

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Том III

Выпуск 6

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА 1965

УДК 551.510.535 (047)

Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич

ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИОНОСФЕРЕ

Описываются современные теоретические представления и экспериментальные данные о температурах электронов T_e и ионов T_i в ионосфере. Указывается, что в ионосфере в области F отсутствует температурное равновесие между ионами и электронами. Приводятся сведения о суточной, широтной и высотной зависимостях электронной температуры. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений T_e и T_i свидетельствует о необходимости расширения прямых измерений электронной и ионной температур и накопления сведений о таких тепловых источниках, как электростатические поля, гидромагнитные волны, потоки энергичных частиц.

К числу основных параметров, характеризующих как земную атмосферу в целом, так и ионосферу, относятся температура, концентрации и химический состав, причем температура в значительной степени влияет на распределение концентрации частиц с высотой и разделение атмосферы на области различного химического состава.

В самом деле, распределение заряженных частиц с высотой в квазинейтральной ($n_i = \sum n_j = n_e$), изотермической ионосфере, в которой присутствуют только однозарядные ионы, в первом приближении описывается следующими законами [1]:

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = - \frac{m_+ g}{k(T_e + T_i)}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{n_j} \frac{dn_j}{dz} = - \left[m_j - \frac{m_+ T_e}{T_e + T_i} \right] \frac{g}{k T_i}, \quad (2)$$

где n_j и n_e — концентрация ионов и электронов, $m_+ = \frac{\sum m_j n_j}{\sum n_j}$ — средняя

масса ионов, а T_e и T_i — электронная и ионная температуры.

Очевидно, что соотношение между электронной и ионной температурами характеризует также тепловой баланс в ионосфере.

Измерения температуры и выяснение ее сезонных, широтных и высотных изменений помогут косвенным путем оценить характер и величину тепловых источников, нагревающих атмосферу Земли.

Все это убедительно свидетельствует о важности исследований температуры для понимания физики ионосферы.

Подобные исследования проводятся тремя основными методами:

а) прямыми измерениями T_e и T_i при помощи приборов, поднятых в ионосферу на ракетах и спутниках;

б) косвенными методами, заключающимися в определении температуры по данным других ионосферных исследований.

В настоящем обзоре мы будем касаться лишь тех косвенных методов, которые в качестве исходных данных используют материал, полученный прямыми измерениями на ракетах и спутниках.

В частности, выбирая определенную модель ионосферы и используя формулу (1), по электронным и ионным высотным профилям находят среднюю температуру $(T_e + T_i) / 2$;

в) методом, основанным на наблюдениях обратного некогерентного рассеяния радиоволн.

Поскольку как прямые, так и косвенные определения электронных и ионных температур проводились до сих пор для различных географических и физических условий, а также вследствие сильной зависимости косвенных или теоретических определений температур от принятой модели ионосферы и от знания интенсивности тепловых источников (таких, например, как ультрафиолетовое и корпускулярное излучение Солнца), проблема соотношения между температурами ионов и электронов прояснилась только в самое последнее время.

Рассмотрим развитие теоретических представлений об электронных и ионных температурах в ионосфере.

Идеи, на которых основываются расчеты электронной температуры во всех теоретических работах, сводятся к следующему: в результате фотоэффекта под действием ультрафиолетового излучения Солнца в атмосфере образуются электроны главным образом на высотах 100—300 км. Энергия которых значительно превышает тепловую. Эти электроны теряют часть своей энергии при соударениях с частицами окружающего газа. Из-за существенной разницы в величине массы ионов (m_j) и электронов (m_e) передача энергии фотоэлектронам электронному газу может осуществляться быстрее, чем ионному, и поэтому средняя энергия, а следовательно, и температура у электронов может оказаться выше, чем у ионов.

Как следует из работы Друкарева [2], опубликованной еще в 1946 г., в слое F , для которого как раз время установления максвелловского распределения в электронном газе значительно меньше времени потерь избыточной энергии фотоэлектронами при упругих соударениях с нейтральными частицами и ионами, разность электронной и ионной температур ($^{\circ}\text{K}$) определяется выражением

$$T_e - T_i \approx \frac{qm_j}{n_e k m_e \nu} \epsilon \approx 50\epsilon, \quad (3)$$

где ν — частота соударений между электронами и ионами, q/n_e — отношение числа возникающих в 1 сек в 1 см³ фотоэлектронов к полной концентрации электронов в слое F , а ϵ — средняя энергия фотоэлектронов, эв.

По оценкам Друкарева, ϵ порядка нескольких эв, и разность электронной и ионной температур может быть весьма заметной.

Величина ϵ , так же как и q , вплоть до настоящего времени не определена достаточно точно, что служит одной из причин расхождения результатов различных теоретических расчетов.

Так, например, в работах [3, 4] использовались меньшие, чем в [2], значения ϵ , и несмотря на то, что аналитическое выражение для T_e было подобно полученному в [2], сделан вывод о существовании температурного равновесия между ионами и электронами в слое F .

Такое представление о температурном равновесии в ионосфере существовало вплоть до недавнего времени, пока результаты экспериментов на ракетах и спутниках не привели к необходимости их пересмотра.

При помощи экспериментов на ракетах и спутниках получены данные об интенсивности ультрафиолетового излучения ($I_{\text{УФ}}$) [5—8], плотности (n) и составе частиц в атмосфере [9—14], позволявшие вновь оценить величину $q = I_{\text{УФ}} \sigma n$, где σ — поперечное сечение ионизации.

На высотах 200—400 км были обнаружены, в частности, потоки электронов ($\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$) с энергией $> 40 \text{ эв}$ [15]. Автор [15] предполагает, что это «свежие» фотоэлектроны, не успевшие прийти в равновесие с окружающим газом. Столь большие потоки энергичных фотоэлектронов должны свидетельствовать в пользу высоких значений средней энергии ϵ , а следовательно, и отсутствия температурного равновесия.

