

525.7

**ТЕМПЕРАТУРА НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ИОНОСФЕРЕ *)**

Дж. В. Эванс

I. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее ранние попытки произвести оценку высотных вариаций температуры в атмосфере осуществлялись при помощи полетов воздушных шаров-зондов. В этих первых работах было обнаружено уменьшение температуры с ростом высоты над поверхностью Земли со скоростью $5^{\circ}\text{K}/\text{км}$. Последующее возрастание температуры на высотах выше тропопаузы (т. е. выше примерно 15 км) было открыто в начале нашего столетия при наблюдениях аномального распространения звука на горизонтальных расстояниях ~ 200 км. Уменьшение температуры на высотах выше примерно 50—60 км было обнаружено позднее, при изучении фотографий метеорных следов, хотя абсолютные значения плотности, полученные таким способом, не согласовались со значениями плотности, полученными впоследствии при помощи ракет. Предполагалось, что еще выше, на высоте около 100 км, температура снова должна расти, так как на этих высотах происходит значительное увеличение ионизации (*E*-область). Наблюдение серебристых облаков подтвердило гипотезу о наличии второго температурного минимума на высоте около 90 км.

До начала ракетных и спутниковых измерений было известно довольно мало относительно распределения температуры на высотах выше 100 км. Существование ионизованных слоев на больших высотах давало основание предполагать, что температура с ростом высоты непрерывно растет и достигает 3000 — 4000°K в области *F* (например, Эппельтон, 1935). Предполагалось также, что температура атмосферы существенно отличается от температуры межпланетного газа (которая считалась очень низкой). Единственная оценка, которая могла быть сделана для температур наиболее высоких слоев земной атмосферы (экзосфера), основывалась на вычислении скорости убеганий гелия и давала величину порядка 1500°K .

Основные успехи в аэрономии были достигнуты, когда для исследования верхней атмосферы в Морской исследовательской лаборатории США начали использовать ракеты. Во время полетов ракет было установлено, что вплоть до высоты ~ 80 км из-за турбулентного перемешивания нейтральные компоненты присутствуют в атмосфере в тех же самых соотношениях, как и в тропопаузе, и были измерены температура и плотность вплоть до высот ~ 100 км. Считалось, что в начале Международного

*) J. V. Evans, The Temperature of Neutral and Charged Particles in the Ionosphere. Доклад на Симпозиуме по физике солнечно-земных связей, Белград, август 1966 (препринт). Перевод Т. К. Бреус.

геофизического года (МГГ) были получены разумные оценки плотности и температуры до высот 200 км (Горовиц, Ла-Гоу, 1957). После начала МГГ были осуществлены непрерывные локальные измерения при помощи искусственных спутников Земли, которые чрезвычайно расширили наши знания о температурах как ионизованной, так и нейтральной компонент на высотах выше 200 км. Как это ни странно, наиболее ценную информацию о плотностях и температурах дала не научная аппаратура, установленная на спутниках, а наблюдения за траекториями спутников в атмосфере. Наблюдая изменение периода обращения спутника, можно определить торможение спутника в атмосфере (а следовательно, и плотность атмосферы). Большая часть раздела IV настоящей статьи посвящена обсуждению этих работ. Однако, поскольку в моделях, используемых для описания температурных вариаций в термосфере, предполагается существование неизменных условий на некоторой более низкой высоте (например, 120 км), в разделе II мы дадим краткий обзор сведений об атмосфере ниже 100 км, состояние которой может существенно повлиять на условия у основания термосферы.

Несмотря на то, что локальные измерения в верхней атмосфере при помощи спутников производятся уже в течение 10 лет, остается еще много невыясненных проблем. До сих пор до конца не понят полный энергетический баланс в термосфере. Кроме ультрафиолетового излучения Солнца, которое является главным источником энергии, известны или предполагаются и другие источники, такие как высapsulation заряженных частиц, нагрев гидромагнитными волнами (энергия солнечного ветра) или нагрев атмосферными гравитационными волнами (энергия, поступающая из более низких слоев атмосферы). В разделе III поэтому обсуждаются источники энергии в термосфере. Имеется также существенная неопределенность в вопросе перераспределения тепла, переносимого в верхней атмосфере ветрами. Такой перенос тепла должен, по всей вероятности, существовать, поскольку наблюдаются большие потоки тепла от экватора к полюсам.

Как это ни парадоксально, начало непосредственных локальных измерений ионизированных компонент ионосферы совпало с появлением новых и улучшенных методов наземных наблюдений. При обсуждении электронной и ионной температур мы будем основываться главным образом на результатах этих наземных измерений (метод некогерентного рассеяния), с которыми мы лучше знакомы. Таким образом, в подавляющей части статьи будут освещены температурные измерения, производимые при помощи наземных методов, хотя отнесение к наземным методам наблюдений торможения искусственных спутников Земли является, вероятно, условным.

В последних разделах обсуждаются поведение электронной температуры и перенос тепла между протоносферой и ионосферой, ожидаемые на основе теоретических расчетов. Учет того обстоятельства, что электронные и ионные температуры в слое F могут существенно превышать температуру нейтральных частиц, привел, с одной стороны, к усложнению изучения ионосферы, а с другой стороны, позволил объяснить некоторые аномалии в суточных изменениях электронной концентрации.

В настоящем обзоре невозможно затронуть все аспекты работ, так же как и упомянуть всех авторов, исследования которых внесли вклад в современные представления об этой проблеме. Однако там, где это возможно, будут делаться ссылки на источники информации, имевшиеся в нашем распоряжении. Читатели, желающие более подробно ознакомиться с некоторыми частными вопросами данной проблемы, могут обратиться к этим оригинальным статьям.

II. АТМОСФЕРА НА ВЫСОТАХ НИЖЕ 100 км

Цель этого раздела состоит в том, чтобы обратить внимание на то обстоятельство, что всего лишь 10^{-5} общей массы атмосферы находится выше 80 км и что сравнимая с ней часть приходящего в атмосферу ионизующего излучения Солнца поглощается здесь. Не следует пренебрегать и той возможностью, что небольшая часть энергии уходит в верхнюю атмосферу, и таким образом, одним из источников энергии для термосфера могут быть нижележащие области.

Второй причиной включения в рассмотрение нижней атмосферы послужила необходимость указать на существование в этой области некоего механизма разогрева и охлаждения.

Аналогичный механизм горизонтального переноса тепла может работать и на ионосферных высотах. На рис. 1 показано распределение температур в тропосфере и мезосфере. Если рассматривать Солнце как абсолютно черное тело, излучающее при температуре 5800° К, то примерно 19% приходящего от него излучения поглощается в атмосфере, 34% отражается в межпланетное пространство и 47% поглощается Землей (Ньюэл, 1964).

Самая низкая область земной атмосферы — тропосфера — полностью непрозрачна почти для всего спектра солнечного излучения, кроме энергии, приносимой узкой полосой вблизи видимой области (и, конечно радиоволны с длиной волны вплоть до нескольких миллиметров). Поскольку остальная часть солнечной энергии поглощается выше и не достигает тропосферы, последняя получает большую часть тепла от Земли, поглощающей излучение в видимой части спектра (примерно в области $0,5 \mu$) и переизлучающей его в инфракрасной области ($\sim 10 \mu$), для которой атмосфера в основном непрозрачна. Это — хорошо известный «тепличный эффект». В дополнение к излучению земной поверхности существуют конвекционные потоки, которые изменяют температуру и перераспределяют тепловую энергию. Атмосферные движения, излучение и другие факторы, такие как скрытая теплота парообразования, формируют наблюдаемое распределение температуры.

Рост температуры над тропопаузой (см. рис. 1) происходит, главным образом, из-за поглощения озоном солнечного ультрафиолета ($0,2-0,3 \mu$). Максимальная скорость нагрева имеет место на высоте ~ 50 км. Выше и ниже этой высоты количество поглощаемой энергии ультрафиолетового излучения меньше, и соответственно значения равновесной температуры ниже. Вариации температуры, показанные на рис. 1, построены для шести «зимних» и шести «летних» месяцев и для широты 40° (Ньюэл, 1964). Вариации температуры с широтой и высотой, позаимствованные из того же самого источника, показаны на рис. 2. Можно видеть, что температура на земной поверхности уменьшается с ростом широты, как и следовало ожидать; выше тропопаузы наблюдается обратное, но тем

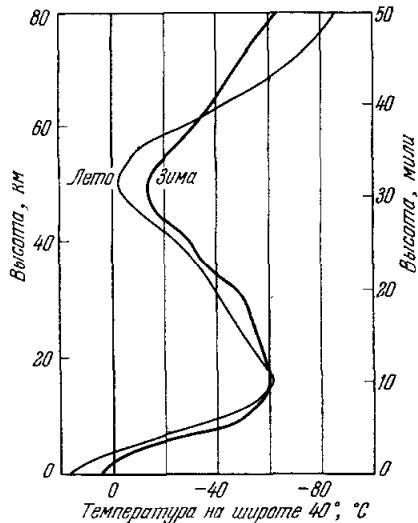


Рис. 1. Вертикальные распределения температур до 80 км.

Эти кривые были построены Ньюэлом (1964) усреднением температурных кривых, полученных вблизи широты 40° для шести «зимних» и шести «летних» месяцев.

не менее, здесь зимний полюс холоднее, чем летний. В следующей более высокой области между 40 и 60 км на летнем полюсе теплее, чем на

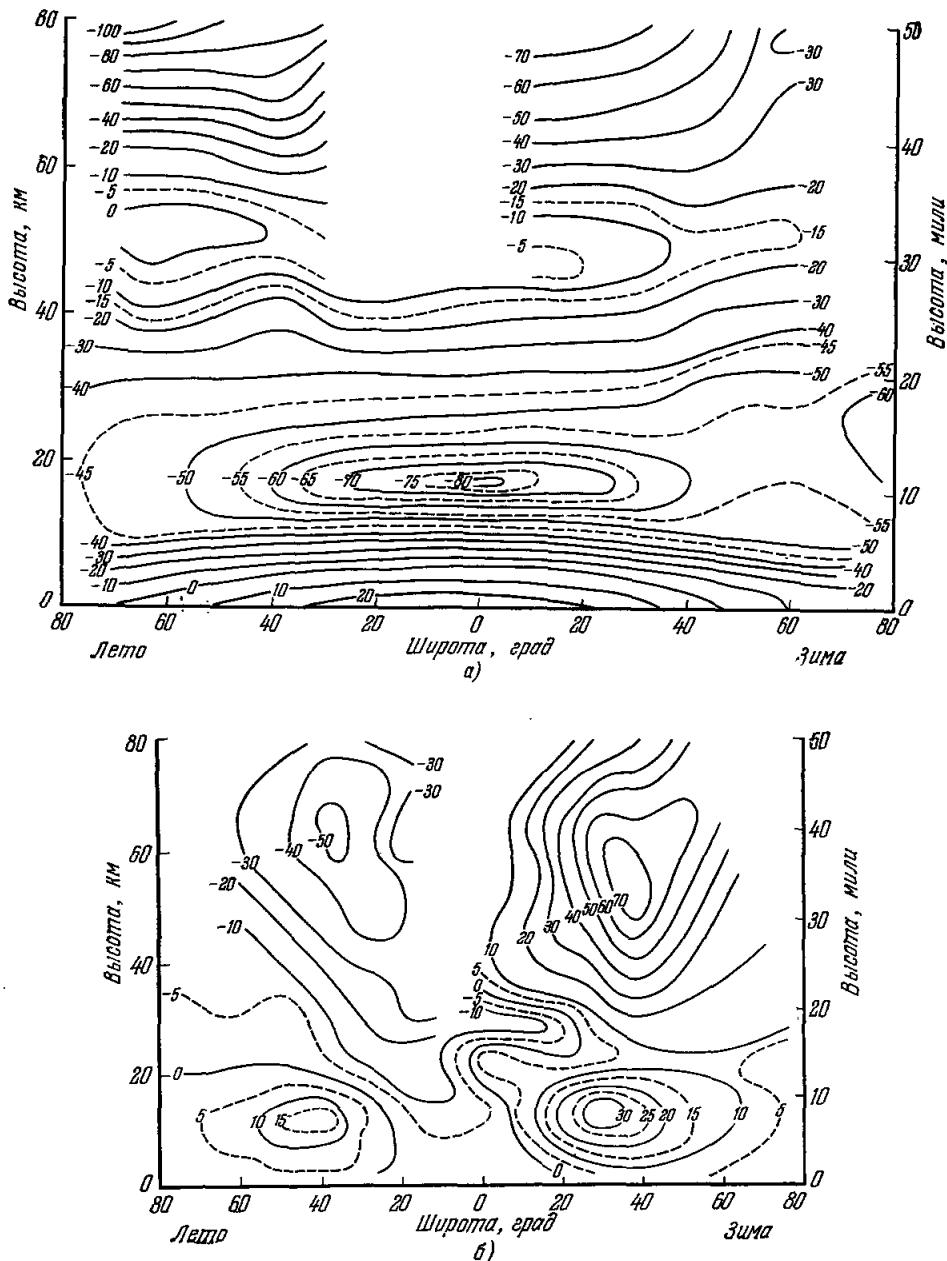


Рис. 2. Температуры и ветры в верхней атмосфере.

а) температура ($^{\circ}\text{C}$) как функция высоты и географической широты; б) скорости ветров, направленных с запада на восток (м/сек). Можно видеть, что существует четыре системы ветров и только в одной из них ветры направлены с востока на запад (по Ньюэллу (1964)).

зимнем, как и следовало ожидать. Еще выше зарегистрированные температуры колеблются противоположно ожиданиям. В середине зимы температуры на высотах 60—80 км над зимним полюсом чуть ниже, чем

на поверхности, в то время как на тех же высотах над летним полюсом температура может быть на 50 или более градусов ниже. Это аномальное распределение температуры создает принципиальную возможность для крупномасштабного меридионального переноса тепла в области высот 60—80 км. В области ~12 км над поверхностью Земли имеет место равенство притока тепла и потерь на широте примерно 35° (рис. 3). Южнее этой широты тепло теряется в полярных районах. Перенос тепла сопровождается крупномасштабной турбулентной циркуляцией, которая отражается на картах погоды в виде областей с повышенным давлением (антициклонов) и областей с пониженным давлением (циклонов). Этую наиболее низкую область атмосферы можно представить себе в виде двух тепловых машин,

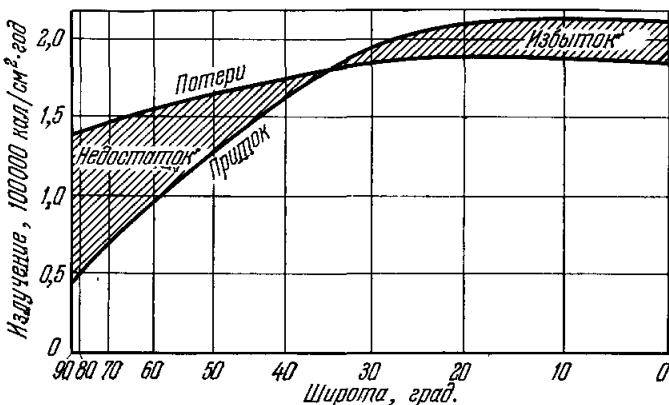


Рис. 3. Тепловой баланс Земли.

Севернее 35° Земля излучает больше энергии, чем получает от Солнца, что указывает на существование передачи тепла от экватора к полюсам (Ньюэл (1964)).

в которых энергия просто течет от источника тепла (тропики и субтропики) к поглотителю (полюсам). При этом кинетическая энергия освобождается в форме энергии турбулентных движений.

В области непосредственно над тепловыми машинами (т. е. над 15—20 км) снова появляется избыток тепла над полюсами. Это объясняется действием соответствующей пары «холодильников», которые охлаждают воздух над тропиками и разогревают его над полюсами. Источником энергии для работы «холодильников» служат турбулентные движения, генерированные тепловыми машинами, расположенные внизу. Считается, что тепловая машина и холодильник, по-видимому, ответственны за поведение атмосферы в области высот 60—80 км. Летний полюс на высоте 30—60 км теплее, чем зимний из-за эффектов излучения, и таким образом, тепло переносится к холодному полюсу. Характер ветров на этих высотах (западных в зимнем полушарии и восточных — в летнем) соответствует этой картине. Над этой тепловой машиной, действующей от полюса до полюса, по-видимому, работает «холодильник», связанный с ней таким же образом, как связаны тепловая машина и «холодильник», действующий от экватора до полюса в нижней атмосфере. Потенциальная энергия, запасенная в этой верхней тепловой машине, чрезвычайно мала, поэтому изменения в скоростях нагрева быстро приводят к изменениям циркуляции. Таким образом, зима в этой области атмосферы соответствует периоду солнцестояния.

Атмосфера выше 80 км, т. е. у основания той области высот, которая представляет для нас наибольший интерес, остается еще недостаточно

хорошо изученной. Частично это объясняется недостатком данных, полученных при помощи спутников на высотах ниже 200 км, и частично тем, что метеорологическая служба (которая запускает 1000 ракет в год) получает данные только до высот ~ 60 —70 км. Таким образом, представления об атмосфере между 80 и 200 км получаются при помощи довольно ограниченного числа специальных запусков зондирующих ракет и при помощи косвенных методов, таких как наблюдения дрейфа ионизованных метеорных следов.

