

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

429

ДИНАМИКА
ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ
И СОЛНЕЧНО-АТМОСФЕРНЫЕ СВЯЗИ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук Л. Р. Ракиповой

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 193193, Малоостровский пр., 98



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1979

Рассматриваются вопросы о влиянии озона на динамический, термический и радиационный режим атмосферы, о взаимодействии между слоями атмосферы, о влиянии солнечной активности на динамические процессы в тропосфере (с прогностическими выводами).

Сборник представляет интерес для гелиогеофизиков, работников службы погоды, климатологов, метеорологов, студентов и аспирантов гидрометеорологических институтов.

The publication deals with the following basic problems: ozone effect on dynamic, thermal and radiation regime of the atmosphere, interaction between atmospheric layers, solar activity effect on dynamic processes in the troposphere (with prognostic conclusions).

The publication is of interest to heliogeophysicists, workers of weather service, climatologists, meteorologists, students and post-graduates of hydrometeorological institutes.

Л. Р. Ракипова

ДИНАМИЧЕСКИЕ И ТЕРМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ «ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ—ОЗОН»

В работе автора [1], где рассматривался вопрос о формировании циркуляционного и термического режима озоносферы, была учтена обратная связь между радиационными и фотохимическими процессами. Эта связь обуславливает одну из основных причин колебаний концентрации озона в верхней стратосфере — его термическое разрушение.

Ниже области фотохимического равновесия флуктуации количества озона и температуры вызываются одними и теми же динамическими причинами — вертикальными движениями, горизонтальной адвекцией и макротурбулентным обменом. Нисходящие движения приводят к увеличению температуры и общего содержания озона. Адвекция тепла также сопровождается изменением содержания — в теплых областях озона больше, чем в холодных. Но вызванные вертикальными движениями изменения содержания озона и соответственно озонных притоков тепла должны в свою очередь создавать дополнительные динамические и термические эффекты.

Рассмотрение дополнительных эффектов, обусловленных обратной связью «вертикальные движения—озон», является основным вопросом, который обсуждается в данной статье. Количественные оценки этих эффектов пока никем еще не были получены.

Прежде всего на основании результатов работы [2], в которой в рамках одномерной модели рассматривалось влияние на массовую концентрацию озона вертикальных движений и турбулентной диффузии, мы попытались параметризовать связь между озонными притоками тепла и вертикальными скоростями.

Общая тенденция изменения озонных притоков тепла q при различных значениях вертикальных скоростей w может быть представлена зависимостью вида

$$q = (a + b\sigma) (w_0 - w). \quad (1)$$

Здесь

$$\sigma = -\ln \frac{p}{p_s}; \quad (p_s = 1000 \text{ мбар}).$$

Для летних условий средних широт при коэффициенте вертикального турбулентного обмена $3 \cdot 10^4$ см²/с для параметров a и b получены соответственно значения $-12,9$ и $7,7$; q измеряется в °С/сут, $\omega_0 = 0,10$ см/с (порядок $\omega \sim 0,01$ см/с).

Приток q в форме (1) для слоя 20—40 км вводится в модель Лиюви, записанную для стратосферы в [1]. Процедура ввода точно такая же, как для химических притоков тепла в модели мезосферы [3].

В работе [4] нами было оценено влияние естественных колебаний содержания озона в атмосфере, обусловленных 11-летним ходом солнечной активности, на климат стратосферы. Исходный фактический материал, который был при этом использован, подробно описан в [4]. В данной статье будут приведены результаты оценки этого влияния с учетом обратной связи «вертикальные движения—озон». Для этого было выбрано два временных интервала. Один соответствует максимуму солнечной активности (1957—1960 гг.), второй — минимуму (1951—1954 гг.).

Озонные притоки тепла, способ получения которых также подробно описан в [4], были введены в модель летней стратосферы. Средние зональные значения трех составляющих скорости ветра и отклонений T^* температуры T от ее радиационных равновесных значений T_0 были рассчитаны без учета и с учетом зависимости (1) (1-й и 2-й эксперименты соответственно).

Результаты расчетов представлены в табл. 1—4. В этих таблицах даны разности, полученные путем вычитания значений метеоэлементов, соответствующих 1-му эксперименту, из значений, соответствующих 2-му эксперименту, для разных широт и двух интервалов времени — максимума и минимума 11-летнего цикла солнечной активности.

Таблица 1 содержит значения разностей зональной скорости ветра δu , табл. 2 — меридиональной скорости δv , табл. 3 — вертикальной скорости δw , табл. 4 содержит δT^* .

Положительные значения δu соответствуют возрастанию западного ветра (ослаблению восточного), положительные значения δv — усилению переноса от летнего полюса к зимнему в верхней стратосфере и обратному эффекту для переноса в противоположном направлении в средней стратосфере, положительные значения δw — усилению скорости восходящих движений и обратному эффекту для нисходящих движений.

Из совместного анализа табл. 1—4 и результатов расчетов для модели С-1 в [1] можно сделать следующие выводы: эффект обратной связи «вертикальные движения—озон» в слое стратосферы ниже 40 км приводит в основном к уменьшению скорости западных потоков и нисходящих движений; в верхней части этого слоя меридиональный перенос от зимнего полюса к летнему ослабевает, а в нижней усиливается; отклонения температуры T^* от равновесных значений почти на всех широтах и высотах увеличиваются, несмотря на некоторое ослабление адиабатического нагревания. Таким образом, вызванные обратной связью «вертикальные

Таблица 1

 δu м/с

| z км | φ° | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. |
| 40 | 1,16 | 0,34 | 1,25 | -0,13 | 1,28 | -0,36 | 1,77 | 0,18 |
| 35 | -2,08 | -2,71 | -2,71 | -3,79 | -3,06 | -3,41 | -1,73 | -2,97 |
| 30 | -2,11 | -2,47 | -2,53 | -2,18 | -2,20 | -2,92 | -2,17 | -2,91 |
| 25 | -0,69 | -0,81 | -0,84 | -1,05 | -1,00 | -1,26 | -0,99 | -1,28 |
| 20 | -0,37 | -0,40 | 0,16 | 0,15 | 0,55 | 0,57 | 0,49 | 0,51 |

Таблица 2

 δv см/с

| z км | φ° | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. |
| 40 | 1,70 | 2,06 | 2,48 | 3,10 | 2,55 | 3,33 | 2,31 | 3,19 |
| 35 | 2,53 | 2,74 | 3,21 | 3,58 | 2,71 | 3,17 | 3,00 | 3,53 |
| 30 | 0,49 | 0,52 | 0,57 | 0,63 | 0,85 | 0,95 | 1,10 | 1,23 |
| 25 | -0,12 | -0,14 | -0,30 | -0,34 | -0,48 | -0,54 | -0,55 | -0,62 |
| 20 | 0,41 | 0,42 | -0,42 | -0,48 | -1,15 | -1,27 | -1,18 | -1,32 |

Таблица 3

 δw см/с

| z км | φ° | | | | | |
|------|-----------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 90 | | 60 | | 50 | |
| | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. |
| 40 | -0,013 | -0,005 | -0,009 | -0,001 | -0,001 | 0,004 |
| 35 | | 0,029 | 0,017 | 0,023 | 0,007 | 0,011 |
| 30 | 0,024 | 0,028 | 0,017 | 0,020 | 0,006 | 0,009 |
| 25 | 0,008 | 0,010 | 0,005 | 0,006 | 0,003 | 0,004 |
| 20 | 0,001 | 0,007 | 0,001 | 0,001 | -0,003 | -0,004 |

| z км | φ° | | | |
|------|-----------------|--------|--------|--------|
| | 40 | | 30 | |
| | макс. | мин. | макс. | мин. |
| 40 | -0,005 | -0,001 | -0,006 | -0,004 |
| 35 | 0,001 | 0,005 | 0,001 | 0,003 |
| 30 | 0,004 | 0,006 | 0,005 | 0,005 |
| 25 | 0,003 | 0,004 | 0,002 | 0,002 |
| 20 | -0,002 | -0,002 | 0 | 0 |

$\delta T^* K$

| z км | φ° | | | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 90 | | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. | макс. | мин. |
| 40 | -4,29 | -4,09 | -3,50 | -2,50 | -2,32 | -1,50 | -2,00 | -1,44 | -1,69 | -1,36 |
| 35 | | 3,90 | 1,86 | 3,05 | 0,44 | 1,39 | -0,26 | 0,39 | -0,13 | 0,30 |
| 30 | 6,40 | 7,61 | 4,76 | 5,86 | 2,09 | 2,98 | 1,40 | 2,05 | 1,28 | 1,73 |
| 25 | 4,76 | 5,57 | 3,77 | 4,52 | 3,44 | 4,15 | 2,88 | 3,47 | 1,39 | 1,79 |
| 20 | -1,95 | -1,74 | 1,02 | 1,35 | 3,88 | 4,36 | 2,47 | 2,85 | 0,89 | 1,12 |

движения—озон» изменения концентрации озона и температуры имеют одинаковую фазу. Отметим в связи с этим, что в области фотохимического равновесия, где происходит термическое разрушение озона посредством обратной связи между радиационными и фотохимическими процессами, колебания концентрации озона и температуры происходят в противофазе.

Теперь обратимся к вопросу о влиянии обратной связи «вертикальные движения—озон» на изменения метеозлементов стратосферы в 11-летнем цикле солнечной активности.

В табл. 5—8 приведены разности между значениями рассчитанных переменных, соответствующими периодам максимума и минимума солнечной активности (Δu , Δv , Δw , ΔT^*), с учетом (а) и без учета (б) зависимости (1). Смысл знаков разностей Δu и Δv одинаков (y : u , v , w , T^*).

Сопоставление табл. 5—8 (графы б) с результатами для модели С-1 в [1] показывает, что при переходе от минимума солнечной активности к ее максимуму значения T^* уменьшаются; ниже 40 км западный ветер, нисходящие движения и перенос от зимнего полюса к летнему в основном ослабевают. Такие же в качественном отношении результаты нами были получены при анализе последствий изменения содержания озона между максимумом солнечной активности 1957—1960 гг. и минимумом 1962—1965 гг. [4].

Учет обратной связи «вертикальные движения—озон» приводит к некоторому уменьшению абсолютных значений динамических эффектов солнечной активности и увеличению охлаждения атмосферы за счет T^* . Но порядок значений Δy при этом сохраняется, отношение Δy к невозмущенным значениям y может составлять существенную величину [4]. Поэтому суть вывода, сформулированного нами в [4], не изменяется. Солнечнообусловленные вариации содержания озона в слое 20—40 км в 11-летнем цикле могут вызывать заметные изменения циркуляции и температуры стратосферы.

Причины охлаждения стратосферы ($\Delta T^* < 0$) при увеличении содержания в ней озона ($\Delta q > 0$) подробно обсуждаются в [4].

Таблица 5

 Δu м/с

| z км | φ° | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | а | б | а | б | а | б | а | б |
| 40 | -1,38 | -2,19 | -2,36 | -3,75 | -2,79 | -4,43 | -2,71 | -4,30 |
| 35 | -1,66 | -2,29 | -2,81 | -3,89 | -3,31 | -4,56 | -3,24 | -4,48 |
| 30 | -1,60 | -1,96 | -2,75 | -3,36 | -3,31 | -4,03 | -3,35 | -4,09 |
| 25 | -1,19 | -1,32 | -2,18 | -2,39 | -2,86 | -3,12 | -2,99 | -3,26 |
| 20 | -0,51 | -0,54 | -1,31 | -1,32 | -1,95 | -1,93 | -2,04 | -2,02 |

Таблица 6

 Δv см/с

| z км | φ° | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|------|------|------|------|------|------|
| | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | а | б | а | б | а | б | а | б |
| 40 | 0,91 | 1,27 | 1,61 | 2,23 | 2,05 | 2,83 | 2,26 | 3,14 |
| 35 | 0,98 | 1,19 | 1,73 | 2,10 | 2,19 | 2,65 | 2,46 | 2,99 |
| 30 | 0,70 | 0,73 | 1,30 | 1,36 | 1,80 | 1,90 | 2,15 | 2,28 |
| 25 | 0,24 | 0,22 | 0,69 | 0,65 | 1,17 | 1,11 | 1,40 | 1,15 |
| 20 | -0,11 | -0,10 | 0,19 | 0,13 | 0,47 | 0,35 | 0,54 | 0,40 |

Таблица 7

 $\Delta \omega$ см/с

| z км | φ° | | | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|-------|-------|
| | 90 | | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | а | б | а | б | а | б | а | б | а | б |
| 40 | 0,014 | 0,022 | 0,012 | 0,020 | 0,010 | 0,016 | 0,007 | 0,011 | 0,004 | 0,006 |
| 35 | 0,017 | | 0,015 | 0,021 | 0,012 | 0,016 | 0,008 | 0,012 | 0,005 | 0,007 |
| 30 | 0,016 | 0,020 | 0,014 | 0,017 | 0,012 | 0,015 | -0,010 | -0,011 | 0,007 | 0,007 |
| 25 | 0,011 | 0,013 | 0,011 | 0,012 | 0,010 | 0,011 | -0,030 | -0,032 | 0,006 | 0,006 |
| 20 | 0,004 | 0,005 | 0,006 | 0,006 | 0,008 | 0,007 | -0,032 | -0,030 | 0,004 | 0,004 |

$\Delta T^* K$

| z км | φ° | | | | | | | | | |
|------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 90 | | 60 | | 50 | | 40 | | 30 | |
| | а | б | а | б | а | б | а | б | а | б |
| 40 | -1,64 | -1,44 | -1,47 | -0,47 | -1,17 | -0,35 | -0,81 | -0,25 | -0,50 | -0,17 |
| 35 | -1,53 | | -1,39 | -0,20 | -1,10 | -0,15 | -0,77 | -0,12 | -0,53 | -0,10 |
| 30 | -1,05 | 0,14 | -0,97 | 0,13 | -0,82 | 0,07 | -0,65 | -0,01 | -0,48 | -0,03 |
| 25 | -0,35 | 0,46 | -0,37 | 0,38 | -0,50 | 0,21 | -0,48 | 0,11 | -0,31 | 0,09 |
| 20 | 0,38 | 0,59 | 0,12 | 0,45 | -0,17 | 0,31 | -0,14 | 0,24 | -0,07 | 0,16 |

Поскольку с изменением радиационных притоков тепла изменяется как T^* , так и температура лучистого равновесия T_0 , приведенные в табл. 8 значения ΔT^* представляют только часть полного изменения температуры $\Delta T = \Delta T_0 + \Delta T^*$. Оценки ΔT_0 , полученные О. Н. Вишняковой из условия равенства озонных притоков тепла и радиационного выхолаживания стратосферы за счет углекислого газа, параметризованного по Лиови через температуру [5], для рассмотренных в данной статье периодов максимума и минимума солнечной активности дали следующие результаты:

| | | | | | | | | |
|--------------------------|-----|-----|-----|------|-----|-----|-----|----|
| z км | 20 | 25 | 30 | 34 | 38 | 40 | 42 | 48 |
| $\Delta T_0 K$ | 0,1 | 3,0 | 6,6 | 10,3 | 2,5 | 1,2 | 0,3 | 0 |

Поэтому полное изменение температуры стратосферы ниже 40 км при переходе от минимума к максимуму солнечной активности почти на всех высотах и широтах должно быть положительным.

Автор выражает благодарность Л. К. Ефимовой за выполнение необходимых расчетов на ЭВМ М-222.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ракипова Л. Р. Термический и циркуляционный режим озоносферы.— Труды ГГО, 1976, вып. 380, с. 3—14.
2. Ракипова Л. Р., Вишнякова О. Н. Влияние вертикальных движений на концентрацию озона.— Труды ГГО, 1978, вып. 407.
3. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 255 с.
4. Ракипова Л. Р. К вопросу о возможности 11-летней цикличности в вариациях стратосферной циркуляции и температуры.— Труды ГГО, 1978, вып. 407, с. 3—9.
5. Leovy C. Simple models of thermally driven mesospheric circulation.— J. Atm. Sci., 1964, vol. 21, N 4, p. 327—341.

В. М. Березин

О РОЛИ ОЗОНА В ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ

Температурная стратификация и общая циркуляция стратосферы до высоты 60—65 км в значительной степени определяются радиационными процессами, связанными с поглощением и излучением коротковолновой и длинноволновой радиации малыми газовыми составляющими — озоном, углекислым газом и водяным паром. Вопрос о роли малых газовых составляющих представляет особый интерес в связи с проблемой солнечно-земных взаимодействий и, в частности, в связи с механизмами их реализаций. Как известно, одним из показателей солнечной активности является переменность коротковолнового излучения Солнца в ультрафиолетовом диапазоне и радиации в сантиметровом диапазоне, поскольку источником обоих видов излучения являются корональные конденсации. Наибольший интерес с этой точки зрения представляет озон. Озон способствует значительному нагреванию верхней стратосферы, в особенности над летней околополярной областью, что в свою очередь приводит к появлению особой циркуляции «от полюса до полюса».

В работах А. Х. Хргиана [15, 16], Г. П. Гущина [9], В. И. Бекорюкова [1], В. М. Березина и Ю. А. Шафрина [8], В. М. Березина и В. С. Мирера [3, 6, 7], М. А. Гусева [10], Лиови [18], Линзена и Гуди [19], Р. А. Крейга [12] и др. рассматривались различные аспекты влияния озона на общую циркуляцию атмосферы и связь озона с термическим режимом атмосферы.

Численная модель, в которой на основе циркуляционной модели Лиови рассмотрено совместное действие радиационных и фотохимических факторов при формировании полей температуры и ветра в озоносфере, реализована в работе Л. Р. Ракиповой [13]. В этой работе, как и в более ранней работе Р. Б. Белич [2], в качестве озонных притоков тепла были взяты те, которые получены авторами работы [14]. Нельзя не отметить, что в работе [14] использовались данные о вертикальном распределении озона, полученные над северным полушарием до 1964 г., не учитывались крупномасштабные особенности в распределении озона. К настоящему времени массив данных о распределении озона в атмосфере

существенно пополнился. Так, в работах Дютша [17], А. Х. Хргиана [15] приведены распределения полного содержания озона как функции сезона и широты в обоих полушариях, в работах В. М. Березина и Н. Ф. Еланского [4, 5] приведены карты распределения общего содержания озона как вдоль витков орбиты ИСЗ, так и над континентами и океанами.

Поскольку при полном гидродинамическом решении задачи общей циркуляции может быть использована интегральная функция нагревания, представляет интерес задача об использовании глобальных распределений полного содержания озона в моделях общей циркуляции атмосферы.

Для определения роли озона в общей циркуляции атмосферы воспользуемся системой уравнений гидротермодинамики. В качестве основного (или фонового) принимаем статистическое состояние, характеризуемое температурой $T_0(z)$, плотностью $\rho_0(z)$ и соотношениями:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial z} = -g\rho_0; \quad p_0 = \rho_0 R T_0; \quad \bar{\varepsilon}(z) = 0, \quad (1)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — сумма радиационных притоков тепла, соответствующая фоновому состоянию.

Отклонения от основного состояния, обусловленные притоком тепла за счет поглощения озоном УФ радиации Солнца, будем описывать системой уравнений:

$$\frac{\partial v_\vartheta}{\partial t} - 2\omega v_\lambda \cos \vartheta = -\frac{1}{r_l} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \frac{p'}{\rho_0};$$

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + 2\omega v_\vartheta \cos \vartheta = -\frac{1}{r_l} \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{p'}{\rho_0};$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -g\rho';$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + v_z \frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0 \left[\frac{1}{r_l \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v_\vartheta \sin \vartheta) + \frac{1}{r_l \sin \vartheta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0;$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + v \frac{dp_0}{dz} = \kappa g I H_0 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial t} + v_z \frac{d\rho_0}{dz} \right] + (\kappa - 1) \rho_0 I, \quad (2)$$

где v_λ , v_ϑ , v_z — соответственно зональный, меридиональный и вертикальный компоненты ветра, p' , ρ' — отклонения давления и плотности от статистических, r_l — радиус Земли, ϑ — дополнение до широты, $H_0 = RT_0/g$, $\kappa = c_p/c_v$, I — тепловая функция, которая в силу (1) обусловлена отклонением содержания озона от среднего значения.

Преобразуем систему (2) так, чтобы получить уравнение для вертикального компонента скорости с использованием физически обоснованных граничных условий.

Вводя параметры устойчивости атмосферы

$$s_1 = \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1} \gamma_a - \gamma}{T_0}; \quad s = \frac{\gamma_a - \gamma}{T_0},$$

где

$$\gamma = -\frac{dT_0}{dz}, \quad \gamma_a = \frac{\kappa-1}{\kappa} \frac{g}{R},$$

скорость звука $c^2 = \kappa RT_0$ и функции

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \\ \Pi \\ \rho \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_\lambda \\ v_\vartheta \\ v_z \\ p'/\rho_0 \\ \rho'/\rho_0 \end{pmatrix} \exp\left(-\int_0^z s_1 dz\right),$$

преобразуем систему (2) к виду:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + 2\omega \cos \vartheta \cdot v = -\frac{1}{a \sin \vartheta} \frac{\partial \Pi}{\partial \lambda}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - 2\omega \cos \vartheta \cdot u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Pi}{\partial \vartheta}; \quad (3')$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = -g\rho; \quad (3'')$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v \sin \vartheta) + \frac{1}{a \sin \vartheta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} = 0;$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + s w = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\gamma_a}{g T_0} I_1;$$

$$\left[r_l \equiv a, \quad I_1 = \exp\left(-\int_0^z s_1 dz\right) \right].$$

Полагая зависимость от времени в форме $\exp(i\sigma t)$, из уравнений (3) и (3') находим горизонтальные компоненты скорости:

$$u = \frac{i\sigma}{4a\omega^2 (f^2 - \cos^2 \vartheta)} \left(i \frac{\cos \vartheta}{f} \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \Pi;$$

$$v = \frac{\sigma}{4a\omega^2 (f^2 - \cos^2 \vartheta)} \left(i \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \frac{\operatorname{ctg} \vartheta}{f} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \Pi, \quad (4)$$

где

$$f = \frac{\sigma}{2\omega}.$$

Вставляя (4) в уравнение неразрывности, перепишем его в форме

$$i\sigma\rho + \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{i}{\sigma a^2} \check{F}\Pi = 0,$$

где \check{F} — приливной оператор Лапласа,

$$\begin{aligned} \check{F} = & \frac{f^2}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\frac{\sin \vartheta}{f^2 - \cos^2 \vartheta} - \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} - \frac{i \operatorname{ctg} \vartheta}{f} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \right] + \\ & + \frac{f^2}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \left[\frac{i \operatorname{ctg} \vartheta}{f} \frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial \vartheta} + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right]. \end{aligned}$$

Исключая из оставшихся уравнений ρ , сведем систему к двум уравнениям:

$$\begin{aligned} \left(\check{F} - \frac{\sigma^2 a^2}{g} \frac{\partial}{\partial z} \right) \Pi - i\sigma a^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \\ \frac{i\sigma}{g} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{g}{c^2} \right) \Pi + s w = \frac{\gamma_a}{T_0} I_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Исключая Π из (5), получим основное уравнение для w :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(s + \frac{g}{c^2} \right) \frac{\partial w}{\partial z} + s \left(\frac{d \ln s}{dz} - \frac{g}{\sigma^2 a^2} \check{F} \right) w = \\ = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{g}{\sigma^2 a^2} \check{F} \right) \frac{\gamma_a}{T_0} I_1. \end{aligned}$$

Если

$$I_1 \sim I_1^m \exp(im\lambda),$$

то и

$$w \sim w^m \exp(im\lambda).$$

Уравнение для w^m будет

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w^m}{\partial z^2} + \left(s + \frac{g}{c^2} \right) \frac{\partial w^m}{\partial z} + s \left(\frac{d \ln s}{dz} - \frac{g}{a^2 \sigma^2} F \right) w^m = \\ = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{g}{a^2 \sigma^2} F \right) \frac{\gamma_a}{T_0} I_1^m, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} F = f^2 \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \frac{\sin \vartheta}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} - f^2 \frac{m}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \times \\ \times \left(\frac{m}{\sin^2 \vartheta} + \frac{1}{f} \frac{f^2 + \cos^2 \vartheta}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Собственными функциями оператора (7) являются функции Хафа Θ_n^m :

$$F \Theta_n^m + \frac{a^2 \sigma^2}{gh} \Theta_n^m = 0.$$

Здесь h — константа разделения, определяемая из приближенной формулы Хафа [19]:

$$\frac{m}{f} = n(n+1) + \frac{(n-1)^2(n+1)^2(n-m)(n+m)}{(2n-1)(2n+1)[(n-1)^2n^2\gamma^{-1} + 2m^2n^{-1}(n+1)^{-2}]} +$$

$$+ \frac{n^2(n+2)^2(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)[(n+1)^2(n+2)^2\gamma^{-1} - 2m^2n^{-2}(n+1)^{-1}]},$$

где

$$\gamma = \frac{4a^2\omega^2}{gh}.$$

Представляя тепловую функцию в виде разложения по функциям Хафа

$$I_1^m(z, \vartheta) = \sum_n f_n^m(z) \Theta_n^m(\vartheta)$$

и искомую функцию в аналогичной форме

$$w^m(z, \vartheta) = \sum_n w_n^m(z) \Theta_n^m(\vartheta),$$

найдем из (6):

$$-\frac{d^2w}{dz^2} + M^2(z)w = Q(z), \quad (8)$$

где

$$w = w_n^m \exp \left[\frac{1}{2} \int_0^z \left(s + \frac{g}{c^2} \right) dz \right];$$

$$Q(z) = \exp \left[\frac{1}{2} \int_0^z \left(s + \frac{g}{c^2} \right) dz \right] \cdot \left(\frac{d}{dz} + \frac{1}{h} \right) \frac{\gamma_a}{T_0} I_n^m(z);$$

$$M^2(z) = s \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{4} s \right) + \frac{1}{2} \frac{ds}{dz} - \left[\frac{1}{2c^2} gs + \left(\frac{g}{c^2} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

В статической атмосфере, где отсутствует деформация температурной стратификации притоком тепла за счет озона, можно полагать, что функция $M^2(z)$ характеризуется сравнительно большим средним значением, относительно которого происходят малые колебания. Тогда приближенное решение (8) может быть записано в форме

$$w(z) = \frac{c}{\sqrt{M(z)}} e^{-i \int_0^z M(z') dz'} +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{M(z)}} \int_0^z \frac{Q(z')}{\sqrt{M(z')}} \sin \left(\int_{z'}^z M(z'') dz'' \right) dz',$$

где использовано условие излучения при $z \rightarrow \infty$; а константа c определяется нижним граничным условием.

Если $w|_{z=0} = 0$, то решение определяется только тепловой функцией

$$w(z) = \frac{1}{\sqrt{M(z)}} \int_0^z \frac{1}{\sqrt{M(z')}} Q(z') \sin\left(\int_{z'}^z M(z'') dz''\right) dz'. \quad (10)$$

В задачах общей циркуляции сезонных и годовых периодов $f \ll 1$. По Л. А. Дикому [11], при $f \rightarrow 0$ $\gamma \rightarrow \infty$, т. е. $h \rightarrow 0$. В этих условиях практически всегда реализуется соотношение $1/h > 1/4S$, так что, согласно (9), квадрат коэффициента преломления атмосферы всегда $M^2 > 0$, и решение (8) будет периодическим.

По Л. А. Дикому, в случае $f \rightarrow 0$, $h \rightarrow 0$ амплитуда функций Хафа сосредоточена в приэкваториальной зоне $\pm 30^\circ$, а в зоне умеренных и высоких широт практически обращается в нуль.

Тепловая функция в рассматриваемом случае может быть записана в форме

$$I = -n_3 m_3 \int_0^\infty k_{v_3} F_{v_3} \tau_v dv,$$

где n_3 — числовая плотность озона, m_3 — масса молекулы озона, k_{v_3} — коэффициент поглощения радиации на одну молекулу, F_{v_3} — солнечный поток на внешней границе атмосферы (квант $\times \text{см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$), τ_v — оптическая толщина атмосферы выше рассматриваемого объема в направлении на Солнце.

Поскольку короткопериодные вариации метеопараметров здесь не рассматриваются, то n_3 определяется фоторавновесными условиями [12]:

$$n_3 = \frac{\alpha_{1,2} n_2 n_m n_1}{I_3 + \alpha_{1,3} n_1}, \quad (11)$$

где n_2 , n_m — числовые плотности кислорода и воздуха,

$$n_1^2 = \frac{n_2 I_2}{\alpha_{1,2} \alpha_{1,3} n_2 n_m + \frac{I_3}{\alpha_{1,1} n_m}}, \quad (12)$$

$\alpha_{1,2}$, $\alpha_{1,3}$ — коэффициенты скорости реакций

$$I_2 = \int_0^\infty k_{v_2} F_{v_\infty} \tau_v dv; \quad I_3 = \int_0^\infty k_{v_3} F_{v_\infty} \tau_v dv,$$

k_{v_2} — коэффициент поглощения кислорода.

Согласно [12], в (11), (12) подчеркнутые члены малы в сравнении с оставшимися, тогда

$$n_3 = \frac{\alpha_{1,2}}{I_3} n_2 n_m \sqrt{\frac{n_2 I_2 I_3}{\alpha_{1,2} \alpha_{1,3} n_2 n_m}} = \sqrt{\frac{\alpha_{1,2}}{\alpha_{1,3}}} n_2 \sqrt{nm} \sqrt{\frac{I_2}{I_3}}$$

или

$$n_3^2 = \frac{\alpha_{1,2}}{\alpha_{1,3}} n_2^2 n_m \frac{I_2}{I_3},$$

где множители рассчитаны в ряде работ и зависят от температуры.

Формула (10) связывает гармонику вертикальных токов с вертикальным распределением озона. Однако по данным ряда работ, например [16], характеристики зональной и меридиональной циркуляции связаны с общим содержанием озона. Покажем, что при некоторых упрощениях этот результат следует из формулы (10).

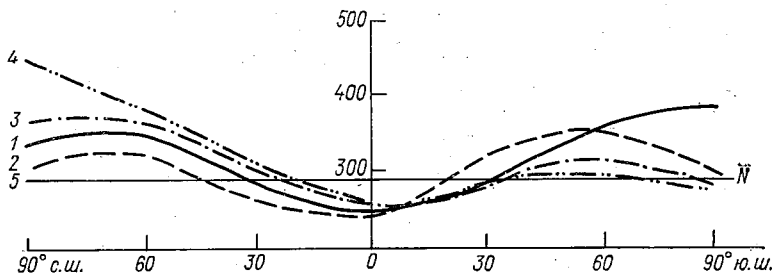


Рис. 1. Общее содержание озона как функции сезона и широты в обоих полушариях.

