

525.7

**ТЕМПЕРАТУРА НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ИОНОСФЕРЕ И МАГНИТОСФЕРЕ (РЕЗУЛЬТАТЫ
ИЗМЕРЕНИЙ НА РАКЕТАХ И СПУТНИКАХ) *****К. И. Грингауз****I. ВВЕДЕНИЕ**

Настоящий обзор сведений о температурах нейтральных частиц T_g , ионов T_i и электронов T_e в ионосфере Земли включает лишь данные, полученные при помощи устройств, установленных на ракетах и спутниках, так как сведения, относящиеся к наблюдениям, производимым с Земли (включая определения T_g по измерениям торможения искусственных спутников), вошли в публикуемый одновременно обзор Дж. В. Эванса¹

Задача составления подобного обзора была в значительной степени облегчена тем, что в последние годы был сделан целый ряд хороших обзоров, посвященных температурным измерениям в ионосфере: обзоры Бурдо², Эванса³, Бреус и Гдалевича⁴, температурный раздел отчета Чэмпсона⁵. Тем не менее в 1965—1966 гг. опубликованы новые экспериментальные данные, заслуживающие значительного внимания и сопоставления.

Температуры нейтральных и заряженных частиц относятся к наиболее важным характеристикам ионосферы. Их соотношения чутко реагируют на вариации остальных параметров ионосферы; сопоставляя распределения T_g , T_i и T_e , можно оценить и локализовать известные источники тепла, можно установить существование других источников тепла, еще не обнаруженных современными инструментами. Поэтому возрастающее внимание, уделяемое температурным исследованиям ионосферы, является вполне естественным.

Хотя тема и допустимый объем настоящего обзора не дают возможности рассматривать вопросы методики определений T_g , T_i и T_e , представляется целесообразным сделать некоторые замечания о роли и некоторых особенностях измерений, проведенных при помощи приборов, устанавливаемых на ракетах и спутниках.

Определения температуры ионосферы, производимые при помощи наземных измерений (так же как и другие неракетные исследования), обладают огромными преимуществами перед ракетными исследованиями — возможностью получения богатых в статистическом отношении данных и сравнительно дешевой.

Именно наземные наблюдения за торможением спутников послужили основой для современных моделей верхней атмосферы, в том числе, и для температурных моделей. Развивающиеся исследования ионосферы

*) Обзорный доклад, прочитанный на Симпозиуме по физике солнечно-земных связей, Белград, август 1966.

методом некогерентного рассеяния радиоволн, температурная часть которых рассмотрена в обзоре Эванса ¹, позволяют определять большое число ионосферных параметров с возрастающей уверенностью в надежности этих определений. Тем не менее подобные измерения обладают некоторыми трудно устранимыми недостатками. Так, в результатах наблюдений за торможением спутников нельзя, не привлекая дополнительных данных, разделить эффекты, создаваемые изменением массового состава, от создаваемых изменением температуры; нельзя зарегистрировать некое кратковременное состояние среды, нельзя, например, определить температуру достаточно малого участка атмосферы. Иначе говоря, методу присуща некоторая неоднозначность и низкая разрешающая способность как по времени, так и по высоте. В какой-то степени подобные особенности свойственны и методу изучения ионосферы при помощи некогерентного рассеяния (см. ³).

Пользуясь приборами, поднимаемыми на ракетах, принципиально возможно определять параметры среды однозначно и с высоким разрешением как по времени, так и по высоте. Поэтому, хотя из-за дороговизны пуски ракет в ионосферу немногочисленны, они очень важны, так как сопоставление результатов ракетных измерений с результатами наземных измерений тех же величин вносит в последние однозначность и дает исследователям уверенность в правильности наземных измерений. В некоторых же случаях ракетные методы дают информацию, которая другими средствами вообще не может быть получена.

Температурные измерения на ракетах и спутниках, связанные с регистрацией и анализом наименее энергичных частиц, относятся к числу наиболее трудных ракетных экспериментов, поэтому большинство экспериментаторов приложило значительные усилия для обеспечения и проверки надежности измеряемых результатов. Так, на японских ракетах для измерения одной и той же величины было одновременно применено несколько типов зондов ⁶; при пуске ряда ракет в США измерения велись на отделяющихся от ракет зондах (для уменьшения возмущений среды, вносимых ракетой) ^{7, 8}; одновременно применялись одинаковые, но различным образом расположенные на спутнике зонды (это имело место как на советском спутнике Космос-2 ⁹, так и на англо-американском Ариэль-1 ¹⁰); в США проводился запуск ракеты, проходившей сравнительно близко от спутника ³; данные, получаемые при помощи ракетных зондов, сопоставлялись с данными наземных измерений ¹². Результаты проведенных экспериментов позволяют сделать вывод о том, что в большинстве случаев информация о температурах частиц, получаемая при помощи приборов на ракетах и спутниках, обладает достаточной надежностью.

Основные эксперименты на ракетах и спутниках, относящиеся к распределению температур частиц в ионосфере, выполнены после 1960 г. Основные теоретические и полумэмпирические модели были созданы также в шестидесятые годы.

Согласно модели Харриса — Пристера ¹¹, в которой помимо ультрафиолетового излучения Солнца вводится еще источник тепла (предполагается связанный с солнечным корпускулярным излучением), T_g монотонно возрастает до высоты, на которой расположена «термопауза», являющаяся основанием изотермической зоны; высота термопаузы и значение T_g в изотермической зоне меняются в зависимости от индекса S (равного дециметровому потоку радиоизлучения Солнца в $вт\ м^{-2}\ сек^{-1}$) и местного времени.

Работы по приближению моделей верхней атмосферы к данным, наблюдаемым в экспериментах, продолжаются. На рис. 1, взятом из одной

из последних работ ¹², показаны зависимости изотермической зоны от S по Харрису — Пристеру, Яккия и Изакову.

Расчеты значений T_e в дневной ионосфере были выполнены Хэнсоном и Джонсоном ¹³, Хэнсоном ¹⁴, Далгарно и др. ¹⁵, а в последнее время Гейслером и Боухиллом ¹⁶. Расчеты ^{14, 15} были опубликованы в 1963 г., когда детальные, экспериментально полученные профили $T_e(H)$ еще отсутствовали. Схема этих расчетов такова: а) рассматриваются скорости фотоионизации и процессов потери энергии фотоэлектронами; отсюда определяется скорость притока тепла в единицу объема электронного газа в ионосфере; б) рассматривается скорость охлаждения электронного газа (посредством неупругих соударений с нейтральными частицами при $H \leq 250$ км и упругих (кулоновских) соударений с ионами при $H \geq 250$ км); Хэнсон ¹³ учитывает теплопроводность электронного газа на высотах $H > 600$ км; Далгарно и др. теплопроводностью пренебрегают. В обеих моделях ^{14, 15} скорости нагрева и охлаждения электронного газа принимаются равными на всех высотах, что позволяет определить распределение T_e по высоте. Согласно обеим моделям с высоты $H \sim 120$ км T_e начинает увеличиваться по сравнению с T_g , достигая максимума на высоте $H \sim 220$ км; дальнейшее увеличение H приводит к восстановлению температурного равновесия при $H \sim 350$ км. Согласно ^{14, 15} при $H \geq 300$ км справедливо соотношение:

$$T_e - T_g \sim \frac{Q}{n_e^2} T_e^{3/2}.$$

Q — приток тепла в см^3 электронного газа (в $\text{эв} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$); n_e — электронная концентрация в см^{-3} . Что касается T_i , то согласно ¹⁴ при $H \geq 1000$ км $T_i \rightarrow T_e$. Бурдо ² отметил необходимость теоретического рассмотрения возможности нелокального вклада энергии солнечного ультрафиолетового излучения, т. е. возможности передачи поглощенной энергии на другие высоты. Гейслер и Боухилл ¹⁶ в своих расчетах показали, что необходимо, особенно в условиях, соответствующих минимуму солнечной активности, учитывать теплопроводность электронного газа на высотах существенно меньших, чем это делал Хэнсон ¹⁴. При этом учет теплопроводности, т. е. учет возможности передачи тепла на большие высоты, приводит к профилям $T_e(H)$, существенно отличающимся от рассчитанных в работах ¹³ и ¹⁴, в которых T_e не только не убывает с высотой при $H = 220$ км, но и может иметь некоторый положительный градиент. Авторы ¹⁶ предполагают, что в условиях максимума солнечной активности профили $T_e(H)$ должны иметь вид, близкий к рассчитанному в ¹⁴ и ¹⁵. На вопросе о соответствии экспериментальных профилей $T_e(H)$ теоретическим при умеренной и малой солнечной активности мы остановимся в разделе III этого обзора; что касается высотных распределений $T_e(H)$, соответствующих максимальной солнечной активности, то для сопоставления их с теоретическими моделями придется ждать следующего максимума солнечного цикла, так как, как уже отмечалось, таких экспериментальных данных, относящихся к 1957—1958 гг., не существует.

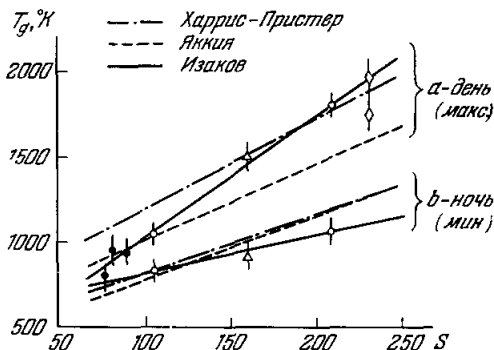


Рис. 1. Зависимость температуры нейтральных частиц T_g в изотермической области от величины потока солнечного радиационного излучения S ¹².