III. ИСТОЧНИКИ ТЕПЛА В ТЕРМОСФЕРЕ

Выше мезопаузы температура растет в области, которую С. Чэлмен назвал термосферой. Грубо говоря, можно считать, что термосфера расположена на высотах от 100 до 300 км. В термосфере нагрев происходит из-за поглощения ультрафиолетового излучения (с длиной волны $\lambda < 1775 \text{ \AA}$). В табл. I представлены величины энергии, оцененной для

Таблица I

Величина потока солнечного излучения и данные о попаречных сечениях для расчетов моделей (Махоней, 1966)

l	$\lambda, \text{\AA}$	Поток, эрг·см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$	Поток, фотоны·см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$	μO	μO_2	μN_2	μO_2	μN_2
				$\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^2$				
1	1775—1725	12,0	1060	0	0,32	0	0	0
2	1725—1675	8,2	700	0	1,62	0	0	0
3	1675—1625	5,0	420	0	4,14	0	0	0
4	1625—1575	3,2	260	0	9,79	0	0	0
5	1575—1525	1,7	135	0	15,06	0	0	0
6	1525—1475	0,96	73	0	21,28	0	0	0
7	1475—1375	0,76	55,3	0	26,92	0	0	0
8	1375—1325	0,26	17,7	0	10,92	0	0	0
9	1215,7	4,4	270	0	0,0156	0	0	0
10	1027—990	0,101	5,03	0	3,29	0,538	1,54	0
11	977,0	0,081	4,0	0	7,53	5,59	3,01	0
12	972,5	0,011	0,55	0	75,3	538	33,9	0
13	990—911	0,080	3,71	0	13,8	6,95	8,02	0
14	911—840	0,245	10,5	10,8	18,5	9,75	12,4	0
15	840—810	0,048	2,0	12,0	49,0	7,21	17,1	0
16	810—796	0,017	0,7	12,4	75,3	14,5	26,4	0
17	796—740	0,083	3,41	12,7	46,7	53,6	23,5	33,1
18	740—630	0,064	2,18	32,4	60,6	54,4	48,8	48,8
19	630—460	0,342	9,6	47,8	57,6	51,9	52,7	46,9
20	460—370	0,098	2,04	43,7	45,0	36,6	44,2	35,5
21	370—310	0,217	3,37	34,7	40,3	19,1	40,3	19,1
22	303,8	0,250	3,8	36,9	36,7	1,08	36,7	1,08
23	310—280	0,113	1,65	34,6	35,2	1,05	33,2	1,05
24	280—240	0,149	1,95	27,6	27,5	8,35	27,5	8,35
25	240—205	0,140	4,57	19,7	19,7	6,39	19,6	6,39
26	205—165	0,784	7,17	12,4	12,4	4,52	12,3	4,52
27	165—138	0,092	0,7	7,91	7,91	3,01	7,91	3,01
28	138—103	0,099	0,6	4,14	4,14	1,94	4,14	1,94
29	103—83	0,149	0,7	2,63	2,64	1,18	2,64	1,18
30	83—62	0,137	0,5	1,51	1,51	0,796	1,91	0,796
31	62—41	0,135	0,35	0,828	0,828	0,387	0,828	0,387
32	41—31	0,083	0,15	0,377	0,377	0,151	0,377	0,151

32 интервалов спектра солнечного электромагнитного излучения по работам Хинтереггера и др. (1955). В эту таблицу включены также коэффициенты поглощения главных атмосферных составляющих в термосфере, а именно O, O₂ и N₂, вместе с поперечными сечениями ионизации для O₂(μIO₂) и N₂(μIN₂). Предполагается, что μIO такое же, как μO. Эта таблица взята из статьи Махонея (1966), который установил, что опубликованные данные по поглощению (Ноуорки и Папа (1961) и Хинтереггера (1965)), так же как и лабораторные и полученные на ракетах спектры поглощения (Кук и Метзгер (1964), Самсон и Кэрнес (1964), Хинтереггер (1962), Холл и др. (1965)) содержат ошибку порядка 50% в значениях этих поперечных сечений. Далее, неточно известно, какая именно часть поглощенного на данной высоте излучения непосредственно превращается в тепло (т. е. нагрев и эффективность) (Лазарев, 1964). Полный имеющийся поток энергии (см. табл. I) равен 40 эрг/см²сек, но большая часть его проникает до высот ниже 100 км. Часть потока энергии, поглощающаяся выше 120 км, по оценкам Махонея, равна 3,5 эрг/см² сек. Для длин волн в области 1175 Å < λ < 1325 Å основной поглощающий агент — O₂ (т. е. континуум Шумана — Рунге). Молекулы O₂ диссоциируют выше 90 км на атомы кислорода. Химический состав выше 90 км также изменяется, так как перемешивание, происходящее из-за турбулентной диффузии, становится менее эффективным, и выше примерно 120 км основные компоненты находятся в диффузационном равновесии.

Высота, на которой имеется максимум образования атомов O из-за фотодиссоциации O₂, равна приблизительно 115 км (Николе, 1960). Рекомбинация O в O₂ требует присутствия третьей молекулы для сохранения момента и, таким образом, происходит со скоростью, пропорциональной давлению. Так как время жизни атомов O выше 80 км больше 24 часов, происходит чистый перенос O к низким высотам под влиянием сил тяжести, и максимальная концентрация O достигается на высотах около 100 км. Этот направленный вниз перенос и последующая рекомбинация являются одним из процессов переноса тепла в термосфере. Другими процессами является молекулярная теплопроводность и радиационные потери, осуществляемые атомарным кислородом. Теплопроводность пропорциональна произведению $K \frac{dT}{dz}$, где $\frac{dT}{dz}$ — градиент температуры, а K — коэффициент теплопроводности. Он зависит от молекулярной вязкости и удельной теплоемкости при постоянном объеме для каждой атмосферной составляющей (Чэмпмен и Каулинг, 1961).

Согласно Бейтсу (1951) и Николе (1960) главным процессом, вызывающим радиационные потери тепла, является процесс перехода атомарного кислорода из состояния ³P₁ в состояние ³P₂. Излучение (на длине волны 63 μ) происходит со скоростью $\sim 1,65 \cdot 10^{-18} n(O)$ эрг/см² сек и, таким образом, прямо пропорционально концентрации атомарного кислорода n(O). Единичный оптический путь для излучения с λ = 63 μ находится выше 135 км, а также между 135 и 120 км (Чэмберлен, 1961). Таким образом, излучение от более низких высот вторично поглощается выше. Большинство авторов, которые рассматривали радиативное охлаждение в балансе энергии в термосфере (Хант и Ван Зандт (1961), Харрис и Пристер (1962, 1965), Лазарев (1964)) пришли к выводу, что излучение будет несущественным. Оно должно, однако, играть некоторую роль в контроле температур, устанавливающихся на высотах выше 250 км (Махоней, 1965).

Так как теплопроводность растет с ростом высоты из-за возрастания длины свободного пробега молекул, а поглощение ультрафиолетового

излучения уменьшается из-за уменьшения плотности атмосферы, имеется высота, выше которой температура остается существенно постоянной. Предполагают, что эта высота равна примерно 300 км (Джонсон (1956), Николе (1960)) и она получила название термопаузы. Ряд авторов (например, Харрис и Пристер (1962), Мак-Дональд (1963), Махоней (1966)) попытались выяснить на основании описанных выше рассуждений, компенсируется ли приток энергии в термосферу потерями. Они не учитывали горизонтальный перенос тепла. Из этих работ можно сделать следующие заключения:

а) Выше 120 км до высоты порядка 250 км энергетический баланс может быть хорошо аппроксимирован моделью, учитывающей солнечный нагрев, радиационные потери и вертикальный перенос энергии из-за теплопроводности.

б) Выше 250 км необходимо учитывать другие эффекты для объяснения того обстоятельства, что изменения температуры с широтой малы по сравнению с наблюдаемыми и максимальная дневная температура достигается в 14 часов местного времени, а не в 17 часов. (Последнее следует из того, что выше 300 км путь, на котором происходит поглощение, настолько мал, что локальная скорость разогрева солнечным излучением относительно неизменна в течение дня. Следовательно, максимальная температура должна достигаться незадолго до захода Солнца.)

в) Между 80 и 120 км другие процессы, такие как направленный вниз перенос тепла из-за диффузии О и последующей рекомбинации в О₂, должны быть важны. Дополнительным источником энергии в этой области, предположенным Хайнесом (1960), могут быть внутренние гравитационные волны, т. е. волновая энергия, распространяющаяся вертикально из низких областей (см. также Махоней (1966)).

Расхождение между наблюденными дневными вариациями (с максимумом в 14 часов) и ожидаемыми (с максимумом в 17 часов) побудили Харриса и Пристера постулировать существование второго источника нагрева, сравнимого по величине с действием солнечного ультрафиолета и имеющего подобную же высотную зависимость. Не существует прямых экспериментальных доказательств существования такого второго теплового источника, и в современных представлениях отдается предпочтение горизонтальному переносу тепла в качестве фактора, объясняющего этот эффект (раздел IV).

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕРМОСФЕРЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ТОРМОЖЕНИЯ СПУТНИКОВ

При анализе данных наблюдений торможения искусственных спутников Земли обычно принимали ряд неизменных граничных условий на некоторой фиксированной высоте и далее строили модель изменений, происходящих выше этой высоты. В качестве исходного уровня обычно выбирали высоту 120 км, полагая, что выше этого уровня атмосферные компоненты не составляют уже однородную смесь, а имеют распределение, соответствующее диффузионному равновесию. Таким образом, удалось обойти проблему рассмотрения переходной области, начинающейся на высоте порядка 90 км, в которой состав изменяется из-за фотодиссоциации кислорода, а турбулентное перемешивание становится менее эффективным. Условия, доминирующие в этой переходной области 90—120 км, обсуждались рядом авторов (Николе (1960), Нир и др. (1964а, б), Колгрев и др. (1965)).

Рис. 4 иллюстрирует переход от атмосферы, в которой компоненты перемешаны, к атмосфере, где распределение отдельных компонент описано

сывается гидростатическим законом для второстепенной компоненты — гелия. Колгров и др. (1966) заключили, что поскольку высоты, на которых происходит переход от перемешивания к диффузионному равновесию, различны для различных атмосферных составляющих, нельзя выбрать единую высоту и считать, что с нее начинается установление диффузионного равновесия. Интенсивность турбулентного перемешивания будет контролировать высоту перехода для любой из компонент, и возможно, что она будет иметь сезонные вариации или вариации, связанные с циклом солнечной активности. Таким образом, значения плотностей компонентов у основания области, где, по предположению, устанавливается диффузионное равновесие (т. е. на 120 км), могут изменяться. Коэффициент турбулентной диффузии в этой области определялся из наблюдения следов выпуска в атмосферу паров натрия и из теоретических оценок, основанных на наблюдениях отношения концентраций О и О₂ выше 100 км, но, к сожалению, эти величины плохо согласуются друг с другом (Колгров и др. (1965)). Прямое доказательство существования сезонных вариаций плотности выше 100 км было получено во время ракетных пусков (например, Фэйр и Чэмпион (1965), Майнзнер (1965)). На рис. 5 показаны обнаруженные различия между средними годовыми значениями плотности и средними за шесть зимних и шесть летних месяцев плотностями, взятыми из модели стандартной атмосферы CIRA. Небольшое различие между плотностями, наблюдаемыми на высоте 200 км при высокой и низкой солнечной активности, и плотностями, полученными по данным о торможении спутников, также указывает на изменения плотности на исходном уровне. Предположения о неизменности граничных условий на высоте 120 км могут оправдаться только в том случае, если вариации температуры выше 120 км чрезвычайно велики по сравнению с вариациями на высоте 120 км. Такая ситуация возможна, и этим объясняется успех моделей с постоянными граничными условиями. Так, Стейн и Уолкер (1965) оценили ошибку в определении температуры по данным о торможении спутников, выраженным в плотностях, в 25 %. Учитывая эти оценки, мы продолжим описание результатов определения температуры нейтральной атмосферы по данным о торможении спутников. Мы в основном пользовались обзорными статьями Николе (1964), Яккия (1965) и Пристера (1965).

Метод, при помощи которого изменения в периодах обращения спутников по орбите могут быть сведены к измерению атмосферного торможе-

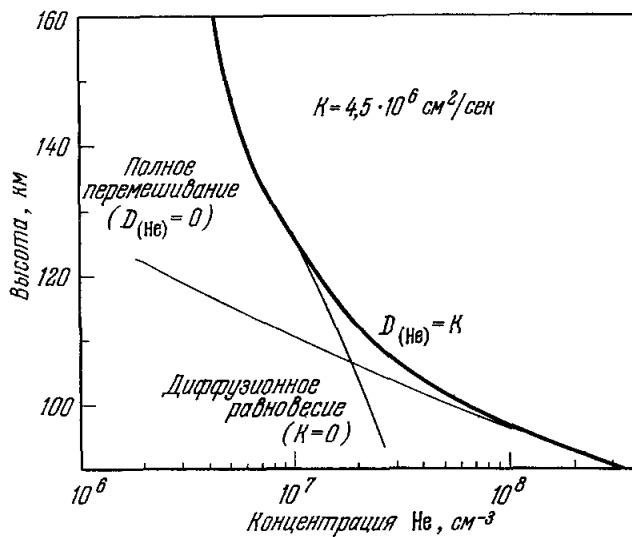


Рис. 4. Сравнение распределения гелия при условиях, когда коэффициент турбулентной диффузии равен $4,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{сек}$, с распределениями в атмосфере, в которой отсутствует перемешивание ($K = 0$), и в атмосфере, полностью перемешанной ($D_{\text{He}} = 0$).

Небольшой выступ в распределении концентрации между 110 и 130 км вызывается быстрым изменением температурного градиента в этой области (по Колгрову и др. (1966)).

ния, обсуждался рядом авторов (например, Кинг-Хили (1966)). Большая часть спутников запущена на эллиптические орбиты, и поэтому атмосфера тормозит спутники в течение краткого времени прохождения спутника

через перигей. В результате высота апогея уменьшается, и период вращения τ также уменьшается, так как орбита приближается к круговой. Торможение D спутника с площадью поперечного сечения S , вызываемое атмосферой плотности ρ , определяется как

$$D = \frac{1}{2} \rho v^2 S C_D, \quad (1)$$

где v — скорость спутника относительно атмосферы и C_D — безразмерный коэффициент торможения, который обычно в аэrodинамике медленно изменяется при изменениях чисел Маха и Рейнольдса, а для спутников может считаться постоянным (обычно он равен примерно 2, но зависит от формы объекта). Для того чтобы рассчитать скорость изменения аномалистического периода τ для спутника из величины торможения D (1), необходимо предположить некоторую модель для вариаций плотности атмосферы над перигеем. В одной из ранее принятых моделей, например Кинг-Хили и Уолкера (1961), предполагалось, что происходит экспоненциальное уменьшение плотности с ростом высоты:

$$\rho = \rho_p \exp \{-(r - r_p)/H\}, \quad (2)$$

где ρ_p — плотность в перигее, а r и r_p — геоцентрические расстояния. Если эксцентриситет спутника заключен между 0,015

Рис. 5. Отклонение (в %) среднегодовых высотных значений температуры в тропиках от температур стандартной атмосферы. 1962, США (Майнзнер (1965)).

и 0,2, уравнения можно преобразовать для получения плотности в перигее:

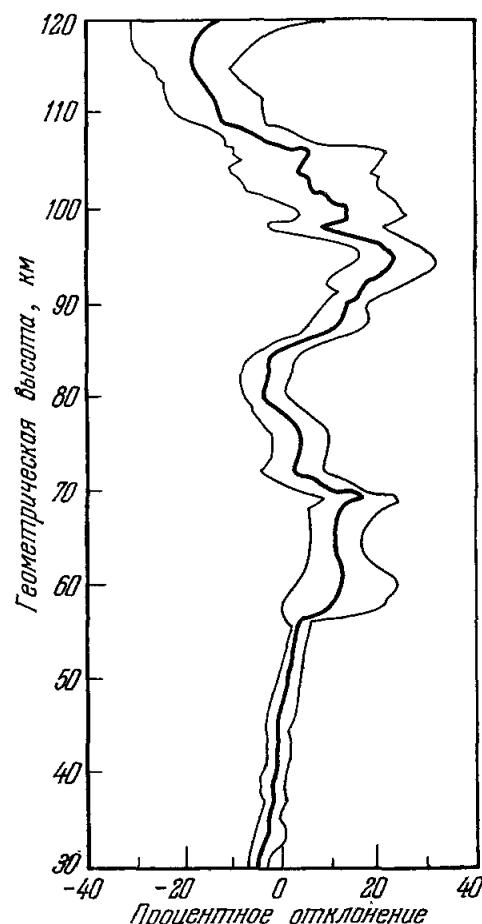
$$\rho_p = - \frac{dt}{dt} \frac{1}{3\delta} \frac{2e}{\pi a H}, \quad (3)$$

где $\frac{dt}{dt}$ — скорость уменьшения периода обращения, a — полувеличина главной оси орбиты, а δ — параметр, зависящий от торможения единичной массы SC_D/m .

Поскольку величины шкалы высот H выше 200 км являются неопределенными, величина ρ_p , полученная непосредственно из уравнения (3), не вполне надежна. Кинг-Хили и Уолкер (1961) обопали эту трудность, рассматривая плотность ρ_A на несколько больших, чем перигей, высотах:

$$\rho_A = \rho_p \exp(-H^*/2H), \quad (4)$$

где H^* — наилучшая оценка H , а ρ_A — плотность на высоте $\frac{H}{2}$ над перигеем.



Можно записать новую систему уравнений, включающую только H^* , и поскольку H^* отличается от H не более, чем на множитель 1,5, ошибка в определении ρ_0 окажется не более 2,5%. В действительности величины

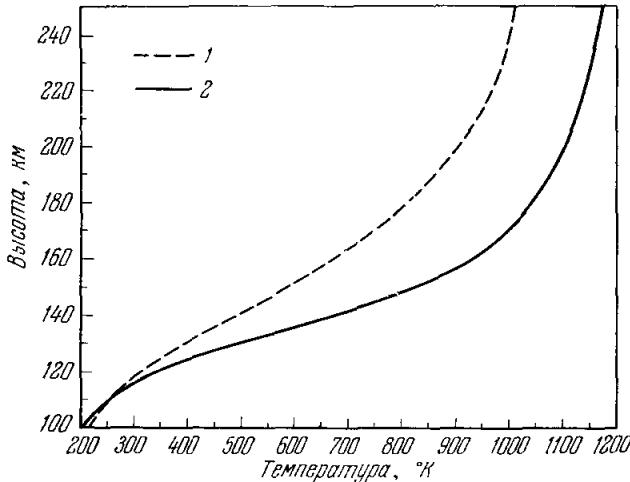


Рис. 6. Вариации температуры с высотой между 100 и 250 км в конце 1960 г. (по Кальман-Бийль и Сиблею (1963)).
1 — ночная температура; 2 — дневная температура.

эффективного поперечного сечения спутника часто не известны с такой точностью. Недавно, после того как вариации плотности с высотой и со временем были лучше определены, удалось с помощью численного интегрирования вдоль орбиты спутника подсчитать полную силу сопротивления, а следовательно, и скорость изменения периода — $d\tau/dt$. Например, Яккия и Словей (1963а) использовали улучшенный вариант ранней атмосферной модели при вычислении ρ_p из наблюдений $d\tau/dt$. Как и прежде, можно улучшить точность, вычисляя плотность на высоте, равной половине шкалы высот над перигеем.

Из значений плотностей, полученных для ряда спутников с различными перигеями, можно получить величины высотных вариаций шкалы высот H . Задаваясь исходным относительным содержанием основных компонентов на границе, можно затем определить температуру на больших высотах. Именно такое приближение принято целым рядом авторов (например, Кинг-Хили и Уолкером (1961), Кальман-Бийль и Сиблеем (1963), Изаковым (1965)). Результаты, полученные Кальман-Бийль и Сиблеем, показаны на рис. 6. Некоторые авторы (например, Пристер и Мартин (1960)) получили температурное распределение, которое дает максимум или минимум в области высот 150—400 км. Николе (1964) высказал сомнение в реальности этих эффектов, поскольку различные пики получены для различных спутников. С другой стороны, некоторые прямые эксперименты указывают на подобную высотную зависимость. На рис. 7 представлены результаты,

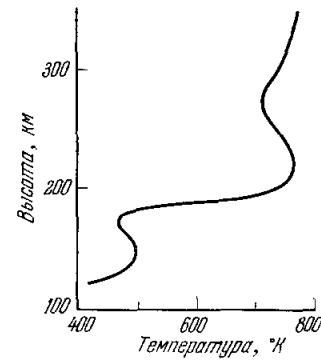


Рис. 7. Распределение температуры, полученное Михневичем (1965) из измерений на ракетах атмосферного давления как функции высоты.