1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень, 5 — среднее.

Учитывая введенные ранее замены, перепишем формулу для вертикальных токов следующим образом:

$$v_z \simeq \frac{\gamma_a}{nT_0M} m_3 \tilde{I}_3 \int_0^{\infty} n'_3(z') \sin M(z - z') dz' \quad (13)$$

Вводя функцию

$$N'(z) = \int_0^z n'_3(z') dz',$$

получим из (12)

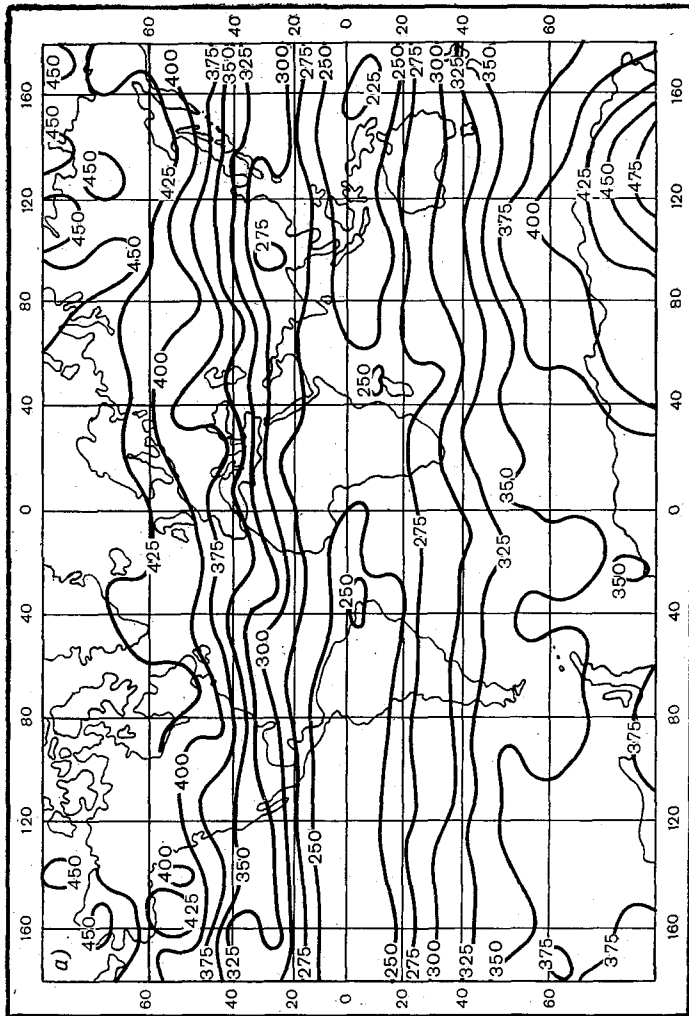
$$v_z \simeq -\frac{\gamma_a}{hT_0M} m_3 \tilde{I}_3 N'(H) \sin M(H - z), \quad (14)$$

где $N'(H)$ — отклонение общего содержания озона от равновесного, H — эффективная высота слоя озона.

Определяя из (5) Π по ω , можно найти из (4) циркуляционные характеристики. На рис. 1 приведено распределение $N(H)$ [4, 17], входящее как коэффициент в формулу (14): $N' = N - \bar{N}$. Если учесть, что согласно [15] $\bar{N} \sim 290$, то в апреле на уровнях

$$z_n \simeq H - \frac{\pi}{2M} (2n + 1)$$

широтный пояс между 20° с. ш. и 30° ю. ш. охвачен восходящими вертикальными токами, средние и высокие широты характеризуются нисходящими; аналогично и для июля (рис. 2). Таким



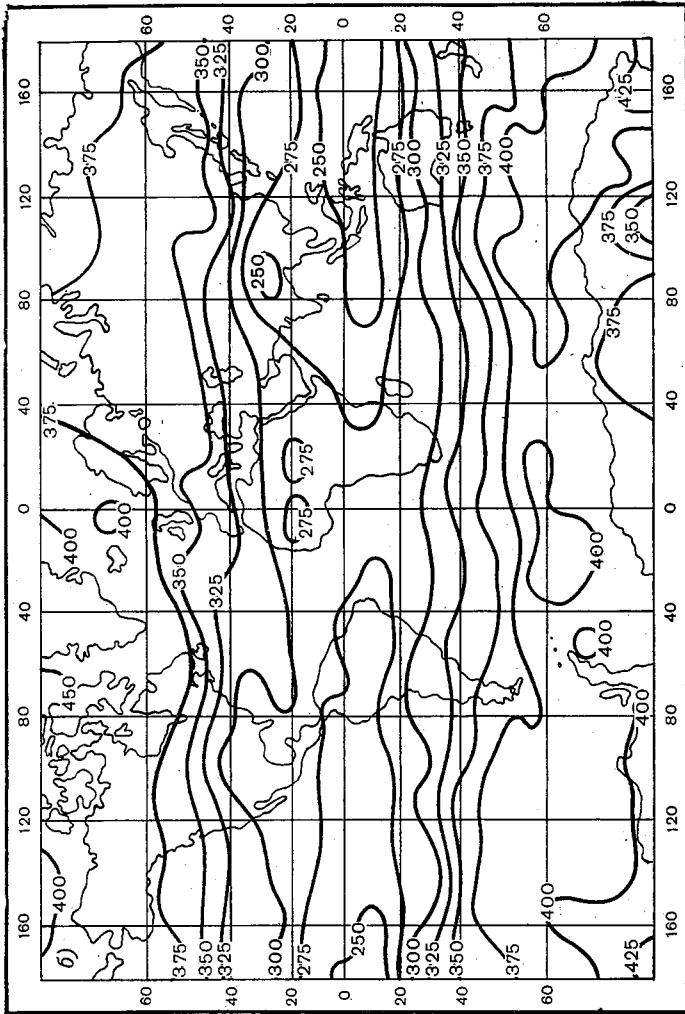


Рис. 2. Глобальное распределение общего содержания озона в апреле (а) и июле (б) 1969 г.

Ленинградский
 Гидрометеорологический ин-т
 БИБЛИОТЕКА
 Л-д 193196, Малоохтенский пр., 98

образом, глобальные распределения полного содержания озона можно использовать для анализа циркуляционных характеристик атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекорюков В. И. О теории переноса атмосферного озона при наличии длинных волн.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 9.
2. Белич Р. Б. О роли озона в формировании общей циркуляции стратосферы.— Труды ЦАО, 1970, вып. 93.
3. Березин В. М. Об одном методе вертикального распределения озона в атмосфере.— Геомагнетизм и аэрономия, 1965, т. 5, № 1.
4. Березин В. М., Еланский Н. Ф. Распределение общего содержания озона в атмосфере по наблюдениям с ИСЗ.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, т. 8, № 5.
5. Березин В. М., Еланский Н. Ф., Насыров А. В. Учет многократного рассеяния при определении общего содержания озона в атмосфере со спутника.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 4.
6. Березин В. М., Мирер В. С. О влиянии озона на среднюю меридиональную циркуляцию в верхней атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, № 5, 1967.
7. Березин В. М., Мирер В. С. О влиянии функции озонного нагрева на термический режим и динамику верхней атмосферы.— Вестник МГУ. Физика, астрономия, 1974, № 1.
8. Березин В. М., Шафрин Ю. А. О расчете вертикального распределения атмосферного озона.— Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т. 4, № 1.
9. Гушин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере.— Л.: Гидрометеоздат, 1964.
10. Гусев М. А. Исследование роли меридиональной циркуляции атмосферы в формировании пространственно-временного режима озона.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, № 7.
11. Дикий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1969.
12. Крейг Р. А. Метеорология и физика верхней атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.
13. Ракипова Л. Р. Термический и циркуляционный режим озоносферы. Труды ГГО, 1976, вып. 380.
14. Сезонные изменения функции нагревания стратосферы над северным полушарием/В. И. Бекорюков, Р. Б. Белич, Л. А. Рязанова, Б. Н. Трубников.— Труды ЦАО, 1967, вып. 76.
15. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона.— Л.: Гидрометеоздат, 1973.
16. Проблемы циркуляции озона в земной атмосфере/А. Х. Хргиан, В. И. Бекорюков, В. М. Березин, Ю. А. Шафрин.— Метеорологические исследования, 1968, № 16.
17. Düttsch H. U. Photochemistry of Atmospheric ozone.— Advan. in Geophys, 1971, 19.
18. Leovy C. Simple models of thermally driven mesospheric circulation.— J. Atm. Sci., 1964, N 4, p. 21.
19. Linzen R., Goodly R. Radiative and photochemical processes in mesospheric dynamics — G. Atm. Sci. 1965, N 4, p. 22.

Л. Р. Ракипова

ВЛИЯНИЕ ОЗОНА НА РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ—АТМОСФЕРА

К настоящему времени опубликовано только несколько теоретических работ, в которых исследуется влияние изменений содержания озона в атмосфере на ее температуру. В этих работах моделируются в основном средние тропосферные термические эффекты антропогенных и естественных флуктуаций озона в стратосфере [4, 6, 9, 10, 11]. Другие аспекты этой проблемы, в частности вопросы изменения радиационного режима атмосферы, имеющие непосредственное отношение к формированию температурных флуктуаций и, кроме того, представляющие самостоятельный интерес, в этих работах, за исключением [10], не были предметом детальных исследований.

В данной статье рассматривается преобразование потоков коротковолновой солнечной радиации на различных уровнях тропосферы и стратосферы в результате изменения общего содержания озона при различных условиях облачности. Методика расчета потоков прямой, рассеянной и отраженной радиации для безоблачной атмосферы изложена в [5], для облачной атмосферы — в [7]. Учитывается поглощение радиации озоном, водяным паром, углекислым газом, облаками, пылью, а также рассеяние молекулами сухого воздуха, водяным паром, облаками и пылью. Общее содержание озона изменяется от 5-кратного относительно нормы ($C = 5$) до нулевого ($C = 0$). Практический интерес, очевидно, могут представлять только флуктуации в пределах $\pm 50\%$ от нормы ($C = 1,5$ и $C = 0,5$). Крайние значения указанного интервала рассматриваются только с точки зрения подтверждения общей тенденции изменения рассчитанных радиационных характеристик.

Параметры трех моделей облачной атмосферы:

Модель 1. Балл облачности для облаков нижнего яруса $n_1 = 0,3$, толщина облачного слоя 450 м, высота нижней границы слоя 1 км, альbedo облаков 0,60. Балл облачности для облаков среднего яруса $n_2 = 0,2$, толщина облачного слоя 600 м, высота нижней границы слоя 3 км, альbedo облаков 0,48. Общий балл облачности $n = 0,5$.

Радиационные характеристики безоблачной атмосферы [кал/(см²·мин)]

| Высота, км | l | | | | | | | | | |
|---------------|------------------|-------|-------|-------|-------|--------------------|-------|-------|-------|-------|
| | C | | | | | C | | | | |
| | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 |
| | Теплое полугодие | | | | | Холодное полугодие | | | | |
| R | 0,107 | 0,104 | 0,100 | 0,098 | 0,092 | 0,090 | 0,086 | 0,083 | 0,082 | 0,077 |
| W-R | 0,490 | 0,493 | 0,497 | 0,499 | 0,505 | 0,276 | 0,280 | 0,283 | 0,284 | 0,289 |
| R/W | 0,180 | 0,174 | 0,168 | 0,164 | 0,154 | 0,245 | 0,235 | 0,227 | 0,224 | 0,210 |
| S | 0,572 | 0,566 | 0,562 | 0,559 | 0,550 | 0,355 | 0,349 | 0,345 | 0,342 | 0,330 |
| R | 0,101 | 0,098 | 0,096 | 0,095 | 0,090 | 0,086 | 0,082 | 0,081 | 0,080 | 0,076 |
| S-R | 0,471 | 0,468 | 0,466 | 0,464 | 0,460 | 0,269 | 0,267 | 0,264 | 0,262 | 0,254 |
| R/S | 0,176 | 0,174 | 0,171 | 0,170 | 0,164 | 0,242 | 0,235 | 0,234 | 0,233 | 0,230 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,019 | 0,025 | 0,031 | 0,035 | 0,045 | 0,007 | 0,013 | 0,019 | 0,022 | 0,035 |
| S | 0,542 | 0,527 | 0,520 | 0,515 | 0,500 | 0,337 | 0,326 | 0,320 | 0,316 | 0,304 |
| R | 0,093 | 0,090 | 0,088 | 0,087 | 0,083 | 0,083 | 0,080 | 0,078 | 0,077 | 0,074 |
| S-R | 0,449 | 0,437 | 0,432 | 0,428 | 0,417 | 0,254 | 0,246 | 0,242 | 0,239 | 0,230 |
| R/S | 0,172 | 0,170 | 0,169 | 0,168 | 0,166 | 0,246 | 0,245 | 0,244 | 0,244 | 0,243 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,022 | 0,031 | 0,034 | 0,036 | 0,043 | 0,015 | 0,021 | 0,022 | 0,023 | 0,024 |
| S | 0,430 | 0,416 | 0,409 | 0,403 | 0,384 | 0,269 | 0,261 | 0,256 | 0,253 | 0,241 |
| R | 0,064 | 0,062 | 0,061 | 0,060 | 0,058 | 0,070 | 0,068 | 0,067 | 0,066 | 0,063 |
| S-R | 0,366 | 0,354 | 0,348 | 0,343 | 0,326 | 0,199 | 0,193 | 0,189 | 0,187 | 0,178 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,083 | 0,083 | 0,084 | 0,085 | 0,091 | 0,055 | 0,053 | 0,053 | 0,052 | 0,052 |
| F | 0,438 | 0,435 | 0,433 | 0,431 | 0,427 | 0,302 | 0,299 | 0,297 | 0,295 | 0,287 |
| P | 0,069 | 0,066 | 0,064 | 0,063 | 0,058 | 0,033 | 0,032 | 0,032 | 0,032 | 0,029 |

Радиационные характеристики облачной атмосферы [ккал/(см²·мин)]

| Высота, км | $n_1=0,3, n_2=0,2$ | | | | | $n_1=0, n_2=1$ | | | | | $n_1=1, n_2=0$ | | | | |
|---------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|----------------|-------|-------|-------|-------|----------------|-------|-------|-------|-------|
| | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 |
| | Теплое полугодие | | | | | | | | | | | | | | |
| R | 0,170 | 0,165 | 0,163 | 0,161 | 0,151 | 0,220 | 0,215 | 0,214 | 0,213 | 0,205 | 0,255 | 0,249 | 0,246 | 0,245 | 0,234 |
| W-R | 0,427 | 0,432 | 0,434 | 0,436 | 0,446 | 0,377 | 0,382 | 0,383 | 0,384 | 0,392 | 0,342 | 0,348 | 0,351 | 0,352 | 0,363 |
| R/W | 0,285 | 0,277 | 0,273 | 0,270 | 0,252 | 0,370 | 0,360 | 0,358 | 0,355 | 0,340 | 0,427 | 0,415 | 0,411 | 0,408 | 0,391 |
| R | 0,170 | 0,166 | 0,163 | 0,160 | 0,151 | 0,220 | 0,216 | 0,214 | 0,210 | 0,205 | 0,255 | 0,249 | 0,246 | 0,243 | 0,234 |
| S-R | 0,402 | 0,400 | 0,399 | 0,399 | 0,399 | 0,352 | 0,350 | 0,348 | 0,347 | 0,345 | 0,317 | 0,316 | 0,316 | 0,316 | 0,316 |
| R/S | 0,298 | 0,295 | 0,290 | 0,287 | 0,275 | 0,384 | 0,382 | 0,382 | 0,375 | 0,372 | 0,445 | 0,441 | 0,435 | 0,435 | 0,424 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,025 | 0,032 | 0,035 | 0,037 | 0,047 | 0,025 | 0,032 | 0,035 | 0,037 | 0,047 | 0,025 | 0,032 | 0,035 | 0,036 | 0,047 |
| R | 0,177 | 0,166 | 0,160 | 0,150 | 0,149 | 0,230 | 0,219 | 0,212 | 0,208 | 0,203 | 0,266 | 0,252 | 0,244 | 0,238 | 0,226 |
| S-R | 0,365 | 0,362 | 0,360 | 0,358 | 0,351 | 0,312 | 0,310 | 0,308 | 0,307 | 0,297 | 0,277 | 0,276 | 0,276 | 0,276 | 0,274 |
| R/S | 0,312 | 0,309 | 0,307 | 0,304 | 0,299 | 0,407 | 0,407 | 0,407 | 0,407 | 0,407 | 0,474 | 0,471 | 0,468 | 0,464 | 0,452 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,037 | 0,038 | 0,039 | 0,041 | 0,048 | 0,040 | 0,040 | 0,040 | 0,040 | 0,048 | 0,040 | 0,040 | 0,040 | 0,040 | 0,042 |
| S | 0,297 | 0,292 | 0,287 | 0,282 | 0,257 | 0,220 | 0,211 | 0,204 | 0,198 | 0,184 | 0,153 | 0,146 | 0,140 | 0,136 | 0,127 |
| R | 0,045 | 0,044 | 0,043 | 0,042 | 0,040 | 0,033 | 0,032 | 0,031 | 0,030 | 0,028 | 0,023 | 0,022 | 0,021 | 0,020 | 0,019 |
| S-R | 0,252 | 0,248 | 0,244 | 0,240 | 0,227 | 0,187 | 0,179 | 0,173 | 0,168 | 0,156 | 0,130 | 0,124 | 0,119 | 0,116 | 0,108 |
| $\Delta(S-R)$ | 0,113 | 0,114 | 0,116 | 0,118 | 0,124 | 0,125 | 0,131 | 0,135 | 0,139 | 0,141 | 0,146 | 0,152 | 0,157 | 0,160 | 0,166 |

| Высота, км | $n_1=0,3, n_2=0,2$ | | | | | | $n_1=0, n_2=1$ | | | | | | $n_1=1, n_2=0$ | | | | | | | | | |
|--------------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|----------------|-------|-------|-----|-----|---|-----|---|-----|---|
| | 0 | | 0,5 | | 1 | | 1,5 | | 5 | | 0 | | 0,5 | | 1 | | 1,5 | | 5 | | | |
| | 0 | 0,5 | 0,5 | 1 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 5 |
| Холодное полугодие | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| R | 0,123 | 0,118 | 0,116 | 0,115 | 0,105 | 0,141 | 0,140 | 0,138 | 0,137 | 0,132 | 0,166 | 0,162 | 0,160 | 0,158 | 0,151 | | | | | | | |
| W-R | 0,243 | 0,248 | 0,250 | 0,251 | 0,261 | 0,225 | 0,226 | 0,228 | 0,229 | 0,234 | 0,200 | 0,204 | 0,206 | 0,208 | 0,215 | | | | | | | |
| R/W | 0,335 | 0,323 | 0,317 | 0,314 | 0,287 | 0,385 | 0,383 | 0,378 | 0,374 | 0,360 | 0,454 | 0,443 | 0,438 | 0,430 | 0,412 | | | | | | | |
| R | 0,123 | 0,119 | 0,116 | 0,113 | 0,105 | 0,141 | 0,139 | 0,138 | 0,137 | 0,132 | 0,166 | 0,163 | 0,160 | 0,158 | 0,151 | | | | | | | |
| S-R | 0,232 | 0,230 | 0,229 | 0,229 | 0,225 | 0,214 | 0,210 | 0,207 | 0,205 | 0,198 | 0,189 | 0,186 | 0,185 | 0,184 | 0,175 | | | | | | | |
| R/S | 0,345 | 0,340 | 0,337 | 0,330 | 0,318 | 0,399 | 0,399 | 0,399 | 0,399 | 0,399 | 0,467 | 0,465 | 0,462 | 0,461 | 0,458 | | | | | | | |
| $\Delta(S-R)$ | 0,011 | 0,018 | 0,021 | 0,022 | 0,036 | 0,011 | 0,016 | 0,021 | 0,024 | 0,036 | 0,011 | 0,018 | 0,021 | 0,024 | 0,040 | | | | | | | |
| R | 0,127 | 0,120 | 0,114 | 0,111 | 0,104 | 0,151 | 0,143 | 0,137 | 0,134 | 0,130 | 0,173 | 0,164 | 0,160 | 0,155 | 0,150 | | | | | | | |
| S-R | 0,210 | 0,207 | 0,206 | 0,204 | 0,200 | 0,186 | 0,184 | 0,183 | 0,181 | 0,175 | 0,164 | 0,162 | 0,160 | 0,159 | 0,154 | | | | | | | |
| R/S | 0,364 | 0,359 | 0,365 | 0,352 | 0,342 | 0,430 | 0,430 | 0,430 | 0,430 | 0,430 | 0,504 | 0,502 | 0,500 | 0,498 | 0,494 | | | | | | | |
| $\Delta(S-R)$ | 0,022 | 0,023 | 0,023 | 0,025 | 0,025 | 0,028 | 0,026 | 0,024 | 0,024 | 0,024 | 0,025 | 0,024 | 0,025 | 0,025 | 0,025 | | | | | | | |
| S | 0,187 | 0,183 | 0,180 | 0,177 | 0,168 | 0,136 | 0,131 | 0,127 | 0,123 | 0,116 | 0,096 | 0,092 | 0,088 | 0,083 | 0,080 | | | | | | | |
| R | 0,049 | 0,048 | 0,047 | 0,046 | 0,044 | 0,035 | 0,034 | 0,033 | 0,031 | 0,030 | 0,025 | 0,024 | 0,023 | 0,022 | 0,021 | | | | | | | |
| S-R | 0,138 | 0,135 | 0,133 | 0,131 | 0,124 | 0,101 | 0,097 | 0,094 | 0,092 | 0,086 | 0,071 | 0,068 | 0,065 | 0,064 | 0,059 | | | | | | | |
| $\Delta(S-R)$ | 0,072 | 0,072 | 0,073 | 0,073 | 0,076 | 0,085 | 0,087 | 0,089 | 0,089 | 0,089 | 0,093 | 0,094 | 0,095 | 0,095 | 0,095 | | | | | | | |

Модель 2. $n_1 = 0, n_2 = 1.$

Модель 3. $n_1 = 1, n_2 = 0.$

Остальные параметры моделей 2 и 3 совпадают с параметрами модели 1.

Расчеты выполнены для двух полугодий. Для теплого полугодия средний глобальный поток приходящей на верхнюю границу атмосферы солнечной радиации $W = 0,597$ кал/(см²·мин), среднее альbedo подстилающей поверхности $\alpha = 0,15$; для холодного полугодия $W = 0,366$ кал/(см²·мин), $\alpha = 0,26$. Верхней границей атмосферы считается высота 50 км.

Результаты расчетов представлены в табл. 1 и 2.

В таблицах даны следующие величины:

— потоки направленной вниз солнечной радиации (прямой и рассеянной) S на высотах 18, 10, 0 км;

— потоки направленной вверх отраженной от подстилающей поверхности, облаков и атмосферы радиации R на высотах 50, 18, 10, 0 км;

— суммарные потоки направленной вниз солнечной радиации ($S - R$), которые представляют собой соответственно эффективные потоки радиации, поглощенные системами земля—атмосфера, земля—тропосфера—нижняя стратосфера, земля—тропосфера и подстилающей поверхностью;

— отношения потоков R/S на высотах 50, 18, 10 км, которые дают значения планетарных альbedo для указанных выше систем.

— радиация, поглощенная стратосферой выше 18 км, нижней стратосферой (10—18 км), тропосферой (0—10 км), $\Delta(S - R)$, которая представляется разностью потоков ($S - R$) на верхней и нижней границах соответствующих слоев.

Кроме того, для модели безоблачной атмосферы приведены значения уходящего длинноволнового излучения для системы земля—тропосфера—нижняя стратосфера F , вертикального турбулентного потока тепла P , направленного от подстилающей поверхности к атмосфере. Последние две характеристики были получены при расчетах изменений средней температуры тропосферы при переходе от $C = 1$ к $C \neq 1$, опубликованных в [4].

Сравним рассчитанные нами значения радиационных характеристик нормальной атмосферы ($C = 1, n = 0,5$) с их фактическими значениями, имеющимися в литературе [1], (табл. 3).

Таблица 3

Рассчитанные и фактические значения радиационных параметров

| Параметры, ккал/(см ² ·год) | Высота, км | Рассчитанные | Фактические |
|---|------------|--------------|-------------|
| $S - R$ | (18) | 165 | 166 |
| S | (0) | 123 | 130 |
| $\Delta(S - R)$ | | 66 | 56 |

Среднее годовое планетарное альbedo 0,315, полученное нами, хорошо согласуется с его значением, принятым в настоящее время 0,33 [2].

Удовлетворительное согласование рассчитанных и фактических значений радиационных параметров нормальной атмосферы можно рассматривать как указание на достаточную надежность использованной нами методики расчетов.

Перейдем к анализу полученных результатов. Обратимся к табл. 1.

Поток направленной вверх отраженной радиации R , проходящий через верхнюю границу атмосферы, убывает с ростом C , очевидно, вследствие увеличения поглощения солнечной радиации озоном на обратном пути через атмосферу. Поэтому эффективный поток солнечной радиации $W - R$, поступающий в систему земля—атмосфера увеличивается с ростом C . Зная значения этого потока для обоих полугодий, можно рассчитать их средние годовые значения, которые по условию радиационного баланса системы земля—атмосфера должны быть равны уходящему излучению этой системы. Таким образом, уходящее излучение системы земля—атмосфера растет с увеличением содержания озона в атмосфере, если в качестве ее границы выбрать высоту 50 км.

Вследствие уменьшения R планетарное альbedo системы земля—атмосфера R/W также убывает с ростом C .

Поток направленной вниз радиации S внутри атмосферы убывает с ростом C . Так как поток R на высотах 18 и 10 км убывает несколько быстрее, чем поток S , планетарное альbedo систем земля—тропосфера—нижняя атмосфера и земля—тропосфера убывает с ростом C . Таким же образом изменяются эффективные потоки солнечной радиации $(S - R)$, поглощенные этими системами и подстилающей поверхностью. Поскольку эти потоки определяют общий тренд изменения температуры, то в подозонной атмосфере температура убывает с увеличением содержания озона [4].

В озоносфере с ростом C температура растет вследствие увеличения поглощения радиации $\Delta(S - R)$ в этом слое.

Можно предположить, что разности $\Delta(S - R)$ для $C \neq 0$ и $C = 0$ будут характеризовать поглощение радиации только озоном. Полученное нами значение этой разности 0,012 кал/(см²·мин) для $C = 1$ близко к данным Лондона [8].

Все рассмотренные выше характеристики больше в теплое полугодие, за исключением планетарного альbedo климатических систем и радиации R , отраженной от подстилающей поверхности.

Результаты наших расчетов показывают, что вертикальный турбулентный поток у подстилающей поверхности коррелирует с температурой: убывает с ростом C и в теплое полугодие больше, чем в холодное. Также ведет себя уходящее излучение системы земля—тропосфера—нижняя стратосфера (верхняя граница которой 18 км). Как было отмечено выше, для уходящего излучения на высоте 50 км получен противоположный результат. Очевидно, его

нужно рассматривать как следствие увеличения длинноволнового излучения стратосферы по мере ее разогревания.

При увеличении балла облачности среднего яруса (модель 2) и при переходе от модели 2 ($n_1 = 0, n_2 = 1$) к модели 3 ($n_1 = 1, n_2 = 0$) суммарные потоки $S - R$ на уровнях 18, 10, 0 км, а также поток S падающей на земную поверхность радиации уменьшаются, оставаясь больше в теплое полугодие по сравнению с холодным.

Планетарное альbedo всех трех климатических систем изменяется противоположным образом: увеличивается при увеличении балла облачности и при опускании сплошной облачности из среднего яруса в нижний. Так же ведут себя потоки отраженной радиации на высотах 10 и 18 км. При этом планетарное альbedo климатических систем в холодное полугодие остается больше, чем в теплое. Радиация, отраженная от подстилающей поверхности, уменьшается при последовательном переходе от безоблачной атмосферы к моделям 1—3 облачной атмосферы.

В работе [11] также было показано, что с уменьшением общего содержания озона поток отраженной солнечной радиации R на верхней границе атмосферы (40 км) увеличивается, эффективный поток солнечной радиации $S - R$, поглощенный системой земля—атмосфера, убывает, планетарное альbedo растет, уходящее излучение убывает. Все эти результаты согласуются с полученными нами.

Увеличение планетарного альbedo с уменьшением содержания озона в атмосфере авторы работы [11] объясняют тем, что при этом солнечные лучи более эффективно проникают в релеевский рассеивающий слой и рассеянная назад радиация меньше поглощается атмосферой.

Связь между изменениями планетарного альbedo и содержания озона при различных условиях облачности представлена на рис. 1.

Радиационно-конвективная модель, с которой проводились численные эксперименты в работе [11], дала относительно небольшое увеличение температуры тропосферы при уменьшении общего содержания озона в атмосфере: температура у земной поверхности увеличивается на 0,04 К при уменьшении содержания озона на 30 %. Но включение в модель дополнительного уменьшения потоков стратосферной длинноволновой радиации, вызванного уменьшением тепличного эффекта озона в полосе 9,6 мкм, изменило знак $\Delta T(0)$ на обратный ($-0,22$ К). В работах [9 и 10] уменьшению общего содержания озона на 11—12 % соответствует повышение температуры на 0,20—0,24 К.

Механизм действия тепличного эффекта полосы озона 9,6 мкм состоит в следующем: уменьшение этого эффекта, вызванное уменьшением содержания озона, приводит к уменьшению противозлучения стратосферы и вследствие этого имеет тенденцию охладить тропосферу.

Таким образом, из двух механизмов изменения температуры тропосферы при уменьшении содержания озона — увеличения вследствие уменьшения поглощения солнечной радиации

в стратосфере и уменьшения вследствие уменьшения тепличного эффекта полосы озона 9,6 мкм — согласно [11], должен преобладать второй. Другими словами, качественное соотношение между этими изменениями должно быть таким же, как и в случае вариаций содержания углекислого газа в атмосфере (см. рис. 1 из [5]).