С 1959 г., когда эксперименты с ловушками заряженных частиц на советских лунных ракетах надежно установили наличие плазменной оболочки Земли с тепловыми скоростями ионов на высотах, достигающих $\sim 20\,000$ км (Грингауз, Безруких и др.¹⁷), эта область не приобрела общепринятого названия. Так например, в различных статьях она называлась «ионизованной компонентой геокороны» (Грингауз и др.¹⁸), «протоносферой» (Гейслер и Боухилл^{16, 19}), «магнитоионосферой» (Тэйлор и др.²⁰), «плазмосферой» (Карпентер²¹) и т. д. По-видимому, наиболее подходящим названием для этой зоны является «периферийная область ионосферы»; оно и используется в настоящем обзоре.

Согласно теоретическим оценкам Гейслера и Боухилла¹⁹ на высотах, существенно больших 1000 км, $T_i = T_e = T$ (так же как и согласно¹⁴), однако величина T выше, чем в¹⁴; при удалении на 8000 км вдоль магнитной силовой линии, пересекающей уровень $H = 1000$ км на геомагнитной широте $L = 40^\circ$, в зависимости от фазы цикла солнечной активности (согласно¹⁹) T должна составлять от 3000 до 3400°.

В заключение этого раздела следует отметить, что все теоретические расчеты температур заряженных частиц в ионосфере, изложенные в работах^{13, 16}, содержат этапы, на которых используются некоторые не вполне надежные оценки (например, определение скоростей генерации фотоэлектронов и их средних энергий на различных высотах). Кроме того, почти не вызывает сомнений существование дополнительных источников нагрева заряженных частиц (потоков нетепловых частиц, гидромагнитных волн, электрических полей), не учитываемых в теоретических расчетах^{14, 17}. Поэтому нет оснований всегда ожидать совпадения результатов экспериментов и расчетов; теоретическая модель распределения температур заряженных частиц может считаться вполне удовлетворительной, если она качественно соответствует экспериментальным данным и дает приблизительно близкие количественные результаты.

II. ИЗМЕРЕНИЯ T_g ПРИ ПОМОЩИ УСТРОЙСТВ, УСТАНОВЛЕННЫХ НА РАКЕТАХ И СПУТНИКАХ

Определение температуры нейтральных частиц T_g в верхней атмосфере ведется в основном одним из двух способов. Первый способ состоит в следующем: предварительно определяется высотное распределение плотности, а затем T_g вычисляется из высоты однородной атмосферы (шкалы высот). Другой способ состоит в выбросе с ракеты в изучаемую область химического реагента (Na, K, AlO) и измерении доплеровского расширения резонансного излучения его частиц, возникающего под действием солнечного излучения.

Оба способа дают данные, усредненные по высоте; во втором случае интервал усреднения определяется размерами светящегося облака (ибо наблюдаемое на Земле свечение определяется не только частицами поверхностного слоя облака, но и частицами всей его толщи вдоль луча зрения, идущего от наблюдателя).

Шкала высот $\left(\bar{H} = \frac{RT_g}{M \cdot g}\right)$ существенно зависит от среднего молекулярного веса M ; поэтому для точных определений T_g необходимо знание массового спектра частиц в изучаемой области. Если H определяется для одного компонента смеси нейтральных газов по масс-спектроскопическим измерениям, то величина T_g определяется с большей точностью, чем по данным о высотных изменениях плотности атмосферы, полученным при помощи установленных на ракете манометров (не говоря уже о данных, основанных на анализе торможения спутников).

На рис. 2 сплошными кривыми показаны результаты определений T_g по данным советских масс-спектрометрических измерений. Эти результаты получены при пусках геофизических ракет в средних широтах СССР (Похунков ^{22, 23}). Значение T_g определялось двумя способами: а) по изменению с высотой относительных концентраций двух инертных газов и б) по высотному распределению парциального давления одной компоненты смеси нейтральных газов. Для измерений температуры по способу а) необходимо наличие в атмосфере устойчивого гравитационного разделения, которое, по данным ракетных опытов с масс-спектрометрами, существует на высотах > 110 км. Погрешности определения T_g по оценке автора экспериментов составляют 10% от измеряемых величин. Во всех трех экспериментах наблюдается рост T_g , начиная с $H \sim 100$ км. Первые два измерения соответствуют среднему уровню солнечной активности (поток радиоизлучения Солнца на волне $\lambda = 10,7$ см в единицах 10^{-22} вт/м² гц равен $S=175$); при третьем измерении (1961 г.) $S=100$. Согласно этим данным термопауза (нижняя граница изотермической зоны) расположена значительно выше 200 км (во время опыта 15.11.1961 г. на высоте > 300 км), а T_g в изотермической зоне $\sim 1500^\circ$. Заметим, что существование изотермической зоны видно только на кривой 15.11.1961 г.; первые два измерения проведены, по-видимому, на недостаточно больших высотах.

Блямон, Лори и их сотрудники, начиная с 1960 г. ^{24, 25, 26}, провели ряд экспериментов по определению T_g . Во время утренних и вечерних сумерек химические реагенты выбрасывались с ракет, запускавшихся в Алжире и в США. При этом изучалось уширение резонансных линий К и Na и полос AlO, флуоресцировавших под действием солнечного излучения. На том же рис. 2 приведены некоторые результаты определения T_g Блямоном ²⁵. Число измерений, выполненных группой Блямона на высотах > 200 км, также мало и недостаточно, чтобы судить о существовании изотермической зоны и определять ее температуру и высоту термопаузы. На высотах от ~ 210 до ~ 410 км на кривой 1961 г. измерений нет, и если бы в этой зоне имелся минимум или максимум T_g , то измерения этого бы не обнаружили. Все данные, относящиеся к высотам ≤ 150 км, полученные в разные годы масс-спектрометрическим методом и по измерению расширения резонансных линий свечения К и Na, сравнительно близки друг к другу и создают впечатление малой зависимости T_g на этих высотах от фазы солнечного цикла. Хотя из кривой, построенной по данным Блямона

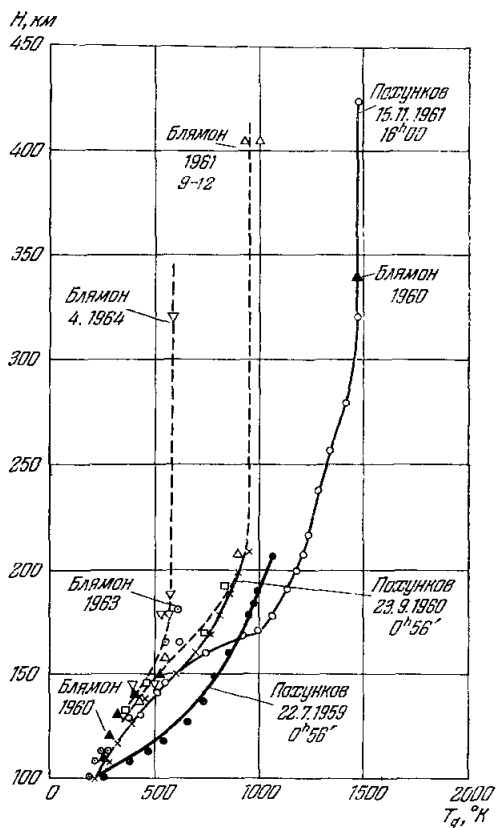


Рис. 2. Температура нейтральных частиц по измерениям Похункова и Блямона и др. ²²⁻²⁵.

и др., относящимся к 1961 г., следует, что в этих измерениях термопауза расположена на меньшей высоте, чем по данным Похункова, также относящимся к осени 1961 г., и температура над нею ниже, но надо иметь в виду, что эти измерения проводились в различных географических районах и, что особенно важно, в существенно различное местное время (измерения на советской ракете 1961 г. проведены в 16^h местного времени).

Спенсер, Брейс и др.²⁷ использовали для определения T_g устройства, отделявшиеся от четырех ракет, запущенных в 1962—1964 гг. над островом Уоллопс (Вирджиния, США) в различное время суток — днем, во время захода Солнца, ночью, а также во время солнечного затмения 20 июля 1963 г. Эти устройства были ими названы «термосферными зондами» и содержали омегатронный масс-спектрометр, настроенный

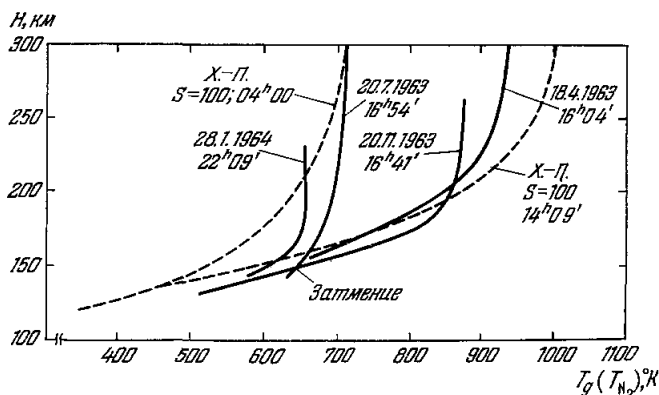


Рис. 3. Высотное распределение $T_g(H)$, полученное во время четырех запусков ракет в течение 1963—1964 гг. Спенсером и др.²⁷.

на определение парциальной концентрации одной компоненты нейтральной атмосферы (N_2), и зонды Ленгмюра. Эти чрезвычайно интересные опыты показали хорошее совпадение экспериментальных определений $T_g = T_{N_2}$ с величинами T_g , определяемыми моделью Харриса — Пристера¹¹. На рис. 3 приведены $T_g(H)$ -профили, полученные во время этих четырех экспериментов (данные измерений T_g , полученные во время этих же опытов, приводятся в четвертом разделе настоящего обзора). Во всех четырех $T_g(H)$ -профилях отчетливо видно существование изотермической зоны; высота термопаузы для местного времени $\sim 16^h$ меньше, чем в результатах, приводившихся на рис. 1 и относящихся к 1961 г., — это естественно, так как отражает меньший приток тепла в верхнюю атмосферу в 1963 г. по сравнению с 1961 г.; по этой же причине во время захода Солнца высота термопаузы меньше, чем в дневное время.