В 1961—1963 гг. вновь были предприняты попытки исследовать теоретически электронные и ионные температуры [16—18], несмотря на остающуюся еще к этому времени неопределенность многих параметров, необходимых для строгого расчета (например, $I_{\text{УФ}}$ на высотах выше 235 км, σ).

Все три температурные модели основывались на том предположении, что скорость локального нагрева электронного газа и скорость охлаждения фотоэлектронов равны на всех высотах. Потери энергии фотоэлектронами определяются различными процессами, каждый из которых эффективен в определенном высотном интервале. Например, до высот 250 км быстрые фотоэлектроны замедляются до тепловых скоростей главным образом за счет неупругих соударений с нейтральными частицами, сопровождающимися ионизацией и возбуждением последних. На высотах выше 250 км основную роль в потерях энергии играют упругие соударения с ионами и кулоновское взаимодействие с электронами. Выше $\sim 600 \text{ км}$ из-за быстрого уменьшения частоты соударений уменьшается тепловая связь между электронами и атмосферой, и важную роль в потерях энергии начинает играть теплопроводность электронного газа.

Наиболее полная из температурных моделей [17]. — модель Хэнсона — учитывала также не только локальный вклад тепла возникающими в слое F фотоэлектронами, но вследствие диффузии этих фотоэлектронов вдоль магнитных силовых трубок — глобальный вклад энергии ультрафиолетового излучения на высотах $> 300 \text{ км}$.

Для высот выше слоя F и до 1000 км в предположении, что потери энергии фотоэлектронов определяются упругими соударениями с O^+ , было получено следующее выражение для T_e [17]:

$$\frac{T - T_{\text{нейтр}}}{T_e^{3/2}} \approx \frac{2 \cdot 10^6 Q}{n_e^2} \quad (4)$$

где $Q = \kappa q$, а κ — часть кинетической энергии фотоэлектронов, переходящая в тепловую (величина, кстати, в наибольшей степени неопределенная); $T_{\text{нейтр}}$ — температура нейтрального газа.

Из расчетов Хэнсона следовало, что днем в области E $T_e/T_i \approx 1$ (причем $T_i \approx T_{\text{нейтр}}$); на высотах 250—300 км $T_e/T_i \approx 2,5$ и даже 3, а на высотах $> 300 \text{ км}$ $T_e/T_i \approx 1,2$. На высотах $> 900 \text{ км}$, где определяющую роль в столкновениях частиц играет кулоновское взаимодействие, значения ионной температуры должны приближаться к значениям электронной ($T_e/T_i \approx 1$), и ионная температура может превышать температуру нейтральных частиц ($T_i > T_{\text{нейтр}}$).

Этот результат чрезвычайно интересен, поскольку на больших высотах, как будет видно из дальнейшего, еще не проводилось измерений T_i . Расчеты Хэнсона [17], Далгарно и др. [18] соответствуют дневной ионосфере в период максимума солнечной активности. Никаких расчетов для почной ионосферы в этих работах не проводилось, а в рамках указанных моделей ночью из-за отсутствия источника нагрева должно иметь место температурное равновесие.

Одним из недостатков расчетов Хэнсона, как показали недавно Боухил и Гейслер [19], является неточный учет эффекта теплопроводности элект-

тронного газа, особенно существенно влияющего на высотное распределение электронных температур в минимуме солнечной активности. Авторы [19] считают, что именно это обстоятельство может привести к расхождению экспериментальных и теоретических профилей на высотах выше 200 км.

В той же работе [19] приводятся интересные результаты, касающиеся ночных температур в слое F .

Боухил и Гейслер оценили величину и скорость притока тепла из внешних областей ионосферы и протоносферы в слой F ночью, когда выключается дневной источник нагрева — ультрафиолетовое излучение, и протоносфера служит резервуаром, из которого за счет теплопроводности электронного газа накопленное днем тепло поступает в слой F вдоль магнитных силовых трубок. Из расчетов следует, что величины этого потока вполне достаточно для объяснения разогрева ночного слоя F и отсутствия в нем температурного равновесия.

Кроме того, поскольку приток тепла осуществляется вдоль магнитных силовых трубок, условия для тепловой связи ионосферы и протоносферы на различных широтах будут различными, и должна наблюдаться зависимость T_e и T_i от геомагнитной широты.

Даже из столь краткого описания результатов теоретических расчетов становится ясно, насколько нуждаются они в экспериментальном материале для дальнейшего уточнения и развития. Существенное влияние на теоретические модели могут оказать сведения о других, пока еще недостаточно изученных тепловых источниках, таких как потоки энергичных частиц, электростатические поля, гидромагнитные волны, и, конечно, в первую очередь, данные по прямым измерениям электронных и ионных температур.

Перейдем теперь к изложению некоторых результатов прямых измерений T_e и T_i и рассмотрим их связь с теоретическими исследованиями.

Прежде всего кратко перечислим объекты и приборы, при помощи которых получены результаты, рассматриваемые в настоящей статье. Электронная температура измерялась (1960—1964 гг.) на японских (сферические зонды Лэнгмюра) и американских (двойной зонд гантельного типа, плоский и цилиндрический зонды Лэнгмюра) ракетах, на спутниках «Эксплорер-8», «Ариэль-1» (плоские зонды), на «Эксплорере-17» и «Эксплорере-22» (цилиндрические зонды).

На «Космосе-2» имелись цилиндрические зонды Лэнгмюра для измерения электронной температуры и ионная ловушка «сотового» типа для измерения ионной температуры. Следует отметить, что на «Космосе-2» впервые проводились прямые измерения температуры ионов. Примерно через полгода после запуска «Космоса-2» на американских ракетах проводились измерения ионной температуры при помощи специальной методики, использующей сферическую ионную ловушку. Ионная температура определялась также на англо-американском спутнике «Ариэль-1», запущенном несколько позже, чем «Космос-2», по ширине пиков второй производной коллекторного тока сферической ионной ловушки.