Такой вывод не согласуется с существующими в настоящее время представлениями о незначительности влияния теплового излучения озоносферы на радиационный баланс земной поверхности и системы земля—атмосфера. В [3] на основании детальных спек-

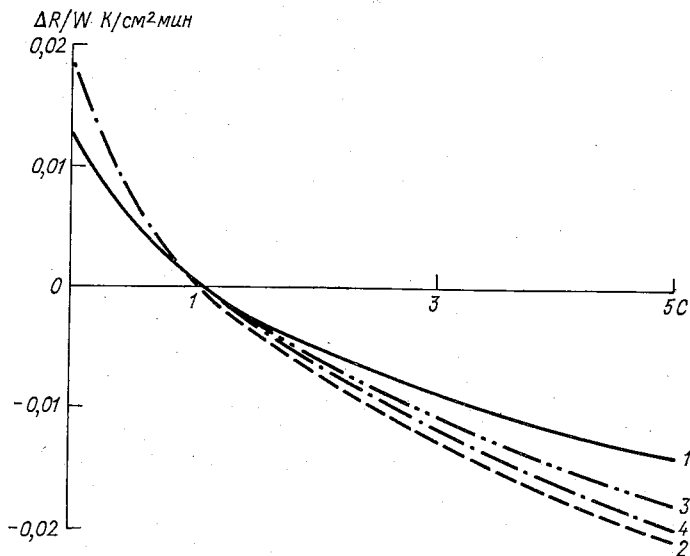


Рис. 1. Зависимость между изменениями планетарного альбедо и общего содержания озона при различных условиях облачности. Теплое полугодие.

1) $n=0$, 2) $n=0,5$, 3) $n_1=0$, $n_2=1$, 4) $n_1=1$, $n_2=0$.

тральных расчетов показано, что противоизлучение в полосе 9,6 мкм (с учетом теплового излучения озоносферы) на уровне тропопаузы составляет 0,004—0,005 кал/(см²·мин) (на уровне земной поверхности 2—4 % эффективного излучения). Восходящий поток, проходя через озоносферу, изменяется на величины такого же порядка, что составляет в среднем 1,5 % интегрального потока уходящего излучения. Иначе говоря, при существующей точности расчетов потоков радиации противоизлучение атмосферы можно считать равным нулю на тропопаузе и выше, а также не учитывать трансформацию интегрального уходящего излучения в озоносфере. Поэтому в работах [5 и 10] эффекты теплового излучения озоносферы в полосе 9,6 мкм не рассматривались. Учтенный в этих работах тепличный эффект озона в слое 0—18 км несколько умень-

шил, но не изменил знака вариаций температуры тропосферы, вызванных только поглощением озоном солнечной радиации [4].

По-видимому, оценки тепличного эффекта озоносферы и влияния его изменений на температуру тропосферы, полученные в [11], нуждаются в дальнейшей проверке и подтверждении.

Автор выражает благодарность О. И. Вишняковой за выполненные расчеты, на основании которых составлены табл. 1—3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будыко М. И. Атлас теплового баланса земного шара.— Л.: Гидрометеониздат, 1963.
2. Будыко М. И. Климат и жизнь.— Л.: Гидрометеониздат, 1971.— 472 с.
3. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю. О тепловом излучении 9,6-мк полосы поглощения озона в атмосфере.— Проблемы физики атмосферы, 1963, № 2, с. 3—27.
4. Ракипова Л. Р. Озонный механизм влияния на термический режим атмосферы, солнечной активности и антропогенных факторов.— Труды ГГО, 1975, вып. 355, с. 17—22.
5. Ракипова Л. Р., Вишнякова О. Н. Влияние вариаций концентрации углекислого газа на термический режим атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1973, № 5, с. 23—31.
6. Callis L. B., Ramanathan V., Boughner R. E., Barkstrom B. R. The stratosphere: scattering effects, a coupled 1—D model, and thermal balance effects.— In: Proc. Fourth Conf. on CIAP, USA, 1976, p. 224—232.
7. Katayama A. On the radiation budget of the troposphere over the Northern Hemisphere (I)— J. Met. Soc. Japan, 1966, vol. 44, N 6, p. 381—400.
8. London J. Study of atmospheric heat balance.— New York Univ., Final Rep. Contract, 1957, WAF 19.
9. MacCracken M. C. Climate-model results of stratospheric perturbations.— Proc. Fourth Conf. on CIAP, USA, 1976, p. 183—194.
10. Rakipova L. R. Ozone mechanism of the effect of anthropogenic factors and solar activity on the thermal and circulation regime of the atmosphere.— In: Proc. Joint Symp. Atm. Ozone, Berlin, 1977, vol. 2, p. 319—327.
11. Ramanathan V., Callis L. B., Boughner R. E. Sensitivity of surface temperature and atmospheric temperature to perturbations in the stratospheric concentration of ozone and nitrogen dioxide.— J. Atm. Sci., 1976, vol. 33, p. 1092—1112.

К. А. Каримов, Л. Р. Ракипова

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Задачу изучения связей атмосферных процессов можно разделить на два этапа. На первом этапе необходимо по ветровой информации отделить макромасштабные процессы от мезомасштабных, для чего производят отфильтровывание высокочастотной составляющей от низкочастотной. На втором этапе исследуются связи крупномасштабных синоптических процессов с мезомасштабными, включая внутренние гравитационные волны. Количественные оценки связи крупномасштабных процессов на двух уровнях атмосферы методами когерентного и фазового анализа позволяют установить их общность, а также выделить фазовые сдвиги между отмечаемыми периодичностями. Взаимный спектральный анализ временных рядов ветра позволил выявить уровни обращения для некоторых крупномасштабных процессов. Экспериментально отмечаемая противофазность крупномасштабных процессов, характерная для зональной циркуляции в зимнем периоде с двукратным, а иногда и трехкратным обращением, при переходе от тропосферной к стратосферной циркуляции затрудняет количественные оценки связи выделяемых процессов.

На рис. 1а приводятся межсуточные вариации сглаженного поля ветра, полученные по данным синхронных аэрологических и радиометрических измерений во Фрунзе, а на рис. 1б — межсуточные вариации сглаженного поля температуры на уровнях 10, 30, 70 км, полученные авторами работ [5] для Волгограда.

Из приведенных данных следует, что для крупномасштабных возмущений характерно двукратное обращение в вариациях температуры и ветра при переходе от тропосферы к мезосфере.

При рассмотрении температурного режима стратосферы и мезосферы на средних широтах в летний период можно выделить два уровня обращения (12 и 65 км) в направлении температурного градиента. Уровню, на котором пересекаются высотные профили

стратификации зональной температуры для разных широт, соответствует меридиональный градиент температуры, равный нулю. Соответственно температурные градиенты в тропосфере и выше 65 км имеют одинаковое направление, и хотя они не связаны единой ба-

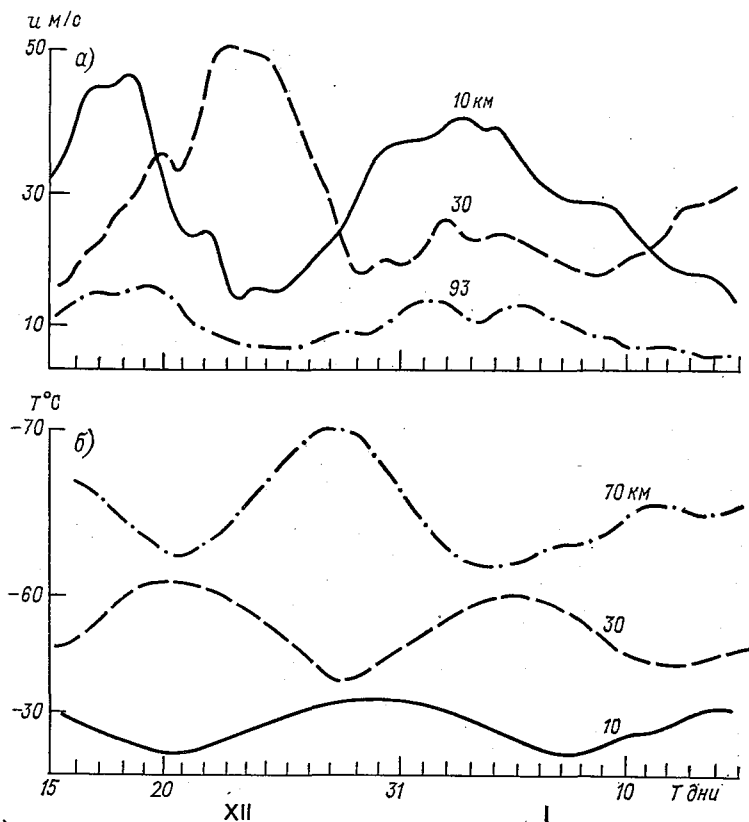


Рис. 1. Межсуточные вариации ветра во Фрунзе (а) и температуры в Волгограде (б).

рической системой, связь осуществляется через изменения в температурном поле (рис. 2).

Уровни обращения горизонтального градиента температуры в них связь с температурной стратификацией для зимнего периода показаны также на рис. 2. Для полосы от 35 до 45° с. ш. первый уровень обращения в нуль величины dT/dn приходится на 14 — 16 км, второй — на 55 — 60 км. Смена направления на уровне 55 км происходит в едином барическом поле — зимнем стратосферном циклоне, охватывающем высоты от 25 до 100 км. Изменения ветрового режима в этом слое определяются не только эволюцией

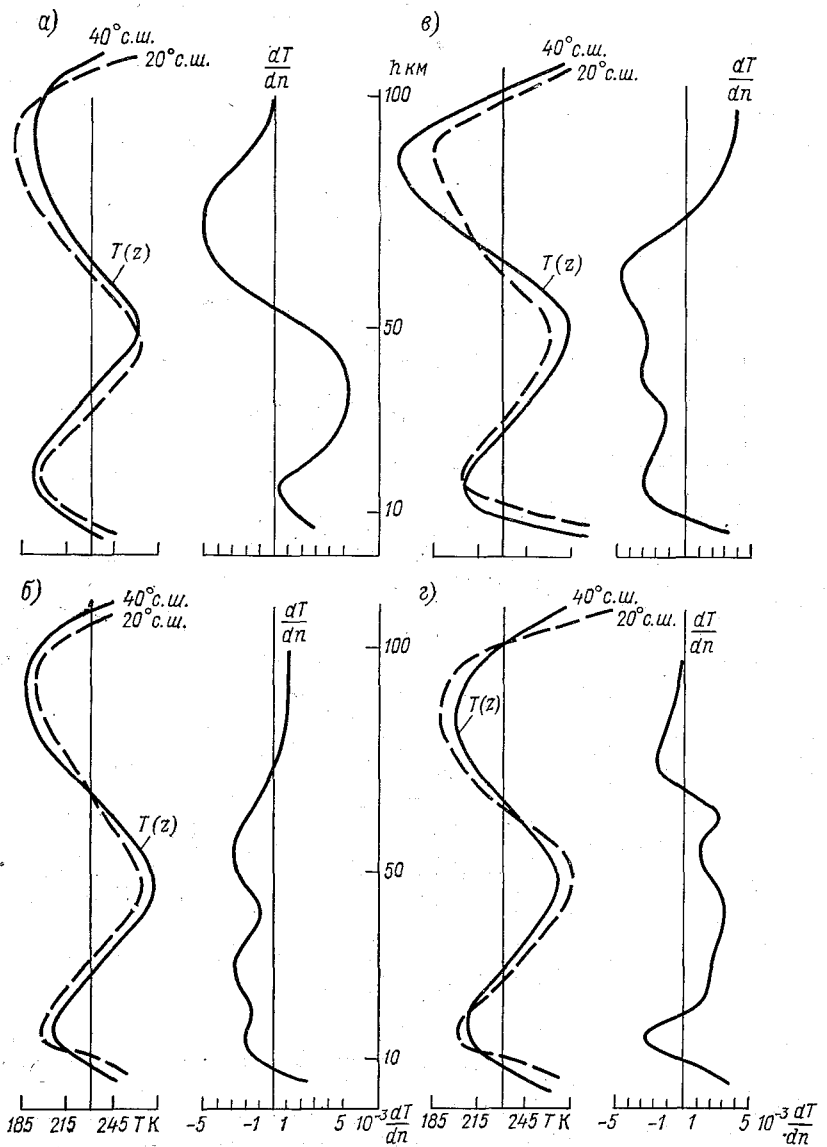


Рис. 2. Высотные профили $\frac{dT}{dn}$ и температурной стратификации $T(z)$ в основные сезоны года для средних широт.

а — зима, б — весна, в — лето, г — осень.

зимнего циклона, но и изменениями температурного режима мезостратосферы. В стратосфере на средних широтах формируется слабовыраженная область тепла, а над полярными и субтропическими районами — область холода. Это приводит к раздвоению в стратосфере температурного градиента от средних широт в направлении к полюсу и экватору и подтверждает, что стратосферная ось тепла расположена на средних широтах [6] и простирается в мезосферу. Значение и направление температурного градиента в стратосфере на средних широтах обусловлены не только ее термическим режимом, но и положением субтропических областей высокого давления, простирающихся на средние широты. Вследствие этого допускаются широтные вариации температурной стратификации, которые происходят в едином барическом поле — зимнем циклоне или летнем антициклоне, простирающемся до средних широт.

На рис. 2 для четырех периодов времени (зима, лето, осень, весна) приводятся кривые температурной стратификации для полосы 35—45° с. ш. совместно с высотными профилями dT/dn . Область высот, где пересекаются профили температурной стратификации, приходится на уровни, где вычисленные значения горизонтальных градиентов температуры равны нулю. Для зимнего периода области высот, на которых $dT/dn = 0$, расположены вблизи тропопаузы, стратопаузы и мезопаузы и несколько выше их, в остальных сезонах этого совпадения не отмечается. Рассматривая временные вариации dT/dn , необходимо отметить, что периодическое появление в зимней стратосфере очагов тепла или холода с периодами порядка 18—20 сут, очевидно, имеет не только временной, но и пространственный характер. Согласно принципу компенсации, появление локальных очагов тепла в одном месте должно повлечь за собой возникновение разнесенных по высоте и широте компенсирующих областей холода или тепла. К примеру, зародившиеся очаги тепла в стратосфере приведут к возникновению компенсирующих областей холода в выше и ниже расположенных слоях атмосферы — мезосфере и тропосфере, при этом может наблюдаться и перекомпенсация — появится третья компенсирующая область в нижней термосфере, выше уровня 80 км [1 и 2]. Компенсационная модель атмосферных процессов хорошо подтверждается для зимней циркуляции и особенно ярко проявляется в зональной циркуляции, так как основные изменения значений и направлений температурного градиента происходят в меридиональном направлении. Высотно-временные тропосферные изменения ветра протекают в противофазе со стратосферными и в фазе с мезосферными, что подтверждают высотные разрезы зонального ветра, построенные по данным аэрологических, ракетных и метеорных измерений.

В предложенной модели отмечаемая связь и общность периодических процессов на всех уровнях стратосферы, мезосферы и нижней термосферы обусловлены динамическими причинами и являются их естественным следствием. Зарождение периодического процесса на одном уровне влечет за собой развитие того же

процесса на других уровнях атмосферы, но в противофазе с предшествующими, определяемыми соотношением сил барических и температурных градиентов. Развитие того или иного процесса в стратосфере вызывает компенсирующие изменения в мезосфере, которые протекают в единой барической системе. Связь процессов в стратосфере и нижней термосфере осуществляется через изменения температурного режима атмосферы.

Фазовый анализ периодических составляющих ветра в пределах однородных областей атмосферы позволяет выделить малые сдвиги в фазе по высоте, величины которых не более $1-2^\circ$ на 1 км, т. е. $d\varphi/dz \approx 1-2^\circ/\text{км}$. Подобные сдвиги фазы по высоте могут быть интерпретированы волнообразным распространением под малыми углами вверх крупномасштабных возмущений и физически обусловлены наклоном в северо-западном направлении под углами $1-5^\circ$ к горизонту перемещающихся термобарических образований.

Величины реальных возмущений в синоптических процессах могут быть существенны и описываются нелинейными уравнениями, следствием которых является рассогласование стационарности динамических процессов и наложение медленных гироскопических волн на барические вихри, приводящие к нарушению равенства барической и кориолисовой сил. Эти факты приводят к превращению стационарных двумерных движений в медленные внутренние гироскопические волны, распространяющиеся во вращающейся атмосфере, для которых $\omega \neq 0$.

Детальный анализ синоптических карт для конкретного зимнего периода 1975-76 г. на разных уровнях атмосферы показал смещение по высоте центров барических образований в тропосфере.

Для длинных волн с $\lambda = 4 \dots 6$ тыс. км центры барических образований смещаются по высоте под углами $2-4^\circ$ к горизонту.

Для процессов синоптического масштаба с $\lambda = 0,5 \dots 2$ тыс. км центры барических образований наклонены к северо-востоку под углами примерно $20-30^\circ$ к горизонту. При условии возможного проникновения в нижнюю термосферу синоптических возмущений, отождествляемых с короткими синоптическими волнами, их источники на Земле нужно искать на территории, расположенной в радиусе $300-500$ км, а для планетарных волн $(1,0 \dots 1,5) \cdot 10^3$ км — от проекции на Землю центральной области радиометеорного зондирования.

Акустические, внутренние гравитационные волны и агеострофические колебания образуют метеорологические шумы, условия распространения которых приближенно описываются законами лучевой оптики.

Л. Р. Ракипова в работах [3 и 4] рассмотрела возможное воздействие крупномасштабных изменений в метеорологических полях в тропосфере на процессы в страто- и мезосфере. Она отметила определенную гидродинамическую связь между макропроцессами в тропосфере и ионосфере. Автор постулировал цепочки чередующихся по высоте вихревых возмущений из циклонов и антицик-

донов, (т. е. тропосферный циклон сменяется в стратосфере антициклоном и так далее). В средней атмосфере до 110 км предполагалось существование четырех чередующихся по высоте вихрей. В нижней термосфере энергия вихрей вследствие повышенной динамической вязкости и электропроводности среды диссипирует в тепло. Распространение же возмущений сверху вниз может происходить под действием солнечной корпускулярной радиации, приводящей к нагреванию верхней атмосферы в районе геомагнитных полюсов с последующим распространением возмущений в низкие широты.

Рассматривая временные изменения температуры в мезосфере и стратосфере средних широт, авторы работы [5] указывают на существенную временную изменчивость температуры в верхней стратосфере, приводящую к резким изменениям вертикального градиента температуры dT/dn . Периодическое смещение на разных широтах вертикального профиля температурной стратификации будет проявляться в периодических изменениях горизонтальных градиентов температуры dT/dn . Периодические же вариации dT/dn будут отражаться на вариациях термической составляющей ветра, преобладающей на уровнях мезосферы и нижней термосферы. Потепления в мезосфере по времени совпадают с похолоданиями в стратосфере и возрастанием температуры в тропосфере. Такое двукратное обращение температуры носит локальный характер и проявится в двукратном изменении по высоте горизонтального градиента температуры и соответственно приведет к различной высотно-временной модуляции ветра.

Тем самым в основу обсуждаемой нами модели связи крупномасштабных процессов на уровнях от 10 до 100 км положены пространственно-временные вариации температуры, вызванные вариациями источника, динамическая связь которых описывается уравнениями гидродинамики.

На конкретных синоптических процессах 1975—1976 гг. рассмотрим высотно-временное положение барических систем.

На рис. 3 приводятся четырехслойная для зимы и трехслойная для лета динамические модели атмосферы, отражающие динамику крупномасштабных циркуляционных процессов до высоты 110 км.

Слой I отражает процессы в тропосфере до высоты 15 км. В тропосфере на фоне ведущего зонального потока происходит движение местных циклонов (Н) и антициклонов (В) и все временные вариации ветра будут обусловлены горизонтально-временными вариациями тропосферных вихрей. На уровне 15 км временные изменения du/dt минимальны, а выше происходит изменение направления dT/dn , приводящее к возрастанию изменений du/dt и к изменению знака приращения ветра $u(z)$. От 15 до 20 км находится узкая зона депрессии, характерная для всех сезонов, с ярко выраженными градиентами.

Для летнего периода область высот от 15 до 70 км (слой II) охвачена единым антициклоническим вихрем. В этом слое летом

направление барического градиента давления $\mathbf{G} = dp/dn$ совпадает с направлением температурного градиента $\mathbf{\Gamma} = dT/dn$, т. е. $\mathbf{G} \parallel \mathbf{\Gamma}$ и оба направлены от высоких широт к низким. В летней стратомезосфере формирование температурного градиента связано с антициклоническим вихрем. Выше уровня велопаузы (20—25 км) западный перенос сменяется восточным, и все временные вариации ветра в слое II будут обусловлены динамикой стратомезосферного антициклона. Связь между тропосферой и стратомезосферой в этот период в макромасштабе практически прерывается. От 75 до 85 км вновь находится узкая зона депрессии.

В слое III (от 80 до 110 км) происходит изменение в направлении температурного градиента; градиент направлен от низких ши-

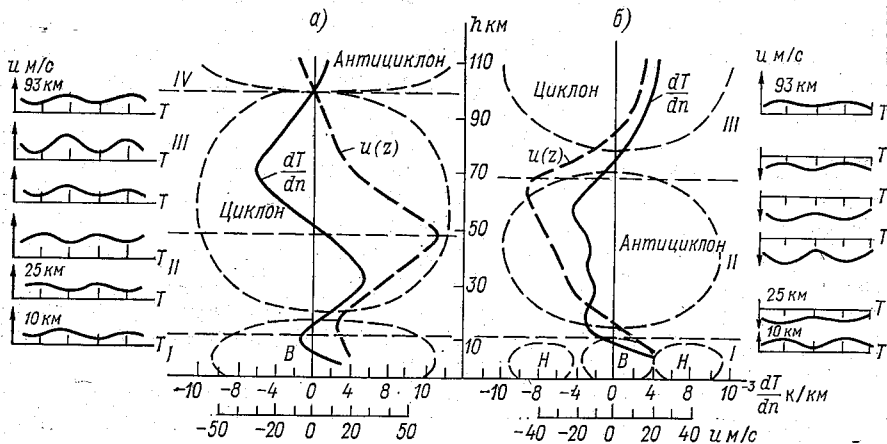


Рис. 3. Многослойная модель циркуляции атмосферы до 110 км по термическому режиму.

а — зима, б — лето.

рот к высоким, что приводит к резкому уменьшению скорости ветра с последующим изменением его направления. В слое III вновь восстанавливается западный тип циркуляции и стратомезосферный антициклон на высотах более 80 км сменяется термосферным циклоном. Вектор $\mathbf{\Gamma} \parallel \mathbf{G}$ и направлен как и в тропосфере от низких широт к высоким.

Для зимнего периода динамика крупномасштабных циркуляционных процессов до 110 км удовлетворительно описываются четырехслойной моделью. Область высот от 20 до 100 км охвачена единым зимним циркумполярным вихрем-циклоном, а градиент dT/dn в этом вихре дважды изменяет свое направление. Естественно эту область разбить на два слоя. В слое от 20 до 50 км величина dT/dn параллельна dp/dn , а направление dT/dn формируется циклоном; с высотой происходит усиление ветра без изменения его направления. В этом слое величина полного ветра $\mathbf{U}_n(t)_{II} = \mathbf{U}_T(t) + \Delta \mathbf{U}_T(t)$.

Интегральная надбавка ΔU_T зависит от величины dT/dn и мощности слоя $\Delta z = z_2 - z_1$, т. е.

$$\Delta U_T = \frac{gT}{2\omega z} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{T^2} \frac{dT}{dn} dz.$$

Поскольку в слое II направление dT/dn смещено на 180° относительно слоя I, то это, естественно, приведет к различным в слоях I и II модуляциям западного ветра. Отсюда временные вариации западного ветра в слоях I и II будут протекать в противофазе, усиление ветра в тропосфере будет сопровождаться его ослаблением в стратосфере, и наоборот.

В слое III (от 50 до 100 км) температурный градиент меняет свое направление, так что в высоких широтах теплее, чем в низких, и тогда $\mathbf{G} \parallel \mathbf{\Gamma}$ и смещены на 180° . В слое III величина полного ветра $U_n(t)_{III} = U_n(t)_{II} - \Delta U_T(t)_{III}$. В этом слое скорость ветра будет быстро убывать по высоте, а временная модуляция ветра в слое III относительно слоя II будет протекать со сдвигом по фазе на величину, близкую к 180° , хотя ветер в обоих слоях будет западным. Таким образом, периодам усиления западного ветра в слое II будут соответствовать периоды его ослабления в слое III, и наоборот.

Область метеорных измерений в слое III находится вблизи малых значений dT/dn и U_z . Барический градиент давления на этих высотах незначителен, около 10^{-8} мбар/км, и, естественно, ветер на метеорных высотах в основном будет определяться термической составляющей и мощностью нижележащего слоя. На метеорных высотах действительно имеются слабо выраженные временные вариации западного ветра, протекающие в противофазе со стратосферными в слое II и в фазе (через 2π) с тропосферными. В зимний период связь между слоями максимальная и осуществляется через вариации $T_\phi(z)$ и dT/dn . Выше 100 км (в слое IV) происходит смена направления dT/dn , а циклон сменяется термосферным антициклоном.

Обсуждаемая для зимы четырехслойная модель атмосферы является типичной, хорошо согласуется с экспериментальными результатами и справедлива для крупномасштабных циркуляционных процессов.

Помимо типовых моделей можно рассмотреть аномальные случаи, связанные со стратомезосферными потеплениями, весенними преобразованиями. На рис. 4 приведено несколько конкретных схем чередующихся по высоте барических образований для зимнего стратосферного потепления 1975-76 г., а также схемы весенних перестроек 1975, 1976 гг., высотно-временное расположение которых взято из синоптических бюллетеней и атласа карт для слоя 35—60 км для конкретных периодов. Рассматривать аномальные, чередующиеся по высоте вихревые возмущения необходимо для конкретных случаев и регионов. Наглядным доказательством тому является цепочка вихрей для весны 1975 г. над ЕТС

и Средней Азии. В этом случае число однородных слоев может возрастать с трех до четырех, в зимне-весенний период связь между слоями небольшая и в основном осуществляется через изменения температурного поля и градиентов температуры в слое 20—100 км. Таким образом, можно предположить, что связь макромасштабных циркуляционных процессов носит гидродинамический характер и удовлетворительно описывается геострофическим приближением.

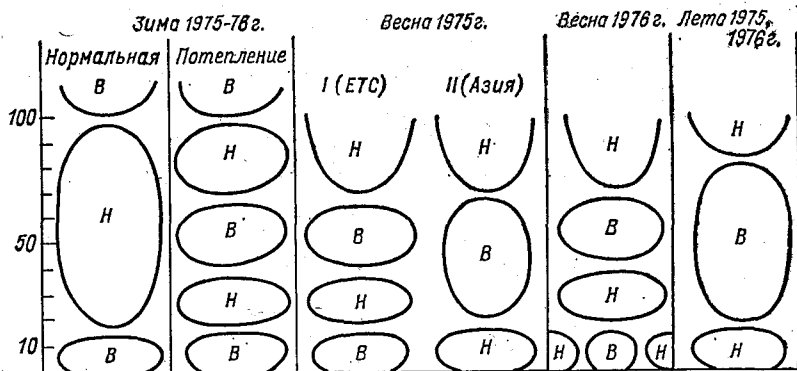


Рис. 4. Реальные схемы чередующихся по высоте барических образований.

Резюмируя все сказанное, можно сделать вывод, что всякие изменения источника приведут к изменению реакции первичных атмосферных состояний и обусловят изменения температурной стратификации, различной на разных широтах. Это в свою очередь повлечет изменения межширотной разности температур на соответствующих уровнях атмосферы, что проявится во временных вариациях dT/dn и соответственно различной модуляции зонального ветра.

Изменения температурной стратификации охватывают атмосферу в целом и, естественно, любой процесс, развивающийся в одном из атмосферных слоев, необходимо рассматривать в тесном взаимодействии с процессами в других слоях, связанных воедино по всей толще атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ван Мигем. Энергетика атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.
2. Каримов К. А. Динамика воздушных течений в нижней термосфере и ее связь с процессами в тропостратосфере.— Фрунзе: Илим, 1976.
3. Ракипова Л. Р. О механизме связи между тропосферой и верхними слоями атмосферы.— Труды ГГО, 1951, вып. 28(90), с. 5—35.
4. Ракипова Л. Р. Тепловой режим атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1957.— 182 с.
5. Сиротина Т. Я., Тарарина И. А. Временные изменения температуры в стратомезосфере средних широт зимой.— Труды ЦАО, 1970, вып. 93.
6. Ханевская И. В. Температурный режим свободной атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1968.

Л. Р. Ракипова, Б. Н. Трубников, И. А. Щерба

БАРЬЕРНЫЕ СВОЙСТВА СТРАТОСФЕРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Происходящий на фоне зонального состояния атмосферы энергетический обмен между тропосферой и стратосферой, как известно, может привести к различным эффектам. Во-первых, к просачиванию крупномасштабных [7, 8] и мезомасштабных [1, 9] тропосферных волн в верхнюю атмосферу. Во-вторых, в результате интерференции падающих и отраженных от тропопаузы волн может происходить либо ослабление тропосферных волн, либо формирование стоячих волн, что в конечном счете сказывается на погодных условиях. Просачивание тропосферной энергии вверх или отражение ее обратно зависит от термического и циркуляционного режима стратосферы. Барьерные свойства тропопаузы относительно тропосферных крупно- и мезомасштабных волн в различных сезоны рассматривались в работах [1, 7—9].

Представляется интересным оценить барьерную роль слоя стратосферы, ограниченного тропо- и стратопаузой, в зависимости от уровня солнечной активности, поскольку от солнечной активности зависит концентрация озона [4], а следовательно, распределение температуры воздуха T и скорости ветра u . Солнечная активность проявляется как в 11-летнем цикле изменения ультрафиолетовой радиации, действующей на O_2 и O_3 , так и в частоте протонных вторжений [4]. Соответственно изменчивость прозрачных (для макромасштабных волн) свойств стратосферы может иметь как 11-летний цикл (и кратные циклы), так и спорадические, взрывные всплески.

Поскольку, как известно [1, 7—9], коэффициент прозрачности зависит от T и u , то он должен иметь и 11-летний, и спорадический циклы.