Хотя приведенные данные ракетных измерений Похункова, Блямона, Спенсера, Брейса и др., безусловно, не равноценны со статистической точки зрения с результатами определений T_g по наблюдениям торможения спутников, они очень важны из-за высокого разрешения по времени, локальности и однозначности интерпретации их результатов.

Приведенные выше данные ракетных измерений либо подтверждают существование изотермической зоны на высотах более 200—300 км, либо не противоречат ему. Однако в числе опубликованных результатов определений T_g имеются такие, согласно которым на указанных высотах наблюдаются немонотонные изменения T_g . Так, при обработке результатов манометрических измерений, выполненных на геофизических раке-

тах, поднимавшихся до 450 км, Михневич²⁸ пришла к выводу о существовании во время проводившихся измерений минимумов T_g на высотах от 200 до 300 км.

Нам представляется, что накопленные до настоящего времени данные о профилях T_g недостаточны для того, чтобы отрицать возможность хотя бы кратковременного существования высотных распределений, подобных приводимым в²⁸.

Для определения T_g использовались также приборы, установленные на американском аэронавигационном спутнике Эксплорер-17, который был запущен в апреле 1963 г. на эксцентрическую орбиту (перигей 258 км, апогей — 420 км). Ньютон и др. определяли T_g по высотным изменениям плотности, измерявшейся на этом спутнике при помощи манометров; при этом средняя масса частиц определялась по данным масс-спектрометра²⁹. По оценке авторов эксперимента погрешность определения значений T_g , вероятно, меньше, чем $\pm 20\%$. На графике (рис. 4) приведены значения T_g , полученные в различное местное время (черные точки на высотах $H \leq 400$ км, кружки — на высотах $H > 400$ км). Сплошной кривой изображена зависимость T_g от местного времени, соответствующая модели Харриса — Пристера для $S = 90$. Значи-

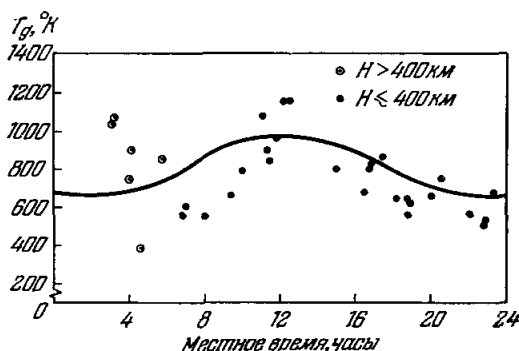


Рис. 4. T_g по измерениям, проводившимся на Эксплорере-17 при помощи манометров²⁹.

Сплошной кривой показаны значения T_g по модели Харриса — Пристера для $S = 90$.

тельный разброс точек в интервале от 3 до 7 часов свидетельствуют о большом разбросе шкал высот. Авторы²⁹ отмечают, что причины этого неясны — они могут быть связаны с вариациями температуры или средней массы частиц или того и другого одновременно, или с нарушениями диффузионного равновесия. Значения T_g меняются примерно в два раза (от ~ 500 до $\sim 1000^\circ$). В работе²⁹ отмечено, что анализ результатов, полученных в интервале высот 500—600 км, продолжается, в частности, с целью разделения эффектов, связанных с изменениями масс частиц, от эффектов, связанных с температурными изменениями.

Все данные о T_g , приведенные выше, получены посредством обработки результатов таких измерений физических характеристик (шкалы высот, доплеровского уширения резонансной линии), которые связаны с усреднением по сравнительно большим областям ионосферы. Между тем принципиально возможны прямые, абсолютные измерения T_g , локальные в значительно большей степени.

В 1961 г. такая возможность была указана Прессманом и Яценко³⁰, предложившими использовать для этой цели измерения потоков частиц, попадающих в две узкие трубки, расположенные под различными углами к вектору скорости космического аппарата, и давшими соответствующую теорию*). Трудности реализации таких измерений носят чисто технический характер и связаны с задачами точного определения ориентации космического аппарата и измерениями весьма малых токов. С аналогичными трудностями связана реализация другого, близкого к этому, метода

*) Уже после Белградского симпозиума автор настоящего обзора узнал о работе, в которой близкий к этому метод был предложен ранее⁵⁸.

измерений T_g , названного Спенсером, Брейсом и др. «методом сканирования скорости» и состоящего в определении T_g по глубине модуляции тока омегатронного масс-спектрометра, вызываемой периодическими изменениями ориентации его входного отверстия из-за вращения термосферного зонда²⁷. Авторы²⁷ попытались использовать наблюдавшуюся в опытах модуляцию тока масс-спектрометра на термосферных зондах для абсолютного измерения T_g ; опубликованные пока предварительные результаты, по-видимому, несколько завышены. Однако нет сомнений в том, что подобные методы весьма перспективны. Имеются все основания ожидать, что технические трудности будут преодолены, и что надежность, и особенно разрешение по высоте определений T_g , значительно повысится.

III. ИЗМЕРЕНИЯ T_i

Число описанных в литературе попыток прямых измерений T_i при помощи приборов, установленных на ракетах и спутниках, невелико; число успешных попыток — еще меньше.

Шарп, Хэнсон и Мак-Киббин провели эксперимент по прямым определениям T_i , измеряя распределение ионов по скоростям методом задерживающих потенциалов при помощи плоской ионной ловушки³¹. Такие ловушки были установлены на двух спутниках, запущенных в 1961 и 1962 гг. на орбиты, близкие к круговым, с большими наклонениями к экватору. Направления нормалей к ловушкам были близки к направлениям векторов скоростей спутников. На первом спутнике (высоты от ~ 230 до ~ 240 км) вычисленные значения T_i колебались от одного цикла изменений задерживающего потенциала к другому в пределах от ~ 1200 до $\sim 2400^\circ$; на втором (высоты $H \sim 245 \div 280$ км) T_i колебались от ~ 600 до $\sim 1800^\circ$; при этом в некоторых случаях значения T_i оказывались ниже ожидавшихся значений T_g . Авторы отмечают, что так как прибор в принципе должен быть отличным средством измерения T_i , полученные результаты весьма огорчительны.

На спутнике Космос-2 (апрель 1962 г., Грингауз и др.⁹, Афонин и др.³²) были установлены трехэлектродные ионные ловушки сотового типа для измерения T_i , у которых вместо внешних сеток были установлены насадки, состоящие из параллельных трубок, длинных по сравнению с поперечным размером. Принцип измерения T_i такой ловушкой аналогичен принципу измерения T_g при помощи узкой трубки, упоминавшемуся в конце предыдущего раздела. Так как спутник Космос-2 совершал сложное вращение, то определения T_i при помощи сотовых ловушек оказались возможны лишь в немногих случаях, когда ориентация спутника была подходящей для этого. Измеренные значения T_i относятся к дневному времени и высотам < 400 км. Они примерно в два раза меньше, чем одновременно измеренные при помощи зондов Ленгмюра значения T_e : так, при $H = 260$ км $T_i = 1300^\circ \pm 200^\circ$, при $H = 300$ км $T_i = 1500^\circ \pm 200^\circ$.

Величины T_i определялись по данным сферической ионной ловушки, установленной на англо-американском спутнике Ариэль-1, запущенном в апреле 1962 г. (Бойд и Райт³³). Определения проводились по ширине пика кривой второй производной коллекторного тока, соответствующего ионам O^+ , в интервале высот 400—600 км, по данным, полученным примерно на протяжении одного месяца; местное солнечное время менялось в пределах двух часов. Измеренные значения T_i приведены на рис. 5. По оценке авторов погрешность каждого отдельного определения не превышает 200° . Поэтому разброс точек, по-видимому, отображает реальные различия измеренных температур. Частично они объясняются тем, что измерения проводились в разное местное солнечное время, частично

связаны с сезонными изменениями T_i и с вариациями магнитной активности. Основной вывод состоит в том, что существуют реальные вариации

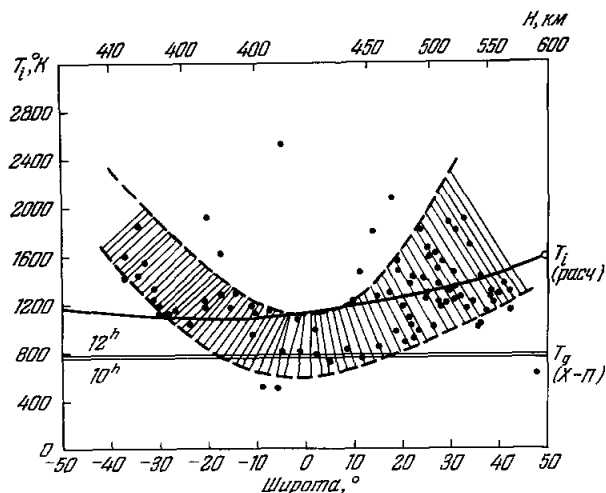


Рис. 5. Результаты измерения T_i за месяц при помощи ловушки заряженных частиц, установленной на Ариэле-1³³.

T_i кислородных ионов ото дня ко дню на несколько сотен градусов и имеется тенденция к росту T_{iO^+} по мере увеличения широты. В виде двух прямых, параллельных оси абсцисс, на рис. 5 изображены значения T_g по модели Харриса — Пристера для местного времени 10^h и 12^h, а сплошной кривой — значения T_i , рассчитанные Уилмором по данным T_e , полученным на Ариэле-1, в предположении, что нейтральный газ нагревается электронами посредством кулоновских взаимодействий электронов с ионами. Авторы³² отмечают, что так как скорость обмена энергиями между частицами существенно зависит от масс ионов, то наблюдавшийся в эксперименте разброс значений T_i может быть связан с вариациями ионного состава.