полученные Михневич (1965) из измерений плотности как функции высоты при помощи манометров, поднятых в атмосферу на ракете. Мы обсудим эти локальные измерения в следующей главе. Поскольку значения температур, полученных по шкале высот, чувствительны к величине средней массы молекул, которой задаются на границе, и неизбежно физически разумны, и поскольку получающееся изменение может не согласоваться с теорией, некоторые авторы пытались построить модели, основывающиеся как на теории, так и на наблюдениях. Модель Харриса и Пристера уже упоминалась в разделе III. Помимо предположения о постоянстве условий на высоте 120 км, в модели используется и предположение о том, что вертикальные скорости зависят от атмосферного нагрева. Таким простым способом было учтено динамическое поведение атмосферы. Как указывалось в разделе III, оказалось необходимым ввести гипотетический второй источник тепла, по другому зависящий от времени, чем солнечное излучение, для согласования наблюдаемых и ожидаемых дневных вариаций и уменьшения их амплитуды. Харрис и Пристер проинтегрировали зависящее от времени уравнение теплопроводности, написанное для атмосферы, находящейся все время в гидростатическом равновесии. Для учета других значений солнечной активности в течение одиннадцатилетнего цикла предполагалось, что полный приток тепла пропорционален солнечному радиоизлучению с длиной волны 10,7 см. Более поздние спутниковые измерения спектра ультрафиолетового излучения (Бордо, Чандра, Ньюперт (1964)) показали, что такое предположение справедливо. В этой модели граничные условия на высоте 120 км были получены усреднением экспериментальных данных. Оказалось, что полученное экспериментальное распределение температуры хорошо согласуется с распределением, вытекающим из модели с предположенным тепловым источником. Воланд (1966), Фридман (частное сообщение) и другие попытались обобщить модель Харриса и Пристера на два и три измерения. Из этих работ следует, что при допущении горизонтальной и вертикальной диффузий молекул воздуха величины амплитуд и фаз дневных вариаций лучше согласуются с экспериментальными данными, чем при наличии второго источника тепла. Отсюда следует, что боковой перенос тепла от подсолнечной точки весьма существен.

Яккия (1964) в своей модели исходил из высотного распределения температуры, вычисленного Николе (1961), которое учитывает нагрев солнечным ультрафиолетом, но получено из решения уравнения теплопроводности для стационарных условий. Дневные вариации в экзосфере описываются эмпирической косинусоидальной зависимостью, которая вводится для лучшего согласования с результатами эксперимента. Модель атмосферы CIRA-1965 основывается частично на моделях Харриса и Пристера (1962) и Яккия (1964).

В стационарной диффузационной модели Яккия (1964) предполагались следующие граничные условия на высоте 120 км:

$$\begin{aligned} T_{120} &= 355^{\circ}\text{K}, \\ n(\text{N}_2) &= 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \\ n(\text{O}_2) &= 7,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \\ n(\text{O}) &= 7,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \\ n(\text{He}) &= 3,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}. \end{aligned}$$

Предполагалось, что над этой высотой указанные выше основные атмосферные компоненты находятся в диффузационном равновесии, так что

$$\frac{dn_i}{n_i} = -\frac{dz}{H_i} - \frac{dt}{T} (1 + \alpha), \quad (5)$$

где α — коэффициент термодиффузии, равный нулю для N_2 , O_2 и $\alpha = -0,38$ для Не (на основании данных Кокарта и Николе (1962)). Шкала высот i -й компоненты:

$$H_i = \frac{kT}{m_i g}, \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана, m_i — молекулярная (или атомарная) масса и g — ускорение силы тяжести. Ниже 500 км водород является

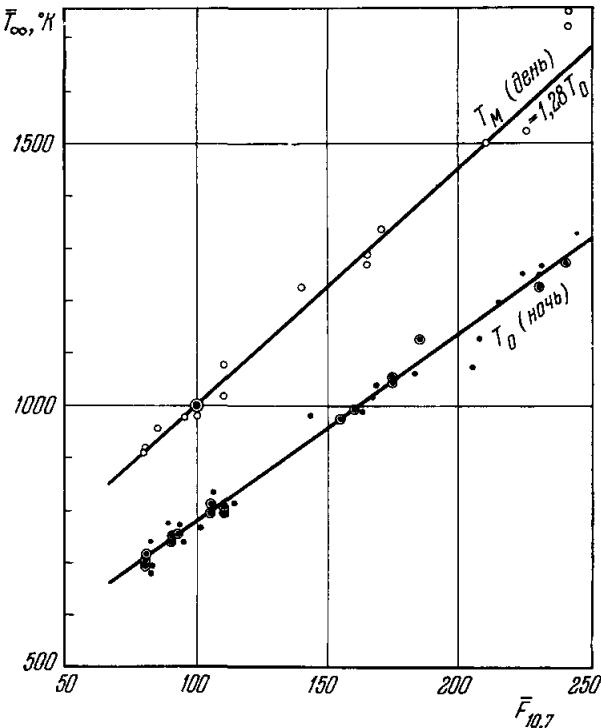


Рис. 8. Вариации максимальных дневных и минимальных ночных температур выше термопаузы как функция солнечного радиоизлучения с $\lambda = 10,7$ см (в единицах 10^{-22} ет/м²сек).

Данные усреднены за два или три вращения Солнца. Температуры на диаграмме должны рассматриваться как относящиеся к средним спокойным геомагнитным условиям ($K = 2$ или $a_p = 7$), в соответствии с Яккия (1965).

второстепенной компонентой, однако предполагалось, что выше он находится в диффузионном равновесии, в соответствии с формулой (Кокарт и Николе (1962—1963)):

$$\lg_{10} n(H) = 73,43 - 39,40 \lg_{10} T + 5,5 (\lg_{10} T)^2. \quad (7)$$

Далее распределение температуры предполагалось экспоненциальным

$$T = \bar{T} - (\bar{T} - T_{120}) \exp [-S(z - 120)], \quad (8)$$

где \bar{T} — температура экзосферы, а T_{120} — приведена выше. Из этой температурной зависимости следует несколько возможных распределений плотностей (согласно уравнению (5)), зависящих только от S и T . Из данных наблюдений затем подбирают для каждого значения \bar{T} соответствующее значение S . После этого используется эмпирическое соотношение между S и T .

Оказывается, что температура \bar{T} в изотермической области над термопаузой имеет минимум примерно в четыре часа местного времени и максимум примерно в 14 часов.

На рис. 8 показано изменение величин этих максимумов и минимумов температуры с изменением нагрева солнечным излучением, характеризуемого величиной потока солнечного дециметрового радиоизлучения $\bar{F}_{10,7}$ усредненного по трем оборотам Солнца. Яккия (1966) дает следующее соотношение для глобального минимума температуры экзосфера \bar{T}_0 :

$$\bar{T}_0 = 362^\circ + 3,6^\circ \bar{F}_{10,7}. \quad (9)$$

Кроме этих длинно-периодных вариаций, связанных с изменением величины потока солнечного ультрафиолетового излучения (уравнение (9)), существуют вариации температуры ото дня ко дню, вызванные ежедневным изменением величины солнечного потока и магнитной активности. Таким образом, величину T_0 , полученную из (9), необходимо подправить, чтобы учесть эти вариации:

$$T'_0 = \bar{T}_0 + 1,8^\circ (\bar{F}_{10,7} - \bar{F}_{10,7}). \quad (10)$$

Дневные вариации температуры зависят как от местного времени, так и от широты рассматриваемой области. Яккия (1964) предположил, что широтные вариации описываются следующими формулами, минимальной и максимальной тем-

Рис. 9. Распределение температуры в верхней атмосфере, полученное из уравнений (11), (12) и (13) для трех значений m (по Яккия и Словею (1966)).

если считать, что разница между минимальной и максимальной температурами на земном шаре равна $\bar{R}T_0$:

$$T_{\max} = \bar{T}_0 (1 + R \cos^m \eta), \quad (11)$$

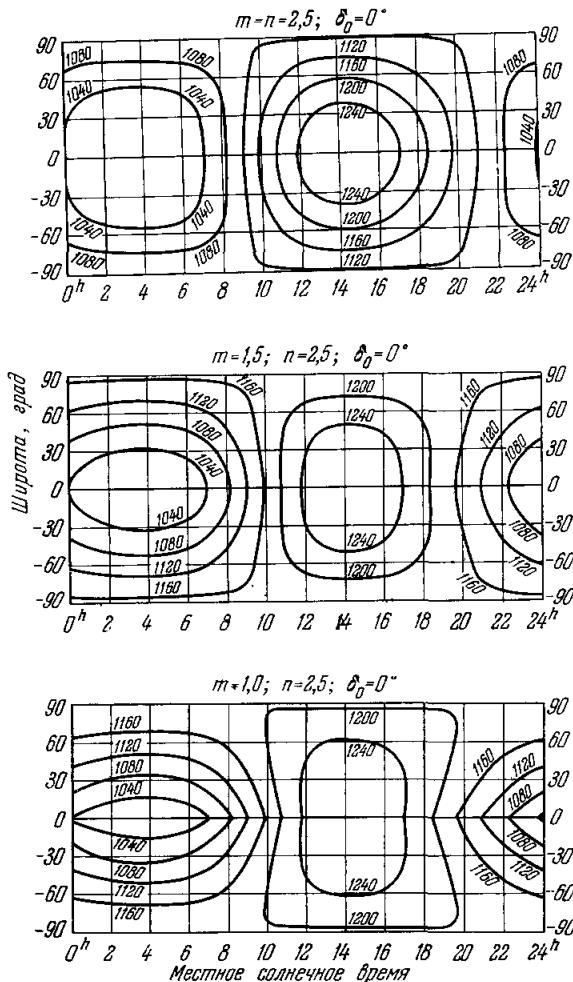
$$T_{\min} = \bar{T}_0 (1 + R \sin^m \theta), \quad (12)$$

где

$$\eta = \frac{1}{2} (\varphi + \lambda_\odot),$$

$$\theta = \frac{1}{2} (\varphi - \lambda_\odot),$$

а φ — географическая широта области и λ_\odot — наклонение Солнца.



Таким образом, предполагалось, что максимальные и минимальные температуры существуют на широте подсолнечной точки $\phi = \lambda_\odot$. Дневные вариации на произвольной широте описываются выражением

$$T = T_{\min} \left\{ 1 + A \cos^n \frac{1}{2} [\text{h. a.} + \beta + \rho \sin(\text{h. a.} + \varphi)] \right\}, \quad (13)$$

где h. a. — местный часовой угол и β — фазовый угол, (-45°), который дает для времени максимума приблизительно правильное значение. Из-за члена $\rho \sin(\text{h. a.} + \varphi)$ форма кривой относительно максимума несимметрична. Яккия (1966) считает, что $\rho = 12^\circ$, $\varphi = +45^\circ$. Первоначально предполагалось, что вариации температуры на других широтах зависят только от солнечного зенитного расстояния, т. е. $n=m$. Оказалось, что при $n=m=2,5$ получается наилучшее согласие с наблюдениями. Недавно Яккия и Словей (1966) из наблюдений спутников Эксплорер-19 и Эксплорер-24, имеющих орбиту с большим наклонением, установили, что выше 300 км $n \neq m$. Из наблюдений следует, что значение m лежит между 1,5 и 1. На рис. 9 проиллюстрированы изложенные факты. Очевидно, что возрастание дневной температуры простирается гораздо дальше в направлении с севера на юг, чем с востока на запад, и существует отчетливый минимум температуры над экватором ночью. Это является прямым свидетельством наличия меридионального переноса тепла, введенного Махонеем (1966) при рассмотрении баланса энергии. Яккия и Словей (1966) не обнаружили максимума, расположенного ниже подсолнечной точки. Оказалось, что этот максимум находится всегда над экватором.

Было обнаружено, что температура экзосфера также изменяется с изменением геомагнитной активности. На рис. 10 представлена эта зависимость вместе с описанной выше зависимостью от величины солнечного потока. Оказывается, что вариации температуры экзосфера, коррелирующие с изменениями геомагнитной активности, запаздывают примерно на 6 часов. Однако это запаздывание уменьшается с широтой (Яккия (1966)). При сильном увеличении активности (т. е. во время бурь) температура увеличивается на 1°K при увеличении трехчасового индекса K_p на единицу. Оказалось также, что нагрев более интенсивен в полярных зонах (Яккия и Словей (1963б, 1964а)). Во время менее возмущенных периодов ($K_p < 5$) остается тепловой поток, коррелирующий с K_p -индексом (Яккия, Словей (1964б)). При увеличении K_p на единицу температура экзосфера повышается на $30-40^\circ \text{K}$. Яккия (1966) дает соотношение:

$$T''_0 = T'_0 + 28^\circ K_p + (0,03) \exp(K_p), \quad (14)$$

с помощью которого можно исправить T'_0 , полученное в (10), учтя эти эффекты. Физическая причина такого нагрева остается неясной. Яккия и Словей (1964а) предполагают, что этот нагрев может происходить из-за механизма джоулева нагрева в полярных зонах, предложенного Коулом (1962). В других предположениях учитывается гидромагнитный нагрев (например, волнами, возбуждаемыми солнечным ветром на границе магнитосферы) и высыпание заряженных частиц.

Основная сезонная вариация, представленная на рис. 11, относится к температурам, имеющим максимум в моменты равноденствия. Этот эффект обнаружили Петцольд и Цернер (1960). В дополнение к этому, имеющиеся полугодовые колебания накладываются на меньшие годовые колебания, которые стремятся сделать летний минимум глубже, чем зимний (Петцольд, Цернер (1961)). Яккия (1965) показал, что разность между июльским минимумом и октябрьским максимумом полугодовых вариаций ночных температур в экзосфере выражается приблизительно формулой

$$\Delta T = \bar{F}_{10,7} \text{ } ^\circ \text{K}. \quad (15)$$

Причина этих вариаций неизвестна. Предполагается, что они связаны с ориентацией земного дипольного магнитного поля по отношению

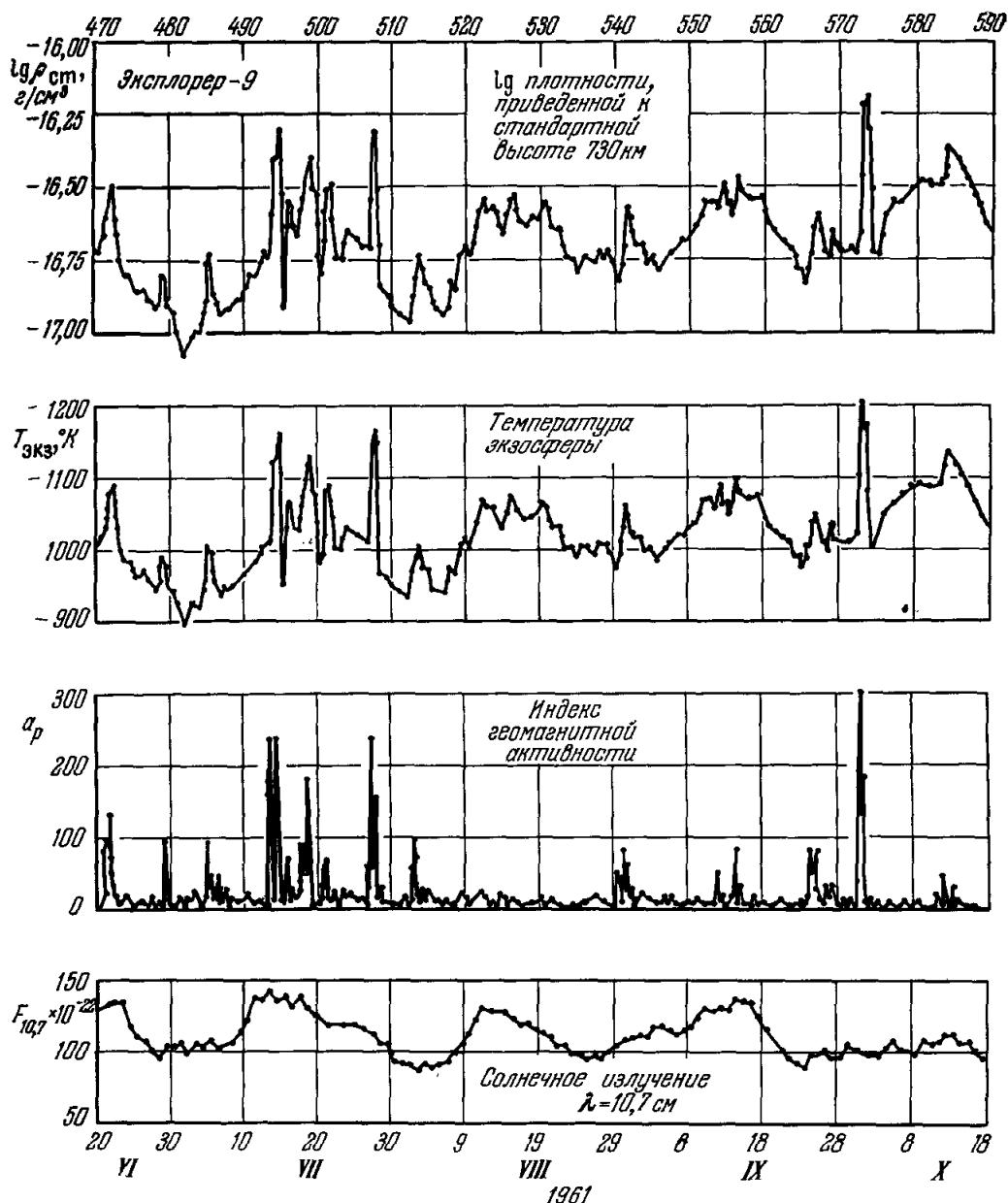


Рис. 10. Сопоставление плотностей и температур, полученных по данным о торможении спутника Эксплорер-9 (1961), с индексом геомагнитной активности a_p и потоком $F_{10,7}$ солнечного радиоизлучения 10,7 см (по Яккия (1965)).

Можно видеть, что температура растет с изменением a_p и $F_{10,7}$.