В настоящей работе рассмотрим, имеются ли различия в значениях коэффициента прозрачности в годы с разными уровнями солнечной активности.

Как следует из рис. 1, взятого из работы [2], максимальные значения потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см ($S_{10,7}$) в январях приходятся на 1958, 1959 и 1968 гг.,

минимальные — на 1965 г. На 1968 г. также приходится максимум, а на 1965 г. минимум геомагнитной активности Земли (A_p).

Для проведения расчетов коэффициента прозрачности выбирались данные из Синоптических бюллетеней [6]. Для всех уровней по средним месячным январским картам абсолютной топографии и картам температуры были сняты значения скорости ветра и температуры воздуха на 65 и 55° с. ш. и долготах 0° , 60° в. д., 140° в. д., 180° , 120° з. д., 70° з. д., 40° з. д. По этим данным были построены вертикальные профили ветра температуры (рис. 2).

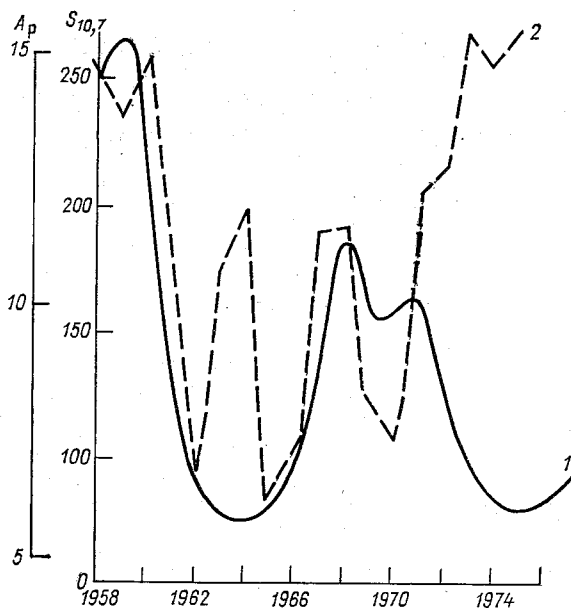


Рис. 1. Распределение среднеянварских значений потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см ($S_{10.7}$) (1) и геомагнитной возмущенности Земли A_p (2) за период 1958—1975 гг.

В 1965—1967 гг., как и следовало ожидать, распределение температуры с высотой различно на разных долготах. На долготах 0° , 60° в. д., 70° з. д. и 40° з. д. наблюдается падение температуры с высотой в стратосфере, что естественно для стратосферной циклонической ситуации в зимнее время. На долготах 180° и 140° в. д. виден рост температуры с высотой, что характерно для алеутского антициклона, расположенного над Тихим океаном с центром в зоне 40 — 50° с. ш. Согласно работе [5], в алеутском антициклоне отсутствует падение температуры с высотой в нижней стратосфере. Из рис. 2 следует, что на всех долготах температура убывает к Северному полюсу.

В 1968 г. наблюдается совершенно другая картина. Характерной особенностью стратификации температуры на всех рассматриваемых долготах являются малые значения вертикальных градиентов температуры (почти изотермия) во всем рассматриваемом слое стратосферы. На 0° , 180° в. д., 120° з. д., 70° з. д. и 40° з. д. происходит смена знака температуры выше тропопаузы, т. е. на этих долготах температура на 65° с. ш. выше, чем на 55° с. ш. Та-

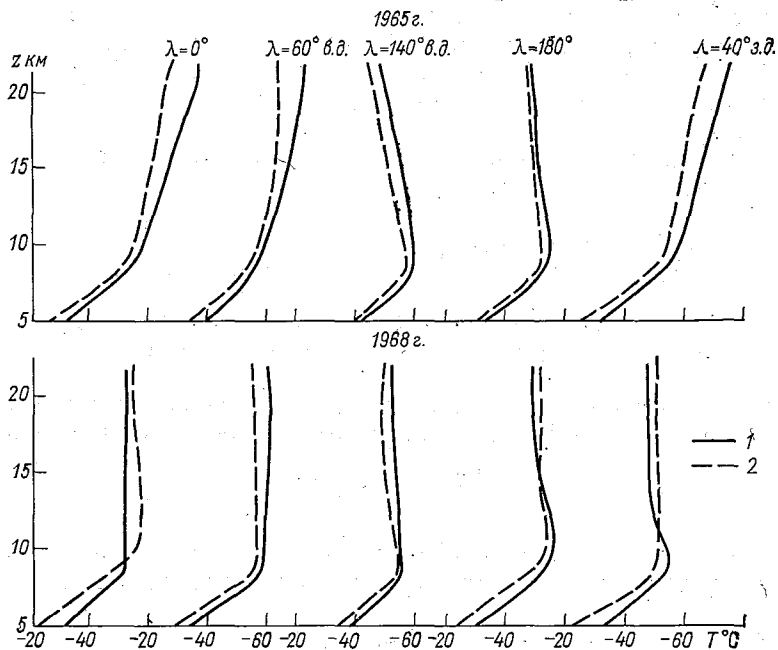


Рис. 2. Вертикальное распределение температуры на 65° с. ш. (1) и 55° с. ш. (2) и разных долготах.

ким образом, исходные данные \bar{T} , $\partial\bar{T}/\partial z$, $\partial\bar{T}/\partial y$ за 1968 г. отличаются от этих же характеристик за 1965—1967 гг.

Для анализа барьерных свойств стратосферы коэффициент прозрачности атмосферы был получен традиционным образом, однако с включением $\partial\bar{T}/\partial y$, ранее не учитываемым.

Крупномасштабные возмущения зонального потока, стационарные или перемещающиеся с потоком, описываются системой уравнений гидротермодинамики, линеаризованной относительно зонального состояния в предположении квазистатики и квазигеострофичности. Применяя обычные упрощения теории длинных волн, проводя линеаризацию и используя условия статики и

геострофичности, запишем уравнения вихря и притока тепла в следующем виде:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \frac{\partial p}{\partial x} = l^2 \frac{\partial p \omega}{\partial z}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{g}{l} \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{g}{\bar{T}} (\gamma_a - \gamma) \bar{p} \omega = 0. \quad (2)$$

Здесь $u(z, y)$, $\bar{p}(z, y)$ и $\bar{T}(z, y)$ — параметры основного зонального состояния; $p(x, y, z, t)$, $\omega(x, y, z, t)$ — возмущение давления и вертикальной скорости; θ — дополнение к широте; $\beta = dl/dy$ — широтное изменение параметра Кориолиса l . Остальные обозначения обычные.

Исключив ω из уравнений (1) и (2), получим уравнение относительно возмущения давления p

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(N_1^2 \Delta p + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{\partial \ln N_1^2}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \\ & + \left(\beta_1 - l N_2^2 \frac{\partial \ln N_1^2}{\partial z} + l \frac{\partial N_2^2}{\partial z} \right) \frac{\partial p}{\partial x} + l N_2^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Представляя искомую функцию p в виде разложения в ряд Фурье и проведя преобразования, сводим (3) к волновому уравнению

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \mu^2(z) \varphi = 0, \quad (4)$$

описывающему вертикальное распределение k -й гармоники возмущения давления на граничной поверхности, имеющей вид:

$$p(x, y, 0, t) = \sum_k \pi_k(0) e^{ik_x(x-ct) + ik_y y}, \quad (5)$$

где

$$\varphi = \frac{p}{\rho l H} e^{-z/2\bar{H}}; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mu^2 = & -N_1^2 \left[\frac{\beta_1/l}{HN_2^2(1+\bar{c})} + k^2 \right] + \frac{1}{\bar{H}(1+\bar{c})} \frac{d}{dz} \ln \frac{N_1^2}{N_2^2} - \\ & - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{1+\bar{c}} \frac{d \ln N_2^2}{dz} - \frac{d \ln N_1^2}{dz} \right)^2 - \\ & - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1+\bar{c}} \frac{d^2 \ln N_2^2}{dz^2} + \frac{\bar{c}}{1+\bar{c}} \left(\frac{d \ln N_2^2}{dz} \right)^2 - \frac{d^2 \ln N_1^2}{dz^2} \right]; \end{aligned} \quad (7)$$

$k^2 = k_x^2 + k_y^2$; $k_x = 2\pi/L_x$; $k_y = 2\pi/L_y$ — волновые числа;
 L_x, L_y — горизонтальные масштабы возмущений; $\beta_1 = \beta -$

— $(\partial^2 \bar{u} / \partial y^2)$ — параметр Россби; $\bar{H} = RT/g$ — высота однородной атмосферы;

$$N_1^2 = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T l^2}$$

есть вертикальный параметр устойчивости;

$$N_2^2 = \frac{g}{T l^2} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$$

есть горизонтальный параметр устойчивости; c — фазовая скорость $\bar{c} = c / \bar{H} l N_2^2$ — приведенная фазовая скорость. Решение (4) методом ВКБ [10] имеет вид

$$\pi_k(z) = \frac{C_0}{\sqrt{\mu}} e^{i \int_0^z \mu(z) dz} + C_1(z) e^{-\int_0^z \mu(z) dz}, \quad (8)$$

где

$$C_1 \approx -\frac{C_0}{\sqrt{\mu}} \int_z^\infty \frac{1}{2} \frac{d \ln \mu}{dz'} e^{2i \int_0^{z'} \mu dz''} dz'. \quad (9)$$

Вид решения (8) определяется знаком коэффициента μ^2 . В слоях с $\mu^2 > 0$ существует периодическое по высоте решение, в слоях с $\mu^2 < 0$ — экспоненциально затухающее. Волны частично могут проходить через барьерный слой конечной протяженности. Таким образом, знак коэффициента μ^2 позволяет судить о возможности вертикального распространения тропосферных волн в атмосфере.

Искомая амплитуда давления находится из (8) и (9)

$$\pi_k(z) = \pi_k(0) \sqrt{\frac{\mu(0)}{\mu(z)}} \frac{e^{i \int_0^z \mu dz} - e^{-i \int_0^z \mu dz} \int_z^\infty \frac{1}{2\mu} \frac{d\mu}{dz'} e^{2i \int_0^{z'} \mu dz''} dz'}{1 - \int_0^\infty \frac{1}{2\mu} \frac{d\mu}{dz'} e^{2i \int_0^{z'} \mu dz''} dz'}. \quad (10)$$

При послышной аппроксимации, решая волновое уравнение и учитывая (10), имеем формулу, связывающую приземное возмущение давления с величиной вариации давления в верхней атмосфере:

$$p(x, y, z, t) = \sum_k \frac{\pi_k(0)}{1 - A_k} (e^{i\mu_0 z} - A_k e^{-i\mu_0 z}) e^{ik_x(x - ct) + ik_y y},$$

где коэффициент отражения по амплитуде будет

$$A = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_0 + \mu_1} e^{2iz_1\mu_0} + \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1 + \mu_2} e^{2iz_2\mu_1}.$$

На рис. 3 представлены коэффициенты прозрачности, рассчитанные по формуле (7) (при сглаживании стратифицированных членов) для января 1965—1968 гг., на долготе 180° и в широтном интервале $65-55^\circ$ с. ш. Как следует из рис. 3, величина и харак-

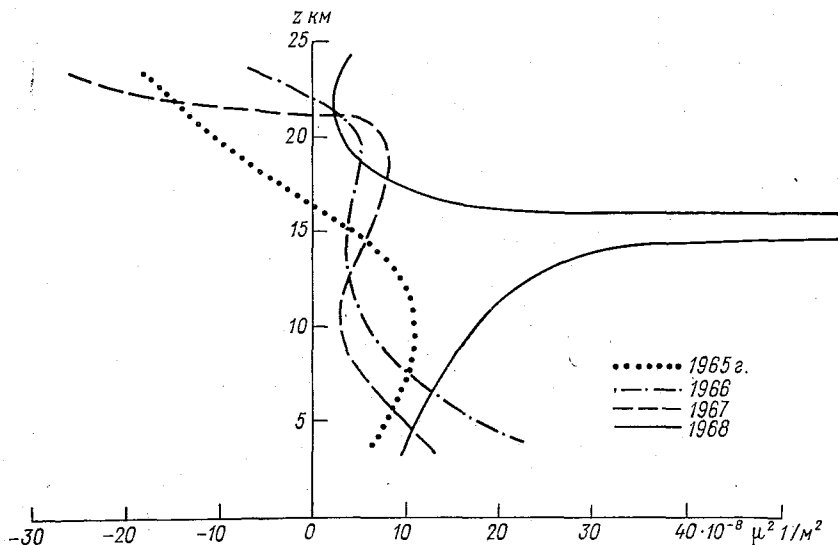


Рис. 3. Распределение коэффициента прозрачности с высотой для января 1965—1968 гг. на долготе 180° при $c=0$, $K_x=K_y=7000$ км.

тер изменения коэффициентов прозрачности различны в разные фазы солнечной активности. Так, если в период минимума солнечной активности в тропосфере коэффициент положителен и существует возможность вертикального распространения крупномасштабных волн с узкой отрицательной зоной, то в период максимума солнечной активности возникает глубокая барьерная зона, задерживающая крупномасштабные волны в тропосфере. Это объясняется, по-видимому, тем, что в период максимума солнечной активности происходит инверсия горизонтального градиента температуры, определяющего значения коэффициента преломления для атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жукова Л. П., Грубников Б. Н. О вертикальном распространении в атмосфере мезомасштабных возмущений.— Труды ЦАО, 1967, вып. 76, с. 82—89.
2. Каталог индексов солнечной и геомагнитной активности/Отв. ред. В. Ф. Логинов.— Обнинск: Изд. ВНИИГМИ—МЦД 1976.— 203 с.

3. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики.— М.: Изд-во иностр. лит., 1958.

4. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.

5. Рязинова Л. А., Щерба И. А. О термической структуре и особенностях движения стратосферных барических центров.— Труды ЦАО, 1967, вып. 76.

6. Синоптический бюллетень. Северное полушарие. М., 1965—1968.

7. Трубников Б. Н., Щерба И. А. О вертикальном распространении крупномасштабных возмущений в стратосфере.— Труды ЦАО, 1967, вып. 76.

8. Charney J. G., Drazin P. G. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. — J. Geophys. Res., 1961, vol. 66, N 1.

9. Hines G.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights.— Canad. J. Phys., 1960, vol. 38, N 11.

В. И. Бекорюков, В. М. Задвернюк, В. В. Михневич

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕДАЧИ ВОЗМУЩЕНИЙ ИЗ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ВНИЗ

В работе [1] на основании точного решения одномерной системы уравнений гидродинамики показана принципиальная возможность распространения возмущений термодинамических параметров из верхней атмосферы вниз. Естественно, что в реальных условиях горизонтальные потоки, вызванные образовавшейся неоднородностью барического поля, должны в большей или меньшей степени сгладить этот эффект. Для установления возможности и характера распространения возмущений термодинамических параметров из верхней атмосферы вниз в реальных условиях требуется решать трехмерную задачу.

Учитывая, что страто- и мезосфера характеризуются наличием симметричного относительно полюса циркумполярного антициклона (летом) и циклона (зимой в периоды, свободные от стратосферных перестроек), можно решать зонально-симметричную задачу, если задать возмущение в верхней атмосфере в центре циркумполярного вихря. Тогда в центре вихря ввиду отсутствия там горизонтальных потоков справедливо решение, полученное в [1], и мы можем использовать его в качестве граничного условия.

Запишем систему гидротермодинамических уравнений для случая осесимметричного движения в p -координатах в сферической системе координат с центром на полюсе:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \tau \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{av}{a} \operatorname{ctg} \theta + 2\omega \cdot \cos \theta \cdot v = 0; \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \tau \frac{\partial v}{\partial p} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - 2 \cdot \omega \cdot \cos \theta \cdot u = - \frac{g}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}; \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \tau \frac{\partial T}{\partial p} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} - \frac{\gamma \tau R T}{g p} = \frac{1}{c_p} \cdot Q; \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial p} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{v \operatorname{ctg} \theta}{a} = 0; \quad (1.4)$$

$$T = - \frac{gp}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial p}; \quad (1.5)$$

$$\gamma = \frac{\alpha - 1}{\alpha} \frac{g}{R}; \quad \alpha = \frac{c_p}{c_v}.$$

Здесь τ — аналог вертикальной скорости, Φ — геопотенциал, p — давление, u , v — зональная и меридиональная скорости соответственно.

Система записана без учета членов, описывающих вязкость, влиянием которых в свободной атмосфере и в рассматриваемые промежутки времени в первом приближении можно пренебречь. Эта система уравнений может быть разрешена относительно просто общепринятыми методами.

Пользуясь уравнением (1.4), введем функцию тока:

$$\sin \theta \frac{\partial \tau}{\partial p} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} (v \sin \theta) = 0;$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \tau \cdot \sin \theta, \quad \frac{\partial \psi}{\partial p} = - \sin \theta \frac{v}{a};$$

таким образом, τ (аналог ω) и меридиональная скорость выражены через функцию тока.

Раскладывая в ряд по θ и учитывая, что при $\theta = 0$ $u = v = \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$ и ограничиваясь членами четвертого порядка, получаем:

$$\psi = \psi_2 \theta^2 + \psi_3 \theta^3 + \psi_4 \theta^4 + \psi_5 \theta^5 + \dots;$$

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_2 \theta^2 + \Phi_3 \theta^3 + \Phi_4 \theta^4 + \dots;$$

$$T = - \frac{gp}{R} \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} - \frac{gp}{R} \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} \theta^2 - \frac{gp}{R} \frac{\partial \Phi_3}{\partial p} \theta^3 - \frac{gp}{R} \frac{\partial \Phi_4}{\partial p} \theta^4 + \dots;$$

$$u = u_1 \theta + u_2 \theta^2 + u_3 \theta^3 + u_4 \theta^4 + \dots;$$

$$\tau = 2\psi_2 + 3\psi_3 \theta + \left(\frac{1}{3} \psi_2 + 4\psi_4 \right) \theta^2 + \left(\frac{1}{2} \psi_3 + 5\psi_5 \right) \theta^3 +$$

$$+ \left(\frac{7}{180} \psi_2 + \frac{2}{3} \psi_4 + 6\psi_6 \right) \theta^4 + \dots;$$

$$v = -a \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \theta - a \frac{\partial \psi_3}{\partial p} \theta^2 - a \left(\frac{1}{6} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} + \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right) \theta^3 -$$

$$- a \left(\frac{1}{6} \frac{\partial \psi_3}{\partial p} + \frac{\partial \psi_5}{\partial p} \right) \theta^4 + \dots \quad (II)$$

Подставляя II в I и приравнявая члены при одинаковых θ , получаем систему рекуррентных уравнений в частных производных для каждого из членов разложения:

$$p \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial t \partial p} + 2p\psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \frac{2}{\kappa} \psi_2 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0; \quad (1)$$

$$\theta^1 \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + 2\psi_2 \frac{\partial u_1}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2a\omega \frac{\partial \psi_2}{\partial p} &= 0; \end{aligned} \right. \quad (III.2)$$

$$\theta^1 \left\{ \begin{aligned} a \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t \partial p} + 2a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} - a \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial p} \right)^2 + \frac{u_1^2}{a} + 2\omega u_1 &= \frac{2g}{a} \Phi_2; \end{aligned} \right. \quad (III.3)$$

$$\theta^1 \left\{ \begin{aligned} \kappa p \psi_3 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \psi_3 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} &= 0; \end{aligned} \right. \quad (III.1)$$

$$\theta^2 \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + 3\psi_3 \frac{\partial u_1}{\partial p} + 2\psi_2 \frac{\partial u_2}{\partial p} - 3u_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - a\omega \frac{\partial \psi_2}{\partial p} &= 0; \end{aligned} \right. \quad (IV.2)$$

$$\theta^2 \left\{ \begin{aligned} a \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial t \partial p} + 3a\psi_3 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} + 2a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial p^2} - 3a \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \psi_3}{\partial p} + \frac{2}{a} u_1 u_2 + \\ + 2\omega u_2 &= \frac{3g}{a} \Phi_3; \end{aligned} \right. \quad (IV.3)$$

$$\theta^2 \left\{ \begin{aligned} p \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t \partial p} + 2\psi_2 p \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial p^2} - 2p \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} + \frac{2}{\kappa} \psi_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} + \frac{\psi_2}{3} p \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \\ + 4p\psi_4 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \frac{\psi_2}{3\kappa} \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} + \frac{4}{\kappa} \psi_4 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} &= 0; \end{aligned} \right. \quad (IV.1)$$

$$\theta^3 \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_3}{\partial t} + \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right) \frac{\partial u_1}{\partial p} + 2\psi_2 \frac{\partial u_3}{\partial p} - 4u_3 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_4}{\partial p} + \\ + 2a\omega \left(\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right) &= 0; \end{aligned} \right. \quad (V.2)$$

$$\theta^3 \left\{ \begin{aligned} \frac{a}{6} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t \partial p} + a \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right) \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} + \frac{a}{3} \psi_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} - \frac{2a}{3} \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial p} \right)^2 - \\ - 4a \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \psi_4}{\partial p} + a \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial t \partial p} + 2a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial p^2} - \frac{u_1^2}{3a} + \\ + \frac{1}{a} (u_2^2 + 2u_1 u_3) - \omega (u_1 - 2u_3) &= \frac{4g}{a} \Phi_4; \end{aligned} \right. \quad (V.3)$$

$$\theta^3 \left\{ \begin{aligned} p \frac{\partial^2 \Phi_3}{\partial t \partial p} + 2p\psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_3}{\partial p^2} + 5p\psi_5 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} - 3p \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \Phi_3}{\partial p} + \\ + \frac{5}{\kappa} \psi_5 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} + \frac{3}{\kappa} \psi_2 \frac{\partial \Phi_3}{\partial p} &= 0. \end{aligned} \right. \quad (V.1)$$

Краевые условия запишем в виде

$$u|_{t=0} = u_{10} \left(\ln \frac{p_0}{p} - d \right) \theta;$$

$$T|_{t=0, \theta=0} = \frac{g\Phi_{00}}{R},$$

при $p = p_1$

$$\Phi_0 = \Phi_{00} \ln \frac{p_0}{p_1} + \Delta\Phi (1 - \cos \omega_1 t); \quad \psi_2 = f(p, t).$$

Показано [1], что в одномерном случае вертикальная скорость (возмущенная) затухает вблизи 20—30 км. В применении к нашей задаче такие условия (отсутствие горизонтальных токов) могут существовать только в центре циклона—антициклона, таким образом, скорость ω , полученная в [1], будет соответствовать вертикальной скорости в центре вихря и можно задать ψ_2 так:

$$\psi_2 = \frac{b\gamma\omega_1 \sin \omega_1 t}{[1 + \gamma(1 - \cos \omega_1 t)]} p \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right). \quad (1')$$

Здесь b, γ, d — коэффициенты для выбора значения и направления ω , величины источника и смены знака зональной циркуляции вблизи 15—20 км соответственно, ω_1 — частота возмущения, $p_0 = 1000$ мбар. Как видно из (1'), вертикальная скорость растет со временем и высотой и при $b = 0,1$ на высоте примерно 80 км $\omega = 3 \dots 4$ см/с, а к 30 км убывает до нуля.

Таким образом, задавая значение ω из [1] в центре полярного вихря и разрешая III—V, получим влияние на параметры вихря (u, v, Φ, T) начального возмущения, т. е. развитие или разрушение циркумполярного вихря при различных начальных условиях и при различных источниках возмущений.

Решение системы уравнений I, разумеется, нельзя распространять в тропосферу из-за отсутствия членов, описывающих вязкость в исходной системе, наличие которых заставляет решать краевую задачу (аналитическое решение которой получить не представляется возможным), мы же будем решать задачу Коши.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекорюков В. И., Пурганский В. С. Точное решение одномерной системы уравнений гидродинамики и некоторые возможности его применения.— Труды ЦАО, 1973, вып. 115, с. 68—75.

**НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ИЗМЕНЕНИЙ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СТРАТО-
И МЕЗОСФЕРЫ, ВЫЗВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЕМ
ТЕРМОСФЕРЫ**

В работе [1] поставлена задача о передаче возмущений из верхней атмосферы вниз. Решение ее позволит определить степень возмущений термодинамических параметров страто- и мезосферы, вызванных возмущением термосферы. Решение интересно еще и потому, что частным случаем его может быть задача о влиянии солнечной активности (влияние которой на термосферу сомнений не вызывает) на страто- и мезосферу.

Для простоты рассмотрения выберем изотермическую начальную атмосферу (или кусочно-изотермическую) с заданной в [1] вертикальной скоростью, затухающей на $z \approx 30$ км.

Рассмотрим решение системы уравнений (I) из работы [1]. Из (III) [1]

$$p \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial t \partial p} + 2p\psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \frac{2}{\alpha} \psi_2 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = H';$$

при $t = 0$, $H' = -H_0/p$

$$p \frac{\partial H'}{\partial t} + 2p\psi_2 \frac{\partial H'}{\partial p} + \frac{2}{\alpha} \psi_2 H' = 0$$

— это уравнение характеристик, решаем которое стандартно (остальные уравнения такого же типа):

$$\frac{dt}{p} = \frac{dp}{2p\psi_2} = -\frac{\alpha}{2\psi_2} \frac{dH'}{H'}; \quad \frac{dp}{p} = -\alpha \frac{dH'}{H'}; \quad H' = c_1 p^{-\frac{1}{\alpha}};$$

$$\int \frac{2b\gamma\omega_1 \sin \omega_1 t}{1 + \gamma(1 - \cos \omega_1 t)} dt = \int \frac{dp}{p \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right)};$$

$$c_2 = \frac{[1 + \gamma(1 - \cos \omega_1 t)]^{2b}}{\ln \frac{p}{p_0} + d - 1} = \frac{y}{\ln \frac{p}{p_0} + d - 1}.$$

Здесь и далее $[1 + \gamma(1 - \cos \omega, t)]^{2b} = y$; $[1 + \gamma(1 - \cos \omega, t)] =$
 $= []$.