Высотный профиль $T_i(H)$ (одновременно с профилем $T_e(H)$) был получен Нэги и др.³⁴ на высотах от 180 до ~365 км в дневное время 3 августа 1962 г. при помощи отделенного от ракеты устройства, состоящего из сферической ионной ловушки и зонда Ленгмюра (рис. 6). Весь указанный интервал с точки зрения T_i был изотермичен ($T_i \sim 1800^\circ$): T_e монотонно возрастала с высотой, на всех высотах

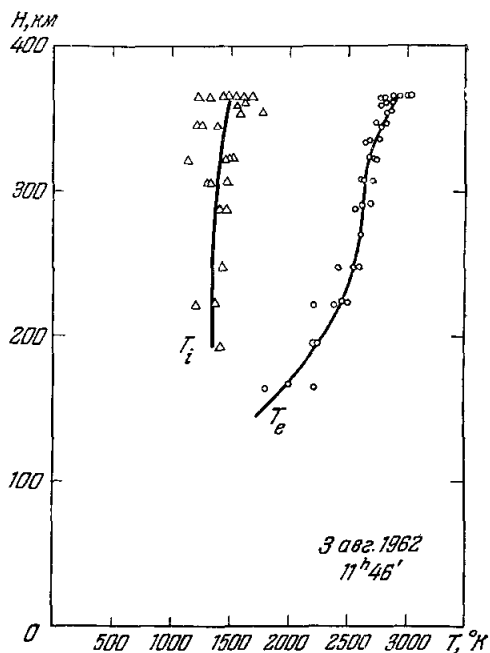


Рис. 6. $T_i(H)$ - и $T_e(H)$ -профили, соответствующие полудню в августе 1962 г.³⁴.

существенно превышая T_i . Следует обратить внимание на то, что вид $T_e(H)$ на рис. 6 существенно противоречит теоретическим моделям Хэнсона¹³ и Далгарно¹⁴ (максимум T_e вблизи $H \sim 220$ км отсутствует).

Представляется несколько странным, что после 1962 г., если судить по опубликованным данным, дальнейших попыток измерить T_i прямыми методами на высотах $H < 1000$ км не последовало.

Насколько нам известно, первая грубая оценка T_i в периферийной области ионосферы ($H \leq 20\,000$ км) была дана Грингаузом, Безруких и др. в работе¹⁷, где было указано, что T_i не превышает десятков тысяч градусов.

Грингауз, Безруких и Бреус³⁵ предложили использовать для оценки T_i модуляцию коллекторного тока в ионной ловушке с нулевым потенциалом на внешней сетке, возникающую при вращении космического аппарата. Применение этого метода к некоторым результатам, полученным на спутнике Электрон-2³⁶, позволило понизить верхний предел возможных значений T_i на высотах $\sim 5000 \div 7500$ км до $9\,000 - 10\,000^\circ$; в действительности, по-видимому, T_i на этих высотах существенно ниже указанной величины.

IV. ИЗМЕРЕНИЯ T_e

А. Вертикальное распределение T_e (ракетные измерения T_e)

Наиболее достоверные определения вертикальных распределений T_e получаются, конечно, во время измерений, проводимых при пусках ракет по траекториям, близким к вертикальным.

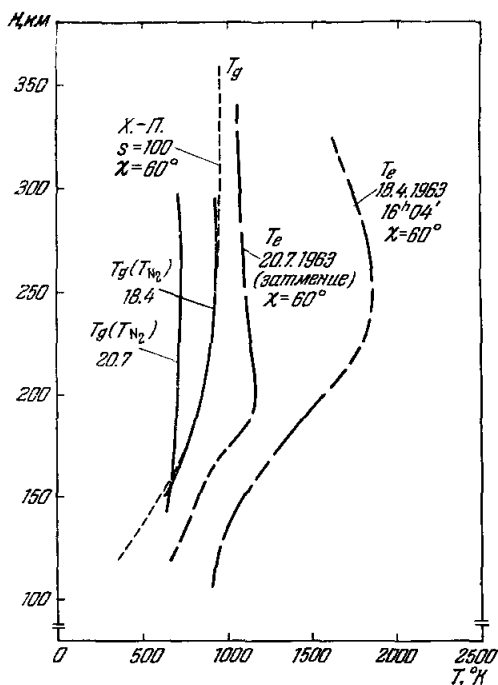


Рис. 7. $T_e(H)$ и $T_g(H)$, полученные во время двух запусков ракет в 1963 г.⁸

наглядно показали опыты Спенсера и др. при помощи термосферных зондов⁸, о которых уже говорилось в разделе II. На рис. 7 приводятся результаты двух измерений, выполненных в 1963 г. при пусках двух

по траекториям, близким к вертикальным. К числу первых опубликованных результатов ракетных измерений T_e относятся результаты, полученные в Японии (Аоно, Хирао, Миязаки^{37, 6)} и в США (Брэйс, Спенсер и др.^{7, 8)}. Совокупность этих результатов показала, что хотя на высотах $H \leq 150$ км измеренные значения T_e бывают иногда низкими ($\sim 1000 - 1200^\circ$), по-видимому, близкими к T_g , тем не менее в иное время на этих высотах наблюдаются также высокие значения T_e (до $\sim 2000^\circ$ K), которые свидетельствуют о безусловном отсутствии во время этих измерений теплового равновесия; с ростом высоты T_e повышалась, достигая при дневных экспериментах значений, близких к 3000° ^{7, 8}. В дальнейшем столь высокие значения T_e неоднократно наблюдались в опытах, проводившихся как на ракетах, так и на спутниках.

Отсутствие теплового равновесия в области F ионосферы весьма

ракет с острова Уоллопс (Вирджиния, США). Обе ракеты запущены в одно и то же местное время ($\sim 16^h-17^h$), первая — 18 апреля, вторая — 20 июля. На рисунке приведены данные, полученные при спуске ракет. Рассмотрим сначала данные, относящиеся к 18 апреля. Сравнение измеренных величин T_e и T_g убедительно демонстрирует отсутствие теплового равновесия в области F ионосферы; при $H=250$ км величина $T_e \sim 2000^\circ$ более чем вдвое превышает значение T_g . Вторая пара графиков, на которой приведены результаты измерений 20 июля 1963 г., отображает состояние ионосферы во время солнечного затмения. Во время полета ракеты закрытая часть поверхности фотосферы Солнца составляла от 85 до 75% от ее полной поверхности.

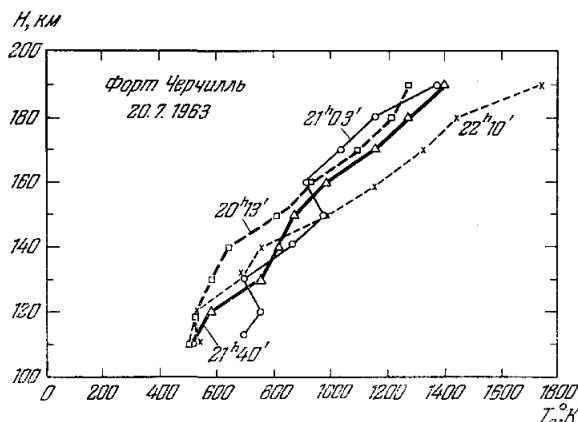


Рис. 8. $T_e(H)$ -профили, полученные при четырех ракетных запусках над Форт-Черчилль во время затмения 20 июля 1963 г. Смитом и др. ³⁸.

Эти измерения, наряду с проведенными во время того же затмения при пусках ракет в форте Черчилль (Смит ³⁸), дали замечательные экспериментальные доказательства того, что ультрафиолетовое излучение Солнца является главным источником нагрева электронов в области F ионосферы.

Если сравнить значения T_e и T_g на рис. 7, соответствующие 18 апреля и 20 июля, то можно видеть, что T_e во время затмения составляет лишь $\sim 1/2$ от величины T_e в нормальных условиях. Заметим, что T_g во время затмения отличается от значения T_g 18 апреля гораздо меньше, хотя она также несколько понижена. На высотах ниже 150 км различия T_e 18 апреля и 20 июля незначительны (в обоих случаях $T_e \sim 1000^\circ$). Как различия кривых T_e на участках выше ~ 150 км, так и их сходство на меньших высотах не являются результатом сезонных изменений (апрель — июль). Это видно из того, что такой же эффект наблюдался Смитом и др. по данным зондов Ленгмюра, установленных на четырех ракетах, запущенных на протяжении ~ 1 часа во время того же затмения Солнца 20 июля 1963 г. (максимум затмения в $21^h06' UT$) и после него в форте Черчилль (рис. 8). Крайняя правая кривая соответствует ракете, запущенной после окончания затмения. Ниже $H = 150$ км величина T_e с окончанием затмения изменяется мало (погрешность измерения $\pm 100^\circ K$), а в интервале высот 150—190 км — существенно возрастает.

Измерения ⁸, ³⁸ достаточно наглядно указывают как на то, что, как отмечалось выше, солнечное ультрафиолетовое излучение является главным источником нагрева электронов в области F ионосферы, так и на то, что оно не является основным источником нагрева электронов в области E

в которой, несомненно, действует некий другой источник (например, электрическое поле, создаваемое динамо-эффектом).

В то же время зависимость n_e в области E от дальнего коротковолнового излучения Солнца давно и хорошо известна как из суточного хода критических частот f_{0E} по данным ионосферных станций, так и по ионосферным опытам во время солнечных затмений (см., например, Н. Д. Папалекси³⁹, 1938 г.). Эта зависимость вполне проявилась и во время указанных ракетных опытов Смита и др.³⁸ (авторы приходят к выводу, что

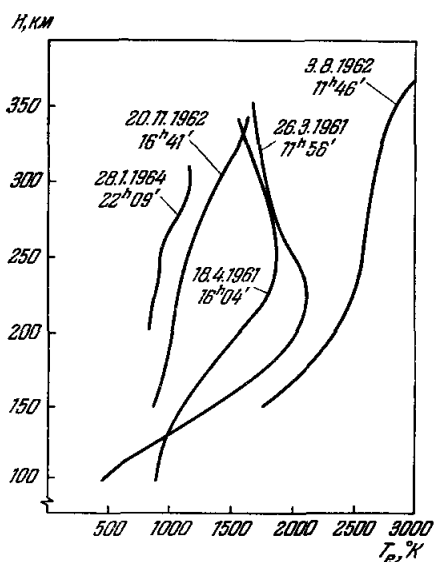


Рис. 9. $T_e(H)$ -профили, полученные группой исследователей, возглавляемой Брейсом и Спенсером, в период 1961—1964 гг. Кривая для 3 августа 1962 г. получена Нэги³⁴.