к солнечному ветру. Джонсон указывает в качестве альтернативы на конвекционные потоки. Предполагается, что ветры с меридиональной компонентой, направленной от летнего полюса к зимнему, достигают уровня

ионосферы. Конвекционные токи затем заставляют более холодный газ подниматься над летним полюсом, а нагретый газ опускаться на зимний полюс и вызывать понижение наблюдаемых температур. Высокие

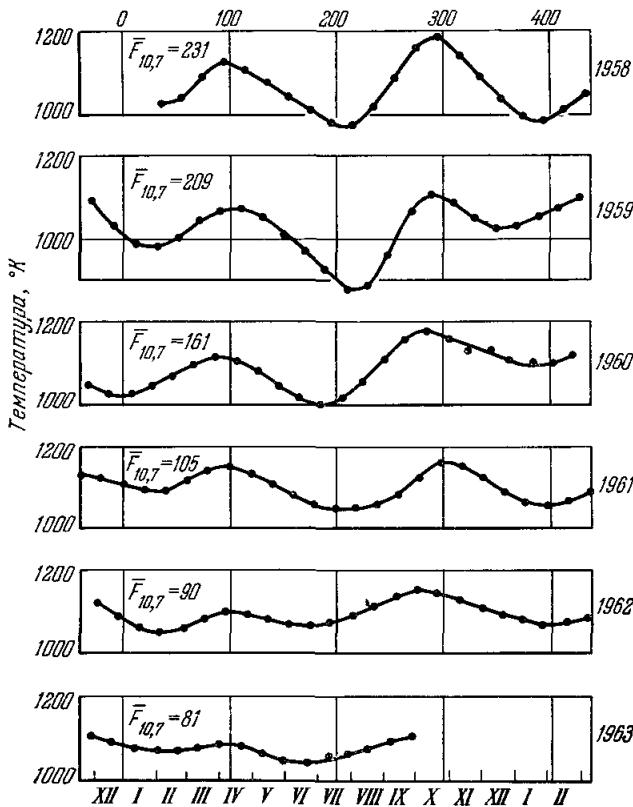


Рис. 11. Сезонные вариации экзосферных температур выше термопаузы за период от 1958 до 1963 г., полученные по торможению пяти спутников.

Отмеченные ночные температуры приведены к стандартной величине потока радиоизлучения 10,7 см, равной 175. Средние годовые значения потока приводятся для каждого года (Яккия (1965)).

равноденственные температуры тогда могут, по-видимому, возникать в результате прекращения меридионального переноса тепла. Тем не менее, может оказаться, что условия у основания термосфера имеют сезонные вариации, которые и вызывают эти эффекты.

V. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Прямые измерения нейтральной температуры на высотах ионосферы при помощи локальных методов чрезвычайно трудно осуществить. Наиболее обычный путь, которым пытаются это сделать, — определение плотности атмосферы в зависимости от высоты и получение из нее температуры при предположении некоторого относительного содержания компонент на некоторой высоте и их распределения в диффузационном равновесии над этой высотой (Михневич (1965)). Главная трудность, с которой сталкиваются при таком методе, заключается в калибровке использованных манометров для получения абсолютных значений давления. Обычно такая

калибровка не может быть выполнена в лаборатории при условиях, идентичных условиям, наблюдавшимся при полете прибора на ракете или спутнике. Одно остроумное решение этой проблемы осуществлено на спутнике Сан-Марко (Бротлио (1965)), имеющем легкую внешнюю оболочку, которая может смещаться по отношению к внутреннему массивному телу при помощи пружины. Измеряя смещения оболочки, можно определить плотность из уравнения для торможения (1). Остается, таким образом, еще вопрос об относительном содержании компонент у нижней

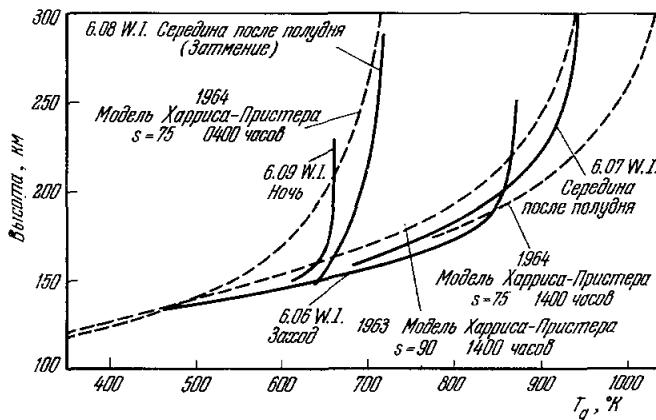


Рис. 12. Сводка ранних температурных измерений, основанных на масс-спектрометрических измерениях N_2 на ракете (Спенсер и др. (1965)). Эти определения сравниваются с максимальными и минимальными температурами, ожидаемыми на основе модели Харриса и Пристера.

границы. Эту проблему можно обойти при помощи рассмотрения изменения относительного содержания одной атмосферной компоненты с высотой по данным масс-спектрометрических измерений.

В самом деле, неопределенность в калибровке прибора не будет мешать определению точного температурного профиля, если, конечно, инструментальные ошибки сами не являются функцией плотности. Несмотря на то, что подобные прямые определения потребовали меньшего количества данных, из-за них пришлось вносить некоторые поправки в модели атмосферы, предположенные для объяснения торможения спутников (раздел IV, Нир и др. (1964а), Ньютон и др. (1964, 1965), Спенсер и др. (1965)). Оказывается, что некоторые из этих определений плотности (Ньютон и др. (1965)) не согласуются с оценками по данным торможения спутников почти на множитель порядка 2. Кук (1966) показал, что коэффициент торможения C_D — единственный свободный параметр в уравнении торможения (1) — не может значительно отличаться от 2,2 на высотах между 140 и 600 км в период низкой солнечной активности. Фридман (1966) и Яккия (1966) считают, что ошибки в поправочных множителях, необходимых для получения плотности из локальных измерений, являются причиной этих различий в плотностях. Однако, как отмечалось выше, температуры, полученные из локальных измерений, могут и не быть подвержены таким же систематическим ошибкам. На рис. 12 сравниваются некоторые из ранних температурных данных, полученных в этой работе, с моделью Харриса и Пристера (1964). При обсуждении этих результатов Спенсер и др. (1965) нашли, что дневные вариации температуры в экзосфере порядка 1,2, т. е. много меньше, чем вариации в модели Харриса и Пристера, и немного меньше, чем в модели Яккия. Они сделали вывод, что наблюдаемые вариации плотности на высоте 200 км (порядка 1,7) не

соответствуют таким малым изменениям температуры и предположенным граничным условиям на высоте 120 км.

Температуры в верхней атмосфере могут быть определены также при помощи наземных оптических наблюдений за атмосферными эмиссиями. Используемые для этих целей приборы описаны в обзоре Джеррета и Нейя (1965). Самый ранний метод, примененный к изучению свечения полярных сияний (на высотах 150—300 км) Вегардом (1937), состоял в наблюдениях температурного уширения красной линии с $\lambda = 6300 \text{ \AA}$. Позднее Вегард обратился к спектрографическому определению температур сияний, основанному на исследовании распределения интенсивности вращательных линий в *R*-системе полос спектра N_2 с λ от 3914 до 4278 \AA . С помощью этого метода Шепарт и Хантон (1955), Монтальбети (1957) установили, что градиент температуры на высоте 100 км составляет 60 град/км. Эта величина согласуется с ракетными измерениями.

Оценки температуры, соответствующие высоте примерно 90 км, были получены рядом исследователей из наблюдений атмосфериков и системы полос Герцберга излучения O_2 в полярных сияниях. Наиболее точные значения температуры были получены из наблюдений полос Мейнзела для гидроксила в спектрах свечения ночного неба; это было подтверждено Чэмберленом (1961) и Хантоном (1961). На средних широтах на высоте около 75 км средняя температура равна $\sim 250^\circ \text{K}$, но по-видимому, она растет с ростом широты. Наблюдения свечения днем осуществлены Блямоном и Донаю (1961), Ноксоном и Гуди (1962), Ноксоном (1964) и другими.

До начала ракетных или спутниковых методов определения атмосферных температур эти оптические методы давали один из немногих, если не единственный, путь определения температур на больших высотах. В сравнении с последними методами оптические методы страдают рядом недостатков, а именно: 1) высота излучающей области обычно неточно известна, по крайней мере до тех пор, пока не ведутся наблюдения со многих станций одновременно; 2) высотное разрешение, которого удается достичь, обычно очень невелико; 3) измерения, даже в лучшем случае, затруднительны из-за того, что они требуют условий наблюдения, сравнимых с условиями, требующимися на астрономических обсерваториях; 4) почти невозможно получить хорошие определения температуры в течение дня.

Температуры можно также получить из наблюдения инжекций на больших высотах в атмосферу паров натрия или калия при помощи ракет. Техника зависит от наблюдения доплеровской ширины *D*-линий, излученных при резонансном рассеянии от инжектированного облака (Блямон и др. (1962)). Эти наблюдения могут проводиться только в сумерки, когда Солнце находится примерно на 12° ниже горизонта. Блямон и Чанин-Лори (1965) сообщают, что измерения в области высот 100—150 км не обнаруживают зависимости от цикла солнечной активности. Этот метод страдает теми недостатками, чтогоден для ограниченного времени в течение дня и подобно всем оптическим методам требует хороших условий видимости.

VI. ОБСУЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР

Вероятно, справедливо будет сказать, что в последнее десятилетие наши знания о распределении температуры в верхней атмосфере намного превосходят наше понимание физических процессов, ее определяющих. Эта ситуация противоположна той, которая превалировала до начала использования спутников.

Дневные вариации температуры отличаются от предсказанных в моделях (например, Харриса — Пристера), рассматривающих только вертикальные зависимости, в очень заметной степени. Оказывается, что лучшее согласие может быть достигнуто путем включения в рассмотрение горизонтальной диффузии (Маров (1966), Воланд (1966)). Однако, по-видимому, это не позволяет одновременно объяснить, почему дневное вздутие атмосферы тянется с севера на юг (Фридман, частное сообщение). Не ясно также воздействие на высотные распределения нейтральной температуры горизонтальной диффузии. В модели Фридмана предположенные начальные условия (т. е. глобальное распределение температур в соответствии с моделью Яккия) могут настолько ограничивать решение, что вывод получить не удается. Воланд (1966) обнаружил определенное различие между температурной кривой Харриса и Пристера (пунктир на рис. 13) и своей кривой, полученной для предполагаемого потока солнечного радиоизлучения $200 \cdot 10^{-22} \text{ ен}/\text{м}^2\text{сек}$ (сплошная линия на рис. 13). Из-за нелинейных эффектов газ совершает работу и поглощает тепло, причем на высотах выше 300 км это поглощение превышает приток тепла от солнечного излучения. Воланд (1966) считает, что энергию, которая требуется для совершения работы, газ получает из низких областей термосферы, где солнечный нагрев приводит воздух в движение, и посредством теплонпроводности через экзосферу от межпланетного газа. Это приводит к конечному градиенту температуры даже на больших высотах. На высоте ~ 300 км разница между решениями, показанными на рис. 13, составляет $\sim 150^\circ \text{ К}$. Температуры, определенные при помощи ракет, пока имеют тенденцию

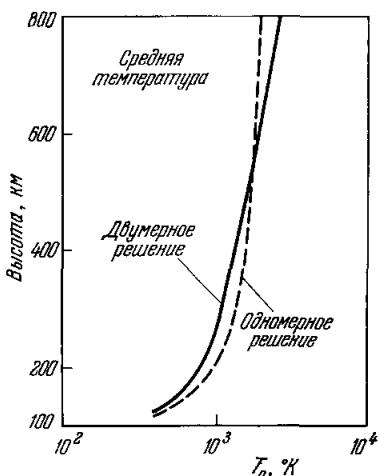


Рис. 13. Сопоставление температурной кривой модели Харриса и Пристера (одномерной) с кривой, полученной в двумерной модели для солнечного потока с величиной 200 (по Воланду (1966)).

быть ниже температур в модели Харриса и Пристера и не наводят на мысль о непрерывном росте температуры с ростом высоты. Скорее, они позволяют предположить, что изотермическая область тянется до высот даже более низких, чем предполагается в модели. Очевидно, что для разрешения этой задачи требуется совокупность теоретических и экспериментальных работ в дальнейшем. Ньюэл (1966) и Махоней (1966) обсуждали существование меридионального переноса энергии, необходимого для объяснения направленного с севера на юг дневного вздутия атмосферы. Возможно, что такой перенос осуществляется посредством чрезвычайно крупномасштабных турбулентных движений, которые вызываются восточно-западными системами ветров. Кинг-Хили (1964) претендовал на обнаружение таких ветров ($\sim 100 \text{ м/сек}$) на высотах 200—300 км по изменениям в наклоне орбит спутников, и Линсден (1966), Гейслер (1966) и другие теоретически обосновали их существование.

Кинг и др. (1964) считают очевидным существование горизонтального переноса ионизации на высотах области F . Возможно, что такое движение, если оно сообщается области F действием ионосферного динамо, как утверждал Мартин (1966), должно создавать движения нейтральных частиц из-за взаимодействия (трения) их с ионами (Кинг, Кол (1965)). С другой стороны, хотя систематические ветры со скоростью ~ 5 —

50 м/сек и обнаружены на высотах области E , дневные приливы, рассчитанные из ракетных данных, чрезвычайно малы (Хайнес (1966)). Однако большие величины дневных приливов получены из наблюдений метеорных дрейфов и измерений ионосферных дрейфов в E -области.

В итоге, казалось бы, мы можем ожидать улучшения наших знаний о нейтральной температуре атмосферы, главным образом, в результате возрастания числа запусков специально оборудованных ракет на высоты ~ 200 км. Это требуется, чтобы определить условия в высотной области 100—200 км лучше, чем они известны в настоящее время. Температурные модели, такие как модель Яккия (1966), в которых используются более корректные граничные условия, учитывающие сезонные вариации, обещают предсказать температуру атмосферы с точностью, отвечающей большинству требований. Следует заметить, однако, что можно ожидать объяснения наблюдавшихся дневных и широтных вариаций температуры только, если будет предпринято теоретическое рассмотрение проблемы, включающее динамику атмосферы. Решения проблем тепловых источников, ответственных за сезонные вариации и вариации, коррелирующие с магнитной активностью, вероятно, требуют новых теоретических рассмотрений и данных наблюдений.

VII. ПРОЦЕССЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРОПНЫЕ И ИОННЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Солнечное ультрафиолетовое излучение производит ионизацию атомарного кислорода и других компонентов на высотах ионосферы. Энергия, приобретаемая электронным газом в этих процессах, может быть определена из выражения

$$Q(z) = \int_0^{\infty} \epsilon(E, z) f(E, z) E dE, \quad (16)$$

где $\epsilon(E, z)$ — часть энергии E фотоэлектронов, передаваемая электронному газу, а $f(E, z)$ — число фотоэлектронов, появляющихся в единице объема и в единицу времени с первоначальными энергиями в области от E до $E + dE$. Наиболее подробное обсуждение этих процессов проведено Далгарно и др. (1963). Расчет функции $f(E, z)$ требует знания спектра солнечного ультрафиолетового излучения и поперечных сечений фотоионизации атмосферных компонент. К сожалению, как указывалось в разделе III, поток солнечного ультрафиолета измерялся в области, представляющей для нас интерес, только во время ограниченного числа ракетных запусков. Неизвестна его зависимость от солнечной активности, и вызывает сомнение точность, с которой определены изменения полного спектра по изменениям некоторых других показателей, например, радиоизлучения с длиной волны 10,7 см. Поперечные сечения фотоионизации также в значительной степени неопределенны. Оценки спектра первичных фотоэлектронов были удачно сделаны Далгарно и др. (1963), Мак-Илроем (1965), Нэги и Фурниром (1965) и Хоги и др. (1965). Недавно были осуществлены прямые спектральные измерения фотоэлектронов с энергией большей, чем 10 эв, и они, кажется, подтверждают теоретические спектры, предсказанные Мак-Илроем (1965) (Шерп, частное сообщение).

Потери энергии фотоэлектронов при неупругих соударениях с нейтральными компонентами (которые контролируют часть ϵ) включают многие процессы, и здесь снова известно очень немного о соответствующих поперечных сечениях. Необходимо, например, сделать некоторые предположения об относительном числе актов возбуждений и ионизации соударениями при энергиях фотоэлектронов, превышающих энергию

возбужденных электронных состояний. Поперечные сечения возбуждения колебательных и вращательных уровней N_2 и O_2 известны лучше благодаря множеству лабораторных измерений.

В настоящее время полагают, что ниже высоты 300 км большая часть фотоэлектронов быстро охлаждается из-за неупругих соударений с атомами и молекулами до энергий порядка 1,5 эв. Вращательные уровни N_2 , по-видимому, ответственны за потери большей части энергии в области 3,5–1,5 эв, а возбуждение атомарного кислорода и молекулярного азота—за потери энергии в области выше 3,5 эв. Некоторая часть остающейся энергии распределяется при взаимодействии с окружающим электронным газом через кулоновские взаимодействия. При расчетах этого эффекта принимается модель атмосферы и для каждой высоты вычисляются средние длины свободного пробега для потерь энергии при взаимодействии со смесью нейтральных компонент и электронным газом. Для данного первоначального значения энергии E рассчитывается высота, на которой эти два пути становятся равными. Это дает значение критической энергии для этой высоты. Затем предполагается, что на любой данной высоте $\varepsilon(E, z)$ равно единице для всех электронов, образовавшихся с энергией меньшей критической, и равно отношению критической энергии к первоначальной для всех фотоэлектронов, испущенных с энергией большей, чем критическая. Подставляя $\varepsilon(E, z)$ и $f(E, z)$ в уравнение (16), можно рассчитать скорость нагрева на каждом уровне. Этот нагрев называется локальным, так как определяется предположением, что средняя длина свободного пробега фотоэлектронов мала в сравнении со шкалой высот вариаций плотности. По мере перехода к большим высотам предположение о том, что вся энергия ε получается из-за локального нагрева, перестает быть справедливым, как отмечал Хансон (1963), так как средняя длина свободного пробега для потери энергии типичным фотоэлектроном на высоте вблизи 30 км превышает величины шкалы высот как нейтральных, так и ионизованных компонент. Таким образом, выше этого уровня часть электронов будет уходить вверх в магнитосферу, закручиваясь по спирали вдоль магнитных силовых линий. Хансон (1963) оценил, что полное число фотоэлектронов выше 300 км с энергией, достаточной для их ухода, порядка $10^9 \text{ эл/см}^2\text{сек}$. Половина из них уходит вниз (и следовательно, быстро тормозится), а другая половина уходит вверх. Разумеется, существует соответствующий направленный вверх поток из сопряженных областей другого полушария, и эти электроны нагревают магнитосферу (раздел X). Действительная величина перераспределена таким путем тепловой энергии зависит от: а) первоначального распределения энергии и числа быстрых фотоэлектронов, б) от первоначального распределения цитч-углов фотоэлектронов и средних длин свободного пробега. Таким образом, энергия, отдаваемая потоком фотоэлектронов, зависит от полного числа электронов в потоке и от скорости $\frac{dW}{ds}$, с которой энергия теряется потоком через кулоновское взаимодействие. Для электронов с энергией $W \sim 10$ эв она равна (Далгарно и др. (1963)):

$$\frac{dW}{ds} \sim \frac{B n_e}{W}, \quad (17)$$

где $B = 1,95 \cdot 10^{-12} \text{ эв}^2\text{см}^2$, а n_e — концентрация окружающих электронов. Наиболее подробно этот эффект обсуждался Гейслером и Боухиллом (1965). Эти авторы заключили, что нелокальный нагрев становится существенным выше примерно 600 км. Примерно на высоте 800 км нелокальный вклад тепла приблизительно на порядок величины больше, чем локальный нагрев.