Так как

$$\frac{y}{\ln \frac{p}{p_0} + d - 1} = \frac{1}{\ln \frac{p}{p_0} + d - 1},$$

то

$$p_{00} = p_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{y}} \times e^{(d-1) \left(\frac{1}{y} - 1 \right)}.$$

Используя начальное условие, имеем:

$$\begin{aligned} -\frac{H_0}{p_{00}} &= c_1 p_{00}^{-\frac{1}{x}}, \\ c_1 &= H_0 p_{00}^{\frac{1-x}{x}}, \\ H' &= -H_0 p_{00}^{\frac{1-x}{x}} p^{-\frac{1}{x}}. \end{aligned}$$

Подставляя p_{00} , получим

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = H' = -H_0 p_0^{\frac{1-x}{x}} \left(1 - \frac{1}{y}\right) p^{-\frac{1}{x} + \frac{1-x}{xy}} e^{\frac{(d-1)(1-x)}{x} \left(\frac{1}{y} - 1\right)},$$

где Φ_0 — геопотенциал в центре вихря. При $p = p_1$ ($p_1 \approx 0,01$ мбар) получим

$$\Phi_0 = \Phi_{00} \ln \frac{p_0}{p_1} + \Delta \Phi (1 - \cos \omega_1 t)$$

(на 78 км происходит подъем атмосферы на $\Delta \Phi$). Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \Phi_{00} \ln \frac{p_0}{p_1} + \Delta \Phi (1 - \cos \omega_1 t) + \Phi_{00} \frac{x}{x-1} \frac{y}{y-1} \times \\ &\times \exp \left[\frac{x-1}{x} (d-1) \left(1 - \frac{1}{y}\right) \right] \left[\left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1-x}{x}} \left(1 - \frac{1}{y}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1-x}{x}} \left(1 - \frac{1}{y}\right) \right]. \end{aligned}$$

Согласно (III.2) из [1], при $t=0$, $u_1 = u_{10} \left(\ln \frac{p_0}{p} - d \right)$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + 2\psi_2 \frac{\partial u_1}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2a\omega \frac{\partial \psi_2}{\partial p} = 0,$$

$$dt = \frac{dp}{2\psi_2} = \frac{du_1}{2 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} u_1 + 2a\omega \frac{\partial \psi_2}{\partial p}};$$

$$dt = \frac{dp}{2\psi_2}, \quad p = p_0 e^{1-d + \frac{y}{c_2}};$$

$$\frac{dp}{2\psi_2} = \frac{du_1}{2 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} u_1 + 2a\omega \frac{\partial \psi_2}{\partial p}};$$

$$u_1 = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1-\frac{1}{y}} e^{(d-1)\left(1-\frac{1}{y}\right)} \left\{ ya\omega - u_{10} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 + y \right) \right\} - a\omega.$$

В (III.3) в левой части по порядку величины оставляем только два последних члена (они больше предыдущих как минимум в 10 раз):

$$\begin{aligned} \frac{u_1^2}{a} + 2\omega u_1 &= \frac{2g}{a} \Phi_2, \\ \Phi_2 &= \frac{1}{2g} \left\{ \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \left(1-\frac{1}{y}\right)^2 e^{2(d-1)\left(1-\frac{1}{y}\right)} \times \right. \\ &\times \left. \left[ya\omega - u_{10} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 + y \right) \right]^2 - (a\omega)^2 \right\}. \end{aligned}$$

Из (III), (IV) [1]

$$\kappa p \psi_3 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \psi_3 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0, \quad \psi_3 = 0;$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + 2\psi_2 \frac{\partial u_2}{\partial p} - 3u_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} = 0,$$

при $t=0$, $u_2(0) = 0$

$$dt = \frac{dp}{2\psi_2}, \quad \text{где } p = p_0 e^{1-d+\frac{y}{c_2}};$$

$$\frac{dp}{2\psi_2} = \frac{du_2}{3u_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial p}}, \quad u_2 = 0;$$

$$\Phi_3 = 0.$$

Из (V) алгебраически получим ψ_4 :

$$\begin{aligned} \psi_4 &= \frac{b\gamma\omega_1 \sin \omega_1 t}{2gH_0(1-x)} y p^{\frac{x+1}{x} - \frac{1}{y} - 1} \frac{2x+1}{p^x} - \frac{x+1}{xy} e^{\frac{(d-1)(x+1)}{x}\left(1-\frac{1}{y}\right)} \times \\ &\times \left\{ \left[\left(1-\frac{1}{y}\right) c_3 - u_{10} \right] \times \left[\Gamma \right]^{2b-1} \times c_4 + \frac{c_3 - u_{10}}{\Gamma \Gamma} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right) - \right. \\ &- \frac{c_3 \left[(x-1) \left(\ln \frac{p}{p_0} + d \right) + 1 \right]}{x \Gamma \Gamma} \left. \right] + c_3 \left[\frac{c_3}{\Gamma \Gamma^{2b+1}} + \left(1-\frac{1}{y}\right) \times \right. \\ &\times \left. \left(\Gamma \right]^{2b-1} \times c_4 - \frac{u_{10}}{\Gamma \Gamma} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right) \right] \left. \right\} + \\ &+ \frac{b\gamma\omega_1 \sin \omega_1 t}{12 \Gamma \Gamma} p \left(\ln \frac{p_0}{p} - d + 1 \right); \end{aligned}$$

здесь

$$c_3 = ya\omega - u_{10} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 + y \right); \quad c_4 = a\omega - u_{10}.$$

При $t=0$ $u_3(0) = 0$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right) \frac{\partial u_1}{\partial p} + 2\psi_2 \frac{\partial u_3}{\partial p} - 4u_3 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_4}{\partial p} +$$

$$+ 2a\omega \left(\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right) = 0;$$

$$dt = \frac{dp}{2\psi_2} =$$

$$= \frac{du_3}{4 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} u_3 + 2u_1 \frac{\partial \psi_4}{\partial p} - 2a\omega \left(\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right) - \frac{\partial u_1}{\partial p} \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right)};$$

$$dt = \frac{dp}{2\psi_2}, \quad p = p_0 e^{1-d+\frac{y}{c_2}};$$

$$\frac{du_3}{dt} = 4u_3 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} + 2u_1 \frac{\partial \psi_4}{\partial p} - 2a\omega \left(\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right) - \frac{\partial u_1}{\partial p} \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right).$$

Это уравнение типа

$$\frac{du_3}{dt} + p(t) u_3 = f(t),$$

решение которого известно:

$$u_3 = e^{-\int p(\tau) d\tau} \left[\int f(t) e^{\int p(\tau) d\tau} dt - \int f(t) e^{\int p(\tau) d\tau} dt \Big|_{t=0} \right].$$

Таким образом,

$$u_3 = \frac{c_5 y}{12} e^{\frac{y-1}{c_2}} + \frac{a\omega}{6} - \frac{y^2}{12} e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} (c_5 + 2a\omega) -$$

$$- \frac{(x c_5 y)^2 c_2}{2gH_0(x-1)} \left\{ \frac{c_5}{x^2 c_2} \left[(y^2 - 2x c_2 (y - x c_2)) e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - \right. \right.$$

$$\left. - (1 - 2x c_2 (1 - x c_2)) e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right] + \left[c_5 \left(2 \frac{x+1}{x} - \frac{2-x}{x^2 c_2} \right) - 2c_4 + \right.$$

$$\left. + u_{10} \frac{2x^2 - 1}{x^2 c_2} \right] \left[(y - x c_2) e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - (1 - x c_2) e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right] +$$

$$+ \left(e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right) \left[c_5 \left(\frac{1-x}{x^2 c_2} - \frac{x+2}{x} \right) + \right.$$

$$\left. + 2c_4 - u_{10} \left(2 + \frac{2x+1}{x c_2} \frac{x-1}{x} \right) \right] \Big\},$$

Здесь

$$c_5 = a\omega - u_{10} \left(1 + \frac{1}{c_2}\right); \quad c_4 = a\omega - u_{10};$$

$$c_2 = y/\ln \frac{p}{p_0} + d - 1.$$

Оставляя в (V.3) по порядку величины три последних члена, получаем

$$\Phi_4 = -\frac{u_1^2}{12g} + \frac{u_1 u_3}{2g} - \frac{a\omega}{4g} (u_1 - 2u_3).$$

Далее из (V.1)

$$5p\psi_5 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \frac{5}{x} \psi_5 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0, \quad \psi_5 = 0.$$

Меридиональную скорость находим алгебраически:

$$\begin{aligned} v = & -\theta \frac{ab\gamma\omega_1 \sin \omega_1 t}{\Gamma} \left\{ \left(\ln \frac{p}{p_0} + d \right) \left(1 + \frac{\theta^2}{12} \right) - \right. \\ & - \theta^2 \frac{x \cdot \Gamma}{2gH_0} \frac{\Gamma^{2b-1}}{(x-1)} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{x+1}{x}} \left(1 - \frac{1}{y} \right) \exp \left[(d-1) \left(\frac{x+1}{x} \right) \left(1 - \frac{1}{y} \right) \right] \times \\ & \times \left(\left[\Gamma^{2b-1} c_4 + \frac{c_3 - u_{10}}{\Gamma} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{c_3 (x-1) \left(\ln \frac{p}{p_0} + d \right) + 1}{x \cdot \Gamma} \right] \right) \times \\ & \times \left[\left(\frac{2x+1}{x} - \frac{x+1}{xy} \right) \left(\left(1 - \frac{1}{y} \right) c_3 - u_{10} \right) - u_{10} \left(1 - \frac{1}{y} \right) \right] + \\ & + \left[\left(\frac{2x+1}{x} - \frac{x+1}{xy} \right) \cdot c_3 - u_{10} \right] \left[\frac{c_3}{\Gamma^{2b+1}} + \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{1}{y} \right) \left(\Gamma^{2b-1} c_4 - \frac{u_{10}}{\Gamma} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right) \right) \right] + \\ & \left. + \frac{c_3 \left(1 - \frac{1}{y} \right) - u_{10}}{x \cdot \Gamma} \left[c_3 - u_{10} \left(\ln \frac{p}{p_0} + d - 1 \right) - \frac{u_{10} c_3}{\Gamma} \right] \right\}. \end{aligned}$$

В принятом методе разложения в ряд весьма существенным является вопрос о сходимости ряда по θ^n , как принято, мы ограничимся здесь физическими оценками сходимости нашего ряда, т. е. выбором области, в которой можно ограничиться учетом членов с множителем θ^4 . Например, $u = \theta u_1 + \theta^3 u_3 + \theta^5 u_5$, и если $\theta^5 u_5 \ll \theta u_1$, то расчет достаточно точно можно производить, учитывая u_1 и u_3 .

Таким образом, необходимо получить u_5 , чтобы оборвать ряд. Для этого аналогично системам III—VI с учетом особенностей уравнений получим

$$\theta^4 \times \left\{ \frac{\partial u_4}{\partial t} + 2\psi_2 \frac{\partial u_4}{\partial p} - 5u_4 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \right\} = 0.$$

При $t = 0$, $u_4(0) = 0$ найдем, что $u_4(t) = 0$.

$$\Phi_5 = 0.$$

$$\begin{aligned} & p \frac{\partial^2 \Phi_4}{\partial t \partial p} + 2p\psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_4}{\partial p^2} + \frac{p}{3} \psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial p^2} + 4p\psi_4 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial p^2} + \\ & + \frac{7}{180} p\psi_2 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + \frac{2}{3} p\psi_4 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} + 6p\psi_6 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} - \\ & - 4p \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \Phi_4}{\partial p} - 2p \frac{\partial \psi_4}{\partial p} \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} - \frac{p}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} + \\ & + \frac{2}{x} \psi_2 \frac{\partial \Phi_4}{\partial p} + \frac{1}{x} \frac{\partial \Phi_2}{\partial p} \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right) + \frac{1}{x} \left(\frac{7}{180} \psi_2 + \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} \psi_4 + 6\psi_6 \right) \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0; \end{aligned} \quad (\text{VI.1})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_5}{\partial t} + 2\psi_2 \frac{\partial u_5}{\partial p} - 6a_5 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} + \frac{\partial u_1}{\partial p} \left(\frac{7}{180} \psi_2 + \frac{2}{3} \psi_4 + 6\psi_6 \right) + \\ & + \frac{\partial u_3}{\partial p} \left(\frac{\psi_2}{3} + 4\psi_4 \right) - \frac{u_3}{3} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} + \frac{7}{180} u_1 \frac{\partial \psi_2}{\partial p} - 2u_1 \frac{\partial \psi_6}{\partial p} - \\ & - 4u_3 \frac{\partial \psi_4}{\partial p} + 2a\omega \left(\frac{1}{45} \frac{\partial \psi_2}{\partial p} + \frac{3}{4} \frac{\partial \psi_4}{\partial p} - \frac{\partial \psi_6}{\partial p} \right) = 0; \end{aligned} \quad (\text{VI.2})$$

$$\begin{aligned} & \frac{7a}{360} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t \partial p} + a \frac{\partial^2 \psi_6}{\partial t \partial p} + \frac{a}{6} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial t \partial p} + \frac{6}{45} a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} + 6a\psi_6 \times \\ & \times \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} + \frac{4}{3} a\psi_4 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial p^2} - 2a \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \psi_4}{\partial p} - 6a \frac{\partial \psi_2}{\partial p} \frac{\partial \psi_6}{\partial p} - \\ & - \frac{a}{5} \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial p} \right)^2 + \frac{2}{3} a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial p^2} + 2a\psi_2 \frac{\partial^2 \psi_6}{\partial p^2} + 4a\psi_4 \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial p^2} - \\ & - 3a \left(\frac{\partial \psi_4}{\partial p} \right)^2 - \frac{u_1^2}{45a} - \frac{2}{3a} u_1 u_3 + \frac{1}{a} (u_3^2 + 2u_1 u_5) + \\ & + \omega \left(\frac{u_1}{12} - u_3 + 2a_5 \right) = \frac{6g}{a} \Phi_6; \end{aligned} \quad (\text{VII.3})$$

$$7\psi_7 p \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial p^2} \frac{g}{R} + \frac{7\gamma}{x-1} \psi_7 \frac{\partial \Phi_0}{\partial p} = 0. \quad (\text{VIII.1})$$

Отсюда

$$\psi_7 = 0.$$

Как видно, уравнение (VI.2) для u_5 такого же типа, что и для u_3 . Поэтому при $t=0$, $u_5=0$ получим (с целью упростить расчеты для случая $u_{10}=0$):

$$\begin{aligned}
 u_5 = & \frac{(a\omega)^5 \kappa c_2 y^3}{24 [gH_0 (\kappa - 1)]^2} \left(e^{\frac{3\kappa+2}{\kappa c_2} (y-1)} \right) \left\{ [y^4 - 2\kappa c_2 y^3 + 3(y\kappa c_2)^2 - \right. \\
 & - 3(\kappa c_2)^3 y + \frac{3}{2} (\kappa c_2)^4] \times [1] + [y^3 - \frac{3}{2} (\kappa c_2) y^2 + \frac{3\kappa^2}{2} (\kappa c_2)^2 y - \\
 & - \frac{3}{4} (\kappa c_2)^3] \times [2] + [y^2 - \kappa c_2 y + \frac{1}{2} (\kappa c_2)^2] \times [3] + \\
 & + [y - \frac{1}{2} \kappa c_2] \times [4] - [5] \left. \right\} - e^{\frac{3}{c_2} (y-1)} \left\{ [1 - 2\kappa c_2 + 3(\kappa c_2)^2 - \right. \\
 & - 3(\kappa c_2)^3 + \frac{3}{2} (\kappa c_2)^4] \times [1] + [1 - \frac{3}{2} \kappa c_2 + \frac{3}{2} (\kappa c_2)^2 - \\
 & - \frac{3}{4} (\kappa c_2)^3] \times [2] + [1 - \kappa c_2 + \frac{1}{2} (\kappa c_2)^2] \times [3] + [1 - \frac{1}{2} \kappa c_2] \times \\
 & \times [4] - [5] \left. \right\} + \frac{5(a\omega y)^3}{24 gH_0 (\kappa - 1)} \left(e^{\frac{\kappa+1}{\kappa c_2} (y-1)} \left[\frac{1}{y} (\kappa+1) \left(1 - \frac{1}{\kappa c_2} \right) - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{2\kappa+1}{2\kappa-1} \right] - e^{\frac{3}{c_2} (y-1)} \left[(\kappa+1) \left(1 - \frac{1}{\kappa c_2} \right) - \frac{2\kappa+1}{2\kappa-1} \right] \right);
 \end{aligned}$$

Здесь

$$[1] = 4 \frac{4\kappa+1}{\kappa^2 c_2};$$

$$[2] = 6 \frac{5\kappa+1}{\kappa c_2} + 4 - 6 \frac{3\kappa+1}{\kappa} \left(\frac{\kappa}{\kappa c_2} - 1 \right) - 2 \frac{4\kappa+1}{\kappa} \left(2 \frac{\kappa+1}{\kappa c_2} - 1 \right);$$

$$\begin{aligned}
 [3] = & -6 \frac{5\kappa+2}{c_2} + 3(3\kappa+1) \left(9 - 4 \frac{3-\kappa}{\kappa c_2} \right) - \frac{3\kappa+2}{\kappa} \times \\
 & \times \left\{ (3\kappa+1) \left(6 + \frac{1}{c_2} - 3 \frac{2-\kappa}{\kappa c_2} \right) - 2\kappa - 2 \frac{6\kappa-1}{c_2} \right\} + 6\kappa + \\
 & + 2 \frac{\kappa+1}{\kappa} \left\{ 3(3\kappa+1) \left(\frac{2}{\kappa c_2} - 1 \right) - 2\kappa \right\} - 6 \frac{3\kappa+1}{\kappa};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [4] = & -6\kappa(2-\kappa) - 9(7\kappa+3) + 3 \frac{2-\kappa}{\kappa c_2} (7\kappa+1) + 3 \frac{17+3\kappa}{c_2} + \\
 & + 6 \frac{3-5\kappa}{\kappa c_2} - \frac{3\kappa+2}{\kappa} \left(2 \frac{\kappa+1}{\kappa c_2} - 5\kappa - 3 \right) + 2 \frac{\kappa+1}{\kappa} \left\{ (3\kappa+1) \times \right. \\
 & \times \left(6 + \frac{1}{c_2} - 3 \frac{2-\kappa}{\kappa c_2} \right) - 2\kappa - 2 \frac{6\kappa-1}{c_2} \left. \right\} + \\
 & + 2 \left\{ (3\kappa+1) \frac{3-2\kappa}{\kappa} + 6\kappa - 1 \right\};
 \end{aligned}$$

$$[5] = 6\kappa(\kappa-1) \left(1 - \frac{1}{\kappa c_2} \right) + 2 \frac{\kappa+1}{\kappa} + \frac{2-\kappa}{\kappa} \left(5\kappa+3 - 2 \frac{\kappa+1}{\kappa c_2} \right).$$

Рассчитав u_1, u_3, u_5 для высот 50 и 80 км, при $b = 0,1$ и $u_{10} = 0$ получим соответственно $\theta u_1|_{50} = -0,41$; $\theta u_1|_{80} = -0,81$; $\theta^3 u_3|_{50} = -\theta^3 \cdot 70$; $\theta^3 u_3|_{80} = -\theta^3 \cdot 2$; $\theta^5 u_5|_{50} = \theta^5 \cdot 200$; $\theta^5 u_5|_{80} = \theta^5 \cdot 100$. Выбирая $\theta \approx 20^\circ$ найдем $u_1|_{50} \approx -12$ м/с; $u_1|_{80} \approx -25$ м/с; $u_5|_{50} \approx 0,5$ м/с; $u_5|_{80} = 0,2$, т. е. u_5 меньше u_1 примерно на два порядка. Поэтому, ограничиваясь $\theta \approx 20^\circ$, можем проводить расчеты, пренебрегая членами с множителем θ^5 и последующими, имея в виду, что решение справедливо только внутри выбранной области θ .

Приведем рисунок, иллюстрирующий u_1 , и таблицу расчетов u_1, Φ_2, T в точке максимального действия источника при различных начальных условиях.

Ветер. Как видно из расчетов, если ω направлено вверх ($b = 0,1; 0,2$), то при $u_{10} = 0$

(т. е. отсутствует циркуляция) развивается антициклон, при $u_{10} = -10$ существующий антициклон углубляется, при $u_{10} = 10$ существующий циклон разрушается

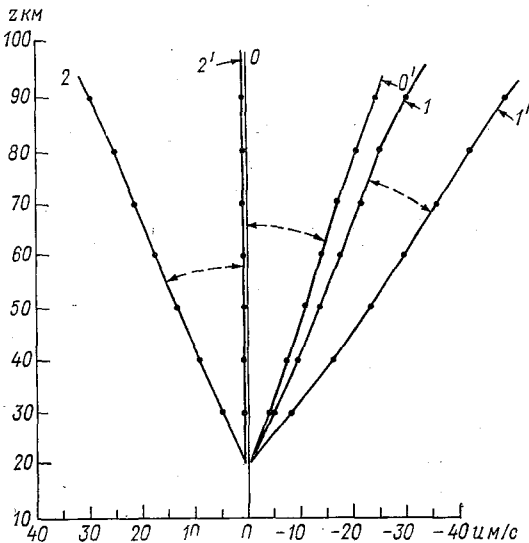


Рис. 1. Влияние на начальную циркуляцию ($0, 1, 2$) восходящих вертикальных токов, вызывающих усиление антициклоничности ($0', 1', 2'$).

и при больших ω (8—10 см/с) преобразовывается в антициклон.

Меридиональная скорость v невелика (1—2 м/с) и положительна.

Если ω направлено вниз ($b = -0,1; -0,2$), то при $u_{10} = 0$ развивается циклон, при $u_{10} = -10$ существующий антициклон разрушается и при $\omega \approx 8 \dots 10$ см/с преобразовывается в циклон, при $u_{10} = 10$ существующий антициклон углубляется.

Если меридиональная скорость отрицательна, то она направлена к полюсу. Во всех случаях с ростом высоты растет скорость $u(t)$, но и начальная скорость

$$u_0 = u_{10} \left(\ln \frac{p_0}{p} - d \right)$$

неограниченно растет с высотой, хотя известно, что сезонная зональная скорость меняет знак на высотах 80—90 км, а в конкретных ситуациях $u(0)$ с высотой может меняться в широких

Расчет ветра, геопотенциала и температуры

| | p мбар | | | | | | | | | |
|--------------------|--------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|-------|-------|
| | z км | | | | | | | | | |
| | 49,8 | 40 | 30 | 20 | 2,2 | 0,55 | 0,14 | 0,04 | 0,008 | 0,002 |
| u_{10} | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 91 | | |
| 0 | 0 | -13,6 | -26,2 | -37,4 | -48,2 | -57,8 | -69,8 | -79,9 | | |
| $u_1 b = 0,1$ | -10 | -28,8 | -54,4 | -77,9 | -99,7 | -118,8 | -142,5 | -162,1 | | |
| | 10 | 1,5 | 2,5 | 3 | 3,4 | 3,2 | 2,8 | 2,2 | | |
| | -10 | -28,8 | -54,4 | -77,9 | -99,7 | -118,8 | -142,5 | -162,1 | | |
| $u_1' b = 0,1$ | 10 | 1,5 | 2,5 | 3 | 3,4 | 3,2 | 2,8 | 2,2 | | |
| | 0 | 14,7 | 29 | 42,5 | 56,1 | 69,0 | 85,8 | 100,8 | | |
| $u_1 b = -0,1$ | -10 | -2,4 | -5 | -7,8 | -11,2 | -14,8 | -20 | -25 | | |
| | 10 | 31,9 | 63 | 92,8 | 123,5 | 153,8 | 193,4 | 223,6 | | |
| $u_1' b = -0,1$ | -10 | -2,4 | -5 | -7,8 | -11,2 | -14,8 | -20 | -25 | | |
| | 10 | 31,9 | 63 | 92,8 | 123,5 | 153,8 | 193,4 | 223,6 | | |
| $\Phi_2 b = 0,1$ | 0 | -631 | -1202 | -1697 | -2163 | -2566 | -3059 | -3462 | | |
| | -10 | -1105 | -2445 | -3880 | -4220 | -4919 | -5721 | -6347 | | |
| | 10 | 78 | 125 | 153 | 167 | 162 | 143 | 112 | | |

| | | ρ мбар | | | | | | | | | |
|----------------------|-------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--|--|
| | | 49,8 | 10 | 2,2 | 0,55 | 0,14 | 0,04 | 0,008 | 0,002 | | |
| μ_{10} | | z км | | | | | | | | | |
| | | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 91 | | |
| $\Phi'_2 b = -0,1$ | -10 | 0 | -1105 | -2445 | -3380 | -3360 | -3290 | -3212 | -3160 | | |
| | 10 | 0 | 78 | 125 | 163 | -880 | -1811 | -2900 | -3760 | | |
| $\Phi_2 b = -0,1$ | 0 | 0 | 708 | 1416 | 2103 | 2819 | 3507 | 4440 | 5290 | | |
| | -10 | 0 | -115 | -239 | -372 | -530 | -694 | -926 | -1158 | | |
| $\Phi'_2 b = -0,1$ | 10 | 0 | 1561 | 3188 | 4837 | 6630 | 8496 | 10946 | 13364 | | |
| | -10 | 0 | -115 | -239 | -372 | 1095 | 2452 | 4387 | 6250 | | |
| T_0 | 10 | 0 | 1561 | 3188 | 4837 | 6630 | 8496 | 10946 | 13364 | | |
| | 202,5 | 198,9 | 239,8 | 234,6 | 231,8 | 201,2 | 187,6 | 194,8 | | | |
| $T_0(\theta)$ | 0 | 199,9 | 196,6 | 237,8 | 232,7 | 230,3 | 199,7 | 196,3 | 193,6 | | |
| | -10 | 199,9 | 195,5 | 237 | 232,2 | 229,7 | 199,4 | 196 | 193,6 | | |
| $T'_0(\theta)$ | 10 | 199,9 | 197,7 | 238,7 | 233,5 | 230,7 | 200,2 | 197,6 | 193,9 | | |
| | -10 | 199,9 | 195,5 | 237 | 232,2 | 231,2 | 200,6 | 197 | 194,7 | | |
| | 10 | 199,9 | 197,7 | 238,7 | 233,5 | 228,9 | 198,7 | 195,6 | 194,8 | | |

Расчеты проводились при $b = \pm 0,1$ (для T $b = \pm 0,2$), $\nu = 0,1$, $d = 3$, $A = 12$, $a\omega = 465$ м/с, $\omega_1 = 3,6 \cdot 10^{-5}$ 1/с, $H_0 = \Phi_{00} = 6770$ м, $T_0 = 205$ К ($20 \leq z \leq 35$), $T_0 = 250$ К ($35 < z \leq 60$), $T_0 = 220$ К ($60 < z \leq 91$).

пределах. Если выбрать скорость $|u|$ растущей с высотой до 50 км и убывающей выше,

$$u(0)|_{\leq 50} = u_{10} \left(\ln \frac{p_0}{p} - d \right), \quad u(0)|_{> 50} = u_{10} \left(A + \ln \frac{p}{p_0} \right),$$

где A — коэффициент смены знака $u(0)$, то аналогично предыдущему из III—V можно получить $u_1, u_3, \Phi_2, \Phi_4, v$ для высот более 50 км:

$$\begin{aligned} u'_1 &= y c_7 e^{\frac{1}{c_2}(y-1)} - a\omega; \\ \Phi'_2 &= \frac{1}{2g} \left\{ y^2 c_7^2 e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} - (a\omega)^2 \right\}; \\ u'_3 &= \frac{c_7 y}{12} e^{\frac{1}{c_2}(y-1)} + \frac{a\omega}{6} - \frac{y^2}{12} (c_7 + 2a\omega) e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} - \\ &- \frac{(x c_7 y)^2 c_2}{2g H_0 (x-1)} \left\{ \frac{c_7}{x^2 c_2} \left[(y^2 - 2x c_2 (y - x c_2)) e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - \right. \right. \\ &- \left. \left. (1 - 2x c_2 (1 - x c_2)) e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right] + \frac{1}{x} \left[c_7 \left(1 - \frac{2-x}{x c_2} \right) + \right. \right. \\ &+ \left. \left. c_8 + u_{10} \frac{x+1}{x c_2} \right] \left[(y - x c_2) e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - (1 - x c_2) e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right] + \right. \\ &+ \left. \left[c_7 \left(2 + \frac{1-x}{x^2 c_2} \right) - c_8 \frac{x+2}{x} + 3 \frac{u_{10}^2}{c_7 c_2} + u_{10} \left(-\frac{3x+1}{x} - \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. - \frac{x^2+x+1}{x^2 c_2} + \frac{c_8}{c_7} \frac{3x+1}{x} \right) \right] \left[e^{\frac{2x+1}{x c_2}(y-1)} - e^{\frac{2}{c_2}(y-1)} \right] \right\}; \end{aligned}$$

Здесь

$$c_7 = a\omega + u_{10} \left(\frac{1}{c_2} + A + 1 - d \right); \quad c_8 = a\omega + u_{10} (A + 1 - d);$$

$$\begin{aligned} v' &= -a\theta \frac{b \gamma \omega_1 \sin \omega_1 t}{\Gamma} \times \left\{ \left(1 + \frac{y}{c_2} \right) \left(1 + \frac{\theta^2}{12} \right) - \right. \\ &- \theta^2 \frac{xy}{2g H_0 (x-1)} e^{\frac{x+1}{x c_2}(y-1)} \left(y c_7 \left[\frac{y-1}{x c_2} + \frac{1}{y} \right] \left[\left(2 \frac{x+1}{x} y - \right. \right. \right. \\ &- \left. \left. \frac{x+1}{x} \right) c_7 + 2u_{10} \right] + \left[\left(\frac{2x+1}{x} y - \frac{x+1}{x} \right) c_7 + u_{10} \right] \times \\ &\times \left[2c_8 (y-1) + u_{10} \frac{x+1}{x c_2} y - 2u_{10} - c_7 (y-1) \right] + \\ &+ u_{10} \left[c_7 (y-2) + u_{10} \right] \left[\left(\frac{2x+1}{x} y - \frac{x+1}{x} \right) \frac{1}{c_2} + 1 \right] + \\ &+ u_{10} c_8 \left(\frac{2x+1}{x} y - \frac{x+1}{x} \right) + u_{10}^2 \frac{y-2}{c_2} + \\ &\left. + y c_7 \left[\frac{c_7}{x} (y-1) + \frac{u_{10}}{x} + \frac{u_{10}}{y} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, меняя d и A (высоты смены знака $u(0)$), можно олучать послонное влияние w на циклон—антициклон для конретных начальных условий при различных его направлениях (см. абл. 1).

Геопотенциал. При $w > 0$ в центре вихря (Φ_0) происходит больший, чем на периферии, подъем атмосферы — куполообразное возгущение с выпуклой вершиной — антициклон, при $w < 0$ в центре вихря отмечается большее опускание, чем на периферии, — циклон. Иричем, выбирая различные Φ_{00} (т. е. высоты однородной атмосферы) для случая кусочной изотермии, можно получить при положительной вертикальной скорости подъем в мезосфере и опускание в стратосфере.

Температура. Мы решали изотермическую задачу, но, выбирая кусочную изотермию в страто- и мезосфере, можно получить возгущенную температуру и в центре, и по краям вихря.

При $w > 0$ стратосфера остывает на $8-9^\circ\text{C}$, мезосфера — на $15-16^\circ\text{C}$ (на периферии температура ниже, чем в центре), при $w < 0$ стратосфера нагревается на $5-6^\circ\text{C}$, мезосфера — на $2-13^\circ\text{C}$, на периферии вихря температура выше, чем в центре. В обоих случаях влияние начального ветра на температуру мало ($1-2^\circ\text{C}$).

Таким образом, в результате аналитического решения системы уравнений (I) [1] показана принципиальная возможность проникновения возмущений сверху вниз и в трехмерном случае (для изотермической атмосферы). Решение системы (I) для реальной температурной стратификации возможно только на быстродействующих ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекорюков В. И., Задвернюк В. М., Михневич В. В. Гидродинамическая модель передачи возмущений из верхней атмосферы вниз. См. наст. сборник.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ТРОПОСФЕРОЙ И СТРАТОСФЕРОЙ

При моделировании бароклинических процессов в атмосфере тропосферу и стратосферу корректно рассматривать как единую систему. Взаимодействие этих слоев может осуществляться, как указано в [4, 6], посредством многих динамических механизмов, одним из которых является распространение волновых возмущений в вертикальном направлении. Последнее тесно связано с вертикальными движениями.

В верхней половине тропосферы и нижней стратосфере большая часть энергии приходится на зональную циркуляцию. Поэтому в первом приближении процесс взаимодействия между указанными слоями можно рассматривать как зональный.

В настоящей статье излагаются некоторые результаты по исследованию нелинейного взаимодействия меридиональных волн зональной циркуляции тропосферы и стратосферы до высоты 30 км.

При построении моделей зональной циркуляции используются уравнения гидродинамики, осредненные по кругу широты [2]. Возможен также способ выделения из системы уравнений гидродинамики той части, которая описывает лишь зональные движения. Для этого необходимо, чтобы система гидродинамических уравнений допускала разделение на зональное и незональное движения. В частности, таким свойством обладают спектральные аналоги гидродинамических уравнений, записанных для базиса обобщенных сферических функций [3].