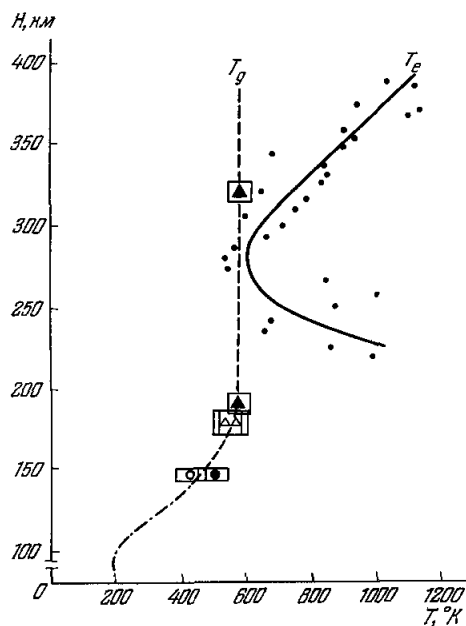


Рис. 10. Результаты одновременных измерений T_e , проводившихся Бурдо, и T_g , проводившихся Блямоном, во время двух пусков ракет в сумеречное время в Сахаре²⁶.

дневная область E создается в основном рентгеновским излучением Солнца). Таким образом, солнечное излучение, являясь основным источником ионизации области E , не является основным источником нагрева электронов этой области.

Значительный интерес представляют результаты ракетных экспериментов по измерению T_e , проведенных Улвиком, Пфистером и др. при пуске ракеты в форте Черчилль 8 февраля 1964 г. непосредственно в область видимого полярного сияния⁴⁰. При этом на высотах 300—320 км наблюдались значения $T_e \sim 5000^\circ$, значительно превышающие величины T_e , обычно наблюдаемые в ионосфере.

Разнообразие $T_e(H)$ -профилей, полученных в средних широтах группой Спенсера и Брейса в 1961—1964 гг., показано на рис. 9. Здесь же приведена кривая $T_e(H)$ (Нэги и др.), показанная ранее на рис. 6. Наряду с дневными результатами, похожими на теоретические модели Хэнсона и Далгарно^{14, 15 *}, получены дневные результаты, противоречащие этим

*) В Cospar Information Bulletin (27, 115, 1965 г.) сообщено, что при пуске в Японии ракеты L-3-1 11 июля 1964 г. на высоту $H = 850$ км в 11h50' местного времени наблюдался максимум T_e при $H = 300$ км.

моделям, а также $T_e(H)$, относящиеся к различным временам суток, теоретические расчеты для которых еще не проведены.

Интересны доложенные в 1965 г. Блямоном и др.²⁶ результаты одно-временных измерений T_e по резонансному свечению К и А10 и измерений T_e , выполненных Бурдо при помощи зондов Ленгмюра во время пусков двух ракет в Сахаре в 1964 г. в сумеречное время (рис. 10), на которых обнаружен глубокий минимум на высоте 275 км.

При утреннем пуске геофизической ракеты на высоту ~ 500 км в средних широтах СССР в сентябре 1965 г. при помощи зондов Ленгмюра был получен профиль $T_e(H)$, приведенный на рис. 11 (Грингауз, Гдалевич и др.⁴¹). График соответствует подъему ракеты; каждая точка является результатом усреднения значений T_e , полученных на интервале высот, равном ~ 50 км. Сплошная кривая показывает несомненную тенденцию к увеличению T_e с высотой, хотя расположение точек имеет осциллирующий характер. Более подробно эти результаты излагаются в докладе Гдалевича и др., представленном на настоящий симпозиум. На возрастание T_e с высотой на высотах более 400 км в 1962 г. указывают приводимые далее результаты спутника Ариэль-1⁴².

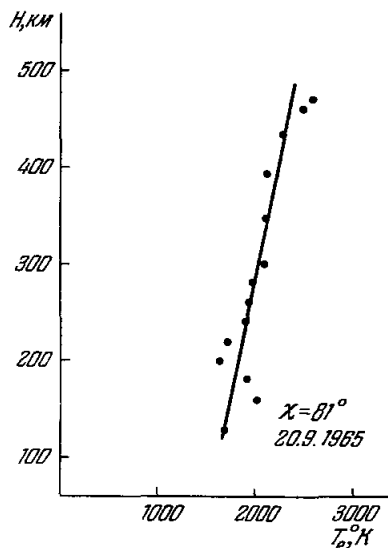


Рис. 11. $T_e(H)$ -профиль, полученный при помощи зондов Ленгмюра, установленных на ракете, Гдалевичем, Грингаузом и др.⁴¹ в утренние часы в сентябре 1965 г. на средних широтах.

Как уже отмечалось во введении, Гейслер и Боухилл¹⁶ показали, что соответствующий учет теплопроводности электронного газа позволяет получить большее разнообразие профилей $T_e(H)$, чем в предыдущих моделях^{14, 15}. Они отметили, что отсутствие максимума T_e на высотах ~ 220 км, возможно, объясняется недостаточной эффективностью охлаждения электронного газа на больших высотах в условиях минимума солнечной активности, в связи с существенным уменьшением электронной концентрации в этот период и соответствующим уменьшением эффективности охлаждения электронов за счет передачи тепла другим частицам.

Интересные результаты измерений T_e , проведенных в Японии при пуске в августе 1965 г. примерно в 11^h местного времени ракеты на высоту более 700 км, сообщил Хирао⁴³. Измерения, выполненные методом высокочастотного зонда, показали при общей тенденции роста T_e с высотой наличие ряда максимумов и минимумов в распределении $T_e(H)$, своеобразную «слоистую» структуру T_e с толщиной «слоя» (если ее определять как расстояние между соседними максимумами или минимумами) порядка 100—150 км (рис. 12). Аналогичный вид $T_e(H)$ был получен и при пуске в 1965 г. другой японской ракеты на высоту более 300 км⁴³. Автор приводит соображения в пользу того, что подобные высотные колебания T_e вызываются не колебаниями интенсивности источника тепла Q , а колебаниями потерь тепла, связанными, по-видимому, с высотными вариациями концентрации и химического состава ионов и нейтральных частиц. Каких-либо соображений аэрономического характера в пользу существования подобных вариаций автор не приводит. Можно, однако, отметить, что колебательный характер расположения точек на предыдущем графике

(см. рис. 11) несколько напоминает результаты, сообщенные Хирао. Таким образом, часть результатов ракетных измерений T_e не соответствует созданным до настоящего времени теоретическим моделям $T_e(H)$, и дальнейшие как экспериментальные, так и теоретические исследования этой проблемы необходимы.

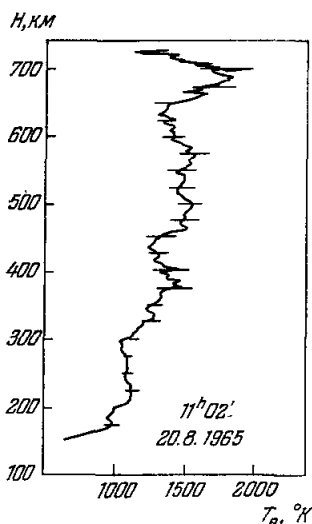


Рис. 12. $T_e(H)$ -профиль, полученный на японской ракете Хирао, на котором отчетливо видно чередование максимумов и минимумов T_e на различных высотах ⁴³.

татов предположению о независимости T_e от высоты. Наиболее важным и надежным результатом экспериментов было обнаружение значительного пика T_e вблизи времени восхода Солнца (до $2,5 T_g$).

Хотя ракетные измерения T_e в ионосфере проводились в нескольких районах мира (Япония ^{6, 43}, США ^{7, 8, 34}, Канада ^{38, 40}, Алжир ²⁶, СССР ⁴¹), неодновременность измерений и недостаточное их число, по нашему мнению, не позволяют делать на основании их какие-либо выводы о зависимости T_e от широты, от местного времени и т. д. Такие выводы можно делать на основании измерений на спутниках.

В. Зависимости T_e от местного времени, широты и т. п. (измерения T_e на спутниках)

В таблице приведены данные о некоторых спутниках, на которых производились измерения T_e зондовыми методами.

Зондовые измерения T_e на спутнике Эксплорер-8 проводились Бурдо и др. ^{44, 45}. Эксцентричность орбиты и проведение измерений только во время непосредственной радиосвязи с Землей заставили авторов экспериментов прибегнуть к упрощающему анализ результатов предположению о независимости T_e от высоты. Наиболее важным и надежным результатом экспериментов было обнаружение значительного пика T_e вблизи времени восхода Солнца (до $2,5 T_g$).

Название	Дата запуска	Перигей, км	Апогей, км	Наклонение к экватору
Эксплорер-8	3.11 1960 г.	425	2 400	50°
Космос-2	7.04 1962 г.	212	1 540	49
Ариель-1	26.04 1962 г.	400	1 200	54
»	июнь 1962 г.	260	317	75
»	июль 1962 г.	160	181	75
Эксплорер-17	3.04 1963 г.	258	920	58
Эксплорер-22	9.10 1964 г.	1000	1 000	80
ИМП-2	4.10 1964 г.	200	95 016	33,53°

На спутнике Космос-2 были проведены измерения T_e в интервале высот от 212 до 550 км только в дневное время при непосредственной радиосвязи спутника с Землей (Грингауз, Горожанкин и др. ⁹, Афонин и др. ³²). Недостаточное количество полученных данных T_e не давало авторам оснований для попыток разделения влияния на T_e широтных и других изменений. Измеренные дневные значения T_e в области F ионосферы лежали в пределах от 1800 до $\sim 3000^\circ$; в тех точках, где одновременно были измерены значения T_i , величины T_e превышали T_i в $2 \div 2,5$ раза, что свидетельствовало об отсутствии теплового равновесия.