Ряд сведений об отношении электронной и ионной температур T_e / T_i получен методом обратного некогерентного рассеяния. Этот метод начал осваиваться только после появления новейших весьма мощных и высоко чувствительных локаторов. Он основывается на явлении рассеяния радиоволн на свободных электронах.

Первоначально считалось, что из-за тепловых скоростей электронов энергия принятого сигнала должна быть распределена в диапазоне частот, соответствующих этим скоростям. Первые же экспериментальные наблюдения [20] показали, что рассеянная энергия равна предсказанной.

но частотное расширение существенно меньше ожидаемого. Этот эффект был объяснен [20] электростатическим взаимодействием ионов и электронов. В ряде теоретических работ [21—23] было показано, что ширина спектра, и в самом деле, должна определяться T_i и m_j , а форма спектра зависит от T_e / T_i . Этот факт позволяет по полученным спектрам рассеяния оценивать отношение T_e / T_i и, если известна m_j , то и T_i . В необходимости привлечения дополнительных сведений о массовом составе ионосферы заключается один из существенных недостатков этого метода при использовании его для определения T_i .

Рассмотрим кратко выявленные в экспериментах закономерности изменения электронной температуры.

СУТОЧНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

На рис. 1 представлены графики суточных изменений температуры в области высот 250—500 км на геомагнитной широте 40° , построенные по данным, полученным на спутниках «Эксплорер-8» [24], «Эксплорер-17» [25], «Ариэль-1» [26] и «Алуэт-1» [27].

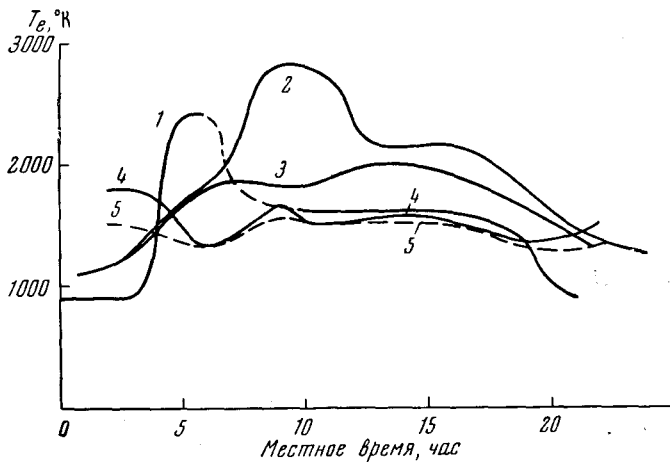


Рис. 1. Зависимость электронной температуры T_e от времени суток в области высот 250—500 км на геомагнитной широте 40° по данным различных спутников.

1 — «Эксплорер-8», 2 — «Эксплорер-17», 3 — «Ариэль-1», 4, 5 — «Алуэт-1»

Как следует из изложенного выше, измерения проводились в различные годы и различными методами, безусловно неравноценными. В частности, на «Алуэте-1» получались электронные высотные профили и определялась средняя температура $(T_e + T_i) / 2 = T_{эф}$ в предположении, что O^+ является доминирующим ионом до высоты 500 км. Далее считалось, что $T_e = T_{эф}$. Первое предположение для 1962 г. возможно и неверно [26], а второе, как будет видно из дальнейшего, безусловно несправедливо для дневной ионосферы, поэтому оценки T_e , основанные на данных «Алуэта-1», менее достоверны, чем прямые измерения на остальных спутниках. Это отчетливо видно из рис. 1, где по данным прямых измерений дневная электронная температура примерно на $1000^\circ K$ выше, чем ночная, а для «Алуэта-1» ночные и дневные температуры примерно равны.

На четырех кривых, представленных на рис. 1, заметен отчетливый максимум в суточном ходе T_e . Если принять во внимание разницу во вре-

мени восхода Солнца, то оказывается, что по данным «Эксплорера-8», «Алуэта-1» и «Эксплорера-17» при восходе Солнца наблюдается резкий рост электронной температуры.

В работе [28] утренний максимум T_e объясняется в соответствии с формулой (4), тем, что во время восхода концентрация заряженных частиц мала, а приток тепла резко возрастает. Несмотря на то, что использование (4) представляется не вполне правомерным, поскольку формула выведена, как уже отмечалось выше, для равновесных и стационарных

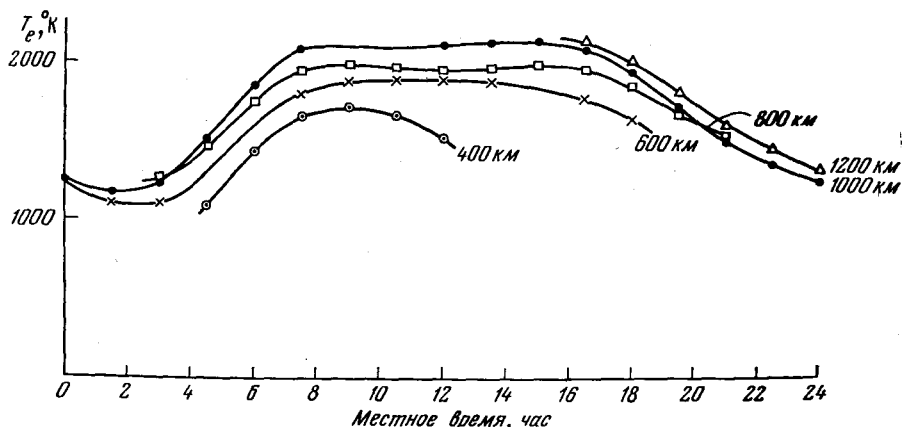


Рис. 2. Зависимость электронной температуры от времени суток на различных высотах на широте 40° по данным спутника «Ариель-1»

условий, можно согласиться с такой физической трактовкой. В самом деле, сразу же после восхода Солнца резко возрастает концентрация «горячих» фотоэлектронов и отношение концентрации этих электронов q к полной электронной концентрации n_e в утренние часы, по крайней мере на высотах ниже максимума слоя F , имеет наибольшее значение. В течение дня q/n_e значительно меньше и слабо меняется со временем, поэтому T_e не должна сильно изменяться вплоть до захода Солнца.