Для построения бароклинической модели зональной циркуляции в качестве исходных уравнений в настоящей работе была использована система спектральных аналогов уравнений гидродинамики записанных по системе обобщенных сферических функций для зональных гармоник [3]:

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} - 2\omega l [A_l V_{l+1} + B_l V_{l-1}] = - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l; \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} + 2\omega l [A_l U_{l+1} + B_l U_{l-1}] = - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l; \quad (2)$$

$$\frac{\partial S_l}{\partial t} + \left(\frac{\partial S_q}{\partial p} - \frac{x-1}{x p} S_q \right) \tau_l - \sum_{k=0}^L \sum_{q=1}^L \bar{\sigma} \left\{ \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} + \right. \\ \left. + c(k, q, l; 1, -1, 0) S_q \left[\delta_1 \frac{2a}{\sqrt{k(k+1)}} \frac{\partial \tau_k}{\partial p} + \delta_2 (V_k - U_k) \right] \right\} = 0; \quad (3)$$

$$S_l = - \frac{p}{R} \frac{\partial \Phi_l}{\partial p}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tau_l}{\partial p} - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{2a} [V_l + U_l] = 0, \quad (5)$$

где

$$A_l = \frac{\sqrt{l(l+2)}}{2l+3}; \quad B_l = \frac{\sqrt{l^2-1}}{2l-1};$$

$\Phi_l, V_l, U_l, S_l, \tau_l$ — коэффициенты рядов обобщенных сферических функций:

$$\Phi = \sum_{l=1}^L \Phi_l p_{00}^l(\cos \theta); \quad V = \sum_{l=1}^L V_l p_{1,0}^l(\cos \theta);$$

$$U = \sum_{l=1}^L \bar{U}_l p_{-1,0}^l(\cos \theta); \quad T = \sum_{l=1}^L S_l p_{0,0}^l(\cos \theta);$$

$$\tau = \sum_{l=1}^L \tau_l p_{0,0}^l(\cos \theta);$$

$p_{m,n}^l(\cos \theta)$ — обобщенные сферические функции; $c(k, q, l; s, j, s+j)$ — коэффициенты Клебша—Гордано; U, V, τ — составляющие ветра; T, Φ — температура и геопотенциал;

$$\bar{\sigma} = \begin{cases} c(k, q, l, 0, 0, 0) & \text{при } |k-q| \leq l \leq k+q \\ 0 & \text{при } l > k+q, l < |k-q|; \end{cases}$$

$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$; l — волновое число; R — универсальная газовая постоянная;

$$\delta_1 = \begin{cases} 1 & \text{при } (l-k-q) \text{ — четное} \\ 0 & \end{cases}$$

$$\delta_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } (l-k-q) \text{ — нечетное} \\ 1 & \end{cases}$$

Решая систему (1) — (5) относительно спектрального аналога вертикальных скоростей τ_l , получаем

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial^2 \tau_l}{\partial p^2} + \frac{4\omega^2 p}{Ra^2} \left[\frac{\sqrt{l}}{l(2l+5)(2l+3)} \frac{\partial^2 \tau_{l+2}}{\partial p^2} + \right. \\
 & + \frac{\sqrt{(l+2)(2l+1)(2l+3)(l+1)(l-1)^2}}{(2l+3)(2l+1)l(l+1)(4l^2-1)} \frac{\partial^2 \tau_l}{\partial p^2} + \\
 & + \left. \frac{\sqrt{l+1}}{(2l-1)(2l+3)\sqrt{l-1}} \frac{\partial^2 \tau_{l-2}}{\partial p^2} - \right. \\
 & - \left. \frac{p}{Ra^2 \rho} \left(S_q^0 - \int \frac{\partial^2 \tau_q}{\partial p^2} dt - \frac{x-1}{xR} \int \frac{\partial \tau_q}{\partial p} dt \right) \tau_l - \right. \\
 & - \left. \frac{p}{2Ra^2} \sum_{k=0}^L \sum_{q=1}^L \frac{1}{\sigma} \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} \left\{ c(k, q, l; 0, 0, 0) - \right. \right. \\
 & - \left. \left. c(k, q, l; 1, -1, 0) \left(S_l^0 - \frac{p}{\rho R} \int \frac{\partial \tau_l}{\partial p} dt \right) \right\} \times \right. \\
 & \times \delta_1 \frac{2a}{\sqrt{k(k+1)}} \frac{\partial \tau_k}{\partial p} + 4\delta_2 \omega i \int \left[\frac{\sqrt{l}}{(2l+3)\sqrt{l+1}} \frac{\partial \tau_{l+1}}{\partial p} + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\sqrt{l+1}}{\sqrt{(2l+1)l}} \frac{\partial \tau_{l-1}}{\partial p} \right] \right\} = \varepsilon_l. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Поскольку система (6) записана для зональной циркуляции, то краевые условия на верхней и нижней границах можно принять

$$\tau_l|_{p=0} = 0; \quad \tau_l|_{p=p_s} = 0, \quad (7)$$

где p_s — давление у поверхности Земли.

Для решения системы уравнений (6) запишем ее конечно-разностный аналог

$$\begin{aligned}
 & [\tau_{j+1, i+1, l} - 2\tau_{j+1, i, l} + \tau_{j+1, i-1, l} - (\tau_{j, i+1, l} - \tau_{j-1, i+1, l}) - \\
 & - \tau_{j, i+1, l} + 2(\tau_{j, i, l} - \tau_{j-1, i, l}) + 2\tau_{j, i, l} - \\
 & - (\tau_{j, i-1, l} - \tau_{j-1, i-1, l}) - \tau_{j, i-1, l}] / \Delta t^2 \Delta p^2 = L[\tau_l], \quad (8)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 L[\tau_l] = & \omega^2 \left\{ \frac{\sqrt{l}}{l(2l+5)(2l+3)} \frac{\tau_{j, i+1, l+2} - 2\tau_{j, i, l+2} + \tau_{j, i-1, l+2}}{\Delta p^2} + \right. \\
 & + \left[\frac{l+2}{(l+1)(2l+3)(2l+1)} + \frac{\sqrt{l+2}}{l(l+1)(4l^2-1)l} \right] \times \\
 & \times \frac{\tau_{j, i+1, l} - 2\tau_{j, i, l} + \tau_{j, i-1, l}}{\Delta p^2} + \\
 & + \left. \frac{\sqrt{l(l+2)}}{(2l-1)(2l-3)} \frac{\tau_{j, i+1, l-2} - 2\tau_{j, i, l-2} + \tau_{j, i-1, l-2}}{\Delta p^2} \right\} - \\
 & - \frac{Rl(l+1)}{a^2 p} \left\{ \frac{S_{i+1, l}^0 - S_{i, l}^0}{\Delta p} - \frac{p \Delta t}{\rho R \Delta p^2} (\tau_{j, i+1, l} - 2\tau_{j, i, l} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\tau_{j-1, i-1, l} + \tau_{j-1, i+1, l} - 2\tau_{j-1, i, l} + \tau_{j-1, i-1, l} - \\
& - \frac{\kappa-1}{\kappa p} \left[S_{i, l}^0 - \frac{p \Delta t}{\rho R \Delta p} (\tau_{j, i+1, l} - \tau_{j, i, l} + \tau_{j-1, i+1, l} - \tau_{j-1, i, l}) \right] \times \\
& \times \tau_{j, i, l} + \frac{R}{a^2 p} \sum_{k=0}^L \sum_{q=1}^L \bar{\sigma} \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; 1, -1, 0) S_{i, q}^0 \times \\
& \times \left\{ \delta_1 \frac{2a}{\sqrt{k(k+1)} \Delta p} (\tau_{j, i+1, k} - \tau_{j, i, k}) + \frac{\delta_2 \omega \Delta t}{\Delta p} \frac{\sqrt{l}}{(2l-3)\sqrt{l+1}} \times \right. \\
& \times \left[(\tau_{j, i+1, l+1} - \tau_{j, i, l+2} + \tau_{j-1, i+1, l+1} - \tau_{j-1, i, l+1}) + \right. \\
& \left. \left. + \frac{\sqrt{l^2-1}}{(l+1)\sqrt{2l-1}} (\tau_{j, i+1, l-1} - \tau_{j, i, l-1} + \right. \right. \\
& \left. \left. \left. + \tau_{j-1, i+1, l-1} - \tau_{j-1, i, l-1}) \right] \right\};
\end{aligned}$$

$S_{i, l}^0$ — спектральные амплитуды температуры.

Поскольку система (6) имеет две производные по времени, необходимо задать два начальных условия:

$$\tau_l \Big|_{t=0} = \tau_H; \quad \frac{\partial \tau_l}{\partial t} \Big|_{t=0} = \tau'_H.$$

Для расчета начальных значений зональных амплитуд вертикальных скоростей использовался спектральный аналог уравнения притока тепла (3) в диагностической форме

$$\begin{aligned}
\tau_l = \frac{1}{\Gamma_l} \left\{ \sum_{R=0}^L \sum_{q=1}^L \bar{\sigma} \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; 1, -1, 0) \frac{\partial \Phi_q}{\partial p} \times \right. \\
\left. \times [\delta_1 (V_k + U_k) + \delta_2 (V_k - U_k)] \right\},
\end{aligned}$$

где

$$\Gamma_l = \frac{\partial^2 \Phi_l}{\partial p^2} - \frac{\kappa-1}{\kappa p} \frac{\partial \Phi_l}{\partial p}.$$

Расчет вертикальных скоростей в значительной мере зависит от вертикального градиента температуры. Поэтому в системе (6) параметр статической устойчивости считался переменным. Последнее требует задания начальной информации по вертикали не только на стандартных изобарических уровнях, но и на промежуточных. Для восстановления аэрологической информации на промежуточных уровнях использовался метод полиномиальной интерполяции.

Расчет вертикальных скоростей в атмосфере вызывает определенные трудности. Они связаны с тем, что значения вертикальных

скоростей малы по сравнению с величинами, по которым они рассчитываются. В частности, недостаточная точность расчета вертикальных скоростей по уравнению притока тепла связана с ошибками при расчете адвекции тепла. Спектральный метод решения уравнений гидродинамики не связан с сеточной аппроксимацией производных по горизонтали, и указанный недостаток здесь не имеет место.

При изучении взаимодействия тропосферы и стратосферы наибольший интерес представляют крупномасштабные процессы и связанные с ними упорядоченные вертикальные скорости. Для выяв-

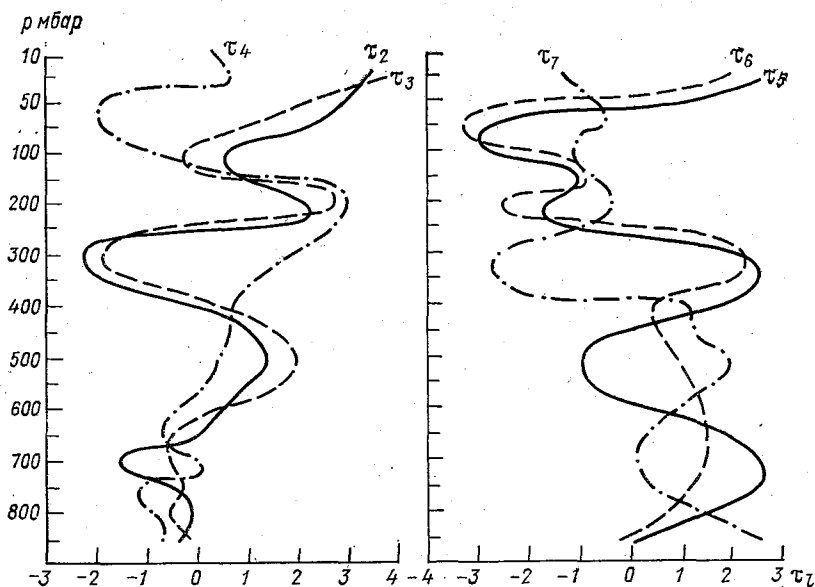


Рис. 1. Вертикальный профиль спектральных амплитуд вертикальной скорости.

ления структуры вертикальных скоростей был произведен анализ вертикальных профилей их спектральных амплитуд. На рис. 1 представлены вертикальные профили τ_i в слое 800—10 мбар. Оказалось, что профили спектральных аналогов вертикальных скоростей представляются 3—4 волнами по вертикали. Последнее указывает на то, что принятая методика расчета вертикальных скоростей отражает вертикальные движения, связанные с крупномасштабными процессами в тропосфере и стратосфере.

В настоящей статье не ставится задача подробного анализа междуширотного и вертикального обмена энергией в зональной циркуляции, а рассмотрен лишь пример, позволяющий проследить передачу энергии в триплетном взаимодействии зональных гармоник по вертикали и во времени. Как показано в [5], уравнения гидродинамики, разложенные по любому набору ортогональных функ-

ций, приводят к системе гидродинамического типа, являющейся суперпозицией простейших триплетов.

Проведем анализ зональных триплетов в бароклининой модели зональной циркуляции. Для этого воспользуемся рядами:

$$\tau_j = \sum_{k=0}^L \tau_k T_{00}^k(\theta); \quad (9)$$

$$\tau_{j+1} = \sum_{q=0}^L \tau_q T_{00}^q(\theta), \quad (10)$$

где

$$T_{00}^k = p_{00}^k(\cos \theta); \quad T_{00}^q = p_{00}^q(\cos \theta);$$

τ_k, τ_q — спектральные амплитуды вертикальной скорости зональной циркуляции.

Исследуем возможность генерации меридиональных волн в модели зональной циркуляции. В процессе взаимодействия гармоник (9) — (10) получаем [3]

$$T_{00}^k T_{00}^q = \sum_{\nu=k-q}^{k+q} c(k, q, \nu; 0, 0, 0) c(k, q, \nu; 0, 0, 0) T_{00}^{\nu}.$$

В линейной комбинации функции T_{00}^{ν} с набором коэффициентов Клебша—Гордано $c(k, q, \nu; 0, 0, 0) c(k, q, \nu; 0, 0, 0)$ в некоторый момент времени и на некоторой поверхности p_j генерируются волны типа $p_{00}^{\nu}(\cos \theta)$. В мультикомплексе L волн при комбинации $k - q, k + q$ энергия одних меридиональных волн может увеличиваться или уменьшаться за счет энергии других меридиональных волн.

В многоуровневой модели зональной циркуляции при $l = 1, 2, \dots, L$ довольно сложно проследить передачу энергии во времени по спектру и по вертикали. Поэтому здесь мы ограничимся анализом передачи энергии путем построения схемы триплетного каскадного процесса, определяемого по перемещению очагов положительных и отрицательных значений спектральных амплитуд в слое 850—10 мбар. Эти данные получены в результате интегрирования бароклининой модели зональной циркуляции сроком на 5 суток.

На рис. 2 представлен этот каскадный процесс. В диаграмму введено условие непрерывности по волновому числу. По абсциссе отложены номера гармоник, по ординате — высоты уровней в миллибарах. Кружками обозначены центры очагов положительных и отрицательных значений спектральных амплитуд τ_l . Числа означают время в часах. Стрелками указаны перемещения центров очагов в спектре зональных гармоник во времени по вертикали. Анализируя рисунок, можно отметить, что в верхней половине атмосферы, т. е. в слое 400—10 мбар, наблюдается активное перемещение центров очагов как по спектру, так и по вертикали. В нижней же части атмосферы передача энергии по спектру несколько замедленная. На рис. 2 также можно выделить уровни,

через которые в моделируемом процессе ослаблена передача энергии по вертикали. Один из этих уровней располагается около поверхности 200 мбар, т. е. в слое тропопаузы, другой — вблизи

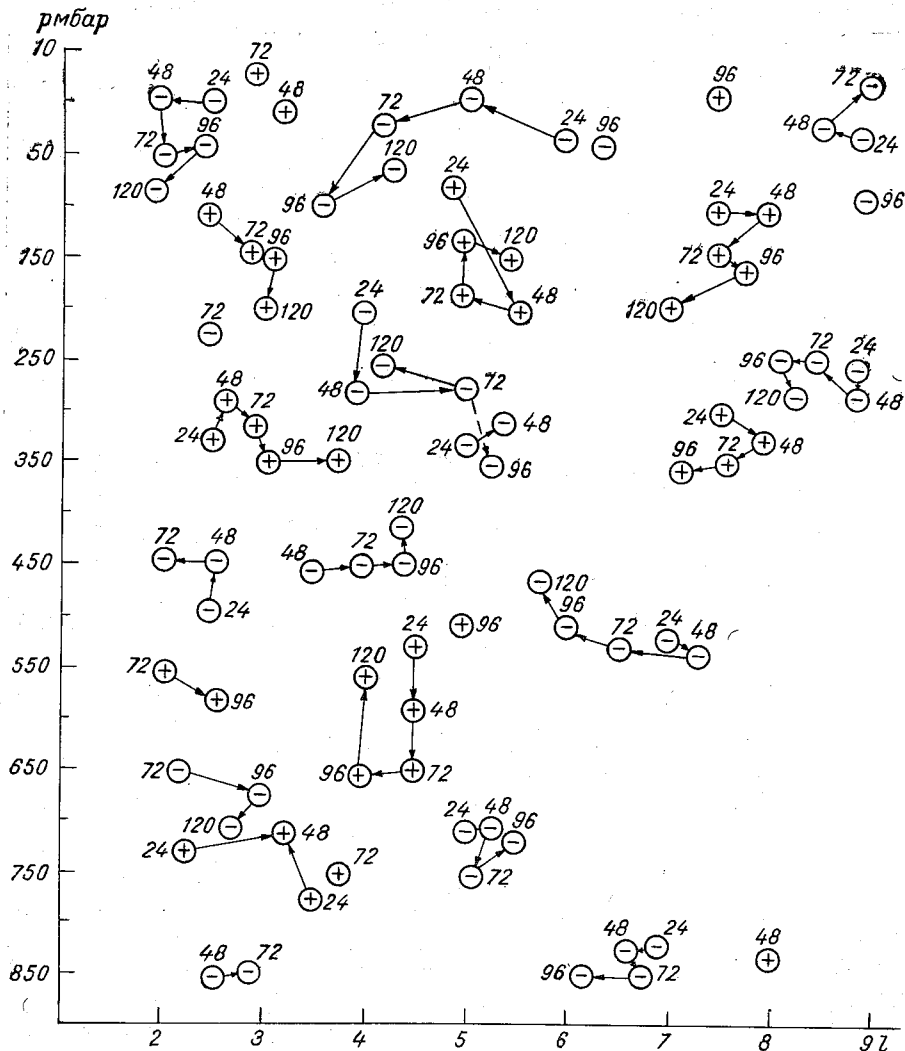


Рис. 2. Схема триплетного каскадного процесса, определяемого по перемещению очагов положительных и отрицательных значений спектральных амплитуд τ_e в слое 850—10 мбар при интегрировании зональной модели на 120 ч с введением условия непрерывности по волновому числу.

400 мбар. Последний по положению соответствует среднему энергетическому уровню [1]. Эти результаты подтверждают, что бароклинная модель зональной циркуляции отражает основные черты реальной атмосферы.

В заключение можно отметить, что разработанная бароклини-
ная модель зональной циркуляции с детальным разрешением по
вертикали может быть использована для анализа передачи энер-
гии, получаемой от внешних источников, в зональном спектре по
вертикали.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П. Вопросы энергетики атмосферных процессов.— Л.: Гидрометеоздат, 1960.— 167 с.
2. Должанский Ф. В. О расчете зональной циркуляции атмосферы.— Изв. АН СССР. «Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, № 7, с. 659—671.
3. Ефимов В. А. Математическое моделирование долговременных нестационарных планетарных процессов в системе «океан—атмосфера».— Труды ААНИИ, 1976, т. 336, 248 с.
4. Курбаткин Г. П. Исследование ультрадлинных атмосферных волн.— В кн.: Численные методы решения задач прогноза погоды и общей циркуляции атмосферы. Новосибирск, 1970, с. 174—226.
5. Нелинейные системы гидродинамического типа/Под ред. А. М. Обухова.— М.: Наука, 1974.— 158 с.
6. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 254 с.

К ВОПРОСУ ОБ ИСТОЧНИКЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СТРАТОСФЕРЕ

Во время геомагнитных возмущений в высокоширотной стратосфере электрическое поле испытывает сильные вариации. В частности, зональная компонента электрического вектора, направленная вдоль широты, в области под авроральным западным электроджетом может ослабляться [11] и даже изменять знак [2, 15]. Компонента, направленная к югу, достигает максимальных значений вслед за максимумом возмущения в H -компоненте геомагнитного поля [12]. Вертикальная компонента иногда испытывает существенные вариации. Согласно [13], на поверхности земли вертикальное поле может изменяться на 800 В/м.

Вариации в электрическом поле в стратосфере и их влияние на процессы в этой области остаются мало изученными. Остается невыясненным вопрос о местоположении источников возмущений электрического поля. Согласно теоретическим представлениям [10], зональное поле западного направления генерируется в магнитосферном шлейфе и переносится без ослабления вдоль силовых линий геомагнитного поля в высокоширотную ионосферу. Данные баллонных наблюдений, показывают, что величина этого поля, измеренного в стратосфере, соответствует теоретической модели. Однако во время развития геомагнитных суббурь величина зонального поля испытывает указанные выше вариации, что свидетельствует о возможности нарушения проводимости вдоль авроральной трубки при развитии турбулентности.

В настоящей работе предлагается интерпретация наблюдаемых электростатических ионно-циклотронных колебаний в магнитосферной плазме с точки зрения взаимодействия встречных потоков горячих протонов. Исследуются условия, при которых дисперсионное уравнение имеет неустойчивые решения.

В плазменном слое магнитосферного шлейфа во время так называемых суббурь появляются потоки горячей плазмы. По наблюдениям за протонами установлено, что плазма вдоль оси слоя движется со скоростью, превышающей 800 км/с [8, 14]. Согласно [9], потоки генерируются в области образования нейтральной точки.

Обнаруженная недавно электростатическая ионно-циклотронная мода связана с появлением продольных потоков протонов [7].

Будем считать, что из области образования нейтральной точки в течение длительного времени (время наблюдения направленных потоков составляет несколько минут — десятки минут [11]) в сторону Земли инжектируется горячая плазма со скоростью дрейфа вдоль геомагнитного поля, намного превышающей поперечную. Наличие магнитных пробок вблизи полярной ионосферы обеспечивает создание встречного потока, который будет взаимодействовать с начальным. Если пренебречь дрейфовой скоростью по сравнению с тепловой скоростью электронов, то можно описать плазму функцией распределения по скоростям вида:

для электронов

$$f_e(V_{\perp} V_{\parallel}) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{\parallel e}} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2\pi T_{\perp e}} \exp \left[-\frac{m_e V_{\perp}^2}{2T_{\perp e}} - \frac{m_e V_{\parallel}^2}{2T_{\parallel e}} \right] n_e, \quad (1)$$

для протонов

$$f_i(V_{\perp} V_{\parallel}) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_{\parallel i}^{(1)}} \right)^{1/2} \frac{m_i}{2\pi T_{\perp i}^{(1)}} \exp \left[-\frac{m_i V_{\perp}^2}{2T_{\perp i}^{(1)}} - \frac{m_i (V_{\parallel} - V^{(1)})^2}{2T_{\parallel i}^{(1)}} \right] n_i^{(1)} + \left(\frac{m_i}{2\pi T_{\parallel i}^{(2)}} \right)^{1/2} \frac{m_i}{2\pi T_{\perp i}^{(2)}} \times \\ \times \exp \left[-\frac{m_i V_{\perp}^2}{2T_{\perp i}^{(2)}} - \frac{m_i (V_{\parallel} + V^{(2)})^2}{2T_{\parallel i}^{(2)}} \right] n_i^{(2)}, \quad (1')$$

где индексы ⁽¹⁾ и ⁽²⁾ означают первый и встречный потоки протонов с температурами $T_{\perp i}$ и $T_{\parallel i}$, плотностью n_i и скоростью дрейфа V .

Рассмотрим дисперсионное уравнение электростатических колебаний магнитоактивной плазмы [4, 5], подставив в него функцию распределения (1), положив при этом $T_{\perp i}^{(1)} = T_{\perp i}^{(2)} = T_{\perp i}$; $T_{\parallel i}^{(1)} = T_{\parallel i}^{(2)} = T_{\parallel i}$; $|V^{(1)}| = |V^{(2)}| = V$; $n_i^{(1)} = n_i^{(2)}$; $n_i^{(1)} + n_i^{(2)} = n_e$.

Будем иметь:

$$-k^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_n(\mu_i)}{\lambda_{D_i}^2} \left\{ \frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel i}} + \frac{(\nu - k_{\parallel} V + n\Omega_i) T_{\perp i} - n\Omega_i T_{\parallel i}}{2k_{\parallel} A_{\parallel i} T_{\parallel i}} Z(\rho^-) + \frac{(\nu + k_{\parallel} V + n\Omega_i) T_{\perp i} - n\Omega_i T_{\parallel i}}{2k_{\parallel} A_{\parallel i} T_{\parallel i}} Z(\rho^+) \right\} + \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_n(\mu_e)}{\lambda_{D_e}^2} \left\{ \frac{T_{\perp e}}{T_{\parallel e}} + \frac{(\nu + n\Omega_e) T_{\perp e} - n\Omega_e T_{\parallel e}}{k_{\parallel} A_{\parallel e} T_{\parallel e}} Z(\rho) \right\}; \quad (2)$$

$$\Gamma_n(\mu) = I_n(\mu) \cdot \exp(-\mu); \quad \rho^{\pm} = \frac{\nu \pm k_{\parallel} V + n\Omega_i}{k_{\parallel} A_{\parallel i}};$$

$$\rho = \frac{\nu + n\Omega_e}{k_{\parallel} A_{\parallel e}}; \quad \mu = \frac{1}{2} k_{\perp}^2 R^2,$$

где k_{\perp} и k_{\parallel} — поперечная и продольная компоненты волнового вектора \mathbf{k} ; λ_D — длина Дебая; R — ларморовский радиус; Ω — гирочастота; ν — комплексная частота; I_n — модифицированная функция Бесселя; Z — плазменная дисперсионная функция аргумента ρ ; A_{\parallel} — продольная компонента тепловой скорости.

Приближенное решение (2) в области, где выполняются неравенства

$$\begin{aligned} |\omega \pm k_{\parallel} V + n\Omega_i| &\gg k_{\parallel} A_{\parallel i}; \\ |\omega + n\Omega_e| &\gg k_{\parallel} A_{\parallel e} \text{ при } n \neq 0; \\ \omega &\ll k_{\parallel} A_{\parallel e} \text{ при } n = 0; \\ (\omega \pm k_{\parallel} V + n\Omega_i)^2 &\gg \gamma^2, \end{aligned}$$

и в диапазоне длин волн $k_{\perp} R_e \ll 1$, $k_{\perp} R_i \gg 1$ имеет вид системы уравнений для нахождения вещественной (ω) и мнимой (γ) частей частоты

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \Gamma_n(\mu_i) \cdot n \left(\frac{1}{\tilde{\omega} + n - s} + \frac{1}{\tilde{\omega} + n + s} \right) = -2\tau; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} \left\{ 4 + \left(\frac{k_{\parallel} A_{\parallel e}}{\Omega_i} \right)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_n(\mu_i)}{2\tau} n \frac{1}{\tilde{\omega}} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{(\tilde{\omega} + n - s)^2} + \frac{1}{(\tilde{\omega} + n + s)^2} \right] \right\} = \sqrt{\pi} \frac{\Omega_i}{k_{\parallel} A_{\parallel e}}, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\tau = \frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel e}}; \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega}{\Omega_i}; \quad \tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{\Omega_i}; \quad s = \frac{k_{\parallel} V}{\Omega_i}.$$

Аналитическое решение (3) возможно, если оставить член с $n = -1$, дающий наибольший вклад в сумму [3]. Тогда имеем

$$\tilde{\omega}_{1,2} \cong 1 + \frac{\Gamma_1(\mu_i)}{2\tau} \pm \frac{\Gamma_1(\mu_i)}{2\tau} \left[1 + \left(\frac{2\tau s}{\Gamma_1(\mu_i)} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Результаты численного решения уравнения (3) для 15 первых членов суммы при $s = 0,1$ и $\mu_i = 1,5$ приведены на рис. 1. Решением являются точки пересечения прямой -2τ с семейством кривых

$$f\left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right) = \sum_{n=-7}^7 \Gamma_n(\mu_i) n \left(\frac{1}{\tilde{\omega} + n - s} + \frac{1}{\tilde{\omega} + n + s} \right).$$

При малых s или $s \ll 1$ и при больших отношениях температур τ решение приближается к значениям циклотронных гармоник $\tilde{\omega} \sim m$.

Для $\omega \sim \Omega_i$ из (4) с учетом только члена с $n = -1$ условие раскачки ($\gamma > 0$) имеет вид

$$\frac{\Gamma_1(\mu_i)}{4} \frac{m_i}{m_e} \frac{T_{\parallel e}}{T_{\parallel i}} \frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp i}} \left(\frac{A_{\parallel i}}{V} \right)^2 < 1. \quad (5)$$

В магнитосфере во время развития взрывной фазы суббури наблюдается изотропное распределение электронов по скоростям ($T_{\parallel e} \sim T_{\perp e}$). Следовательно, (5) можно упростить:

$$\frac{T_e}{T_{\perp i}} < \frac{4}{\Gamma_1(\mu_i)} \left(\frac{V}{A_e} \right)^2, \quad (6)$$

где A_e — тепловая скорость электронов.

Таким образом, неравенство (6) выполняется при относительно больших отношениях температур $T_{\perp i}/T_{\parallel e}$, дрейфовой скорости потока протонов V и относительно больших $k_{\perp} R_i$. Параметры магнитосферной плазмы во время развития взрывной фазы суббури отвечают условиям, полученным выше. Наблюдаемые ионно-циклотронные волны могут раскачиваться в магнитосферной плазме при взаимодействии встречных потоков горячих протонов с большой перпендикулярной температурой.

Оценим величину аномальной проводимости плазмы при развитии в ней электростатической ионно-циклотронной турбулентности по известной формуле Бунемана:

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m\nu}, \quad (7)$$

где ν — частота столкновений электронов с рассеивающими центрами, N — число частиц, m и e — масса и заряд электрона.

Следует отметить, что строгая постановка задачи о нахождении проводимости турбулентной плазмы требует учета обмена импульсом колебаний с электронами и ионами плазмы [1]. Для грубой оценки подставим в формулу Бунемана вместо ν значение инкремента γ . Для магнитосферных параметров: $T_e/T_{\perp i} \sim 0,1$, $V \sim 1000$ км/с, $A_e \sim 16000$ км/с нетрудно получить

$$\tilde{\gamma} \cong 0,44 \frac{1}{1 - \Gamma_1(\mu_i) \cdot 0,4} \left(\frac{\Omega_i}{k_{\parallel} A_{\parallel e}} \right). \quad (8)$$

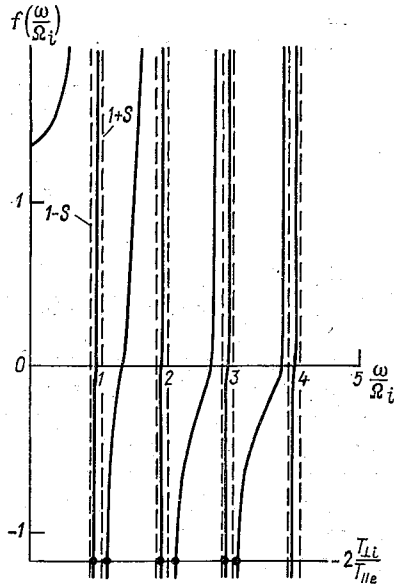


Рис. 1. Графики семейства кривых

$$f\left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right) \text{ и прямой } Y = -2 \frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel e}}$$

Точки пересечения прямой Y с семейством кривых — решения трансцендентного уравнения относительно частоты ω , при $s=0,1$ и $\mu_i=1,5$.