Измерения T_e на спутнике Ариэль-1 проводились при помощи двух плоских зондов Ленгмюра; результаты измерений запоминались вдоль всей орбиты спутника (Боуэн, Бойд и др.⁴², Уиллмор⁴⁶). Это позволило получить значительное количество данных, однако одновременные изменения высоты, широты и местного солнечного времени вдоль орбиты спутника делали выделение влияния на T_e каждого из указанных факторов трудной задачей. Авторы⁴² и⁴⁶ для изучения влияния этих факторов в отдельности подвергли первичные результаты сложному статистическому анализу, считая сезонные изменения T_e в течение четырехмесячного периода пренебрежимо малыми. Данные о T_e , относящиеся к отдельным

оборотам спутника, не опубликованы. Из опубликованных результатов обработки первичных данных измерений T_e , полученных на Ариэле-1 за период с 28 апреля по 22 августа 1962 г.^{42, 46}, можно видеть, что T_e растет с высотой во всем интервале исследованных высот и в любое местное время (это не соответствует теоретическим моделям Хэнсона и Далгарно^{14, 15}, согласно которым в дневной ионосфере на этих высотах не должно быть возрастания T_e с высотой, но может быть объяснено моделью Гейслера и Боухилла¹⁶), и что T_e также возрастает с увеличением геомагнитной широты. В⁴² отмечается, что увеличение интенсивности ультрафиолетовой солнечной радиации (указателем которого считается увеличение S) вызывает увеличение T_e . Во всех случаях отмечается отрицательная корреляция между T_e и концентрацией электронов n_e (вполне объяснимая с точки зрения теорий Хэнсона и Далгарно в связи с изменениями условий охлаждения электронов при уменьшении n_e).

Несколько странным кажется то обстоятельство, что в опубликованных результатах измерений T_e на Ариэле-1 наибольшими зарегистрированными значениями T_e являются величины, немного превышающие 2000° К, тогда как ракетные измерения (см. предыдущий раздел) и измерения на других спутниках нередко давали $T_e \sim 3000^\circ$. Мы вернемся к этому в дальнейшем.

Суточный ход T_e на различных высотах согласно⁴² не содержал обнаруженного на Эксплорере-8 «пика» вблизи восхода Солнца, однако в дальнейшем Уиллмор⁴⁶ вновь рассмотрел эти результаты и указанный пик T_e был найден. Величина этого пика согласно⁴⁶ убывает с высотой (рис. 13). Авторы⁴² и⁴⁶ отметили значительную зависимость распределения T_e на высотах 400—1200 км от геомагнитного поля; увеличение n_e во время магнитных бурь всегда сопровождается уменьшением T_e ; изменения T_e при магнитных бурях происходят вдоль магнитных оболочек. (Заметим, что согласно ранним ракетным измерениям Брэйса и Спенсера^{7, 8} магнитные возмущения вызывают не уменьшение, а увеличение T_e .) Вблизи геомагнитной широты 50° отмечен слабо выраженный максимум T_e .

Уиллмор⁴⁶ отмечает также, что наблюдаемые всегда в ночное время отрицательная корреляция T_e и n_e , а также изменение высотного градиен-

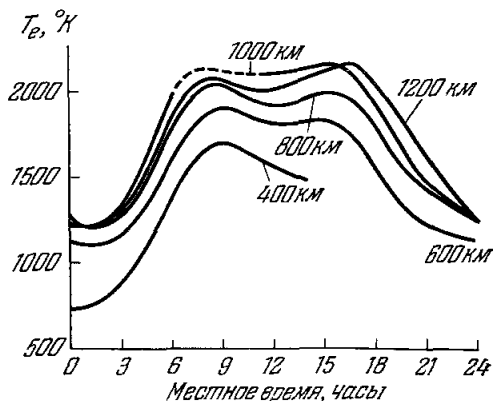


Рис. 13. T_e измерены на различных высотах и в различное местное время при помощи спутника Ариэль-1⁴⁶.

та T_e на высоте ~ 600 км, вблизи которой меняется ионный состав, показывают, что эти изменения связаны с изменениями скорости охлаждения электронов посредством соударений и, таким образом, указывают на существование активного механизма нагрева в ночных условиях. Эти указания особенно сильно выражены на широтах более 30° .

В период, близкий к периоду проведения измерений T_e на Ариэле-1, были проведены сравнительно кратковременные измерения на меньших высотах на двух спутниках, примерные параметры орбит которых указаны в таблице (Сагалин, Смидди и Бхаргава ⁴⁷). Авторы ⁴⁷ не приводят точные даты измерений, указывая лишь, что они относятся к интервалу времени июнь — июль 1962 г. Эти измерения, проводившиеся при помощи сферических зондов, экранированных сетками, также выявили отчетливый суточный ход T_e с пиком вблизи восхода Солнца. Дневные значения T_e на высотах 250—300 км составляли $\sim 3000^\circ$.

Брэйс, Спенсер и Далгарно в 1965 г. опубликовали часть результатов измерений, проведенных при помощи цилиндрических зондов Ленгмюра на спутнике Эксплорер-17 ⁴⁸. Эта часть результатов в основном относится к периоду с 4 апреля по 10 июля 1963 г., географическим широтам от ~ 30 до $\sim 50^\circ$ и интервалу высот от ~ 260 до ~ 550 км. Кроме того, приведены некоторые данные, соответствующие геомагнитным широтам 10 и 60° .

В связи с эксцентricностью орбиты Эксплорера-17, авторы ⁴⁸ при анализе результатов для выявления зависимости от различных влияющих на T_e факторов прибегают к упрощающим предположениям. Основные выводы о распределении T_e по высоте и геомагнитным широтам, об отрицательной корреляции T_e и n_e , о существовании ночного источника нагрева ионосферы качественно совпадают с выводами авторов измерений на Ариэле-1. Однако имеются некоторые количественные расхождения. Так, утренний пик T_e составляет $\sim 2700^\circ$, что существенно превышает величину, определенную на Ариэле. Отмечая, так же как Уиллмор, необходимость существования источника энергии, создающего ночное различие T_e и T_g , авторы ⁴⁸ считают, что для объяснения более высоких значений T_e , измеренных на Эксплорере-17 на высоте ~ 400 км, требуется приток тепла ~ 20 эв·см⁻³·сек⁻¹, величина которого превышает в пять раз величину, требуемую для объяснения данных Ариэля-1, и что поток электронов с энергией ~ 100 эв, соответствующий потоку энергии $1 \cdot 10^{-2}$ эрг·см⁻²·сек⁻¹, при эффективности нагрева 0,1 мог бы объяснить наблюдаемые значения T_e без противоречий с данными других геофизических наблюдений.

Запущенный в 1964 г. спутник Эксплорер-22 имеет круговую орбиту с большим наклоном ($\sim 80^\circ$). Почти полное отсутствие изменений высоты и быстрые изменения широты при медленных изменениях долготы делают его практически идеальным аппаратом для изучения широтных изменений ионосферных параметров. Первые результаты измерений, проведенных на этом спутнике при помощи зондов Ленгмюра, аналогичных применявшимся на Эксплорере-17 ⁴⁸ и в ракетных опытах с термосферными зондами ⁸, опубликованы Брэйсом и Редди ⁴⁹. В этих работах, в отличие от ранее имевшихся данных, полученных с других спутников, достигавших меньших широт, на Эксплорере-22 обнаружено не монотонное возрастание T_e с ростом широты, а наличие четких широтных максимумов T_e при увеличении южной геомагнитной широты сверх $\sim 60^\circ$ и северной более $\sim 40^\circ$; T_e на высоте ~ 1000 км не растет, а уменьшается (рис. 14).

На рис. 15 приведены суточные ходы T_e (по данным Эксплорера-22 — верхняя сплошная кривая и точки ⁴⁹, по данным Ариэля-1 — нижняя

сплошная кривая ⁴⁵⁾ и n_e (по данным Эксплорера-22 ⁴⁹⁾). Графики относятся к высоте ~ 1000 км и к геомагнитной широте 40° . Дневные значения T_e , определенные по измерениям на Эксплорере-22, превышают

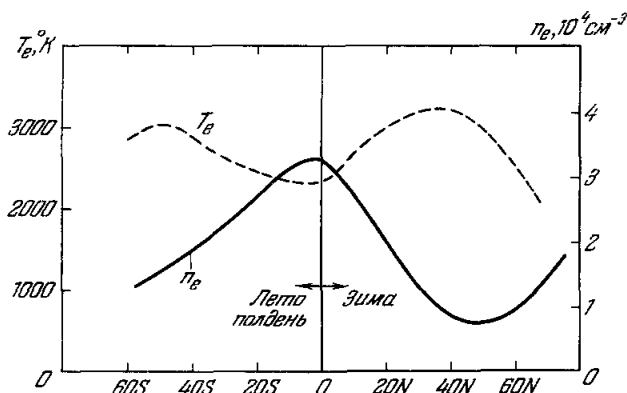


Рис. 14. Широтные вариации T_e и n_e , измеренные на спутнике Эксплорер-22 ⁴⁹⁾.

соответствующие значения T_e по данным Ариэля-1 примерно на 1000° . Низкие значения T_e , измеренные на Ариэле-1, трудно объяснить, потому что в 1962 г. значения S были выше, чем в 1964 г., а согласно ⁴⁶⁾ T_e с увеличением S растет.

Одним из возможных объяснений этого расхождения результатов является уменьшение n_e , которое, по-видимому, имеет место в ионосфере

на всех высотах с уменьшением солнечной активности *), и связанное с этим ухудшение условий охлаждения электронов, вызвавшее повышение T_e . Другая возможная причина может быть связана с особенностями обработки (в частности, усреднения) данных Ариэля-1, о которых трудно судить, так как «индивидуальные» значения данных, соответствующие каждой отдельной орбите Ариэля-1, как уже отмечалось, не опубликованы.