Электронный газ охлаждается посредством упругих столкновений с нейтральной компонентой (например, O) и за счет возбуждения при столкновениях вращательных уровней O₂ и N₂. Кроме того, энергия будет передаваться ионам через кулоновское взаимодействие и затем соответственно передаваться к нейтральным частицам из-за упругих соударений их с ионами (Хансон и Джонсон (1961), Далгарно и Моффит (1962), Далгарно и др. (1963), Хансон (1963), Уилмор (1964а)). Непосредственная передача тепла нейтральной атмосфере является преобладающим механизмом потерь тепла на высотах ниже 200 км, в то время как на больших высотах передача тепла ионам становится более важной. Передача тепла ионам (L) осуществляется со скоростью:

$$L \sim n_e^2 (1 + 3b) (T_e - T_i) T_e^{-3/2}, \quad (18)$$

где T_e — электронная температура, T_i — ионная температура, b — отношение количества гелиевых ионов к количеству электронов. Потери растут с ростом разности температур $T_e - T_i$ и обратно пропорционально $T_e^{3/2}$. Отсюда следует, что если приток тепла достаточно велик (из-за того, что величина n_e^2 достаточно мала), потери тепла не смогут сбалансировать приток, какие бы большие значения ни принимала температура T_e . Такие условия получили названия условий с «неравновесной» температурой (runaway electron temperature condition). В ранних попытках рассчитать вариации электронной температуры с высотой (Далгарно и др. (1963)) недостаточно корректно учитывался перенос тепла за счет высокой теплопроводности электронного газа K_e . Спитцер (1962) дает следующее выражение:

$$K_e = 7,7 \cdot 10^5 T_e^{5/2} \text{ эв/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}. \quad (19)$$

Уравнение, определяющее электронную температуру в стационарном случае, формирующуюся под действием конкурирующих процессов нагрева Q (локального и нелокального) и охлаждения $-L$, запишется как

$$K_e \sin^2 I \frac{dT_e}{dz} = \int_z^\infty (Q - L) dz, \quad (20)$$

где I — угол магнитного наклонения. Высокая теплопроводность электронного газа должна ограничивать рост «неравновесной» температуры, так как тепло отводится от области, в которой происходит перегрев, со скоростью $\sim T_e^{5/2}$. Существуют две возможности. В первом случае приток тепла и электронная концентрация настолько велики, что равновесие между притоком и потерями отсутствует («runaway» условия) на всех высотах выше максимума F_2 . Тогда электронный газ выше этого уровня будет почти изотермичен, и перенос тепла вниз посредством теплопроводности в область потерь, определяющихся передачей тепла нейтральной атмосфере, будет контролировать температуру. В переходной области будет существовать большой градиент температуры. Следует подчеркнуть, что магнитосфера не может непрерывно служить резервуаром, поглощающим тепло из ионосферы. Даже в отсутствие притока тепла за счет быстрых фотоэлектронов передача тепла на большие высоты из-за теплопроводности перегретого электронного газа настолько велика, что она превышает емкость этого резервуара, обеспечивающего потери. Типичные условия, описанные выше, иллюстрируются на рис. 14 для различных значений потока солнечного излучения. Этот рисунок взят из статьи Гейслера и Боухилла (1965) и, по-видимому, характеризует период минимума солнечной активности и средние широты.

Если «runaway» условия существуют только ниже максимума F_2 , тогда охлаждение, осуществляемое нейтральными частицами ниже 200 км и ионами выше 300 км, создает резервуары для стока тепла выше и ниже перегретой области. Такие условия обеспечивают существование максимума температуры вблизи 200 км. На больших высотах $T_e > T_n$ и в основном постоянна. Гейслер и Боухилл назвали такие условия «паразитическими» и иллюстрировали их рис. 15. Такие условия, по-видимому, существуют на экваторе всегда, а на средних широтах—во время максимума солнечной активности. Переход от условий, показанных на рис. 14,

к условиям, проиллюстрированным на рис. 15, на средних широтах происходит из-за роста концентрации n_e , который вызывает рост передачи тепла ионному газу (см. ур-ние (18)) пропорционально n_e^2 .

До сих пор еще ничего не говорилось относительно ионных температур. Хансон (1963) был первым, кто указал на то, что на низких высотах $T_i = T_n$ из-за тепловой связи между ионами и нейтральными частицами, но частота соударений нейтральных частиц с ионами будет быстро уменьшаться с ростом высоты. Таким образом, скорость, с которой ионы отдают тепло нейтральным частицам, будет становиться-

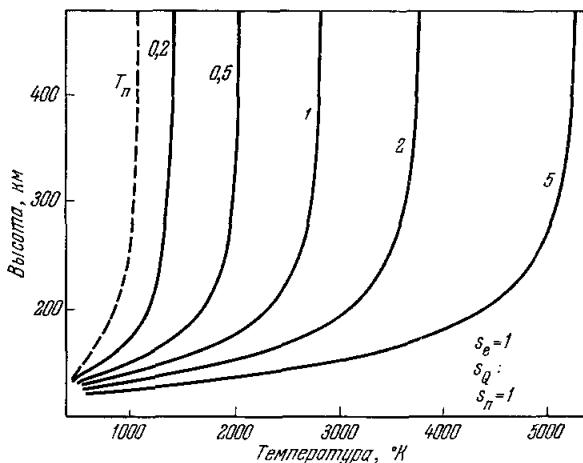


Рис. 14. Распределение электронной температуры с высотой, ожидаемое на средних широтах во время солнечного минимума.

Кривая, обозначенная 1, соответствует ожидаемому потоку солнечной энергии. Другая кривая соответствует потоку, измененному на указанную на рисунке величину (по Гейслеру и Боухиллу (1965)).

ся меньше скорости, с которой они получают его от электронов, и T_i будет приобретать значения, промежуточные между T_n и T_e . На очень больших высотах $T_i \rightarrow T_e$ *).

Гейслер и Боухилл (1965) попытались изучить зависимость T_i от высоты, полагая $T_i = T_e$ на высоте 1000 км. Они предполагали, что вертикальной теплопроводностью ионного газа можно пренебречь. Выбирались некоторые модели атмосферы и ионосфера, но концентрация в ионосфере поддерживалась неизменной в процессе решения при помощи соответствующего выбора T_i , а именно, при расчете шкалы высот считалось, что $T_e = (T_e + T_n)/2$. Границные условия выбирались так, что $T_e = T_n$ и $dT_e/dz = dT_n/dz$ на высоте 180 км, а на высоте 1000 км $dT_e/dz = 0$. При правильном выборе начальной температуры $T_e (= T_i)$ на высоте 1000 км, уравнение могло быть проинтегрировано в направлении вниз и должно было удовлетворять нижним граничным условиям. На рис. 16 показано одно из этих решений, соответствующих условиям минимума солнечной активности и средним широтам, совместно с определениями T_e и T_i по наблюдениям обратного некогерентного рассеяния в ионосфере, сделанным Эвансом (1964).

*). Во время симпозиума Бэнкс показал, что для достаточно больших углов магнитного наклонения теплопроводность ионного газа препятствует достижению равенства T_i и T_e на высотах ниже 1000 км. Таким образом, T_i становится изотермичной при значениях, промежуточных между T_e и T_n .

Следует подчеркнуть, что обсуждение данных здесь основывается главным образом на работе Гейслера и Боухилла (1965), которые описывают только равновесное состояние, соответствующее стационарным условиям (20). Во время восхода и захода Солнца, когда T_e и n_e быстро изменяются, картина становится значительно более сложной. Автор обзора ознакомился с этой проблемой весьма поверхностно. Да-Роза (1965) попытался рассчитать вариации электронной температуры с высотой на средних

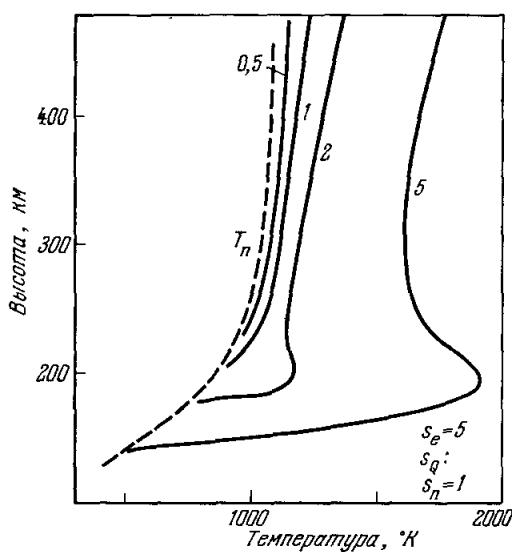


Рис. 15. Распределение электронной температуры для средних широт во время солнечного максимума.

Указана величина, на которую изменен приток тепла (Гейслер и Боухилл (1965)).

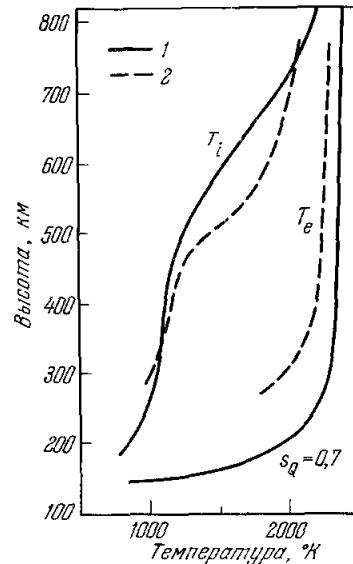


Рис. 16. Вариации T_e и T_i , рассчитанные Гейслером и Боухиллом (1965) для средних широт и минимума солнечной активности (1964) (1), и результаты экспериментальных измерений (2), полученные Эвансом (1964) 2 июля 1963 г. в 9^h15^m восточного стандартного времени.

широтах в период восхода Солнца, используя модели изменения электронной концентрации со временем, основанные на измерениях интегральной электронной концентрации по эффекту Фарадея. Некоторые из его результатов показаны на рис. 17. Очевидно, что в период минимума солнечной активности условия с неравновесной температурой существуют выше 300 км все время в течение восхода. В период максимума, однако, эти условия существуют только в течение короткого времени после восхода, а позднее достигаются паразитические условия, проиллюстрированные на рис. 15. Физически такая картина, по-видимому, возникает в результате того, что из-за пропорциональности передачи тепла ионному газу n_e^2 электронная температура вначале, когда n_e низки, начинает быстро расти. Действительно, зенитные углы, показанные на рис. 17, свидетельствуют, что T_e начинает расти для зенитных расстояний $\chi \sim 110-105^\circ$, в то время как величина электронной концентрации в максимуме не возрастает существенно вплоть до $\chi = 90^\circ$. Частично это можно приписать тенденции возрастающей электронной температуры расширить слой и таким образом уменьшить величину концентрации в максимуме. Во время захода Солнца наблюдается обратная картина. T_e начинает падать, заставляя слой сжи-

маться, а концентрацию в максимуме возрастать. Это вызывает дальнейшее уменьшение T_e и дальнейший рост концентрации в максимуме (раздел VIII).

Независимо от этих суточных вариаций, которые еще не изучены в деталях, стационарная картина, описанная выше, позволяет сделать некоторые предсказания широтных вариаций и поведения T_e ночью.

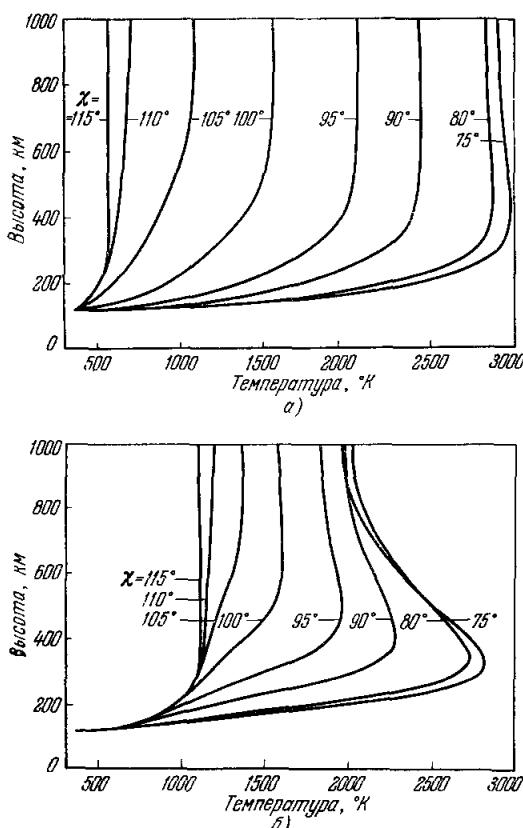


Рис. 17. Ожидаемые вариации T_e во время восхода Солнца для различных зенитных углов χ на средних широтах летом:

а) во время минимума солнечной активности, $\frac{dn}{dt} = 13 \text{ эл}/\text{см}^2 \text{сек}$; $S = 70$, $n_e = 0.4 \cdot 10^9 \text{ эл}/\text{см}^3$;
б) во время максимума солнечной активности, $\frac{dn}{dt} = 25 \text{ эл}/\text{см}^2 \text{сек}$; $S = 200$, $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ эл}/\text{см}^3$.

(Уилмор (1964 а, б), Натан и Ситон (1966)). Возможно, что такие источники являются причиной роста температуры, связанного с возмущенными магнитными условиями (Эванс (1965 а)). Одним из источников, который должен существовать постоянно, является поток тепла, приходящего из протоносферы, рассмотренный Гейслером и Боухиллом (1965). Эти авторы заключают, что имеется поток электронов $\sim 10^8 \text{ эл}/\text{см}^2 \text{сек}$, уходящих вверх через поверхность на высоте 1000 км и широте 40° со средней энергией $\sim 6 \text{ эв}$. Примерно половина этой энергии теряется при прохождении через протоносферу из-за кулоновских столкновений с окружающими электронами. Этот нагрев повышает электронную температуру в протоносфере до значений больших, чем температура в области F. Градиент тем-

Рис. 14 и 15 иллюстрируют взаимосвязь изменений скорости нагрева солнечным излучением и электронной концентрации. Можно видеть, что в период максимума солнечной активности эффект возрастания электронной концентрации превосходит эффект возрастания потока солнечного излучения, приводя к понижению величин $T_e - T_n$ выше 400 км. Частично это компенсируется возрастанием величины T_n , которое преобладает в период максимума солнечной активности. Поскольку полагают, что картина, показанная на рис. 15, существует всегда над экватором, кажется очевидным, что мы можем ожидать рост T_e с широтой во время солнечного минимума, хотя для максимума солнечной активности обратное может быть справедливо. Ночью, в отсутствие внешнего источника тепла электронная температура T_e должна за очень короткое время упасть до значений температуры нейтральных частиц, поскольку общее количество тепла, запасенное заряженными частицами на высотах ниже 1000 км, равняется только 1–2 эрг/см². Имеются, возможно, некоторые переменные источники ночного разогрева, например, такие, как высыпание заряженных частиц

пературы, однако, остается незначительным из-за высокой теплопроводности электронного газа. Общий запас тепла в протоионосфере, связанной с широтой 40° , по-видимому, равен $3—4 \text{ эрг}$ (Гейслер и Боухилл (1965), Эванс (1965б)), и этой величины достаточно, чтобы поддержать приток тепла в область F со скоростью $\sim 10^8 \text{ эв/см}^2\text{сек}$ в течение ночи на средних широтах. Физически происходит следующее: как только температура в протоионосфере падает, скорость теплопередачи (пропорциональная $T_e^{5/2}$) также падает, ограничивая тем самым скорость потерь. Этот источник нагрева области F может поддерживать довольно большую разность температур $T_e - T_n$, особенно зимой, когда электронная концентрация n_e падает. Экспериментальные подтверждения этих явлений сообщаются в следующем разделе.

VIII. ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ТЕМПЕРАТУР ПО ДАННЫМ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

При попытке рассмотреть определения электронных и ионных температур в верхней атмосфере приходится сталкиваться с отсутствием простой эмпирической модели, подобной той, которая существует для нейтральной атмосферы и позволяет описывать большое число явлений без необходимости приводить результаты оригинальных наблюдений. Далее, имеется только несколько попыток сделать обзор существующих измерений (например, Бреус и Гдалевич (1965)). Мы вынуждены, следовательно, сообщить работы ряда авторов и посмотреть, насколько они могут удовлетворять теоретической картине, описанной в предыдущем разделе. Для того чтобы сделать это, мы будем основываться главным образом на радиолокационных (по наблюдениям обратного некогерентного рассеяния) определениях электронной и ионной температур. Определения температур по данным ракет и спутников будут кратко описаны в следующем разделе.

Радиолокационный метод определения электронных и ионных температур зависит от наблюдения сигналов, некогерентно рассеянных свободными электронами в земной ионосфере. Дебаевская длина $D (= \sqrt{kT_e/4\pi n_e^2})$ в ионосфере всюду меньше 1 см, так что для всех существующих радаров, использованных для этой работы, длина волны $\lambda \gg D$. В этом случае теория предсказывает, что рассеяние радиоволн будет определяться флуктуациями электронной концентрации с размерами D или больше (например, Феджер (1960)). Эти флуктуации определяются движениями ионов в плазме. В результате этого доплеровское уширение сигналов зависит от средних тепловых скоростей ионов (т. е. пропорционально $\sqrt{T_i m_i}$). Отсюда следует, что, измеряя спектральную ширину сигналов, отраженных от любой высоты, можно определить T_i для этой высоты, если природа ионной компоненты (а следовательно, m_i) известна. Электронная температура проявляется в форме спектра, как показано на рис. 18. Таким образом, определяя ширину и форму спектра, можно найти T_e и T_i . Когда имеется смесь ионов, можно в принципе определить также относительное содержание присутствующих ионов (например, Моркрофт (1964)). Практически это можно осуществить хорошо только вблизи экватора, поскольку здесь обнаружено, что $T_e = T_i$ на высотах, где изменяется состав ионов (Фарлей (1966а)). Это обстоятельство существенно упрощает анализ.