На спутнике «Ариель-1» на той же широте 40° , однако, наблюдался несколько отличный суточный ход T_e без резкого максимума в период восхода. Возможно, это отличие появляется вследствие того, что данные по температуре на «Ариеле-1» получались в точках, разнесенных пространственно на расстояния порядка 500 км.

На рис. 2 представлены данные о T_e в зависимости от местного времени на различных высотах на широте 40° , полученные на «Ариеле-1» [26]. Как можно видеть из рисунка, электронная температура на всех высотах имеет подобный суточный ход.

Следует обратить внимание на то, что в работе [26] недостаточно подробно представлен первичный материал, на основе которого проводилось разделение широтных, долготных и высотных эффектов, воздействующих на измеряемые на спутнике параметры, что затрудняет оценку надежности результатов, полученных при помощи «Ариеля-1».

Сопоставление значений электронной температуры, измеренной в экспериментах, проводившихся в различные годы, с температурами нейтральной атмосферы, определенными по измерениям на спутниках и ракетах [29, 30] на высотах ниже 1000 км, показывает, что дневные электронные температуры всегда превышают $T_{\text{нейтр}}$.

Поскольку измерений T_i чрезвычайно мало и, как уже отмечалось, ниже максимума слоя E $T_i = T_{\text{нейтр}}$, представляют большой интерес

результаты одновременных измерений температуры нейтральных частиц и электронов.

В 1962—1964 гг. такие эксперименты проводились на американских ракетах, запущенных с острова Уоллопс (широта 39°N). T_e измерялась зондами Лэнгмюра, а $T_{\text{нейтр}}$ определялась по результатам измерения молекулярного азота при помощи масс-спектрометра [31].

Опыты проводились в разное время суток и свидетельствуют о различиях в высотных профилях T_e и $T_{\text{нейтр}}$, соответствующих различным условиям освещенности, однако, поскольку результаты относятся также и к различным сезонам и годам, то они не отражают истинных суточных изменений.

Особый интерес представляет один из экспериментов, в котором ракета запускалась во время полного солнечного затмения. Электронные температуры, измеренные во время затмения, примерно в два раза меньше, чем T_e , соответствующие нормальному дневному профилю. Это может служить очевидным доказательством того, что ультрафиолетовое излучение является основным источником нагрева для слоя F .

Отметим здесь и другой весьма важный результат этих экспериментов, а именно: подтверждение отсутствия температурного равновесия в ионосфере.

Дневные электронные температуры, измеренные в этом эксперименте, превышали $T_{\text{нейтр}}$ во всем исследуемом интервале высот, причем максимальное отличие $\sim 1000^\circ \text{K}$ (при $T_{\text{нейтр}} = 800^\circ \text{K}$) достигалось на высоте 230 км.

Ночью также T_e превышали $T_{\text{нейтр}}$ примерно на 150°K (при $T_{\text{нейтр}} = 600^\circ \text{K}$) и наблюдался слабый рост T_e с высотой.

В апреле 1964 г. в Хамагуре (Сахара) на двух ракетах, запущенных в сумеречных условиях (при восходе и заходе Солнца) также измерялись T_e (при помощи зондов Лэнгмюра) и $T_{\text{нейтр}}$ (по спектрам излучения Na и AlO, выбрасываемых при полете ракеты). Результаты показаны на рис. 3 [32].

Как видно из рисунка, на высотах $\sim 270 \text{ км}$ $T_e = T_{\text{нейтр}}$, что выделяет этот результат из полученных в других экспериментах, в которых на тех же и близких к ним высотах обычно наблюдается максимальное отличие T_e и $T_{\text{нейтр}}$.

На «Космосе-2», например, на котором проводилось измерение непос-

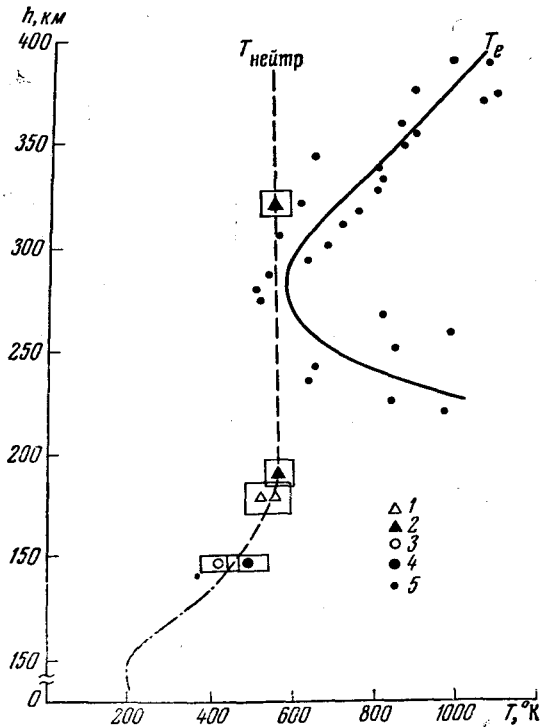


Рис. 3. Результаты одновременных измерений электронной температуры и температуры нейтрального газа.

1 — $T_{\text{нейтр}}$ (Na) 13.IV 1964 г., утро; 2 — $T_{\text{нейтр}}$ (Na) 11.IV 1964 г., утро; 3 — $T_{\text{нейтр}}$ (AlO) 13.IV 1964 г., утро; 4 — $T_{\text{нейтр}}$ (AlO) 11.IV 1964 г., вечер; 5 — T_e 13.IV 1964 г., утро.