На всех спутниках, упоминавшихся выше, для определения температур заряженных частиц использовались различные разновидности зондов. Однако некоторую информацию о T_e и T_i можно получить, обрабатывая ионограммы, получаемые при импульсном радиозондировании ионосферы сверху при помощи помещенных на спутниках ионосферных станций (подобных Алуэту).

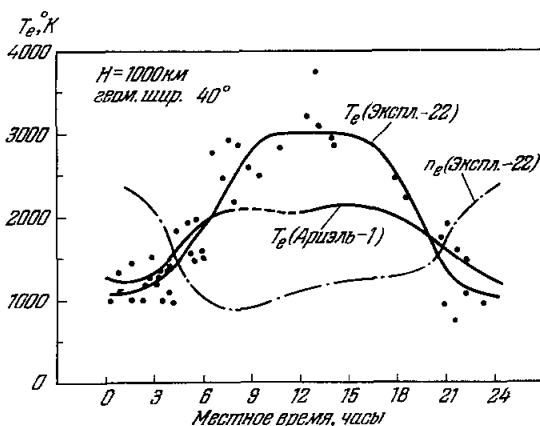


Рис. 15. Суточные вариации T_e , наблюдавшиеся на Эксплорере-22 ⁴⁹⁾ и Ариэле-1 ⁴⁵⁾, а также n_e , измеренная на Эксплорере-22 ⁴⁹⁾.

Все данные относятся к $H=1000$ км и 40° геомагнитной широты.

*) Об этом, в частности, говорит сопоставление данных n_i , полученных на третьем советском спутнике и на Космосе-2 (см. ⁵⁰⁾).

Как известно, по данным зондирования ионосферы сверху, начиная с максимума области F , величина n_e монотонно убывает с высотой. Если аппроксимировать $n_e(H)$ экспонентой

$$n_e = n_{e0} e^{-H/\bar{H}_e},$$

то величина \bar{H}_e может быть названа плазменной шкалой высот.

Можно показать (Уатт⁵¹), что в нейтральной ионосфере, находящейся в диффузионном равновесии,

$$\bar{H}_e = \frac{T_e - T_i}{\frac{\partial T_e}{\partial H} + \frac{\partial T_i}{\partial H} + \frac{\langle \bar{m}_i \rangle g}{k}},$$

где $\langle \bar{m}_i \rangle$ — средняя масса ионов; g — гравитационное ускорение; k — постоянная Больцмана.

Из этого выражения видно, что \bar{H}_e определяется пятью параметрами ионосферы: T_e , T_i , $\frac{\partial T_e}{\partial H}$, $\frac{\partial T_i}{\partial H}$, $\langle \bar{m}_i \rangle$, и что поэтому, получая в эксперименте только \bar{H}_e , определить какой-либо из этих параметров достаточно трудно.

Уатт⁵¹ определял \bar{H}_e из ионограмм, полученных при помощи Алуэ-та-1, для области высот от 400 до 900 км и геомагнитных широт от 48° N до 78° N. Он использовал ряд предположений, упрощающих структуру ионосферы и происходящие в ней процессы (в частности, было предположено отсутствие горизонтальных градиентов n_e , диффузионное равновесие во всем интервале рассматриваемых высот, тепловое равновесие ионов различных масс между собой). Некоторые из других предположений основывались на теоретических соображениях Хэнсона (на высоте $H = 800$ км было принято, что $T_e = T_i$) и на современных ракетных измерениях спектра масс ионов Тэйлором и др.⁵² Основываясь на таких предположениях, Уатт рассчитал значения T_e и T_i в зависимости от широты в интервале высот 500—800 км для дневных и ночных условий лета 1963 г. и зимы 1963—1964 гг. На широтных распределениях T_e и T_i , полученных в⁵¹, имеются максимумы в области высоких широт, напоминающие максимумы, наблюдающиеся в результатах измерений T_e на Эксплорере-22.

Хотя ионограммы, получаемые при зондировании ионосферы сверху, безусловно, содержат информацию о температурах заряженных частиц, и обработка, подобная проведенной Уаттом⁵¹, целесообразна, необходимо иметь в виду, что точность и надежность получаемых таким методом значений T_e и T_i существенно ниже, чем при определении из этих ионограмм величин n_e или чем при измерениях T_e и T_i зондовыми методами.

Единственные эксперименты по определению T_e в периферийной области ионосферы (существенно выше 1000 км) выполнены Сербу и Майером на спутнике ИМП-2 при помощи трехэлектродной плоской ловушки заряженных частиц методом задерживающих потенциалов⁵³. Согласно выводам авторов, основанным на рассмотрении данных, полученных в течение полугода, T_e возрастает с высотой по закону $\sim R^2$ (где R — геоцентрическое расстояние), а n_e убывает по закону $\sim \frac{1}{R^3}$ вплоть до $R \sim 5R_E$ (R_E — радиус Земли). От $R \sim 5R_E$ до апогея, равного $15,9R_E$, T_e мало меняется, составляя $\sim 1 \div 2$ эв, и n_e также меняется мало.

Это очень интересные и впечатляющие результаты; по-видимому, пока сообщена лишь незначительная часть всех данных, которыми располагают авторы. Хотелось бы, однако, заметить, что после ознакомления

с⁵³ возникают некоторые вопросы, которые, вероятно, будут разъяснены в дальнейших публикациях. Так, не вполне ясно, какова точность определения T_e по зондовой характеристике в случае, когда T_e составляет 0,1—0,2 эв, тогда как задерживающий потенциал меняется, принимая дискретные значения, отстоящие друг от друга на величину ~ 1 в. Несколько непонятно, как объяснить отсутствие во всех высотных распределениях n_e , полученных в⁵³, «колена» — ускоренного спада n_e (или, что то же, n_i) вблизи $R \sim (4 \div 5)R_E$, которое было неоднократно найдено различными методами тремя независимыми группами наблюдателей^{36, 20, 21}. Однако независимо от этих замечаний (которые могут оказаться несущественными в свете дальнейших публикаций), сам факт обнаружения значительного роста T_e с высотой в периферийной области ионосферы очень интересен.

Следует отметить, что теоретических расчетов зависимостей $T_e(H)$ на высотах порядка несколько R_E не делалось; единственной теоретической работой, относящейся к этой проблеме, является упоминавшаяся статья Гейслера и Боухилла¹⁹, в которой рассматривается изменение вдоль геомагнитной трубки температуры ионосферной плазмы, нагреваемой быстрыми фотоэлектронами, поднимающимися вдоль трубки из области F ; расчет, произведенный для геомагнитной трубки, пересекающей уровень 1000 км на геомагнитной широте $\sim 40^\circ$, дал почти изотермичное распределение T_e вдоль трубки (до длины трубки ~ 8000 км) с температурами $\sim 3000^\circ$ К (в условиях минимума солнечной активности). Этот расчет не противоречит данным измерений, приведенным в⁵³, но и не предсказывает роста T_e с высотой, наблюдаемого в измерениях⁵³.

Разумеется, наиболее энергичные фотоэлектроны могут подняться вдоль геомагнитных силовых линий с малыми потерями энергии, ибо их сечение взаимодействия с ионами q_i убывает примерно как v_e^{-4} (где v_e — скорость электрона), и, возможно, именно они являются причиной высоких температур плазмы в периферийной части ионосферы. Не исключено, однако, что существует какая-то тепловая связь между этой самой внешней частью ионосферы и плазмой солнечного ветра, энергия которой проникает в магнитосферу посредством некоего механизма (например, предложенного Десслером и Уолтером⁵⁴ или рассмотренного Блоком⁵⁵).

Очевидно, что для установления источника нагрева периферийной области ионосферы потребуются новые исследования (как экспериментальные, так и теоретические).

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В начале этого обзора уже отмечалось, что в нем совершенно не использованы многочисленные и уже поэтому чрезвычайно ценные температурные данные, полученные в результате наземных наблюдений (в частности, изложенные в работах^{56, 57}). Это сделано не только для того чтобы по возможности избежать повторений с обзором Эванса¹, но и потому, что, по мнению автора, интересно посмотреть, какие выводы можно сделать о температурах частиц в ионосфере, используя только результаты опытов, проведенных при помощи приборов, установленных на ракетах и спутниках.

Выводы эти оказались следующими.

Наиболее надежны прямые измерения T_g , выполненные при помощи масс-спектрометров и наблюдений флуоресценции К, Na и AlO. Эти измерения малочисленны. Почти все измеренные значения T_g в интервале высот от 100 км до ~ 200 км увеличиваются с высотой. Зависимость T_g от интенсивности солнечной коротковолновой радиации (характеризуемой

потоком дециметрового излучения S), по-видимому, возрастает с увеличением высоты (до ~ 300 км). Измеренные прямыми методами величины T_g вполне удовлетворительно совпадают с теоретическими моделями, созданными с использованием результатов наблюдения торможения спутников.

Ряд рассмотренных результатов измерений T_g либо свидетельствует о существовании изотермической зоны на высотах $H \sim 200 \div 300$ км (масс-спектрометрические опыты 1961 г.²³, 1963—1964 гг.⁸), либо не противоречит ее существованию (опыты по измерению уширения резонансных линий K, Na и AlO^{25, 26}) и указывает на зависимость высоты и температуры этой зоны от S и от местного времени. Тем не менее, этих данных мало для утверждения, что такая зона существует всегда.

Имеется сообщение об отклонениях от изотермии на указанных высотах (возможно, кратковременных и поэтому не обнаруживаемых в результатах наблюдений, усредненных за длительные периоды²⁸). Значения T_g на высотах изотермической зоны, определенные на аэронавтомическом спутнике Эксплорер-17, характеризуются значительным разбросом, результаты окончательного анализа причин которого еще не опубликованы.