Главная трудность радиолокационного метода заключается в том, что процессы отражения чрезвычайно слабы и требуется очень высокая мощность радиолокационной системы, чтобы получить пригодные для исследования сигналы. Второй недостаток заключается в том, что достижимое в случае использования импульсной радиолокационной установки

высотное разрешение обычно плохое ($\sim 15-75$ км) из-за необходимости посыпать длительные импульсы, чтобы получить отражение достаточной

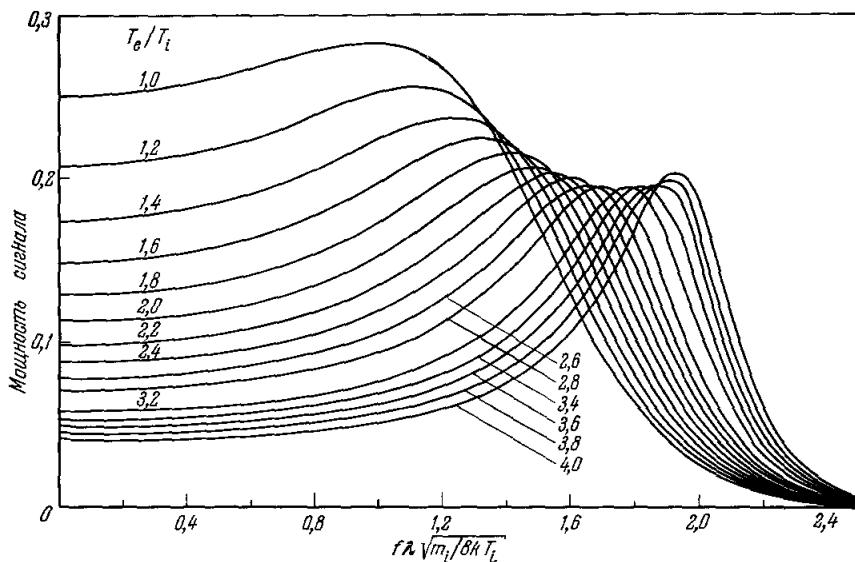


Рис. 18. Ожидаемое спектральное распределение мощности отраженного сигнала во время наблюдений обратного некогерентного рассеяния с длиной волны λ . Кривые иллюстрируют влияние на форму спектра изменения отношения электронных и ионных температур. Шкала частот была нормирована умножением доплеровского смещения частоты на длину волны λ и $\sqrt{m_i/8kT_e}$, где m_i — масса иона, k — постоянная Больцмана, а T_i — ионная температура.

мощности, или чтобы избежать серьезных искажений измеренного спектра вследствие конечной спектральной ширины импульса. В табл. II

Таблица II
Стандартные радиолокационные установки по наблюдению обратного рассеяния

Название станций	Координаты	Частота, Мгц	Высота области температ. измерений, км	ΔH для температурных измерений, км
Принц Альберт (Канада)	105,9 W, 53,2 N	448	200—500	30
Нанси (Франция)	2,2 E, 47,4 N	935	100—500	3—30
Милстоун-Хилл . .	71,5 W, 42,6 N	440	200—800	75
		1295		
Массачусетс (США)			120—300	30
Аресибо (Пуэрто-Рико)	66,75 W, 18,3 N	430	150—1500	15—75 *)
Джакамарка (Перу)	76,9° W, 11°9' S	50	200—1000	15

*) Высотное разрешение уменьшается с ростом высоты (Кари и др. (1966)).

перечислены в порядке уменьшения широты стандартные радиолокационные установки по наблюдению некогерентного рассеяния, работающие

в настоящее время. За исключением станции во Франции, все станции расположены вблизи меридиана 75° W. Такое расположение дает возможность сравнивать их показания с измерениями на спутниках, поскольку система слежения позволяет получать наиболее полные результаты именно вдоль этой долготы. Некоторые из результатов, полученных в экваториальных широтах (Фарлей (1966а, б)), показаны на рис. 19. Можно видеть, что в период захода Солнца $T_e > T_i$ на всех высотах. Таким образом, равновесие отсутствует («tipaway» условия существуют)

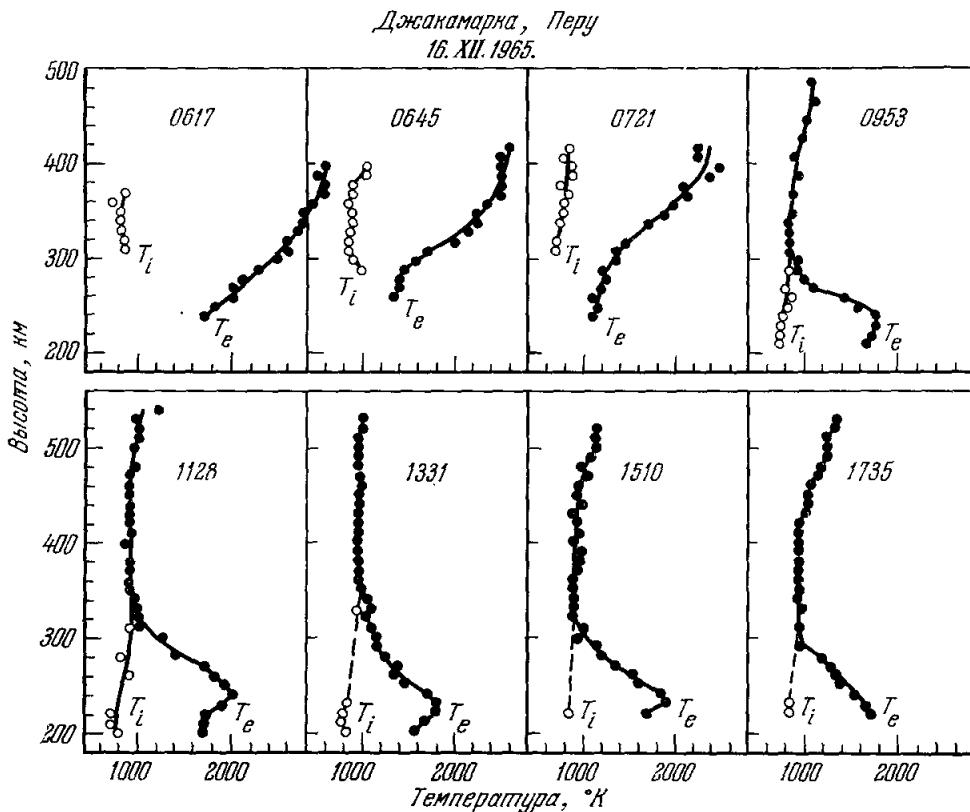


Рис. 19. Вариации T_e и T_i в течение дня над экватором.

Заметим, что перегрев происходит только ниже примерно 300 км, за исключением периода восхода Солнца (Фарлей (1966 а, б)).

в период времени, когда Солнце восходит. Позднее, днем, $T_e = T_i$ на всех высотах выше примерно 350 км. На низких высотах $T_e/T_i > 1$ и имеет максимум, равный примерно 2 вблизи 240 км. Такое поведение температур приблизительно совпадает с поведением, показанным на рис. 15 для периода максимума солнечной активности. Ионная температура на высоте 500 км порядка 1000° К, т. е. приблизительно согласуется со значениями, которые следует ожидать для нейтральной температуры. Выше 500 км T_e и T_i , по-видимому, растут и достигают величины 2000° К на 1000 км (Фарлей (1966 б)). Это должно приблизительно совпадать с данными наблюдений на Эксплорере-22 (Брейс, Редди (1965, 1966)), но не с данными «Ариэля-1» (Боузен и др. (1964)), которые указывают на величину порядка 1000° К над экватором в течение дня. Фарлей (1966 б) находит, что ночью $T_e = T_i$ на всех высотах, и ионосфера изотермична при значениях 700—800° К выше 350 км. Ограничено количество результатов,

доложенных этой группой исследователей, до сих пор не позволяет сделать какие-либо заключения относительно сезонного хода температур или их зависимости от цикла солнечной активности. Температурные вариации на остальных станциях, по-видимому, приблизительно соответствуют теоретическим кривым для минимума солнечной активности, показанным на рис. 14 и 16. До сих пор опубликовано только ограниченное количество результатов, полученных в Аресибо (Карлсон (1966), Карлсон и Нисбет (1966)). На этой станции T_e/T_i достигает максимальной величины, равной ~ 3 на высоте ~ 350 км в течение дня. Одним из наиболее поразительных эффектов, обнаруженных на этой станции, является предутренний

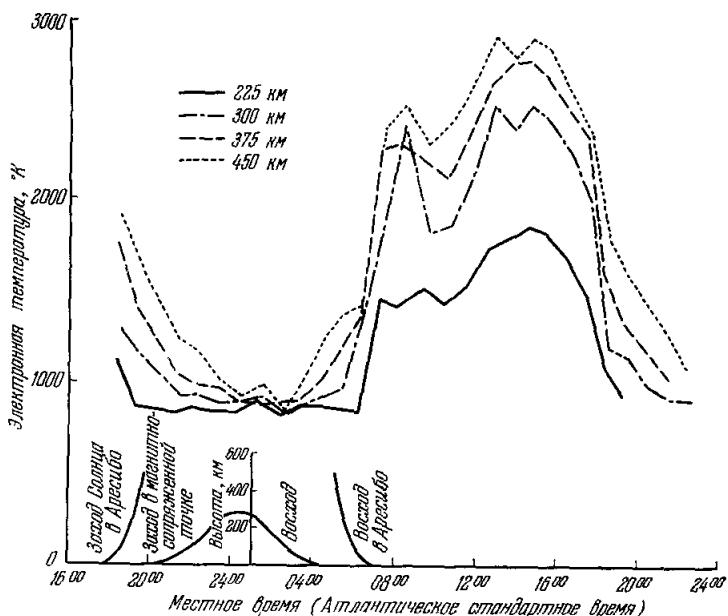


Рис. 20. Вариации T_e на некоторых высотах, полученные на ионосферной обсерватории в Аресибо 17–18 декабря 1964 г. (Карлсон (1966)).

Можно видеть, что T_e начинает расти во время восхода (около 0300 часов) в магнитно сопряженной точке, что свидетельствует о существовании потока быстрых фотоэлектронов из противоположного полушария.

рост T_e , появляющийся во время восхода Солнца в противоположном полушарии. Этот нагрев наиболее заметен во время зимнего солнцестояния (рис. 20); полагают, что он вызывается потоком быстрых электронов, пересекающих магнитосферу и приходящих из сопряженных областей ионосферы. Аналогичный эффект наблюдался Нанкеем (Петит, частное сообщение). Это явление требует, чтобы восход Солнца наступал существенно раньше у одного из оснований силовой линии и, в то же время, чтобы силовая линия была не слишком длинной, в противном случае большая часть энергии быстрых фотоэлектронов, текущих из одной полусфера в другую, будет теряться. Карлсон (1966) оценил, что требуется примерно 10^9 эл./см² сек со средними энергиями ~ 10 эв, чтобы объяснить предутренний разогрев ионосферы. Эти оценки грубо согласуются с оценками Хансона (1963), но больше, чем величина направленного вверх потока, рассчитанного Гейслером и Боухиллом (1965). Следует сказать, что хотя географические широты Аресибо и Нанси отличаются почти на 30° , их геомагнитные широты отличаются на меньшую величину (20°). По-видимому, этот эффект будет ограничиваться областью геомагнитных

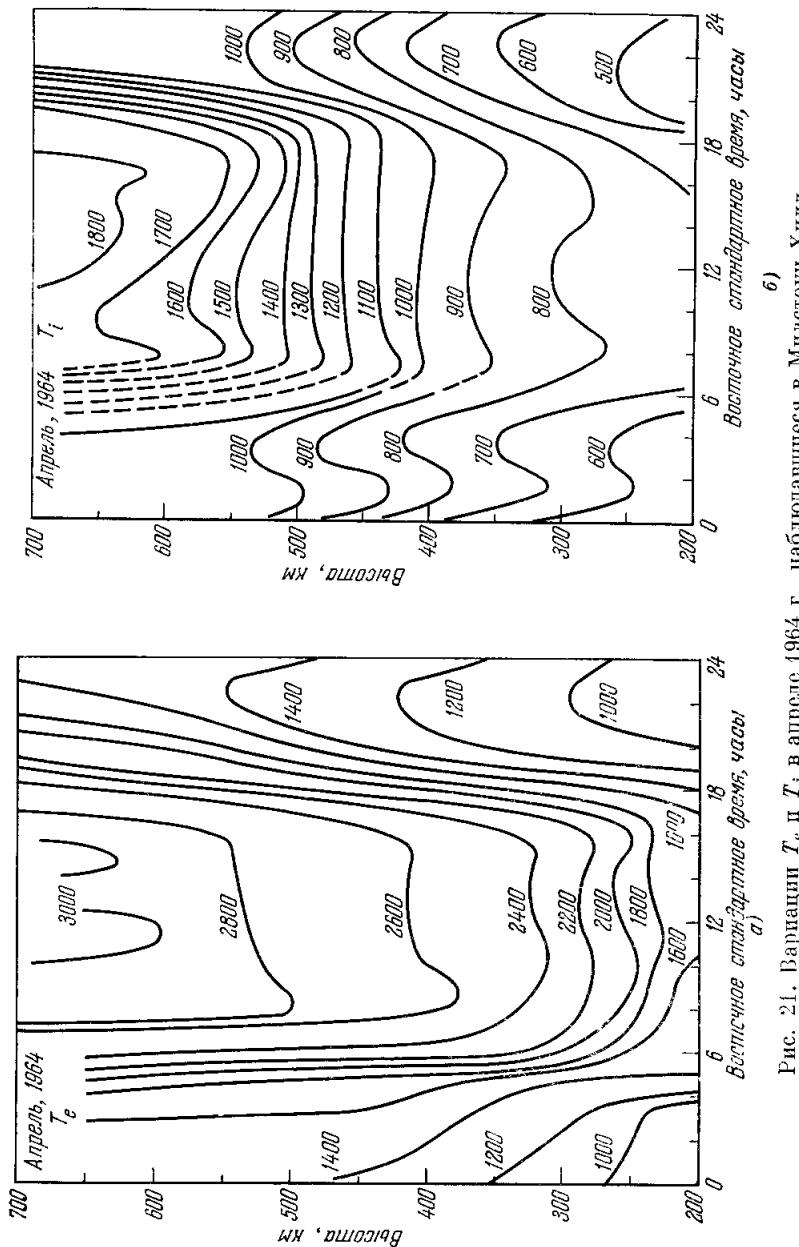


Рис. 21. Вариации T_i и T_e в апреле 1964 г., наблюдавшиеся в Магистоун-Хилл.
а)

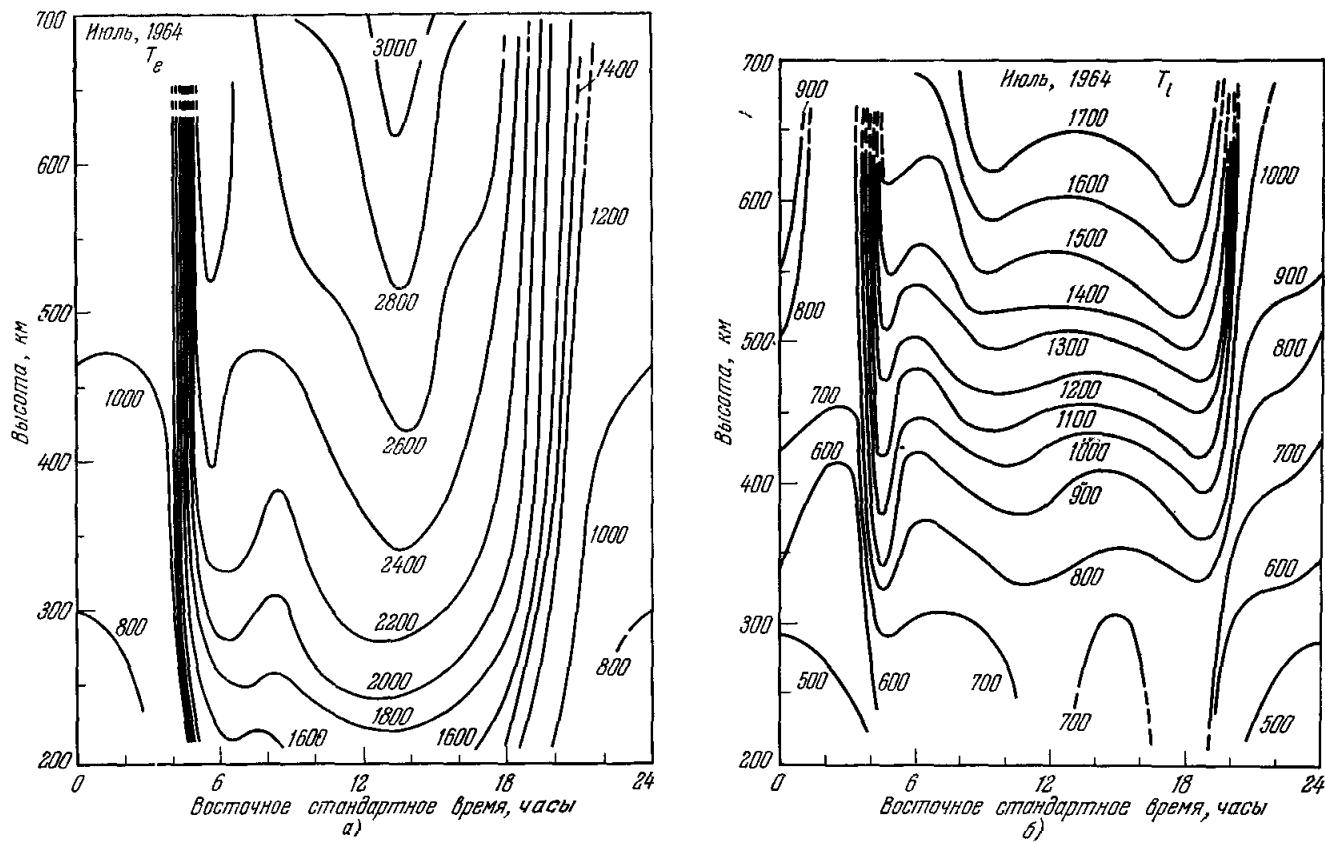


Рис. 22. Вариации T_e и T_i в июле 1964 г., наблюдавшиеся в Милстоун-Хилл.