Сплошная кривая — T_e , пунктирная — $T_{\text{нейтр}}$, штрихпунктирная — модель $T_{\text{нейтр}}$ 1960—1964 гг.

редственно T_i , а не $T_{\text{нейтр}}$, на высоте 300 км днем $T_e = 3000^\circ \text{K}$, а $T_i = 1300 \pm 200^\circ \text{K}$.

Вероятнее всего различие этих результатов связано с различием широт и времени измерений.

ДНЕВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

1. Высотный ход. Интересные данные о высотном ходе температур и температурном равновесии получены при помощи метода некогерентного рассеяния. По данным Эванса [33], относящимся к 1961 г., на широте $\sim 50^\circ$ и высоте 300—400 км, $T_e/T_i = 1,6$, причем имеется высотная зависимость, которую результаты эксперимента не позволяют интерпретировать однозначно. Эванс предполагает две возможности:

- 1) T_e/T_i растет выше 300 км, а $T_i = \text{const}$;
- 2) $T_e/T_i = \text{const}$, а T_e и T_i растут с высотой.

Последняя зависимость, по мнению Эванса, более правдоподобна, так как подтверждается данными по торможению спутников, обнаруживающими изменения дневных температур нейтрального газа, а следовательно, и T_i [34]. Анализ электронных профилей, полученных на «Алуэте-1», позволяет высказать те же два предположения [35].

Данные Эванса [28], полученные в экспериментах 1963 г., снова допускают две интерпретации, зависящие от предполагаемого массового состава ионосферы:

- а) T_e и T_i растут с высотой;
- б) T_e имеет максимум на 450 км, а затем уменьшается вплоть до 700 км; T_i непрерывно растет.

Следует отметить, что, так как $T_e - T_i$ сравнительно слабо зависят от массового состава, а определяется на данной высоте лишь притоком тепла и концентрацией заряженных частиц (см. (4)), сильная зависимость определений высотной зависимости T_e и T_i методом некогерентного рассеяния от массового состава, по-видимому, является свидетельством некорректности этих определений.

Бурдо [36] полагает, что изменения высотного хода температур в 1963 г. [23] по сравнению с 1962 г. [33] могут объясняться изменением уровня солнечной активности.

Из рис. 2, приводившегося выше, можно видеть, что имеется высотный градиент температуры, равный примерно $\sim 0,5^\circ \text{K/км}$ на высотах 1000—1200 км и примерно 1°K/км на низких высотах. Как отмечается в [36], Уилмор пытается объяснить высотный ход температуры, полученный на «Ариэле-1», в соответствии с теоретической моделью Хэнсона [17]. Если по полученным в эксперименте значениям T_e и T_i и формуле (4) рассчитать вклад тепла Q на различных высотах до 600 км, то оказывается, что высотный ход Q определяется шкалой высоты атомарного кислорода. Отсюда Уилмор делает заключение, что фотоионизация атомарного кислорода определяет главным образом приток тепла в ионосферу ниже 600 км и высотный ход T_e , обнаруженный на «Ариэле-1». Быше 800 км возрастание T_e с высотой, по мнению Уилмора, можно объяснить притоком тепла за счет диффузии фотоэлектронов снизу, если главным механизмом потерь тепла является теплопроводность в электронном газе, а не соударения с положительными ионами.

Интересно отметить, что на «Эксплорере-8» (1960 г.), в отличие от «Ариэля-1» (1962 г.), на высотах > 400 км не были обнаружены изменения T_e с высотой [24].

На рис. 4 представлены в координатах (T, h) измерения T_e и T_i в разные годы в различных экспериментах [24—26, 37], в том числе во время отдельных запусков японских и американских ракет [38—41]. Несмотря

на несовершенство методики ракетных опытов, описанных в [41], результаты измерений T_i показаны на рис. 4 (пунктир); так как эти данные согласуются с высотным распределением концентрации, полученным при помощи зонда Лэнгмюра. Рис. 4 наглядно иллюстрирует недостаточность имеющихся сведений для выяснения для выяснения высотной зависимости T_e и T_i в верхней ионосфере.

2. Широтная зависимость. Как установлено выше, на высоких широтах в дневное время температурное равновесие отсутствует.

В экваториальных широтах по данным некогерентного рассеяния [42] в 1963 г. T_e / T_i на высоте 200—350 км близко к 2 с максимумом на высоте 275 км; выше 400 км $T_e / T_i \approx 1$, причем верхний предел этого отношения равен 1,2.

Электронная температура растет с ростом широты. На рис. 5 показан широтный ход T_e по данным спутника «Ариель-1» [26] (1962 г.) и «Эксплорера-22» [43] (1964 г.). Эксперимент на «Эксплорере-22» проводился в наиболее благоприятных для выяснения широтного хода T_e условиях. Спутник имел приблизительно круговую орбиту на высоте 1000 км с наклоном 80°.

Максимальный градиент T_e наблюдался на «Ариеле-1» на широтах $\pm 20^\circ$, а средний широтный градиент днем равнялся 8° K на 1° широты.

На экваторе дневная температура на высоте 400 км равнялась 900° K (рис. 5), а на широте 60° S — 1400° K . Из рис. 5 видно, что высотный градиент температуры наблюдался на «Ариеле-1» и в экваториальных широтах, причем для больших высот он примерно такой же, как в высоких широтах.¹

По данным «Эксплорера-22», широтные изменения электронной температуры днем еще значительнее, чем по данным «Ариеля-1». Средний градиент равен $\sim 20^\circ$ на градус широты, причем в зимнем полушарии (северные широты) температуры выше, изменения с широтой значительнее, и максимум наступает на более низких широтах, чем в южном. Дневная температура на экваторе на высоте 1000 км равняется $\sim 2400^\circ \text{ K}$. На широте $35\text{--}40^\circ \text{ N}$ T_e равна примерно 3400° K , в то время как в южном полушарии максимальная температура $\sim 3000^\circ$ приходится на широту — 50° S .

