод о том, что довольно часто температура электронов в ионосфере сильно флуктуирует: иногда на расстоянии порядка 10 км T_e меняется на несколько сотен градусов, что во много раз превышает возможные ошибки измерений.

У. Заключение

Обработка материалов, полученных при помощи высокочастотного зонда электронной температуры еще не закончена. В дальнейшем предполагается продолжить обработку полученных первичных данных, обсудить некоторые наблюдавшиеся эффекты, не включенные в эту статью, и привести результаты расчетов, связанных с физической интерпретацией произведенных на спутнике "Интеркосмос-3" наблюдений.

Измерения T_e на этом спутнике, проведенные с конца декабря 1969 г. по начало февраля 1970 г., относятся к периоду близкому к максимуму солнечной активности. Из измерений T_e , проведенных во время этой фазы солнечной активности, нам известны лишь 2 ракетных эксперимента в Японии Хирао и Аоно [II], в которых получены данные до высоты ~ 380 км. Имеющихся данных еще недостаточно для того, чтобы делать обобщающие выводы о пространственном распределении и об изменениях во время температуры электронов в ионосфере в этой фазе солнечной активности, поскольку в течение прошлого максимума солнечной активности такие измерения еще не проводились.

Несмотря на это, приведенные в этой статье данные качественно хорошо согласуются с имеющимися в настоящее время представлениями о поведении температуры электронов в ионосфере, а в количественном отношении эти данные, совместно с приведенными в литературе, относя-

цимися к измерениям T_e на спутниках "Ариэль-1" в 1962 г. (Уилмор [12], "Эксплорер-22" в 1964 (Брейс, Редди [13]) и "Эксплорер-31" в 1965-66 гг. (Рао, Майер [14]) позволяют сделать вывод, что ночные значения T_e 1200+1600°К и дневные 2500+3500°К в среднеширотной ионосфере в диапазоне от 600 до 1200 км являются, по-видимому, характерными для ионосферы, независимо от фазы цикла солнечной активности.

Начало предрассветного роста T_e вследствие появления потока фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области зависит от фазы солнечной активности. Так, зимой 1965-66 гг. начало роста соответствовало $\chi_c = 98+99^\circ$ (Карлсон [15]), а зимой 1966-67 гг. - $\chi_c = 102^\circ$ (Карлсон, Вейе [16]).

Полученное в настоящей работе максимальное значение

$\chi_c = 105^\circ$, при котором начинается предрассветный рост T_e , подтверждает предсказание Эванса и Гастмана [17] о том, что при максимальной солнечной активности этот рост должен начинаться при $\chi_c = 106^\circ$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К.И.Грингауз, К.Б.Серафимов, К.Г.Шмеловский,
Я.Шмиллауэр, наст. сборник, см.также *Косм.иссл.* 11, N1, 95 (1973).
2. Miyasaki et al. *Rept. Ionosph. Sp. Res. (Japan)*, 14, 148, 1960.
3. K. Takayama, H. Ikegami, S. Miyasaki. *Phys. Rev. Letters*, 5, 238, 1960.
4. Y. Aono, K. Hiraо, S. Miyasaki. *J. Radio Res. Labs.*, 8, 453, 1961.
5. R. L. F. Boyd, *Brit. IRE*, 22, 405, 1961.
6. W. C. Bain, P. G. Davies. *Planet. Sp. Sci.*, 13, 969, 1965.
7. S. Miyasaki, K. Hiraо, M. Oshio, N. Fugono, I. Shiro, T. Koizumi. *J. Radio Res. Labs.*, 13, 185, 1966.
8. K. Hiraо. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 18, 333, 1966.
9. Y. Aono, K. Hiraо, S. Miyasaki. *J. Radio Res. Labs.*, 9, 407, 1962.
10. В.А.Годяк, А.Н.Иванов, А.А.Кузовников. *Ж.Т.Ф.* XXXVII, вып. 6, 1063, 1967.
11. K. Hiraо, K. Oyama. *J. Geomagn. and Geoelectr.*, 23, 161, 1971.
12. Willmore A. P., *Proc. Roy. Soc.*, 286, 537, 1965.
13. Brace L. H., Reddy B. M., *J. Geophys. Res.*, 70, 5783, 1965.
14. Rao B. C. N., Maier E. J. R., *J. Geophys. Res.*, 75, N 4, 816, 1970.
15. Carlson H. C., *Radio Sci.*, 3, N 7, 668, 1968.
16. Carlson H. C., Weil G., *Ann. Geophys.*, 23, N 4, 569, 1967.
17. Evans J. V., Gustman I. J., *J. Geophys. Res.*, 75, N 4, 807, 1970.

18. К.Бишофф, Г.Л.Гдалевич, В.Ф.Губский, Г.Циммерман,
Космические исследования, 11, №2, 267 (1973), см. также наст. сборник.
19. Ulwick J.C., W.Pfiester, O.C.Haycock, K.D.Baker.
Preprint, AFCRL - 64 - 791, 1964.