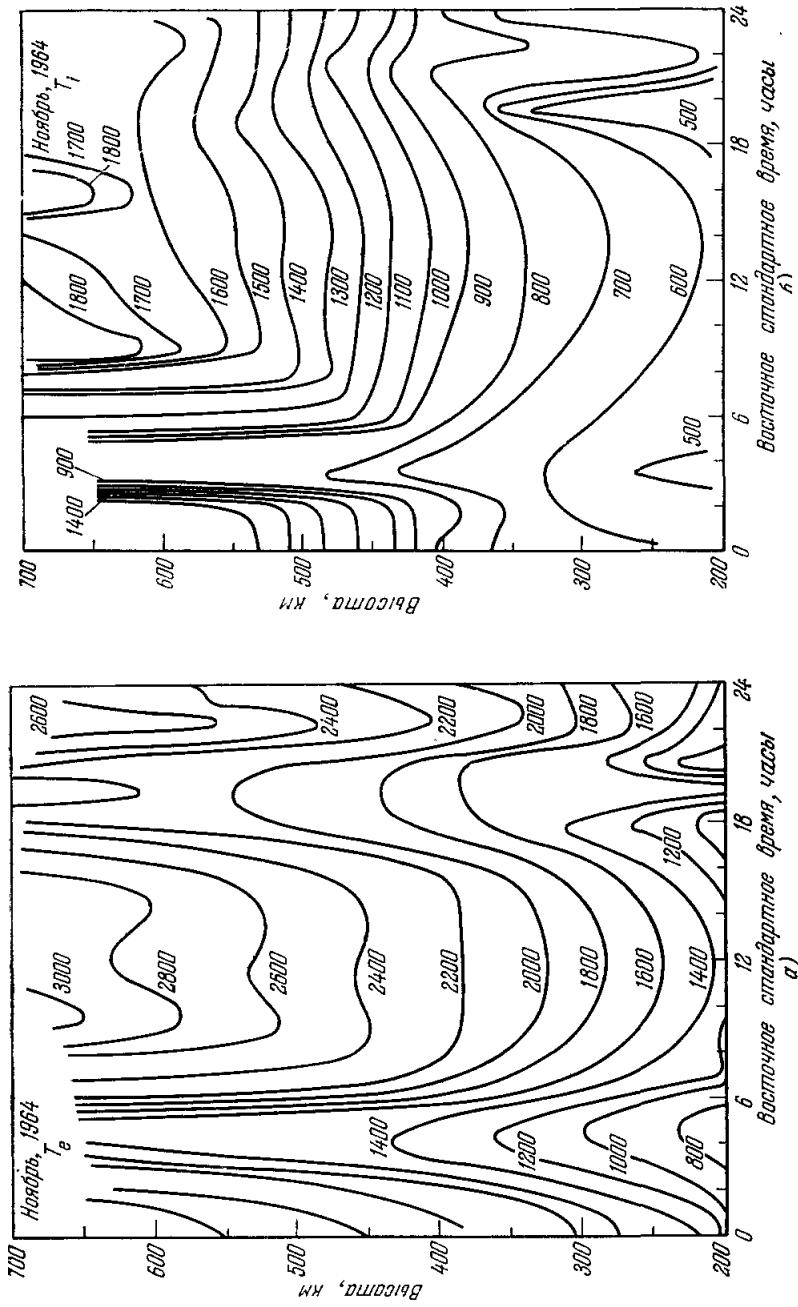


Рис. 23. Вариации T_e и T_i в ноябре 1964 г., наблюдавшиеся в Милстоун-Хилл.

широт 25—50° из-за конкурирующих требований, чтобы разница во времени местного восхода и восхода в сопряженной точке была большой, а длина силовой линии была короткой. Этот эффект не наблюдался в Милстоун-Хилл, возможно, потому, что в сопряженной для этой станции точке Солнце в течение зимних месяцев полностью не заходит.

В Милстоун-Хилл обстоятельно изучались дневные и сезонные вариации T_e и T_i (Эванс и Ловенталь (1964), Эванс (1965)). На рис. 21—23

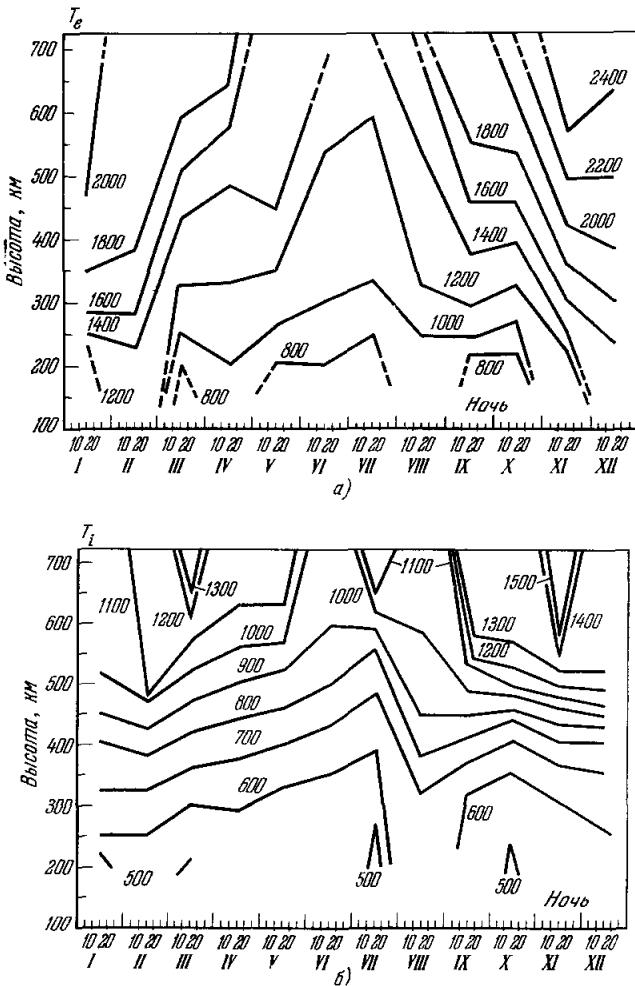


Рис. 24. Вариации средних почных (22—03 часа вост. станд. вр.) электронных (а) и ионных (б) температур в Милстоун-Хилл (1964 г.).

T_e имеет максимум в зимние месяцы.

показаны T_e и T_i для равноденственных летних и зимних месяцев соответственно. Поведение температур зимой кажется аномальным, так как, по-видимому, имеет место разогрев в течение поздних вечерних часов. Эванс (1965 б) считает, что это — следствие разогрева потоком тепла, приходящим из протоносферы и повышающим температуру в то время, когда электронная концентрация (определенная скорость потерь тепла, пропорциональную n_e^2) уменьшается до существенно низких значений. Позднее, после полуночи, температура на всех высотах начинает падать,

вероятно, потому, что протоносфера начинает в целом охлаждаться после полного захода Солнца или вблизи захода в сопряженной точке.

Наблюдаемое отношение T_e/T_i ночью на протяжении всего года больше единицы; наибольшие электронные температуры наблюдались зимой (рис. 24). Это также подтверждает точку зрения о нагреве потоком тепла из протоносферы, так как найдено, что поток тепла, требующийся для создания такой разницы температур, приблизительно постоянный.

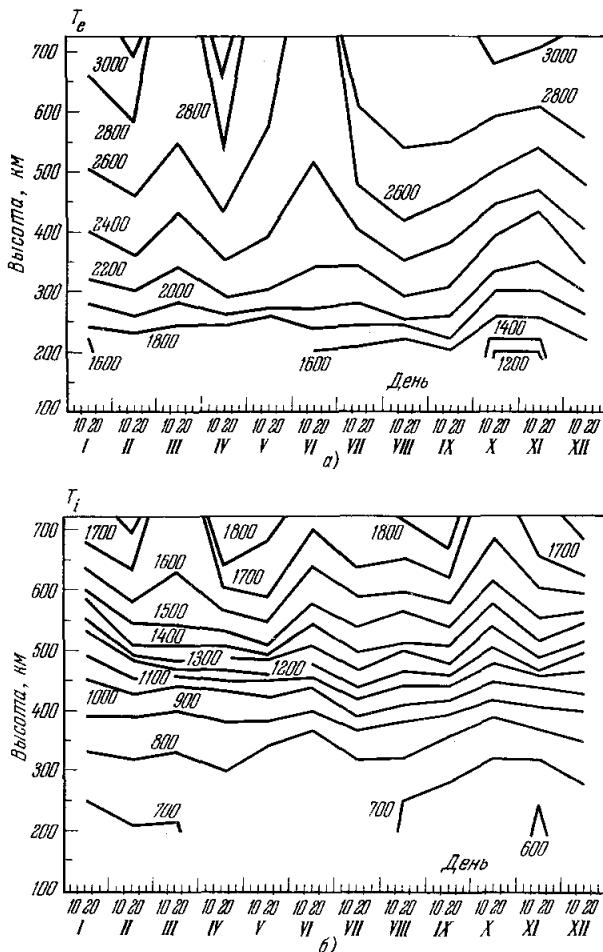


Рис. 25. Вариации средних дневных (09—15 часов вост. станд. вр.) электронных (а) и ионных (б) температур в Милстоун-Хилл (1964 г.).

Не наблюдается заметных вариаций обеих величин.

Наиболее низкие ночные температуры получаются при наивысших значениях электронной концентрации. В дневное время не наблюдается отчетливых сезонных вариаций полуденных (09 час.—15 час.) значений температур T_e и T_i в период минимума солнечной активности (рис. 25).

Наблюдения на низких широтах можно проводить, используя вторую из указанных в табл. II радиолокационных систем. На рис. 26 и 27 представлены соответственно средние дневные распределения температур в области высот 130—600 км для одного из летних и одного из зимних месяцев. Из этих результатов оказывается, что $T_e > T_i$ на всех высотах

выше 130 км, но ниже этой высоты существует тепловое равновесие. Подобные же результаты были получены в Нанси (Петит, частное сообщение). Этот результат противоречит результатам некоторых ракетных

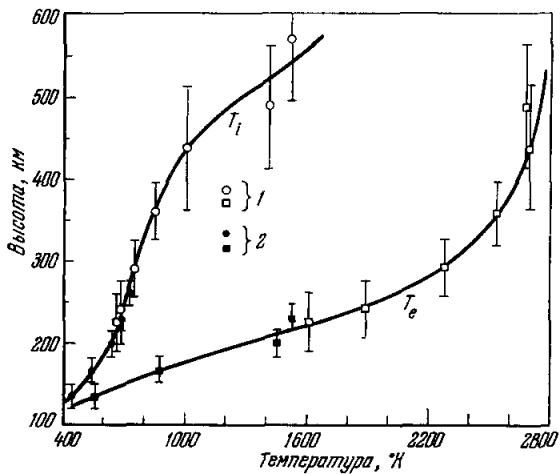


Рис. 26. Распределения температур, полученные в Милстоун-Хилл в августе 1964 г. (усредненные дневные условия).
1 — вертикально излучающий радар; 2 — наклонно излучающий радар.

измерений (Спенсер и др. (1965)), в которых получалась отчетливая разность температур $T_e - T_n$ на высотах области E . Из рис. 26 и 27 также очевидно, что $T_i = T_n$ вплоть до примерно 300—350 км, выше которых $T_i > T_n$.

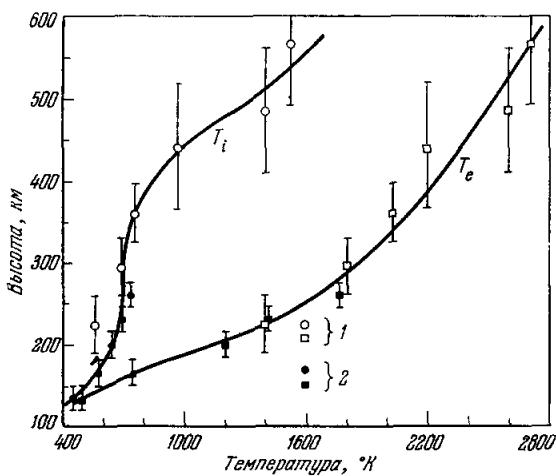


Рис. 27. Распределения температур, полученные в Милстоун-Хилл в ноябре 1964 г. (усредненные дневные условия).
1 и 2 — то же, что и на рис. 26.

Мейнард и Верстиук (1964) в Принц Альберте и Эванс (1965а) в Милстоун-Хилл наблюдали рост электронной температуры, связанный с возмущенными магнитными условиями. Результаты, полученные в Милстоун-Хилл, указывают только на небольшой рост T_i на высотах между 200

и 400 км днем и на значительное возрастание T_e и T_i ночью. Это возрастание, по-видимому, связано с нагревом, генерированным высыпанием частиц, поскольку в это время усиливаются полярные возмущения.

IX. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

В статье Грингауза (1966) подробно рассмотрены локальные измерения электронной и ионной температур на ракетах и спутниках при помощи зондов Ленгмюра или ловушек. Здесь мы ограничимся обсуждением некоторых общих замечаний, касающихся этих ракетных и спутниковых наблюдений, которые можно сравнить

с результатами по некогерентному рассеянию, сообщенными выше.

Метод некогерентного рассеяния может обеспечивать длительные наблюдения в данном месте и, таким образом, давать наилучшую информацию о дневных, сезонных вариациях и вариациях в цикле солнечной активности.

Ракеты, с другой стороны, могут дать намного лучшее высотное разрешение. Большое число ракетных запусков до высот 300 км было осуществлено с острова Уоллопс ($37,9^\circ N$, $75,5^\circ W$) и результаты сообщены и обсуждены Брейсом и др. (1963), Спенсером и др. (1962, 1965). Дневные измерения указывают на величины электронной температуры $500^\circ K$ на высоте 100 км, достигающие 1800° на 250 км. В двух ракетных запусках максимум температуры T_e наблюдался между 200 и 250 км и происходило небольшое уменьшение T_e выше этой высоты. Эванс (1965) сравнил эти ракетные данные, насколько это было возможно, с результатами измерений некогерент-

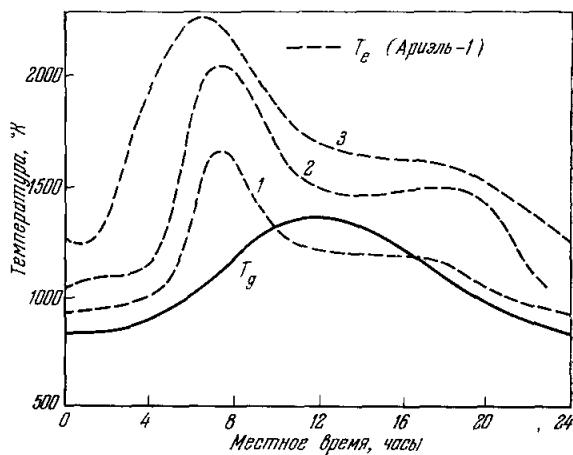


Рис. 28. Дневные вариации T_e для трех широтных интервалов, полученные по данным спутника Ариэль-1 (Боэн и др. (1964)).

При этом предполагалось, что T_e не зависит от широты выше примерно 300 км. 1 — широта $20-40^\circ$; 2 — широта $40-55^\circ$; 3 — широта $0-20^\circ$.

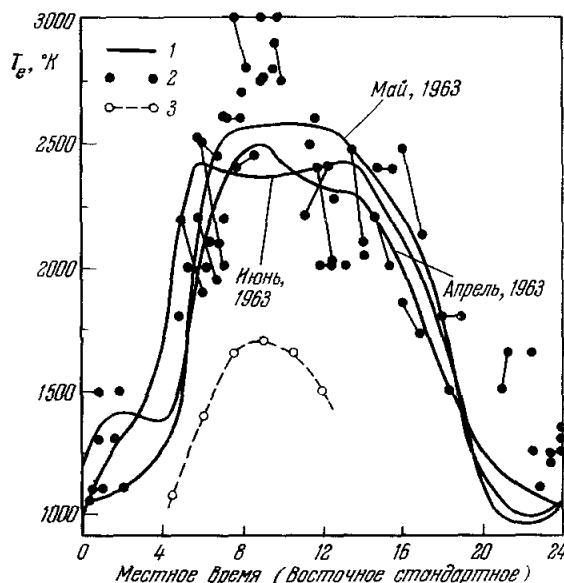


Рис. 29. Суточные вариации T_e , полученные по результатам спутника Эксплорер-17 (Брейс и др. (1965)) (1).

Измерения производились в области высот 260—400 км. Для сравнения показаны среднемесячные температуры, соответствующие $H=330$ км, приводимые Эвансом (1965b) (2) и результаты Ариэль-1 (Боэн и др. (1964)) (3).

ного рассеяния в Милстоун-Хилл. Из-за большой разницы в высотных разрешениях, достигаемых в обоих методах, и небольшого высотного интервала (~ 100 км), где они частично перекрываются, можно считать, что согласие между результатами неплохое. Результаты по некогерентному рассеянию, однако, не дают очевидного температурного максимума. При сравнении с данными по нейтральной температуре для низких высот Спенсер и др. (1965) нашли, что $T_e > T_n$ на всех высотах выше 100 км в течение дня. Такое поведение непонятно в настоящее время, так как оно требует чрезвычайно высокого поглощения солнечного ультрафиолета в E -области или некоторых других форм вклада энергии и, по-видимому, не согласуется с результатами по некогерентному рассеянию, описанными выше.

Следовательно, может быть, что измерения на ракетах подвержены систематической ошибке ниже некоторой пока еще неопределенной высоты. Кнудсен и Шерп (1965) сообщили о перегулярных изменениях T_e и T_i с высотой в интервале высот 100—170 км, а Смит (1966) наблюдал различия температур, связанные со спорадическими слоями E_s . Однако в настоящее время данных еще недостаточно, чтобы сделать окончательные выводы об этих гипотетических температурных слоях. (Определения при помощи спутников проводились на Ариэле-1 (Боузен и др. (1964)), Эксплорер-17 (Брейс и Спенсер (1964), Брейс и др. (1965)), Эксплорер-22 (Брейс и Редди (1965)) и на некоторых спутниках Вооруженных сил США (Сагалин и др. (1965)). Ясно, что наибольшая польза от спутниковых наблюдений заключается в возможности получения широтных вариаций. Большинство авторов, однако, пытаются получить также дневные вариации, хотя обычно это требует введения упрощающих предположений, например, что сезонные вариации отсутствуют или малы. Некоторые результаты измерения T_e на Ариэле-1 показаны на рис. 28; они дают ярко выраженные дневные вариации, подобные вариациям, наблюдаемым при помощи некогерентного рассеяния, но величины T_e систематически занижены по сравнению с сообщенными в последних работах. На рис. 29 сравниваются суточные вариации температуры, полученные в Милстоун-Хилл, с электронными температурами, измеренными на Эксплорер-17 (Брейс и Спенсер (1964)) за тот же самый период времени. Измерения на спутнике проводились в области высот 260—400 км и магнитных широт 40—55° в течение трех месяцев. Несмотря на то, что из данных Ариэля-1 и радиолокационных наблюдений ясно, что T_e

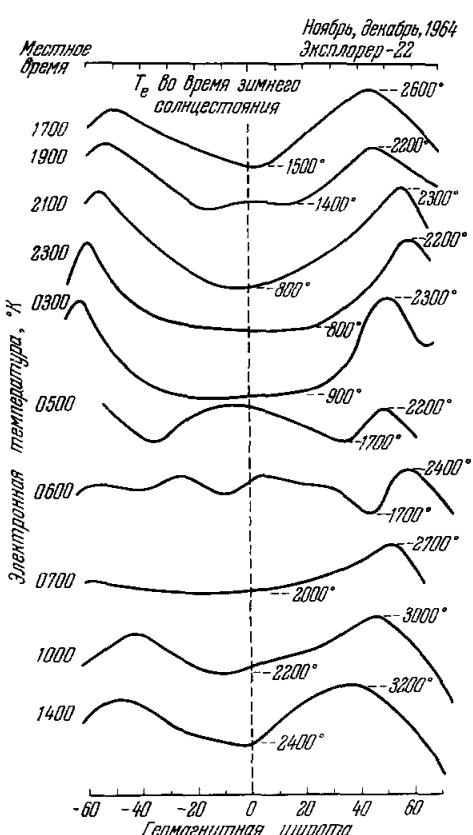


Рис. 30. Средние электронные температуры на высоте 1000 км как функции широты и времени.