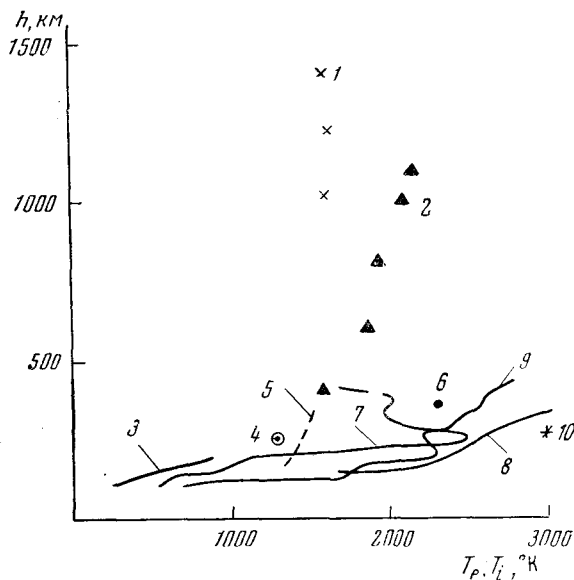


Рис. 4. Высотные распределения электронных и ионных температур по данным различных опытов.

1 — по данным «Эксплорера-8» (XI 1960 г.), 2 — «Ариель-1» (IX 1962 г.), 3 — ракеты Японии (III 1961 г.), 4 — T_i — «Космос-2» (IV 1962 г.), 5 — T_i — ракеты США (VII 1962 г.), 6 — «Эксплорера-17» (IV 1963 г.), 7 — ракеты США (III 1961 г.), 8 — ракеты США (VIII 1962 г.), 9 — ракеты США (VIII 1960 г.), 10 — «Космоса-2» (IV 1962 г.).

Точки, соответствующие данным «Ариеля-1», взяты с кривых, представленных на рис. 2

¹ На «Ариеле-1» наблюдался также значительный широтный градиент ионной температуры, определенный по ширине пиков, соответствующих ионам кислорода [55].

На «Эксплорере-17» (1963 г.) также обнаружено возрастание T_e с ростом широты [44]. Максимальный градиент $\sim 20^\circ \text{K}$ на градус широты (такой же, как и на «Эксплорере-22») наблюдался в средних широтах.

Имеются попытки объяснить широтный ход температуры, согласно теоретическим моделям, широтным изменением электронной концентрации на данной высоте [36, 43].

В соответствии с расчетами Хэнсона и Далгарно [17, 18] в слое F_1 , где основную роль в охлаждении электронного газа играют соударения

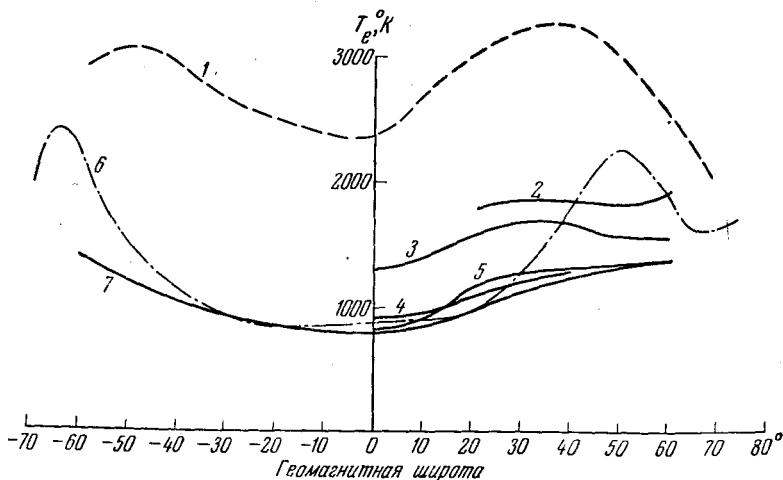


Рис. 5. Широтный ход электронной температуры по данным «Ариеля-1» (сплошные кривые) и «Эксплорера-22» (пунктирная и штрих-пунктирная кривые).

1 — 1000 км, 12–15 час.; 2 — 1000 км, 18 час.; 3 — 600 км, 12 час.; 4 — 1200 км, 24 час.; 5 — 400 км, 12 час.; 6 — 1000 км, 3 час.; 7 — 1000 км, 24 час. (время местное)

с нейтральными частицами, уравнение для теплового баланса записывается следующим образом:

$$Q = n_e n_{\text{нейтр}} (T_e - T_{\text{нейтр}}),$$

и электронная температура должна изменяться обратно пропорционально электронной концентрации, в том случае, если Q не изменяется с широтой.

В слое F_2 и выше до 1000 км, где охлаждение происходит за счет взаимодействия с ионами, как следует из формулы (4), электронная температура должна изменяться обратно пропорционально квадрату электронной концентрации.

На больших высотах электронная температура определяется теплопроводностью электронного газа, а концентрация электронов процессами диффузии, и T_e не должна зависеть от n_e .

Широтные изменения высотных профилей n_e определяются геомагнитным полем, как следует из измерений с помощью летающей ионосферной станции «Алуэт-1».

В частности, при помощи «Алуэта-1» обнаружена экваториальная аномалия в распределении n_e с широтой. Оказалось, что широтный максимум ионизации примерно с 10 и до 22 час. местного времени располагается вдоль магнитных силовых линий, опирающихся на широты $\pm 15^\circ$ и поднимающихся до высоты 1000 км над экватором [35].