Для $\Gamma_1(\mu_i) < 0,016$, т. е. для $\mu_i > 3,5$, $\gamma > 0$. Для оценки k_{\parallel} воспользуемся универсальным соотношением [1]

$$\frac{d\varepsilon_e}{d\varepsilon_i} \sim \frac{V}{\omega/k_{\parallel}}, \quad (9)$$

где в левой части стоит отношение скорости нагрева электронов к скорости нагрева ионов, а в правой — величина отношения дрейфовой скорости потока протонов к фазовой скорости волн вдоль магнитного поля.

Запишем (9) в виде

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_i} \sim \frac{V}{\omega/k_{\parallel}}$$

или

$$\frac{T_e}{T_i} \sim \frac{V}{\omega/k_{\parallel}}.$$

При условии, что $T_e/T_i \sim 0,1$, получим $k_{\parallel} \sim 0,1\omega/V$.

На частоте $\omega \sim \Omega_i$ $k_{\parallel} \sim 0,1\Omega_i/V$.

Значение $\tilde{\gamma}$ равно около 0,625. Подстановка $\tilde{\gamma}$ в (7) при $N \sim 0,3 \text{ см}^{-3}$ и $B \sim 50\gamma$ дает $\sigma \sim 0,001 \text{ См/м}$. Значение σ согласуется с данными, полученными в работах [6, 7].

Таким образом, ионно-циклотронные волны могут развиваться в системе со встречными потоками энергичных протонов. Оценки проводимости плазмы для магнитосферных условий по формуле Бунемана показывают, что ее значение составляет 0,001 См/м. Уменьшение проводимости вдоль силовых линий геомагнитного поля может обеспечить ослабление крупномасштабного электрического поля при переносе его из магнитосферы в ионосферу и стратосферу Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы.— Вопросы теории плазмы, 1972, вып. 7.
2. Жулин И. А., Кобаев И. М., Осипов Н. К. Электрическое поле в отрицательную фазу магнитной бури 20—21 марта 1975 г. по аэростатным наблюдениям.— Космические исследования, 1978, т. 16, вып. 2, с. 312—315.
3. Ломинадзе Д. Г., Степанов К. Н. Об устойчивости двух стелквивающихся потоков плазмы в магнитном поле.— ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 2, с. 205—211.
4. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей, Т. 1.— М.: Атомиздат, 1975.
5. Стикс Т. Теория плазменных колебаний.— М.: Атомиздат, 1965.
6. Fredericks R. W. Wave-particle interactions and their relevance to substorms.— Space Sci. Rev., 1975, vol. 17, p. 449.
7. Gurnett D. A., Frank L. A. A region of intense plasma wave turbulence on auroral field lines.— J. Geophys. Res., 1977, vol. 82, p. 1031—1050.
8. Hones E. W., Bame S. J., Asbridge J. R. Proton flow measurements in the magnetotail plasma sheet made with IMP 6.— J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, p. 227—234.

9. Hones E. W., Lui A. T. Y., Bame S. J., Singer S. Prolonged tailward flow of plasma in the thinned plasma sheet observed at $18 R_e$ during substorms.—*J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, p. 1385—1392.

10. Mozer F. S. Origin and effects of electric fields during isolated magnetospheric substorms.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 7595—7608.

11. Mozer F. S., Bogott F. H., Tsurutani B. Relations between ionospheric electric fields and energetic trapped and precipitating electrons.—*J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 78, p. 630—639.

12. Mozer F. S., Manka R. H. Magnetospheric electric field properties deduced from simultaneous balloon flights.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, p. 1697—1712.

13. Olson D. E. The evidence for auroral effects on atmospheric electricity.—*Pure Appl. Geophys.*, 1971, vol. 84, p. 118—138.

14. Roefof E. S., Keath E. P., Bostrom C. O., Williams D. J. Fluxes of > 50 keV protons and > 30 keV electrons at $35 R_e$. 1. Velocity anisotropies and plasma flow in the magnetotail.—*J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 2304—2314.

15. Zhulin I. A. e. a. Preliminary results of the balloon measurements of the ionospheric electric fields during the SAMBO experiment 1975. Paper presented at the XVII Assembly of IAGA, Grenoble, France.

А. А. Дмитриев, В. А. Малинников

ЯВЛЕНИЕ КВАНТОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ЗОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ

Зональная циркуляция в средних широтах земного шара выражена в виде преобладающих западных ветров, настолько устойчивых, что ими определяются мягкий морской климат Западной Европы, с одной стороны, и суровые холодные зимы Восточной Сибири, с другой стороны. Для количественной характеристики зональной циркуляции нами используется индекс циркуляции L , введенный Е. Н. Блиновой [1], который дается в виде отношения угловой скорости ω вращения атмосферы относительно Земли к угловой скорости Ω вращения Земли, умноженного на 1000, т. е.

$$L = 10^3 \frac{\omega}{\Omega}. \quad (1)$$

Представлялось интересным исследовать дифференциальный закон распределения (ДЗР) — гистограмму распределения по градациям числа случаев различных значений индекса циркуляций. Обычно при исследовании ДЗР производится сглаживание экспериментальных частот и подбор некоторого гладкого аналитического закона распределения, имеющего такие же моду, скошенность, дисперсию и среднюю, какими обладает исходная совокупность. Мы исходили из идей, изложенных в работе [3] и реализованных в [6], о том, что отклонения от сглаженных кривых распределения могут отражать специфические особенности процессов и подлежат внимательному анализу. Для упрощения расчетов сначала находили нормальный закон распределения, соответствующий экспериментальным значениям среднего индекса \bar{L} и дисперсии σ^2 значений индекса циркуляции для рассматриваемых уровня изобарической поверхности и периода времени, а затем определяли отклонения плотности вероятности $\delta_i = f_i - p_i$ от этого нормального закона. Здесь эмпирическая плотность вероятности

$$f_i = \frac{n_i}{\sum n_i h} = \frac{n_i}{Nh}, \quad (2)$$

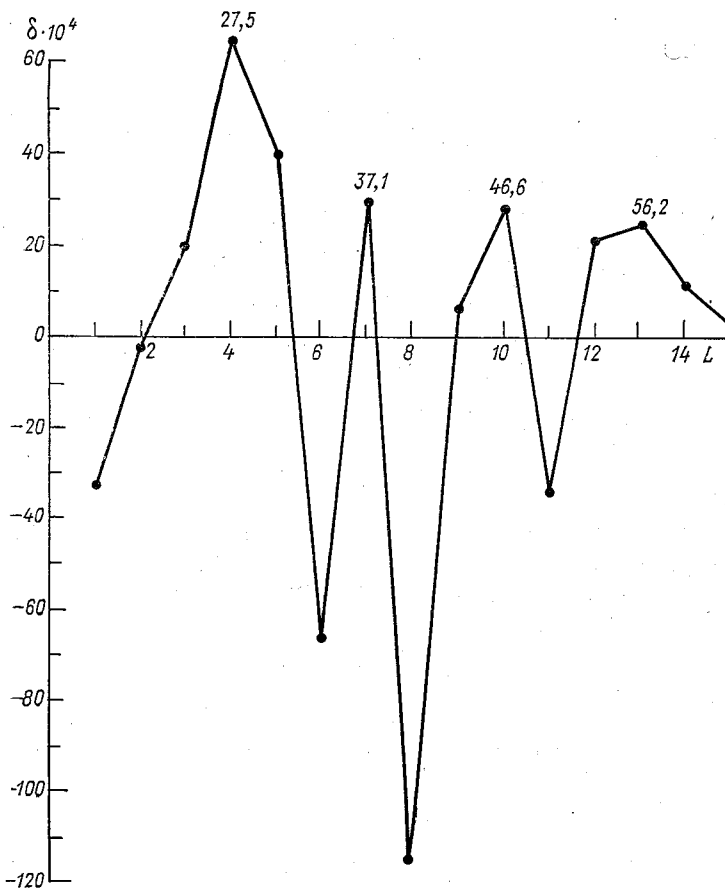


Рис. 1. Отклонения δ эмпирической плотности вероятности от нормального закона для z на поверхности 500 мбар в северном полушарии за 1964—1965 гг.

где h — ширина градации, n_i — число случаев в этой градации,

$$N = \sum_{i=1}^{N_r} n_i \text{ — общее число случаев.}$$

Число градаций N_r находилось по обычной формуле

$$N_r = \text{integ} (5 \lg N). \quad (3)$$

На рис. 1 отложены значения $\delta_i \cdot 10^4$ для L на поверхности 500 мбар за период 1964—1965 гг. для средних широт северного полушария. Их максимумы приходятся на $L_1 = 27,5$; $L_2 = 37,1$; $L_3 = 46,6$; $L_4 = 56,2$. Интервалы между всеми средними четырьмя максимумами составляют $3h = 9,6$, т. е. равны некоторой

постоянной величине $\delta L = \text{const}$. Аналогичная картина имеет место за десятилетний период 1962—1971 гг. для летних месяцев на уровне 700 мбар. (кривая 1 на рис. 2). Максимумы приходятся на $L_1 = 11,17$; $L_2 = 15,33$; $L_3 = 19,49$; $L_4 = 23,65$, интервал между соседними максимумами $\delta L_{700} = 4,16 = \text{const}$.

На уровне 500 мбар (кривая 2 на рис. 2) за тот же десятилетний период летних месяцев максимумы соответствуют $L_1 = 20,01$; $L_2 = 27,24$; $L_3 = 30,85$; $L_4 = 34,46$; $L_5 = 38,08$. Здесь имеем $\Delta_1 L = 7,13$; $\Delta_2 L = 3,61$; $\Delta_3 L = 3,61$; $\Delta_4 L = 3,61$. Три из них равны между собой, а первая практически в два раза больше остальных, т. е. все они кратны $\delta L_{500} = 3,61$ и, следовательно, как бы квантуются. Сравнив места летних и годовых максимумов, можно обнаружить практическое совпадение $L_1 = 27,5$ для периода 1964—1965 гг. и $L_2 = 27,24$ для лета 1962—1971 гг. Относительно близки также $L_2 = 37,1$ и $L_4 = 38,08$ для соответствующих сравниваемых периодов.

Больших градаций летом не наблюдается, вследствие чего пики для них имеются лишь на годовых ДЗР за период 1964—1965 гг. Сравнение характеристик нормального ДЗР показывает, что средние \bar{L} годовые на поверхности 500 мбар ($\bar{L}_{г, 500} = 37,86$) больше, чем летние ($L_{л, 500} = 30,03$), и их средние квадратические отклонения различаются еще больше: $\sigma_{г, 500} = 8,79$; $\sigma_{л, 500} = 4,92$, т. е. почти в 2 раза.

Следует обратить внимание, что на кривых 1 и 2 на рис. 2 получилось одинаковое количество максимумов, как и должно быть в силу динамической связанности тропосферных процессов, на что обращалось внимание в [6]. Это подтверждает неслучайность наблюдаемых пиков.

Зимой зональная циркуляция сильнее. По материалам 1962—1971 гг. среднее значение $L_{з, 500} = 37,11$, причем среднее квадратическое отклонение для зимнего периода $\sigma_{з, 500} = 10,40$. Поэтому зимой могут наблюдаться пики δ при больших значениях зональной циркуляции. Действительно за десятилетний период зимой пики δ пришлось на область больших значений, на $L_3 = 45,6$; $L_4 = 53,2$, что сравнительно близко к пикам при $L_3 = 46,6$; $L_4 = 56,2$, полученных для годового ДЗР на основании двухлетних материалов (1964—1965 гг.). Приведенные материалы, взятые за различные массивы—годовых, только летних и только зимних—показывают, что существует некоторое постоянное значение δL , несколько различающееся от одного уровня к другому, такое, что индекс циркуляции L_r , соответствующий максимуму отклонения ДЗР от нормального, за номером r определяется отношением

$$L_r = r \cdot \delta L, \quad (4)$$

где r — целое число.

Отсюда следует, что кинетическая энергия зонального движения атмосферы относительно земной поверхности $K_{\lambda, \text{rel}}$,

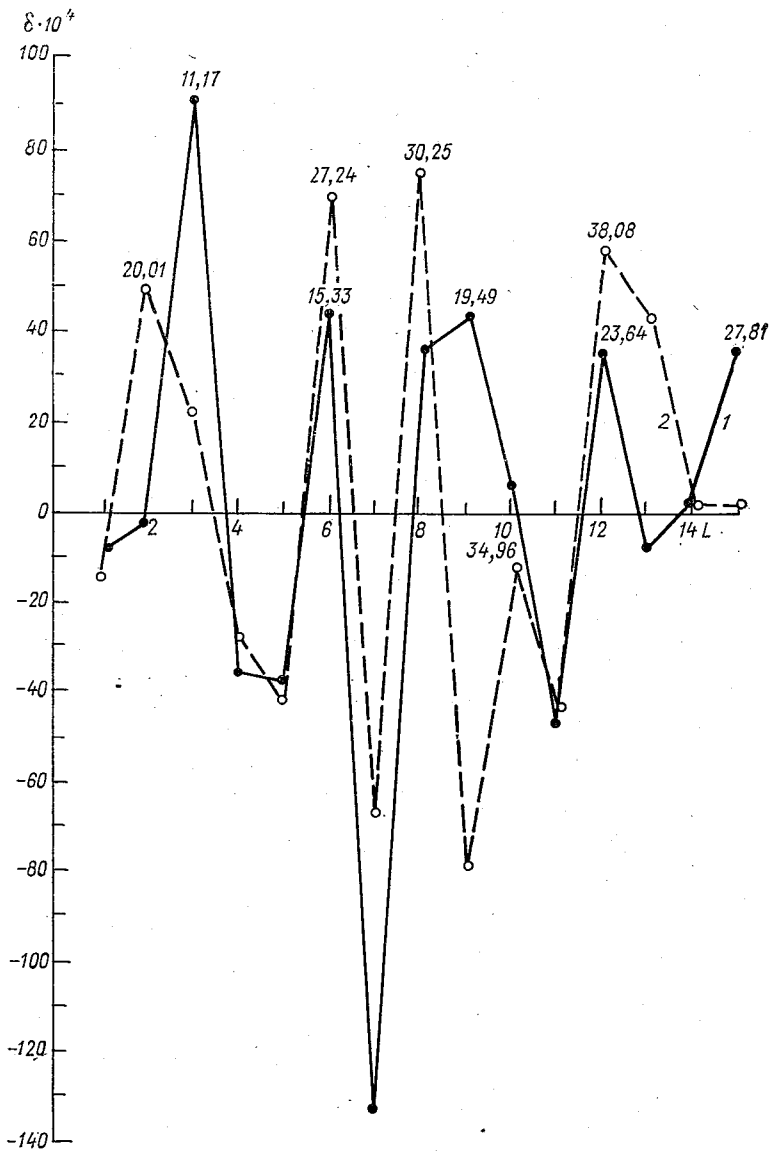


Рис. 2. Отклонения δ эмпирической плотности вероятности от нормального закона для z за летний период 1962—1971 гг.

1 — уровень 700 мбар, 2 — уровень 500 мбар.

пропорциональна квадрату скорости зонального ветра и соответственно величине L , будет пропорциональна квадрату числа r .

$$K_{\lambda, \text{rel}} = \frac{r^2 \Omega^2 \cdot 10^{-6}}{2g} \int_{p=0}^{p_s} \int_{\vartheta}^{\pi} \int_{\psi=0}^{2\pi} (R \sin \vartheta \delta L)^2 dp R \sin \vartheta d\vartheta d\psi \quad (5)$$

или

$$K_{\lambda, \text{rel}} = \frac{10^{-6} I \Omega^2}{2} r^2 \overline{\delta L^2}, \quad (6)$$

где g — ускорение свободного падения, R — расстояние от центра земного шара до данной точки, где давление воздуха равно p , ϑ — зенитное расстояние, ψ — долгота данной точки, I — момент инерции атмосферы, $\overline{\delta L^2}$ — средний взвешенный по всем уровням квадрат изменения зональной циркуляции.

Формулы (5) и (6) по своей структуре напоминают хорошо известное в физике выражение для энергии электрона E_r в потенциальной яме шириной l , которое получается путем решения уравнения Шредингера и имеет вид

$$E_r = \frac{\pi^2 h^2}{2ml^2} r^2, \quad (7)$$

где m — масса электрона; $h = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка; деленная на 2π ; r — целое число, отражающее, что энергия электрона квантуется, т. е. не может принимать произвольного значения. Эта формальная аналогия могла быть игнорирована, если бы не теоретические работы сначала Эртеля, а затем Бернгардта [9], которые показывают возможность применения уравнения Шредингера к описанию гидродинамических полей. Отсюда следует возможность квантования энергии атмосферных движений и, в частности, зональной циркуляции. Возможно, что в какой-то мере в атмосфере квантование энергии проявляется в виде стоячих волн, на которые впервые обратил внимание В. В. Шулейкин [7], а затем они изучались с помощью аппарата естественных ортогональных составляющих метеорологических полей [8].

Таким образом, квантование энергии относительного зонального движения атмосферы, обнаруженное в наших исследованиях, может быть увязано с теоретическими исследованиями. Однако при этом возникает вопрос о характере притока и стока энергии. Если в соответствии с формулами (5) и (6) энергия изменяется порциями с квадратичной зависимостью от некоторого числа r , которое хочется назвать условно квантовым числом, то при увеличении r на единицу происходит изменение энергии атмосферы на различную величину, тем большую, чем больше r . Поскольку Земля не является замкнутой системой, то естественно полагать, что изменение энергии атмосферы осуществляется путем обмена с окружающим ее космическим пространством. Потеря различных по величине иорций энергии в зависимости от первоначального уровня ее могла бы быть легко понята. Однако приход из косми-

ческого пространства различных порций энергии в зависимости от числа r не представляется само собой понятным процессом, так как, если, например, от Солнца идет какая-то энергия, квантованная в пространстве, то величина этих квантов не должна зависеть от состояния атмосферы. В частности, Земля периодически переходит из одного сектора ММП в другой, одновременно с пересечениями границ секторов происходит перестройка токовых систем ионосферы и их магнитных полей [10].

В соответствии с представлениями А. А. Дмитриева [4 и 5] при изменении магнитной индукции в верхних слоях атмосферы изменяется завихренность, причем это изменение определяется только изменением индукции, но не состоянием атмосферы. Таким образом, напрашивается вывод о необходимости существования не зависящих от состояния атмосферы порций энергии при обмене Земля—космос. Возникшая проблема разрешается просто, если учесть, что кинетическая энергия вращательного движения атмосферы вокруг земной оси должна вычисляться с учетом не только относительного движения, но и переносного, т. е. относительно покоящейся системы координат. Тогда полная кинетическая энергия воздушной оболочки Земли, имеющей постоянную угловую скорость ω относительного вращения и переносную угловую скорость вращения Ω , будет определяться выражением

$$K_{abs} = \frac{I\Omega^2}{2} \left(1 + \frac{\omega}{\Omega}\right)^2 = \frac{I\Omega^2}{2} (1 + 2 \cdot 10^{-3}L + 10^{-6}L^2). \quad (8)$$

Здесь порядок величины $10^{-3}L$ составляет около 10^{-2} и, следовательно, с точностью нескольких процентов третий член в скобке выражения (8) может быть отброшен. Тогда «квант» энергии δK_{abs} оказывается прямо пропорциональным первой степени осредненного по высоте приращения δL индекса зональной циркуляции

$$\delta K_{abs} = I\Omega^2 \cdot 10^{-3} \delta L, \quad (9)$$

где I — момент инерции атмосферы. Если положить $I = 1,53 \times 10^{32}$ кг · м², $\Omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, среднее взвешенное по всем уровням значение $\delta L = 4,25$, то квант абсолютной энергии будет равен $\delta K_{abs} = 3 \cdot 10^{21}$ Дж.

Для перехода к обычно принятой относительной величине кинетической энергии найдем из выражения (8) ее приращение

$$\delta K_{rel} = I\Omega^2 \cdot 10^{-6}L \delta L = 10^{-3}L \delta K_{abs}. \quad (10)$$

Полагая, что $L = 30$, $\delta K_{abs} = 3 \cdot 10^{21}$ Дж, найдем для этих частных значений величину приращения кинетической энергии относительного движения $\delta K_{rel} = 9 \cdot 10^{19}$ Дж, что по сравнению с полной кинетической энергией относительного движения, имеющей порядок 10^{20} Дж [2], составляет около 10 %.

В результате проведенного нами исследования отклонений ДЗР значений индекса L зональной циркуляции атмосферы от нормального закона обнаружено наличие дискретных расстояний между

пиками δ_i , кратных некоторому минимальному расстоянию δL . Соответственно этому кинетическая энергия зонального движения атмосферы квантуется пропорционально квадрату некоторого условного квантового числа r для относительного движения и пропорционально первой степени r для абсолютного движения относительно невращающейся системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинова Е. Н. Гидродинамическая теория волн движения, температурных волн и центров действия атмосферы.— ДАН СССР, 1943, т. 39, № 7, с. 284—287.
2. Борисенков Е. П. Сезонные преобразования энергии в атмосфере северного и южного полушария.— Труды ААНИИ, 1963, т. 253.
3. Дмитриев А. А. О некоторых линейных комбинациях нормальных плотностей вероятности, применяемых при обработке аэроклиматических данных на ЭВМ.— Труды НИИАК, 1972, вып. 79, с. 92—96.
4. Дмитриев А. А. К теории влияния солнечной активности на береговой эффект в ионосфере.— ДАН СССР, 1973, т. 212, № 3, с. 600—602.
5. Дмитриев А. А. Некоторые схемы воздействия солнечной активности на процессы в атмосфере.— В кн.: Теория и методы расчета лучистого теплообмена. М., 1976, с. 44—51.
6. Дмитриев А. А., Берлин И. И., Ломакина Т. Ю. Изменение параметров функций распределения температуры с высотой.— Труды ЦВГМО, 1976, вып. 7, с. 49—52.
7. Шулейкин В. В. Физика моря.— М.: Наука, 1968.— 1084 с.
8. Мещерская А. В., Руховец Б. И., Юдин М. И. Естественные составляющие метеорологических полей.— Л.: Гидрометеиздат, 1973.— 165 с.
9. Bernhard F. Ist eine Wellenmechanisches Form der Hydrodynamik denkbar? — Z. Meteorol. 1961, 15, N 7—8, s. 237—238.
10. Wilcox J. M. A synoptic approach to sun-weather investigation.— J. of Atmosph. and Terrestr. Phys. 1977, vol. 39, p. 173—178.

*А. А. Дмитриев, В. П. Дремина, В. А. Малинников,
В. И. Серегина, Л. П. Соколова*

ОПЫТ ИЗУЧЕНИЯ СВЯЗИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ДАВЛЕНИЯ

В работе [3] была показана возможность аппроксимации вертикальных распределений давления с помощью функций $D_m(z; \alpha_1, \dots, \alpha_m)$. Там были рассмотрены на материалах за 1955—1969 гг. средние распределения давления над пунктами Алерт и Кефлавик, предварительно осредненные вручную по пяти группам солнечной активности. Эти группы определялись среднегодовыми числами Вольфа. В данном исследовании определялись коэффициенты b_k для ежедневных значений высот геопотенциала с 1966 по 1970 г., а статистическая обработка производилась уже рассчитанных коэффициентов разложения, что дало возможность лучше оценить полученные средние месячные значения и их изменчивость. Для обработки был взят пункт Курск, расположенный в средней части Европейской территории СССР, и для сравнения — прибрежный пункт Мурманск.

В качестве индексов солнечной активности были взяты средние месячные значения индексов $S_{10,7}$, W , A_p , причем для январей за пятилетний период 1966—1970 гг. $S_{10,7}$ и W оказались полностью согласованными между собой по знаку межгодовых изменений. В июле такой согласованности нет (табл. 1).

Разложения по экспоненциальным ортогональным функциям в данной работе имеют вид [1]

$$p(z) = \sum_{k=1}^4 b_k \cdot D_k(z; \alpha_1, \dots, \alpha_k), \quad (1)$$

где

$$D_k(z; \alpha_1, \dots, \alpha_k) = \sum_{q=1}^k a_{kq} e^{-\alpha_q \cdot z}, \quad (2)$$

и принят стандартный набор декрементов $\alpha_1=0,068\ 470$, $\alpha_2=0,22\ 215$, $\alpha_3=0,22\ 470$, $\alpha_4=0,40\ 546$, выраженных в км^{-1} . Соответственно этому коэффициенты b_k выражены в $\text{мбар} \cdot \text{км}^{1/2}$. Результаты вычислений для пятилетнего периода приведены в табл. 2.

Таблица 1

Средние месячные значения индексов солнечной активности $S_{10,7} \cdot 10^{22}$ Вт/(м²·Гц), W и A_p

| Индекс | 1966 | 1967 | 1968 | 1969 | 1970 | Среднее |
|------------|-------|-------|-------|-------|-------|---------|
| Январь | | | | | | |
| $S_{10,7}$ | 87,5 | 147,7 | 189,1 | 152,7 | 158,3 | 147,1 |
| W | 28,2 | 110,9 | 121,8 | 104,4 | 111,5 | 95,4 |
| A_p | 7,3 | 11,4 | 11,5 | 8,4 | 7,3 | 9,2 |
| Июль | | | | | | |
| $S_{10,7}$ | 106,6 | 140,3 | 137,2 | 136,5 | 152,0 | 134,5 |
| W | 56,7 | 91,5 | 96,1 | 96,8 | 112,5 | 90,7 |
| A_p | 8,9 | 8,0 | 10,2 | 7,9 | 19,0 | 10,8 |

Таблица 2

Коэффициенты разложения b_k мб·км^{1/2} по функциям $D_m(z; \alpha_1, \dots, \alpha_m)$ со стандартными декрементами α_k вертикального распределения давления над Курском и качественный коэффициент корреляции \tilde{r} с индексами $S_{10,7}$, W и A_p

| k | 1966 | 1967 | 1968 | 1969 | 1970 | b_k | $\tilde{r}_{S_{10,7}-b_k}$ | \tilde{r}_{W-b_k} | $\tilde{r}_{A_p-b_k}$ |
|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|----------------------------|---------------------|-----------------------|
| Январь | | | | | | | | | |
| 1 | 1773,3 | 1756,2 | 1738,1 | 1778,0 | 1768,0 | 1762,7 | -1 | -1 | -1/2 |
| 2 | 654,5 | 663,0 | 654,4 | 674,2 | 666,4 | 664,5 | -1 | -1 | -1/2 |
| 3 | -196,7 | -182,6 | -175,0 | -194,7 | -198,6 | -189,6 | 1 | 1 | 1/2 |
| 4 | 20,7 | 14,0 | 10,3 | 18,1 | 22,4 | 17,1 | -1/2 | -1/2 | -1 |
| Июль | | | | | | | | | |
| 1 | 1839,8 | 1837,8 | 1822,7 | 1837,1 | 1843,2 | 1836,1 | -1/2 | 0 | 0 |
| 2 | 624,9 | 634,6 | 631,2 | 631,1 | 632,6 | 630,9 | 1/2 | 0 | 0 |
| 3 | -240,9 | -201,5 | -196,0 | -201,0 | -206,0 | -209,1 | 1/2 | 0 | 0 |
| 4 | 26,6 | 24,4 | 22,2 | 24,7 | 28,9 | 25,4 | -1/2 | 0 | 0 |

Разложения были произведены по программе № 2, составленной В. А. Малинниковым с использованием метода наименьших квадратов. Входными данными служили геопотенциальные высоты поверхностей 850, 800, 700, 600, 500, 300, 200 и 100 мбар за каждый день. Полученные для каждого дня значения b_k осреднялись для каждого месяца соответствующего года.

Качественный коэффициент корреляции \tilde{r} вычислялся по формуле

$$\tilde{r} = \frac{n_c - n_n}{n_c + n_n}, \quad (3)$$

где n_c — число случаев совпадения знаков приращения Δb_k и $S_{10,7}$ или W от одного года к другому, а n_n — число случаев несовпадения знаков приращения.

Из табл. 2 следует, что качественный коэффициент корреляции \tilde{r} , характеризующий совпадение знаков приращений сравниваемых величин $S_{10,7}$ и b_k , в январе, в Курске равен -1 для первых двух гармоник (b_1 и b_2) и $+1$ для третьей гармоники (b_3). Это соответствует уменьшению в январе амплитуд составляющих давления, описывающих изменения в толстых слоях тропосферы при увеличении солнечной активности, характеризуемой индексами $S_{10,7}$ и W . Третья гармоника, описывающая тонкую структуру с положительным вкладом ниже $1,5-2,0$ км и отрицательным в средней тропосфере, возрастает по амплитуде с ростом индексов. Соответствующие реакции имели место для всех без исключения интервалов января первых трех гармоник. Однако жесткой линейной связи между отклонениями сравниваемых величин при этом нет, что можно иллюстрировать обычным линейным коэффициентом корреляции на примере связи b_1 с индексом $S_{10,7}$, который оказался в январе равным $r_{b_1-S_{10,7}} = -0,644$. Он так же, как и \tilde{r} отрицателен, но уже не равен по модулю единице. В июле качественная корреляция с числами Вольфа отсутствует, а с индексом $S_{10,7}$ коэффициент качественной корреляции везде по модулю равен $1/2$, причем по знаку только для одной гармоники отличается от январской. При этом интересно отметить, что, например, в июле коэффициент линейной корреляции между $S_{10,7}$ и b_2 оказался равным $0,901$, т. е. больше коэффициента качественной корреляции. Важно отметить, что оба коэффициента корреляции указывают на наличие связи между коэффициентами разложения давления b_k по функциям $D_m(z; \alpha_1, \dots, \alpha_m)$ и индексом солнечной активности $S_{10,7}$. Менее информативен индекс A_p .

Для сравнения межгодовых изменений средних месячных коэффициентов \bar{b}_k с межширотными разностями их значений было произведено вычисление соответствующих величин для пункта Мурманск за июль (табл. 3).

Сравнение данных табл. 2 и 3 показывает, что в июле межгодовые изменения коэффициентов разложения сравнимы и даже превышают межширотные различия. Это говорит в пользу гипотезы о том, что год от года происходят существенные перестройки стратификации атмосферы, а не просто несколько изменяется характер адвективных процессов, переносящих воздушные массы с их стратификацией из прибрежных в центральные районы.