Эти результаты получены Брейсом и Редди (1965) на Эксплорер-22.

вых наблюдений заключается в возможности получения широтных вариаций. Большинство авторов, однако, пытаются получить также дневные вариации, хотя обычно это требует введения упрощающих предположений, например, что сезонные вариации отсутствуют или малы. Некоторые результаты измерения T_e на Ариэле-1 показаны на рис. 28; они дают ярко выраженные дневные вариации, подобные вариациям, наблюдаемым при помощи некогерентного рассеяния, но величины T_e систематически занижены по сравнению с сообщенными в последних работах. На рис. 29 сравниваются суточные вариации температуры, полученные в Милстоун-Хилл, с электронными температурами, измеренными на Эксплорер-17 (Брейс и Спенсер (1964)) за тот же самый период времени. Измерения на спутнике проводились в области высот 260—400 км и магнитных широт 40—55° в течение трех месяцев. Несмотря на то, что из данных Ариэля-1 и радиолокационных наблюдений ясно, что T_e

растет с ростом широты, наиболее очевидно это следует из результатов, полученных на Эксплорере-22 (Брейс и Редди (1965)), который был запущен на почти полярную орбиту (наклон орбиты 80°) с постоянной высотой 1000 км. Некоторые результаты, полученные на этом спутнике, показаны на рис. 30. Ясно, что температура растет с ростом широты как днем, так и ночью. Брейс и Редди считают, что поведение ночных температур почти соответствует поведению, которое следовало бы ожидать, если бы в ионосферу приходил поток тепла из протоионосферы. Ионная температура на ракетах и спутниках измерялась чрезвычайно мало, и в этом вопросе мы почти полностью зависим от определений T_i при помощи некогерентного рассеяния, описанных в предыдущих разделах.

На рис. 31 сделана попытка суммировать вариации T_e с широтой для дневных и ночных часов на высоте 800 км. Этот рисунок взят из статьи Томаса и др. (1966), основанной на рассмотрении многих из обсужденных выше работ. Он несколько идеализирован, поскольку известно из результатов измерений на Ариэл-1 и Эксплорер-22, что широтные вариации температуры зависят от долготы. Долготная зависимость появляется, по-видимому, из-за того, что вклад тепла является в основном функцией географической широты, а потери (которые зависят от n_e^2) зависят от геомагнитной широты. Асимметрия на рис. 30, по-видимому, возникает из-за этого факта.

X. ОБСУЖДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Предполагают, что в течение дня T_e превышает T_n на всех высотах выше 120 км из-за нагрева электронного газа быстрыми фотоэлектронами. Ожидается, что на больших высотах температура постоянна и разность температур $T_e - T_n$ наибольшая в солнечном минимуме и наименьшая в максимуме. Это последнее предсказание еще следует доказать. Разность температур зависит, главным образом, от электронной концентрации в области F , и поэтому она наименьшая на экваторе и растет с ростом широты. Так как приток тепла зависит от географической широты, а потери тепла изменяются с изменением электронной концентрации, которая, в свою очередь, в некоторой степени зависит от геомагнитной широты, широтные вариации температуры будут различными для различных долготных зон. Оказывается, следовательно, что хотя имеется очевидное понимание процессов, определяющих электронные и ионные температуры в области F , мы не можем дать простое физическое описание

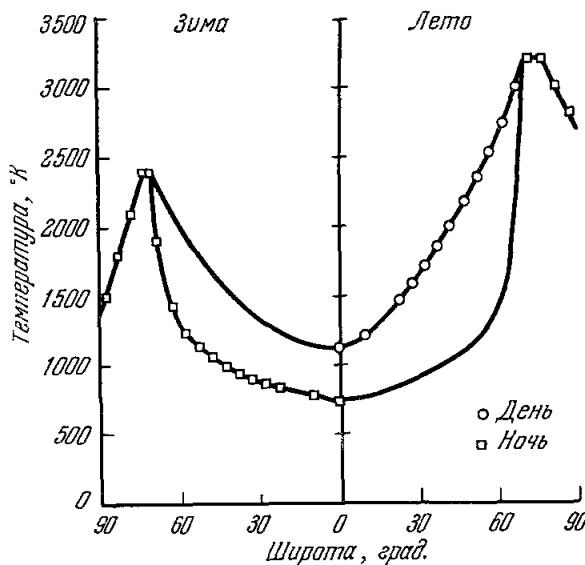


Рис. 31. Идеализированная электронная температура в зависимости от широты для высот выше 800 км для дня и ночи, лета и зимы.

Это распределение было построено Томасом и др. (1966) и основывается на наблюдениях, проведенных рядом исследователей в годы минимума солнечной активности.

этих вариаций. Качественное согласие между теорией и наблюдениями, которое, кажется, существует, может быть просто следствием недостаточного количества данных наблюдений. На очень низких (<150 км) и на очень больших (т. е. в магнитосфере) высотах эксперименты противоречат теории. Очевидно, что требуется провести больше измерений в обеих этих областях высот и пересмотреть теоретические расчеты. Так получилось, что не проводилось измерений температуры в полярных областях, хотя кое-что предстоит получить из результатов измерений на Эксплорер-22. Можно ожидать, тем не менее, что высыпание частиц является основной причиной разогрева и ионизации атмосферы на этих широтах. Таким образом, мы можем ожидать, что T_e будет здесь выше во все сезоны как ночью, так и днем.

В заключение автор хотел бы поблагодарить докторов Яккия и Ньюэла за многочисленные полезные советы и замечания, а также доктора М. П. Фридмана за то, что он дал некоторые объяснения результатов его модели верхней атмосферы.

Lincoln Laboratory, Massachusetts Institute
of Technology, USA.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- E. V. Appleton, Nature 136, 52 (1935).
 D. R. Bates, Proc. Phys. Soc. 64B, 805 (1951).
 J. E. Blamont and T. M. Donahue, J. Geophys. Res. 66, 1407 (1961).
 J. E. Blamont, M. L. Lory, J. P. Schneider and G. Courtes, Space Res. II, p. 974 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962).
 J. E. Blamont and M. L. Chaniotis-Lory, Space Res. V, p. 1137 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965).
 R. E. Bourdeau, S. Chandra and W. M. Neupert, J. Geophys. Res. 69, 4531 (1964).
 P. J. Bowen, R. L. F. Boyd, C. L. Henderson and A. P. Willmott, Proc. Roy. Soc. A281, 526 (1964).
 L. H. Brace and B. M. Reddy, J. Geophys. Res. 70, 5783 (1965).
 L. H. Brace and B. M. Reddy, in «Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere», p. 397 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966).
 L. H. Brace, N. W. Spencer, J. Geophys. Res. 69, 4686 (1964).
 L. H. Brace, N. W. Spencer and G. R. Carignan, J. Geophys. Res. 68, 5397 (1963).
 L. H. Brace, N. W. Spencer and A. Dalgarno, Planet. Space. Sci. 13, 647 (1965).
 Т. К. Бреус, Г. Л. Галевич, Космические исследования, 3, 877 (1965).
 L. Broglie, Space Research V, p. 1124 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965).
 H. C. Carlson, in «Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere», p. 478 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966); J. Geophys. Res. 71, 195 (1966).
 H. C. Carlson and J. S. Nisbett, in «Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere», p. 471 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966).
 H. Carrig, M. Petit and P. Waldteufel, Compt. Rend. 262, 1174 (1966).
 J. W. Chamberlain, Physics of the Aurora and Airglow (Academic Press New York, 1961).
 S. Chapman and T. G. Cowling, The Mathematical Theory of Non-uniform Gases, p. 100 (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1961).
 K. D. Cole, Austr. J. Phys. 15, 223 (1962).
 F. D. Colegrave, W. B. Hanson and F. S. Johnson, J. Geophys. Res. 70, 4931 (1965).
 F. D. Colegrave, F. S. Johnson and B. Hanson, J. Geophys. Res. 71, 2227 (1966).
 G. E. Cook, Ann. de Geophys. 22, 53 (1966).
 G. R. Cook and P. H. Metzger, J. Chem. Phys. 41, 321 (1964).
 A. Dalgarno and R. J. Moffett, Planet. Space Sci. 9, 439 (1962).
 A. Dalgarno, M. B. McElroy and R. J. Moffett, Planet. Space Sci. 11, 463 (1963).
 A. V. da Rosa, Thermal Behavior of the Ionosphere and Observations of the Exosphere and the Ionosphere by means of Distant Earth Satellites, Stanford Electronics Laboratory, Stanford, California Report SEL-65-109 (1965).

- J. V. Evans, J. Geophys. Res. **69**, 1436 (1964).
 J. V. Evans, J. Geophys. Res. **70**, 2726 (1965).
 J. V. Evans, J. Geophys. Res. **70**, 4331 (1965).
 J. V. Evans, Planet. Space Sci. **13**, 1031 (1965).
 J. V. Evans, J. Geophys. Res. **70**, 4365 (1965).
 J. V. Evans and M. Loewenthal, Planet. Space Sci. **12**, 915 (1964).
 A. C. Fairley and K. S. W. Chapman, Space Research VI (in press).
 D. T. Farley, Electron Density Profiles in the Ionosphere and Exosphere, p. 446 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966).
 D. T. Farley, Temperature and Composition Measurements at the Magnetic Equator. Ann. de Geophys. (1966) (in press).
 J. A. Fejer, Canad. J. Phys. **38**, 1114 (1960).
 M. P. Friedmann, A critical survey of upper atmosphere density measurements made by the Explorer-17 satellite, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. (1966) (in press).
 J. E. Geisler, J. Atmos. Terr. Phys. **28**, 703 (1966).
 J. E. Geisler and S. A. Bowhill, An Investigation of Ionosphere-Protonosphere Coupling, University of Illinois, Aeronomy Report 5 (1965); см. также: J. Atmos. Terr. Phys. **27**, 457, 1119 (1965).
 L. A. Hall, W. Schweizer and H. E. Hinteregger, J. Geophys. Res. **70**, 105 (1965).
 W. B. Hanson, Space Research III, p. 282 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1963).
 W. B. Hanson and F. S. Johnson, Memoires Soc. R. Liege IV, 390 (1961).
 I. Harris and W. Priester, J. Atmos. Sci. **19**, 286 (1962).
 I. Harris and W. Priester, The Upper Atmosphere in the Range from 120 to 800 km, GSFC NASA, 1964.
 I. Harris and W. Priester, J. Atmos. Sci. **22**, 3 (1965).
 C. O. Hines, Canad. J. Phys. **38**, 1441 (1960).
 C. O. Hines, J. Geophys. Res. **71**, 1453 (1966).
 H. E. Hinteregger, J. Atmos. Sci. **19**, 351 (1962).
 H. E. Hinteregger, L. A. Hall and G. Schmidtko, Space Research V, p. 1175 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965).
 D. Hoegy, J. P. Rourquier and J. Fontenot, J. Geophys. Res. **70**, 5464 (1965).
 R. Horowitz and H. E. Low, J. Geophys. Res. **62**, 57 (1957).
 D. C. Hunt and T. E. Van Zandt, J. Geophys. Res. **66**, 1673 (1961).
 D. M. Hunten, Ann. de Geophys. **17**, 249 (1961).
 M. N. Izakov, Space Research VI (in press (1965)).
 L. G. Jackchia, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. **170** (1964).
 L. G. Jackchia, Density Variations in the Heterosphere, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. **184** (1965).
 L. G. Jackchia, «The Atmospheric Models above 120 km; Derivation, Systematic Variations, Sources, Errors, Limitations», prepared for Working Group of U.S. Committee on Extension to the Standard Atmosphere, Smithsonian Astrophys. Obs., March (1966).
 L. G. Jackchia and J. Sloaney, Smithsonian Contributions to Astrophys. **8**, 1—99 (1963a).
 L. G. Jackchia and J. Sloaney, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. **125** (1963b).
 L. G. Jackchia and J. Sloaney, J. Geophys. Res. **69**, 905 (1964a).
 L. G. Jackchia and J. Sloaney, J. Geophys. Res. **69**, 4145 (1964b).
 L. G. Jackchia and J. Sloaney, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. **207** (1966).
 A. H. Jarrett and M. Hoey, J. Proc. Roy. Soc. **A288**, 519 (1965).
 F. S. Johnson, J. Geophys. Res. **61**, 71 (1956).
 H. K. Kallman-Bijl and W. L. Sibley, Space Research III, p. 279 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1963).
 J. W. King et al. (8 authors), Radio Research Station, Slough, England, Rep. RRS/I.M. **191** (1964).
 J. W. King and H. Kohl, Nature **206**, 699 (1965).
 D. G. King-Hele, Ann. de Geophys. **22**, 40—52 (1966).
 D. G. King-Hele, Planet. Space Sci. **12**, 835 (1964).
 D. G. King-Hele and D. H. C. Walker, Space Research II, p. 918 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1961).
 W. C. Knudsen and G. W. Sharp, J. Geophys. Res. **70**, 143 (1965).
 G. Kockarts and M. Niccollet, Ann. de Geophys. **18**, 269 (1962).
 G. Kockarts and M. Niccollet, Ann. de Geophys. **19**, 370 (1963).
 V. I. Lasarev, Space Research IV, p. 516 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1964).
 R. S. Lindzen, J. Geophys. Res. **71**, 865 (1966).
 G. J. F. McDonald, Rev. Geophys. **1**, 305 (1963).

- J. R. Mahoney, «A Study of Energy Sources for the Thermosphere», MIT, Meteorology Dept. Report 17 (1966).
- D. F. Martyn, Paper presented to the VII International Space Science Symposium, Vienne, 1966.
- M. Ya. Marov, Ann. de Geophys. **22**, 65 (1966).
- L. A. Maynard and A. Werstiuk, Presented at the fall URSI Meeting, Urbana, Illinois (1964).
- M. B. McElroy, Planet. Space Sci. **13**, 403 (1965).
- L. R. Megill and N. P. Cartleton, J. Geophys. Res. **69**, 101 (1964).
- V. V. Mikhnevich, Space Research V, p. 1412 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965).
- R. A. Minzner, «A status report on atmospheric density models and observations», Proceedings of the First GISAT Symposium, vol. 1, Part 1, p. 217 (MITRE Corporation, Bedford, Mass., 1965).
- R. Montalbetti, Canad. J. Phys. **35**, 831 (1957).
- D. R. Moorcroft, J. Geophys. Res. **69**, 955 (1964).
- A. F. Nagy and J. P. Fournier, J. Geophys. Res. **70**, 5981 (1965).
- K. V. S. K. Nathan and M. J. Seaton, Nature **209**, 701 (1966).
- P. S. Nawrocki and R. Pappa, in «Atmosphere Processes» (published by Geophys. Corp. of America, 1961).
- R. E. Newell, Sci. Amer. **210**, 62 (1964).
- R. E. Newell, Paper presented to the VII International Space Science Symposium, Vienna, 1966.
- G. P. Newton, R. Horowitz and W. Priester, J. Geophys. Res. **69**, 4690 (1964).
- G. P. Newton, R. Horowitz and W. Priester, Planet. Space Sci. **13**, 599 (1965).
- M. Nicolet, in The Physics of the Upper Atmosphere, Chap. 2 (Academic Press New York, 1960).
- M. Nicolet, Smithson. Astrophys. Observ. Spec. Rep. N75 (1961).
- M. Nicolet, in «Research in Geophysics» I, Chap. 10 (MIT Press, Cambridge, Mass., 1964).
- A. O. Nier, J. H. Hoffmann, C. Y. Johnson and J. C. Holmes, J. Geophys. Res. **69**, 979 (1964a).
- A. O. Nier, J. H. Hoffmann, C. Y. Johnson and J. C. Holmes, J. Geophys. Res. **69**, 4629 (1964b).
- J. F. Noxon, J. Geophys. Res. **69**, 3245 (1964).
- J. F. Noxon and R. H. Gooddy, J. Atmos. Sci. **19**, 342 (1962).
- H. K. Paetzold and H. Zschorner, Space Research I, p. 24 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1960).
- H. K. Paetzold and H. Zschorner, Space Research II, p. 958 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1961).
- W. Priester, Proc. Roy. Soc. **288**, 493 (1965).
- W. Priester and H. A. Martin, Nature **188**, 200 (1960).
- R. Sagalyn, M. Smidly and Y. N. Bargava, Space Research V, 189 (1965).
- J. A. R. Samson and R. B. Cairnes, J. Geophys. Res. **69**, 4583 (1964).
- M. F. Shea, R. D. Sharp and M. B. McElroy, «Midlatitude Rocket Measurements of Electrons with Energies Greater than 10 eV» Presented to the AGU Meeting, Washington, 1966.
- G. G. Shepherd and D. M. Hunt, J. Atmos. Terr. Phys. **6**, 336 (1955).
- L. G. Smith, Radio Sci. **1** (New series), 178 (1966).
- N. W. Spencer, L. H. Brace and G. R. Carignan, J. Geophys. Res. **67**, 157 (1962).
- N. W. Spencer, L. H. Brace, G. R. Carignan, D. R. Tacusch and H. Niemann, J. Geophys. Res. **26** (1965).
- L. Spitzer, in «Physics of Fully Ionized Gasses», p. 144 (Interscience Publ., New York, 1962). (Имеется русский перевод: Л. Спайтцер, Физика полностью ионизованного газа, М., ИЛ, 1957.)
- J. A. Stein and J. C. G. Walker, J. Atmos. Sci. **22**, 11 (1965).
- J. O. Thomas, M. J. Rycroft, L. Colin and K. L. Chan, in «Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere», p. 299 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966).
- L. Vegard, Phil. Mag. **24**, 588 (1937).
- H. Volland, «On the Dynamics of the Upper Atmosphere» Presented at the VII International Space Science Symposium (COSPAR), Vienna (1966).
- A. P. Willmore, Proc. Roy. Soc. **A281**, 140 (1964a).
- A. P. Willmore, Nature **202**, 41 (1964b).