Можно показать, что такой широтный ход электронной концентрации по данным «Алуэта-1» и электронной температуры по данным «Ариеля-1»

связаны зависимостью, предсказанной теоретическими расчетами Хэнсона [18] (формула (4)), если ультрафиолетовое излучение и механизм потерь тепла не зависят от широты.

Как свидетельствуют одновременные измерения T_e и n_e на «Эксплорере-22» [43] и «Эксплорере-17» [44], описанные выше соотношения в основном выполняются.

НОЧНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для ночных часов отношение $T_e / T_i \approx 1$, согласно данным по некогерентному рассеянию, для экваториальных широт.

По Боулсу [45] в 1962 г. ночью $T_e \approx 600^\circ \text{K}$ на экваторе. Эта цифра хорошо согласуется с данными модели Харриса и Пристера [46].

Ночные температуры также обнаруживают широтный ход, возрастающая с ростом широты. По данным «Ариеля-1» [26] T_e на высоте 1000 км ночью растет от значений 800°K на экваторе до значений 1400°K на 60°N геомагнитной широты.

По данным «Эксплорера-22» ночью температура в интервале геомагнитных широт $20^\circ \text{N} - 30^\circ \text{S}$ на высоте 1000 км примерно постоянна и равна 800°K , а на широтах $50-70^\circ$ возрастает почти в три раза.

Эванс указывает, что для средних широт имеется небольшое отклонение от температурного равновесия в области F для ночных часов, причем величина отношения T_e / T_i ночью на высоте 300 км в минимуме солнечной активности существенно зависит от сезона. Летом она равна $\sim 1,2$, а зимой может достигать ~ 2 [33, 47].

По данным измерений [26, 43, 48] это отклонение становится отчетливо выраженным при приближении к высоким широтам.

Ракетные измерения ночью в средних широтах показали, что имеются небольшие отличия T_e от $T_{\text{нейтр}}$ и тенденция T_e к росту с высотой.

Для объяснения подобного ночного хода температуры электронов нужно предположить, что ночью имеется источник тепла, интенсивность которого составляет 30% от интенсивности ультрафиолетового источника [36].

Одно из возможных объяснений ночных температур в слое F , как уже отмечалось, дается в работе [19].

Другой причиной разогрева ночной ионосферы может являться присутствие электрических полей, обнаруженных прямыми методами за последние годы [49, 50].

Предположение об электрических полях как источниках нагрева ночной ионосферы высказано также в работах [28, 31].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, совокупность приведенных сведений о температурах ионов и электронов в ионосфере позволяет сделать следующие выводы.

1. Температурное равновесие в ионосфере отсутствует, причем в дневные часы на высоте слоя F на всех широтах отклонения от равновесия достигают значительной величины ($T_e / T_i = 2$ и 3).

2. На большой высоте днем в низких широтах отношение $T_e / T_i \approx 1,4-1,3$, а в высоких широтах оно может быть больше ($\sim 1,6$). Следует подчеркнуть, что эти данные относятся к периоду, близкому к максимуму солнечной активности.

3. Ночные температуры ионов и электронов примерно равны на экваторе, в высоких широтах при приближении к зоне полярных сияний на высоте максимума слоя F наблюдается отклонение от температурного равновесия, которое может достигать значительной величины.

4. Электронная температура растет с ростом широты.

Пока представляется мало удовлетворительным объяснение широтной зависимости электронной температуры, отчетливо выявленной в экспериментах на «Ариеле-1» и «Эксплорере-22», и косвенно подтверждаемой методом некогерентного рассеяния.

Объяснение, которое дается в соответствии с моделью Хэнсона, является по существу формальным, так как еще не удастся теоретически рассчитать распределение n_e с широтой. Теория, удовлетворительно описывающая экваториальную аномалию, является полуфеноменологической и основывается на гипотетическом предположении, что в ионосфере выше слоя F амбиполярная диффузия возможна только вдоль силовых линий магнитного поля, и диффузионное равновесие поддерживается тоже вдоль силовых линий [51—54].

Объяснение широтного хода температуры различием условий передачи тепла вдоль магнитных силовых трубок на разных широтах [19] требует еще детального расчета.

5. Относительно высотного хода температур можно сказать следующее.

До высот 400 км, по данным ракетных исследований в спокойной и возмущенной ионосфере, температура T_e может изменяться с высотой довольно значительно, причем наблюдаются и отрицательные градиенты.

Вопрос о высотной зависимости T_e и T_i выше 400 км еще остается открытым и совершенно необходимо накопить новый фактический материал для его решения. Эксперименты на спутниках позволяют получить большое количество данных, однако страдают тем недостатком, что трудно разделить высотные, широтные и долготные эффекты. Поэтому для получения надежных сведений о высотном ходе температуры необходимо, помимо измерений на спутниках, производить запуски высотных ракет с зондовыми измерениями электронной температуры, как наиболее надежными.

6. Измерений ионной температуры настолько мало, что в настоящее время невозможно по результатам этих измерений сделать какие-либо выводы о закономерностях изменений T_i .

Необходимо в будущем наряду с измерениями электронной температуры и температуры нейтральных компонент одновременно ставить эксперименты по определению ионной температуры, поскольку из теоретических расчетов следует, что на высотах > 1000 км $T_i \neq T_{\text{лейтр}}$.

7. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений T_e и T_i свидетельствует о необходимости расширения прямых измерений электронной и ионной температуры и накопления сведений о таких тепловых источниках, как электростатические поля, гидромагнитные волны, потоки энергичных частиц.

Авторы выражают благодарность К. И. Грингаузу за полезные обсуждения.