Измерения T_i на ракетах и спутниках весьма малочисленны. Дневные значения T_i существенно меньше значений T_e на высотах $200 \text{ км} < H < 400 \text{ км}$ ^{32, 34} и на высотах $400 \div 600 \text{ км}$ ³³, где установлено наличие значительного разброса T_i (на несколько десятков сотен градусов) ото дня ко дню; имеется тенденция к росту T_i с увеличением широты³³. На высотах $H \sim 5000 \div 8000 \text{ км}$ T_i во всяком случае меньше $9000 - 10\,000^\circ$ ³⁵. Одновременных прямых измерений T_i и T_g не производилось.

Измерения T_e на ракетах и спутниках значительно более многочисленны, чем измерения T_g и T_i . Тепловое равновесие на высотах $\geq 200 \text{ км}$ в дневной ионосфере отсутствует ($T_e > T_i > T_g$)^(7, 45, 9, 10 и др.). В ночной ионосфере тепловое равновесие также отсутствует^{46, 48}. В 1961 г. получены дневные профили $T_e(H)$ с максимумами T_e на высотах $\sim 220 \text{ км}$ ⁷, близкие по форме к теоретическим моделям^{13 и 14}. В период 1962 г. и позже в большинстве измерений на высоте $H \sim 220 \text{ км}$ днем наблюдается рост T_e с высотой^{34, 41, 43} (хотя и в 1963 г. получен один профиль $T_e(H)$ с максимумом T_e при $H \sim 250 \text{ км}$ ⁷). Возможно, что вид профиля $T_e(H)$ на высотах $H \leq 1000 \text{ км}$ меняется в зависимости от фазы цикла солнечной активности, как это следует из теоретических расчетов¹⁶; окончательное подтверждение этого смогут дать измерения $T_e(H)$ во время следующего максимума солнечной активности.

Ракетные измерения $T_e(H)$ во время солнечного затмения 20.07 1963 г. (и одновременные ракетные измерения интенсивности коротковолнового солнечного излучения в различных участках спектра) убедительно свидетельствуют о том, что основным источником нагрева электронов дневной области F является солнечная радиация, тогда как электроны в области E , ионизуемой рентгеновским излучением Солнца, имеют иной основной источник нагрева (возможно, что им является электрическое поле)^{37, 38}.

Установлено существование пика в суточном ходе T_e вблизи времени восхода Солнца^{45, 46, 47}, убывающего с увеличением высоты⁴⁶.

В большинстве измерений наблюдается обратная корреляция T_e и n_e ^{46, 49}.

Магнитные возмущения, согласно ракетным измерениям⁷, приводят к увеличению T_e , а по данным измерений на спутнике Ариэль-1 — к уменьшению⁴⁶. Опубликованные результаты измерений на ракетах и спутниках не позволяют сделать четкие выводы о влиянии магнитных возмущений на T_e .

Дневное распределение T_e по геомагнитным широтам на высоте ~ 1000 км имеет максимум вблизи экватора и максимумы вблизи $L \sim 40^\circ N$ и $L \sim 50^\circ S$. В ночное время эти максимумы сдвигаются в сторону более высоких геомагнитных широт⁴⁹.

Обнаружено, что T_e в периферийной части ионосферы (при $H \gg 1000$ км) увеличивается с высотой пропорционально R^2 (R — геоцентрическое расстояние), возрастая на высотах $\sim 25\,000$ км до $10\,000$ — $20\,000^\circ$ ⁵³. Какие-либо теоретические модели для этой области пока не опубликованы.

Радиотехнический
институт АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. В. Эванс, УФН **92**, 229 (1967).
2. R. E. Bourdeau, Space Res. **5**, 77 (1965).
3. J. V. Evans, J. Geophys. Res. **70**, 17, 4365 (1965).
4. Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич, Космические исследования, **3**, 877 (1965).
5. K. S. W. Campbell, Atmospheric structure in the lower atmosphere. Air Force Cambridge Research Labs, Surveys in geophysics. N168, 1965.
6. Y. Aono, K. Hirao, S. Miyasaki, J. of the Radio Research Labs **46**, 407 (1962).
7. L. H. Brace, N. M. Spencer, G. R. Carignan, J. Geoph. Res. **68**, 5397 (1963).
8. L. H. Brace, N. M. Spencer, G. R. Carignan, D. R. Tausch, N. Niemann, J. Geoph. Res. **70**, 2665 (1965).
9. K. I. Gringauz, B. N. Gorozhankin, G. L. Gdalevich, N. M. Shutte, R. E. Rybchinsky, V. V. Afonin, Space Res. **5**, 773 (1965).
10. B. P. Bowman, R. L. F. Boyd, G. L. Henderson, A. P. Willmore, Proc. Roy. Soc. **281**, 514 (1964).
11. I. Harris, W. Priest, Space Res. **3**, 53 (1963).
12. М. Н. Изаков, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 30.
13. W. B. Hanson, F. S. Johnson, Memories Soc. Roy. Sc. Liege **4**, 390 (1961).
14. W. B. Hanson, Space Res. **3**, 282 (1963).
15. A. Dalgarno, N. B. McElroy, R. J. Moffet, Planet. Space Sci. **11**, 463 (1963).
16. J. E. Geisler, S. A. Bowhill, J. Atmosph. Terr. Phys. **27**, 457 (1965).
17. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский, ДАН СССР **131**, 1301 (1960).
18. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Морозов, И. С. Шкловский, Астрон. ж. **37**, 716 (1960).
19. J. E. Geisler, S. A. Bowhill, Atmosph. Terr. Phys. **27**, 1119 (1965).
20. B. A. Taylor Jr., H. C. Brinton, C. R. Smith, J. Geoph. Res. **70**, 5769 (1965).
21. D. L. Carpenter, J. Geoph. Res. **71**, 693 (1965).
22. А. А. Похунков, в сб. «Искусственные спутники Земли», **13**, стр. 110, 1962.
23. А. А. Похунков, в сб. «Ионосферные исследования», **14**, стр. 26, 1965.
24. J. E. Blamont, T. M. Donahue, M. L. Lory, Phys. Rev. Letts **6**, 403 (1961).
25. J. E. Blamont, M. L. Lory, Space Res. **5**, 1137 (1965).
26. J. E. Blamont, M. L. Lory, A paper presented at the 6-th COSPAR Symposium, 1965.
27. N. G. Spencer, L. H. Brace, G. R. Carignan, D. R. Tausch, H. Niemann, J. Geoph. Res. **70**, 2665 (1965).
28. В. В. Михневич, в сб. «Исследования космического пространства», 1965.
29. G. P. Newton, R. Horowitz, W. Priest, Planet. Space Sci. **13**, 599 (1965).
30. А. Я. Прессман, С. П. Яценко, Геомагнетизм и аэронавтика **1**, 49 (1961).
31. G. W. Shaug, W. B. Hanson, D. D. McKibbin, Space Res. **4**, 454 (1964).
32. В. В. Афонин, Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич, Б. Н. Горозанкин, К. И. Грингауз, Р. Е. Рыбчинский, Н. М. Шютте, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 151.
33. R. L. F. Boyd, W. J. Rait, Space Res. **5**, 207 (1965).

34. A. F. Nagy, L. H. Brace, G. R. Gagnan, M. Kanai, J. Geoph. Res. **68**, 6401 (1963).
 35. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Т. К. Бреус, Космические исследования **5**, 245 (1967).
 36. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 77.
 37. Y. Aono, K. Hiraо, S. Miyasaki, K. Takayama, T. Dote, Space Res. **2**, 1215 (1961).
 38. L. G. Smith, C. A. Accardo, L. H. Weeks, P. J. McKinnon, J. Atmosph. Terr. Phys. **27**, 803 (1965).
 39. Н. Д. Папалекси, в сб. «Труды экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 19 июля 1936 г.», М., Изд-во АН СССР, 1938, стр. 115.
 40. J. C. Ulwick, W. Pfister, R. E. McInerney, Space Res. **5**, 171 (1965).
 41. K. I. Gringauz, G. L. Gdalevich, V. F. Gubsky, I. A. Knorin, V. A. Rudakov, N. M. Shutte, A paper presented at the 7-th COSPAR Symposium in Vienna, 1966.
 42. P. J. Bowen, R. L. F. Boyd, G. L. Henderson, A. P. Willmore, Proc. Roy. Soc. **281**, 526 (1964).
 43. K. Hiraо, Presented at the 7-th COSPAR Symposium in Vienna, 1966.
 44. R. E. Bourdeau, Space Res. **2**, 554 (1961).
 45. R. E. Bourdeau, J. L. Donley, Proc. Roy. Soc. **281**, 1387 (1964).
 46. A. P. Willmore, Proc. Roy. Soc. **286**, 537 (1965).
 47. R. C. Sagalyn, M. Smiddy, Y. N. Bhargava, Space Res. **5**, 189 (1965).
 48. B. H. Brace, N. W. Spencer, A. Dalgarno, Planet. Space Sci. **13**, 647 (1965).
 49. L. H. Brace, B. M. Reddy, J. Geoph. Res. **70**, 5783 (1965).
 50. K. I. Gringauz, B. N. Gorozhankin, N. M. Shutte, G. L. Gdalevich, Space Res. **4**, 473 (1964).
 51. T. M. Watt, J. Geoph. Res. **70**, 5849 (1965).
 52. H. A. Taylor, L. H. Brace, H. C. Brinton, C. R. Smith, J. Geoph. Res. **68**, 5339 (1963).
 53. G. P. Serbu, E. J. Maier, J. Geoph. Res. **71**, N 15 (1966).
 54. A. J. Dessler, G. K. Walter, Planet. Space Sci. **12**, 227 (1964).
 55. L. P. Block, J. Geoph. Res. **70**, 885 (1965).
 56. J. V. Evans, Planet. Space Sci. **13**, 1031 (1965).
 57. J. V. Evans, J. Geoph. Res. **70**, 2726 (1965).
 58. А. И. Репнев, Труды ЦАО, вып. **25**, 5 (1959).
-