Дата поступления
1 июля 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. M a n g e. J. Geophys. Res., 65, 11, 1960.
2. Г. Друкарев. J. Phys. USSR, 10, 81, 1946.
3. В. Л. Гинзбург. Теория распространения радиоволн в ионосфере. Гостехиздат, 1949.
4. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. Гостехтеоретиздат, 1953.
5. Н. Е. Hinteregger. Space Res., 1, 304, 1960.
6. K. W a t a n a b e, Н. Е. Hinteregger. J. Geophys. Res., 67, 999, 1962.
7. Г. С. Иванов-Холодный. Геомагнетизм и аэрономия, 2, 377, 1962.
8. L. A. H a l l, K. R. D a m o n, Н. Е. Hinteregger. Space Res., 3, 745, 1963.
9. D. G. K i n g - H e l e, D. M. C. W a l k e r, Н. A. M a r t i n, V. N e v e l i n g, W. P r i e s t e r, Space Res., 2, 902, 918, 1962.

10. В. Г. Истомин. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 4. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 171.
11. А. А. Похунков. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 12. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 110.
12. М. Я. Маров. Космич. исслед., 2, № 6, 909, 1964.
13. В. В. Михневич. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 17. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 31.
14. В. R. Мау. Planet. Space Sci., 12, 1479, 1964.
15. Т. М. Мулярчик. Космич. исслед., 2, № 2, 266, 1964.
16. W. B. Hanson, F. S. Johnson. Memories Soc. Roy. Sc. Liege, 4, 390, 1961.
17. W. B. Hanson. Space Res., 3, 282, 1963.
18. A. Dalgarno, N. B. McElroy, R. J. Moffett. Planet. Space Sci., 11, 463, 1963.
19. S. A. Bowhill, I. E. Geisler. Report VI Internat. Symp. COSPAR, Buenos Aires, may, 1965.
20. K. L. Bowles. Phys. Rev. Letters, 1, 454, 1958.
21. J. A. Fejer. Canad. J. Phys., 38, 1114, 1960.
22. J. P. Dougherty, D. F. Farley. Proc. Roy. Soc., A—259, 79, 1960.
23. J. Renaud, H. Camits, W. Flood. J. Geophys. Res., 66, 2703, 1961.
24. R. E. Bourdeau, J. L. Donley. Proc. Royal Soc., 281, 481, 1964.
25. L. H. Brace, W. W. Spencer, G. R. Garignan. J. Geophys. Res., 68, 5397, 1963.
26. P. J. Bowen, R. L. F. Boyd, G. L. Henderson, W. I. Raitt, A. P. Willmore. Proc. Roy. Soc., 281, 504, 1964.
27. S. I. Bauer, L. I. Blumle. J. Geophys. Res., 69, 3613, 1964.
28. J. V. Evans, M. Loewenthal. Planet. Space Sci., 12, 915, 1964.
29. В. В. Михневич. Сб. «Исследование космического пространства». Изд-во «Наука», 1965, стр. 23.
30. М. Н. Изаков. Там же, стр. 30.
31. N. W. Spencer, L. H. Brace, G. R. Carignan, D. R. Tauesch, H. Nieman. Report VI Internat. Symp. COSPAR, Buenos Aires, May, 1965; J. Geophys. Res., 70, 11, 1965.
32. B. Authier, J. E. Blamont, M. L. Lory Chanin. Report VI Internat. Symp. COSPAR, Buenos Aires, May, 1965.
33. J. V. Evans. J. Geophys. Res., 67, 4914, 1962.
34. H. K. Kallman-Bijl. Space Res., 2, 889, 1962.
35. J. W. King, P. A. Smith, D. Eccles, G. F. Fooks, H. Helm. Proc. Roy. Soc., 281, 464, 1964.
36. R. E. Bourdeau. Space Res., 5, 77, 1965.
37. К. И. Грингауз, В. Н. Горозханкин, Г. Л. Гdaleвич, В. В. Афонин, Р. Ye. Rybchinsky, N. M. Shutte. Space Res., 5, 713, 1965.
38. N. W. Spencer, L. H. Brace, G. R. Garignan. J. Geophys. Res., 67, 157, 1962.
39. J. Aono, K. Hira, S. Miyarcku. J. Rad. Res. Labs., Japan, 8, 453, 1961.
40. L. H. Brace, N. M. Spencer, G. R. Garignan. J. Geophys. Res., 68, 539, 1963.
41. A. F. Nagy, L. H. Brace, G. R. Carignan, M. Kahal. J. Geophys. Res., 68, 6401, 1963.
42. K. L. Bowles, E. R. Ochs, J. L. Green. Report XV General Assembly URSI, Tokyo, 1963.
43. L. H. Brace, B. M. Reddy. Report VI Internat. Symp. COSPAR, Buenos Aires, May, 1965.
44. United States Space Science Program. Report COSPAR, May, 1964, p. 73.
45. K. L. Bowles, E. R. Ochs, J. L. Green. J. Nat. Bureau Standarts, 66, 395, 1962.
46. I. Harris, W. Priestner. Space Res., 3, 53, 1963.
47. J. V. Evans. Report VI Internat. COSPAR, Buenos Aires, May, 1965.
48. R. E. Bourdeau, S. I. Bauer. Space Res., 3, 173, 1963.
49. G. L. Gdalevich. Problems of Atmospheric and Space Electricity Proc. III International Conference on Atmospheric and Space Electricity. Ed. S. C. Coronity. Elsevier Publ. Co., Amsterdam — London — New York, 1965, p. 566.
50. Г. Л. Гdaleвич, И. М. Имянитов. Сб. «Исследование космического пространства». Изд-во «Наука», 1965, стр. 271.
51. R. A. Goldberg, E. R. Schmerling. J. Geophys. Res., 67, 3813, 1962.
52. R. A. Goldberg, E. R. Schmerling. J. Geophys. Res., 68, 1927, 1963.
53. S. Chandra. J. Atmosph. Terr. Phys., 26, 113, 1964.
54. S. Chandra, R. A. Goldberg. J. Geophys. Res., 69, 15, 3187, 1964.
55. R. L. F. Boyd, W. J. Raitt. Space Res., 5, 207, 1965.