Коэффициент разложения b_k мбар·км^{1/2} по функциям $D_m(z; \alpha_1, \dots, \alpha_m)$ со стандартными декрементами α_k вертикального распределения давления над Мурманском в июле и качественный коэффициент корреляции \tilde{r} с индексами $S_{10,7}$, W и A_p

| k | 1966 | 1967 | 1968 | 1969 | 1970 | \bar{b}_k | $\tilde{r}_{S_{10,7}-b_k}$ | \tilde{r}_{W-b_k} | $\tilde{r}_{A_p-b_k}$ |
|-----|--------|--------|--------|--------|--------|-------------|----------------------------|---------------------|-----------------------|
| 1 | 1853,9 | 1854,2 | 1855,6 | 1863,0 | 1854,9 | 1856,3 | -1/2 | 1/2 | -1/2 |
| 2 | 638,6 | 644,0 | 642,8 | 647,2 | 640,7 | 642,7 | 0 | 0 | -1 |
| 3 | -192,4 | -195,5 | -188,1 | -196,9 | -197,2 | -194,2 | -1/2 | -1/2 | 1/2 |
| 4 | 19,3 | 18,9 | 20,2 | 23,5 | 22,4 | 20,8 | -1 | 0 | 0 |

Информативность $S_{10,7}$ и A_p в июле для Мурманска сравнимы между собой, хотя значение $\tilde{r} = -1$ приходится на различные номера гармоник — соответственно на b_4 и b_2 .

Для возможности суждения о степени межгодовых изменений средних месячных коэффициентов разложения давления полезно привести средние квадратические значения их изменчивости $\sigma_{\bar{b}}$, вычисленные по ежедневным данным b_k по формуле

$$\sigma_{\bar{b}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (b_i - \bar{b})^2}{n(n-1)}} \quad (4)$$

Результаты расчета приведены в табл. 4.

Из таблицы можно видеть, что ожидаемые в соответствии с нормальным законом распределения изменения меньше наблюдаемых год от года в табл. 3. Так, например, в январе для Курска наибольшее σ_1 для b_1 составляет 4,5 (1968 г.), тогда как наибольшая разность $b_{1, \text{макс}} - b_{1, \text{мин}} = 39,8$ (1778,0 — 1738,1) превышает среднее квадратическое отклонение почти в 9 раз, что с высокой степенью вероятности можно считать неслучайным. Существенно обратить внимание, что это максимальное значение σ_1 в январе соответствует максимальному значению всех трех индексов солнечной активности. Аналогичное явление имело место для Кефлавика. В работе [2] писали, что среднее квадратическое отклонение высоты изобарической поверхности 1000 мбар монотонно растет с ростом номера группы, что легко объяснить развитием меридиональной циркуляции при увеличении солнечной активности. Таким образом, снова подчеркивается связь между солнечной активностью и макротурбулентностью земной атмосферы.

Полезно сопоставить методы исследования, примененные в цитированной выше работе [3] и в данной статье. Используемые

Средние квадратические отклонения $\sigma_{\bar{b}}$ средних месячных значений
коэффициентов разложения давления

| Месяц | σ_k | 1966 | 1967 | 1968 | 1969 | 1970 | $\sigma_{S_{10,7}-\sigma_k}$ | $\sigma_{W-\sigma_k}$ | $\sigma_{A_p-\sigma_k}$ |
|----------|------------|------|------|------|------|------|------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| Курск | | | | | | | | | |
| I | σ_1 | 2,1 | 3,6 | 4,5 | 3,3 | 3,8 | 1 | 1 | 1/2 |
| | σ_2 | 2,0 | 1,9 | 1,9 | 1,2 | 2,2 | ? | ? | ? |
| | σ_3 | 2,0 | 2,1 | 2,1 | 1,7 | 2,6 | ? | ? | ? |
| | σ_4 | 1,6 | 0,9 | 1,0 | 0,9 | 1,3 | 1/2 | 1/2 | 0 |
| VII | σ_1 | 2,2 | 1,9 | 3,1 | 3,6 | 1,8 | -1 | 0 | 0 |
| | σ_2 | 1,1 | 0,9 | 0,9 | 1,0 | 0,6 | ? | ? | ? |
| | σ_3 | 0,8 | 0,8 | 1,3 | 1,2 | 0,8 | ? | ? | ? |
| | σ_4 | 0,6 | 0,4 | 0,5 | 0,7 | 0,4 | -1 | 0 | 0 |
| Мурманск | | | | | | | | | |
| VII | σ_1 | 2,6 | 2,5 | 2,6 | 3,2 | 3,5 | -1/2 | 1/2 | 1/2 |
| | σ_2 | 0,9 | 1,4 | 1,2 | 1,5 | 1,1 | 0 | 0 | -1 |
| | σ_3 | 1,8 | 2,0 | 1,4 | 2,6 | 2,2 | 0 | 0 | -1 |
| | σ_4 | 1,2 | 1,4 | 1,1 | 1,4 | 1,2 | 0 | 0 | -1 |

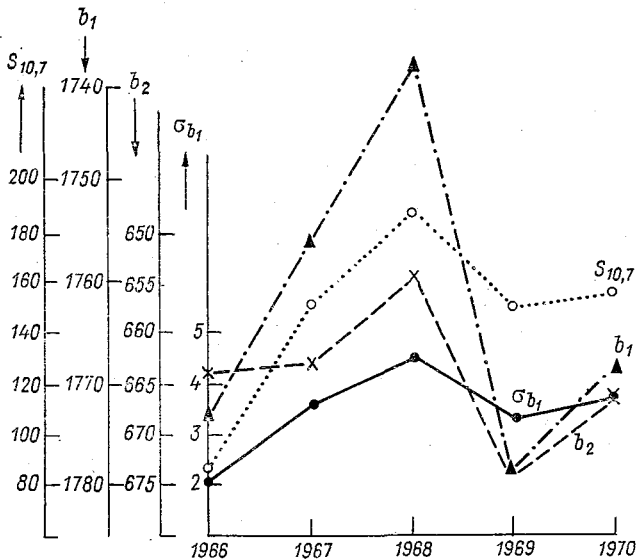


Рис. 1. Сравнение индекса $S_{10,7}$ с коэффициентами b_1 , b_2 и σ_{b_1} для Курска в январе.

здесь стандартные декременты позволили рассчитать ежедневные значения параметров b_h и произвести их статистическую обработку, причем различия в географическом и временном аспектах в значениях полученных параметров могут сразу изучаться, так как не зависят от декрементов α_k для каждого случая, что позволяло укорачивать ряды разложений по функциям $D_m(z; \alpha_1, \dots, \alpha_m)$ при обеспечении заданной точности и, кроме того, дало возможность оценить изменение средней температуры тропосферы, связанное с изменением солнечной активности. В Алерте с ростом солнечной активности температура росла, а в Кефлавике — убывала. Зато при сравнении режимов двух пунктов или групп надо было учитывать одновременно значения α_h и значения b_h .

В последних трех графах табл. 4 приводятся качественные коэффициенты корреляции индексов $S_{10,7}$, W , A_p со среднемесячными значениями σ_h . Для случаев, когда межгодовые изменения

σ_h практически отсутствуют, коэффициент \tilde{r} не вычислялся, и в таблице поставлен знак вопроса. Среднее квадратическое отклонение σ_1 средних месячных значений b_1 , рассчитанное по формуле (4), где n — число дней в месяце с наблюдениями, оказалось связанным с индексом $S_{10,7}$ в январе положительно ($\tilde{r} = 1$), а в июле для обоих пунктов качественный коэффициент корреляции отрицательный. Возможно, что такое изменение знака от зимы к лету связано с сезонным перемещением климатологического полярного фронта с зимой к югу, а летом к северу.

На рис. 1 для всех пяти рассматриваемых лет даны кривые средних месячных значений индекса $S_{10,7}$ и коэффициентов b_1 , b_2 и σ_b для Курска. Там, где коэффициенты $\tilde{r} = -1$, оси ординат направлены вниз. Согласованность кривых на рис. 1 дает лучшее представление о взаимосвязи, чем формально найденные качественные коэффициенты корреляции или коэффициенты линейной корреляции.

При выполнении данной работы большую помощь оказали в подготовке вспомогательных географических и расчетных материалов О. Б. Мерцалова, в расчетах на БЭСМ-4м О. Н. Чернышев, которым авторы приносят свою благодарность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А. А. Ортогональные экспоненциальные функции в гидрометеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 120 с.
2. О влиянии солнечной активности на температуру и высоту изобарических поверхностей/А. А. Дмитриев, В. П. Дремина, Л. П. Краснокутская и др. — В кн.: Эффекты солнечной активности в нижней стратосфере. Л., 1977, с. 94—98.
3. Параметризация вертикального распределения давления/А. А. Дмитриев, В. П. Дремина, Н. Н. Жеронкина и др. — Изв. вузов. Сер. Геодезия и аэрофотосъемка, 1975, № 6, с. 51—57.

А. Н. Любарский

ОПЫТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ЗА ПОСЛЕДНИЕ ТРИ СТОЛЕТИЯ И ПРОГНОЗА ИХ ДАЛЬНЕЙШИХ ИЗМЕНЕНИЙ

О восстановлении характеристики интенсивности атмосферной циркуляции за последние три столетия и о прогнозе ее дальнейших изменений

Для анализа процессов атмосферной циркуляции широкое применение находит типизация Г. Я. Вангенгейма [2], которая сводит их развитие к трем основным формам: западной (W), восточной (E) и меридиональной (C). Формы установлены для процессов, протекающих в атлантико-евразийском секторе на северном полушарии, но, как показал А. А. Гирс [4], им могут быть поставлены в соответствие типы З, М₁, М₂, характеризующие процессы, протекающие в тихоокеанско-американском секторе полушария. Таким образом, типизация Вангенгейма—Гирса охватывает циркуляционный режим на полушарии в целом. Следует подчеркнуть, что каталог, содержащий формы и типы циркуляции по указанной типизации, при всех его достоинствах позволяет проследить их развитие лишь за последние 85 лет. Другие существующие каталоги обладают тем же недочетом. Причина этого заключается в недостатке информации о режиме циркуляции в более отдаленном прошлом. Данные о развитии процессов в отдаленном прошлом существуют лишь в виде немногочисленных отрывочных наблюдений, относящихся к отдельным районам полушария. Число публикаций, посвященных анализу такого рода данных, также невелико. К числу последних исследований по этому вопросу принадлежат работы Д. Кингтона [11] и Д. Дугласа [10]. Первый из них рассмотрел многолетние изменения характеристик циркуляции над Англией и Уэльсом с 1781 г. по настоящее время и установил их значительную нестабильность за указанный период. Так, в 1781—1820 гг. повторяемость меридиональных процессов на 22 % превысила их повторяемость в 1900—1939 гг.

К аналогичным выводам пришел Д. Дуглас, изучивший циркуляционный режим за последние два столетия над Северной Америкой. Полученные в [10 и 11] выводы позволяют составить известное представление об изменении циркуляции в прошлом над отдельными районами полушария, но не дают четкой картины ее межгодовых изменений на полушарии в целом. Кроме того, из поля зрения исследователей выпадает информация об изменении циркуляционного режима на протяжении большей части XVIII в.

Между тем имеется возможность восстановления данных по циркуляции за гораздо более продолжительный, чем в работах [10 и 11], период. Она вытекает из развития известной гипотезы о воздействии солнечной активности на межгодовые изменения циркуляции. Механизм такого воздействия рассмотрен Б. Б. Елековым [7, 8], исходившим из предположения о линейной зависимости между солнечной активностью и температурой T_0 изотермического слоя атмосферы, расположенного выше 100 км и отличающегося значительным поглощением коротковолновой радиации. Изменение T_0 оказывает влияние на амплитуду лунных полусуточных атмосферных приливов A_0 . С ростом T_0 значение A_0 уменьшается, но не по линейному, а по синусоидальному закону. На кривой связи этих параметров возникают три максимума при T_0 , равном 570, 900 и 1500 К, и три минимума A_0 при T_0 , равном 700, 1200 и 1750 К. Возникновение указанных экстремумов соответствует переломам в ходе изменения A_0 , которое оказывает воздействие на начальную амплитуду неустойчивых возмущений на зональном планетарном потоке, время установления их максимальной амплитуды и фазу волны возмущения Φ в стадии ее максимального развития, т. е. при переходе к меридиональной циркуляции. При этом A_0 можно рассматривать в качестве характеристики интенсивности меридиональной циркуляции, а Φ — ее типа. Следует подчеркнуть, что, несмотря на небольшую амплитуду начальных возмущений на зональном планетарном потоке, при изменении A_0 длина планетарной волны существенно меняется, вызывая смену форм циркуляции. Этому способствуют два обстоятельства: сосредоточение источников возмущения в строго определенных географических районах — у восточных берегов Азии и Северной Америки — с наиболее резко выраженными термическими контрастами и постоянный характер возмущений.

Математически связь между начальной амплитудой возмущений и временем установления их максимальной амплитуды может быть выражена уравнением

$$a - bA^2 e^{2ct} = 0, \quad (1)$$

где A — начальная амплитуда возмущений функций тока; t — время установления максимальной амплитуды возмущений; a , b , c — эмпирические коэффициенты.

Рассчитанное по приведенному уравнению поле возмущений обнаруживает удовлетворительное согласие с полем фактических

данных, что подтверждает правильность предложенного механизма.

В дополнение к сказанному нами был рассчитан и построен график зависимости A_0 от чисел Вольфа W_0 (рис. 1). Он показывает сходство этой зависимости с зависимостью между A_0 и T_0 , которые выражаются в обоих случаях квазисинусоидальными законами. На графике связи W_0 с A_0 видны два максимума атмосферного индекса. Минимумы A_0 ($1,03 \cdot 10^{-2}$ и $1,06 \cdot 10^{-2}$ мбар) соответствуют значениям W_0 , равным 55 и 145 единицам, а максимумы ($2,00 \cdot 10^{-2}$, $1,96 \cdot 10^{-2}$ и $1,88 \cdot 10^{-2}$ мбар) — значениям W_0 , равным 20, 100, 188 единицам. Анализируя далее график, можно

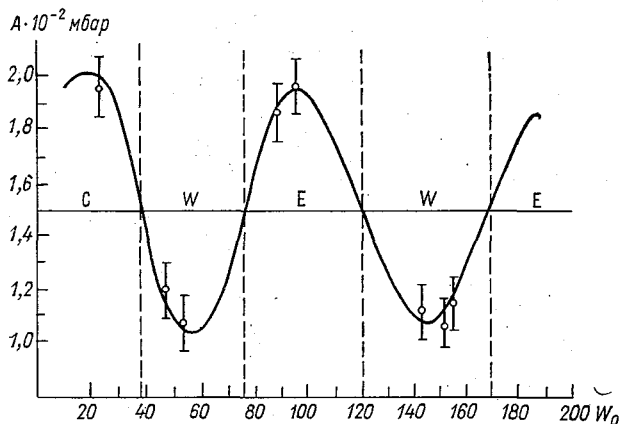


Рис. 1. Зависимость величины амплитуды атмосферных приливов и форм атмосферной циркуляции от уровня солнечной активности.

заметить, как, первоначально возрастая с увеличением W_0 , при W_0 свыше 77 единиц значения A_0 начинают уменьшаться.

Принимая во внимание найденную зависимость, нами был произведен расчет средних годовых значений A_0 с 1698 по 1976 г. и их предполагаемых изменений до 1990 г. по прогностическим значениям W_0 из работы [3]. Необходимо отметить, что из несколько других соображений аналогичный расчет выполнил Б. Б. Елекоев [8], но полученный им ряд значений A_0 охватил период лишь с 1900 по 1971 г. и оказался слишком непродолжительным для исследования длительных изменений индекса. Рассчитанный в настоящей работе ряд значений A_0 помещен на рис. 2. Рисунок показывает четкую ритмичность в ходе A_0 , причем имеет место совпадение по фазе с ритмичностью солнечной активности. Зависимость между амплитудами изменений A_0 и W_0 более сложная. В высокоамплитудных солнечных циклах № —2, —1, 0, 1, 2, 3, 4, 8, 9, 10, 11, 13, 15, 19, 20 со значениями W_0 , превышающими 80 единиц, происходит распад 11-летней волны на два и даже на три колебания. Это означает проявление 2—3-летней и 4—6-летней

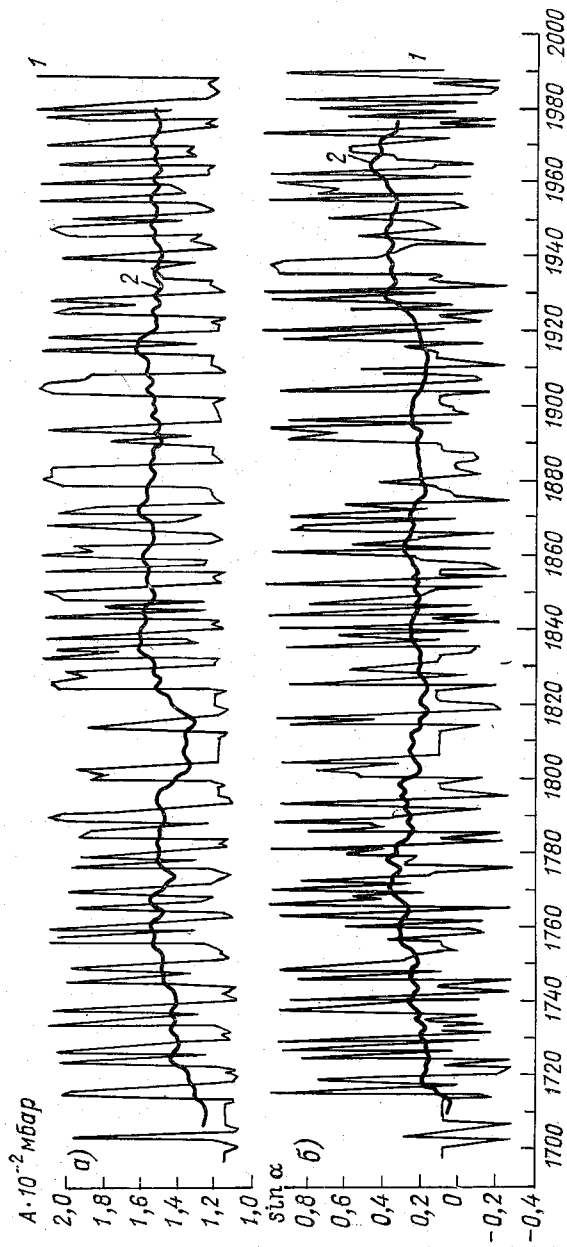


Рис. 2. Межгодовой ход несглаженных (1) и сглаженных по скользящим 23-летиям (2) значений амплитуды атмосферных приливов (а) и фазы длинной планетарной волны (б).

цикличности A_0 внутри 11-летних циклов. Наряду с короткопериодными колебаниями в ходе A_0 возникают и долгопериодные. Они становятся наиболее заметными в результате фильтрации, при которой высокочастотная непериодическая компонента подавляется. Особенно значительное подавление высокочастотного «шума» происходит при скользящем сглаживании с большими периодами осреднения.

На рис. 2 а изображен ход кривой A_0 , сглаженной по скользящим 23-летиям. Выравненная кривая обнаруживает возрастание с конца XVII до середины XVIII в. Последовавшее затем понижение достигает векового минимума в начале XIX в. В период с конца 20-х годов до второй половины 30-х годов XIX в. заметно новое повышение A_0 , в конце которого наблюдается вековой максимум. Очередное понижение A_0 со второй половины 30-х годов представляет собой длительное направленное изменение — тренд с выделяющимися на его фоне всплесками в 60-е годы XIX в., в начале XX в., а также в конце 20, 40, 60-х годов XX в. Сопоставляя эти всплески, относящиеся к XX в., с границами выделенных А. А. Гирсом [4] циркуляционных эпох, замечаем их вполне удовлетворительное совпадение, свидетельствующее о репрезентативности индекса A_0 как характеристики интенсивности атмосферной циркуляции. Произведенное исследование заставляет предположить, что в ходе изменения A_0 проявляются три долгопериодных колебания. Первое из них относится к XVIII в., второе — к XIX в., третье — к XX в. Граница между вековыми периодичностями XVIII и XIX вв. обозначена достаточно четко, в то время как между долгопериодными изменениями в XIX и XX вв. она не вполне отчетлива. Два последних колебания образуют двойную вековую волну, которая, очевидно, еще не вступила в завершающую фазу своего развития. Итак, в результате анализа выявились циклические изменения A_0 , но циклы не получили строгой статистической оценки. Для такой оценки необходимы методы анализа с высоким разрешением в описании циклов. Этими методами являются корреляционный и спектральный. Расчет спектральных характеристик с помощью автокорреляционной функции и функции спектральной плотности показал, что преобладающим в спектре является 11-летнее колебание. Вероятность его случайного появления составляет 0,01 %, свидетельствуя о практической надежности колебания. Остальные циклы оказались незначимыми. Самые высокоамплитудные из них (4—6-летние) не превысили пределов 75 %-ной достоверительной вероятности.

О восстановлении характеристики типа атмосферной циркуляции за последние три столетия и о прогнозе ее дальнейших изменений

Переходя к анализу среднегодовых значений индекса Φ , следует указать, что в основу их расчета была положена параболическая зависимость, существующая между A_0 и Φ . Характер зависимости становится понятным при изучении данных, помещенных

в табл. 1, в которой значения A_0 сопоставлены со значениями Φ . Причем, поскольку парабола имеет две ветви (восходящую и нисходящую), значения A_0 рассчитаны для каждой из ветвей. О предполагаемом виде зависимости между A_0 и Φ определенное представление дает также рис. 1. Для его корректного анализа следует указать, что меридиональная форма C имеет две разновидности. Одна из них возникает при больших, а другая — при малых значениях A_0 . Значения A_0 , близкие к $1,5 \cdot 10^{-2}$ мбар, соответствуют восточной форме E . Такое соотношение характеристик циркуляции и определяет вид зависимости между A_0 и Φ .

Таблица 1

Зависимость фазы длинной планетарной волны от амплитуды атмосферных приливов

| | | | | | | | | |
|--|---------------------------|-------|-------|-------|------|------|------|------|
| Амплитуды атмосферных приливов, $A \cdot 10^{-2}$ мбар | Восходящая ветвь параболы | 1,07 | 1,09 | 1,11 | 1,12 | 1,14 | 1,17 | 1,19 |
| | Нисходящая ветвь параболы | 2,10 | 2,06 | 2,05 | 2,00 | 1,97 | 1,93 | 1,89 |
| Фазы длинной планетарной волны | | -0,30 | -0,20 | -0,10 | 0 | 0,10 | 0,20 | 0,30 |
| Амплитуды атмосферных приливов, $A \cdot 10^{-2}$ мбар | Восходящая ветвь параболы | 1,22 | 1,24 | 1,26 | 1,28 | 1,35 | 1,38 | 1,48 |
| | Нисходящая ветвь параболы | 1,85 | 1,80 | 1,77 | 1,72 | 1,64 | 1,62 | 1,48 |
| Фазы длинной планетарной волны | | 0,40 | 0,50 | 0,60 | 0,70 | 0,80 | 0,90 | 1,00 |

Б. Б. Елекоев [7], рассмотрев изменение Φ в период с 1900 по 1971 г., при осреднении по скользящим 3-летиям обратил внимание на его удовлетворительное согласие с числом дней с формой E . Обычно наблюдаемые в таких случаях нарушения синфазности колебаний отсутствовали. Определения тесноты связи сделано не было, и потребовалось оценить неслучайность совпадения индексов для решения вопроса о возможности исследования изменений Φ в качестве аналога повторяемости формы E . Для оценки тесноты связи был рассчитан коэффициент корреляции между E и Φ , который оказался равным 0,65. Для 70 пар значений это соответствует 0,1 %-ному уровню значимости. Учитывая, однако, существование внутрирядной связности (автокорреляции), которая может перевести уровень значимости в иную градацию — более высокую, чем реально существующая, произвели дополнительный анализ. Он заключался в оценке согласия функций распределения по критерию А. Н. Колмогорова λ . Анализ показал, что и по этому критерию случайность совпадения не выходит за пределы 99,9 %-ного доверительного интервала. Таким образом, с точки зрения статистики трактовка индекса Φ в качестве аналога повторяемо-

сти формы Φ правомерна. Произведя восстановление индекса Φ с 1698 по 1976 г. и оценив его вероятные изменения до 1990 г. по значениям A_0 , мы описали его многолетний ход в терминах повторяемости форм. Они представляются следующими. С конца XVII в. до конца 60-х годов XVIII в. повторяемость восточной формы возрастала, а затем постепенно уменьшилась. Минимум ее наблюдался в начале XIX в. В этот период возросла повторяемость меридиональной формы, но со второй половины 20-х годов XIX в. процессы восточной формы усилились, достигнув наибольшего развития в 30—50-е годы XIX в., а затем вновь увеличилась повторяемость меридиональной формы за счет ослабления восточной. Повторяемость восточной формы возросла в очередной раз лишь в 80-е годы XIX в. Дальнейшую смену форм можно проследить по уже имеющемуся каталогу. Она достаточно изучена и поэтому здесь не анализируется. Отметим, только, что с конца 60-х годов XX в. обозначилась тенденция к уменьшению повторяемости восточной формы за счет возрастания повторяемости меридиональной. Есть основания предполагать, что эта тенденция сохранится и в ближайшие 10—15 лет, о чем более подробно будет сказано ниже.

Исследуя кривую изменения индекса Φ , нельзя не отметить его ритмический характер. В ходе этого изменения 11-летний ритм не проявляется столь четко, как в ходе изменения A_0 , зато выделяются другие ритмы, которых не было в наборе колебаний A_0 . Кроме того, в отличие от A_0 , здесь не происходит уменьшения амплитуды в высокоамплитудных солнечных циклах. Напротив, в таких циклах амплитуды циклических изменений Φ возрастают. Что касается долгопериодных колебаний, то они, как и для индекса A_0 , надежно выявляются с помощью 23-летних скользящих средних. На выравненной кривой, показанной на рис. 2 б, становятся заметными три вековые волны продолжительностью около 73 лет каждая. Для более строгого суждения о циклах колебаний в настоящем исследовании были применены корреляционный и спектральный методы анализа. В результате их применения оказалось, что преобладающими в спектре являются 72-летние (12 %), 20-летние (5 %), 17-летние (2 %), 11-летние (1 %), 6-летние (1 %), 4,5-летние (0,1 %), 3-летние (0,01 %) колебания (в скобках указаны вероятности их случайности). Как видим, эти циклы представляют собой «гармоники» векового, 22, 11, 4—6 и 2—3-летнего периодов. Причем можно заметить, что с уменьшением длительности колебаний вероятность их случайности уменьшается. Это связано с возрастанием повторяемости циклов на коррелограмме. В работе [8] изучались изменения Φ за период 1900—1971 гг., а в настоящем исследовании — за период 1698—1990 гг. Поэтому представлялось необходимым сопоставить статистические характеристики Φ за указанные периоды, чтобы проверить, выполняется ли в данном ряду свойство эргодичности, т. е. возможность распространения закономерностей, установленных для части ряда на весь ряд наблюдений. Сопоставление автокорреляционных функций,

рассчитанных для Φ за 1900—1971 и 1698—1990 гг., показало их тождественность. Виды функций оказались близкими, а найденные с их помощью циклы совпали. Таким образом, свойство эргодичности оказалось выполненными. Помимо проверки свойства эргодичности, необходимо было сравнить циклическую структуру колебаний индекса Φ и повторяемости формы Е, с тем чтобы еще раз убедиться в правомерности трактовки Φ в качестве аналога формы Е.

Отметим, что частотные характеристики повторяемости форм по типизации Г. Я. Вангенгейма уже исследовались в работах В. И. Егоровой [6], О. А. Дроздова и А. С. Григорьевой [5] и других авторов. Ими установлено преобладание в спектрах колебаний повторяемости формы Е гармоник векового, 22, 11, 5,5 и 2—3-летнего периодов, т. е. тех же периодов, что и найденных нами в спектре колебаний Φ . Изучая статистическую структуру других форм, В. И. Егорова указала на два подтипа формы С, циклы колебаний в ходе многолетних изменений которых несколько различны. Это подтверждает правильность отмеченной выше закономерности: формирования двух подтипов формы С: одного при высоких, а другого при низких значениях A_0 . Таким образом, сравнительный анализ частотной структуры исследуемых индексов еще раз подтвердил сделанный выше вывод о том, что расчетные значения индекса Φ действительно отражают многолетние изменения повторяемости формы Е.

Рассмотренные закономерности изменения интенсивности и типа атмосферной циркуляции при дальнейшем их изучении могут быть использованы для получения форм циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма за каждый год за период, предшествующий началу систематических наблюдений за атмосферными процессами. К попытке указанного восстановления мы и переходим в следующем разделе.

Восстановление форм атмосферной циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма за последние три столетия и прогноз их предполагаемых изменений

Для реконструкции форм циркуляции вновь обратимся к графику на рис. 1. В дополнение к уже проведенному анализу добавим, что график позволяет найти градации солнечной активности, соответствующие определенным формам. Градации четко обозначаются, если через точку на оси ординат со значением A_0 , равным $1,5 \cdot 10^{-2}$ мбар, провести прямую, параллельную оси абсцисс, на которой отложены значения W_0 . Точки пересечения этой прямой с синусоидой, характеризующей связь между W_0 и A_0 , и отмечают границы градаций W_0 , соответствующих определенным формам циркуляции. Возникновение формы С наблюдается при значениях W_0 от 0 до 38 единиц, формы W — при значениях W_0 от 39 до 77 и от 121 до 169 единиц, формы Е — при значениях W_0 от 78 до 120

и от 170 до 200 единиц. Найденные градации совпадают со значениями, приведенными в работе [7], но полученные из других сопоставлений и для других целей они не используются в [7] для восстановления форм. Формы циркуляции указанным способом восстанавливаются в данной работе впервые.

Для оценки корректности метода рассчитанные по средним годовым значениям W_0 формы были сопоставлены с формами из каталога А. А. Гирса [4] за период с 1891 по 1974 гг., т.е. за 84 года. В каталоге А. А. Гирса формы указаны в виде отклонения их повторяемостей от многолетних средних. Для сравнимости данных при анализе каталога принимались во внимание только положительные отклонения повторяемостей. В случае, если положительные отклонения в какой-то из рассмотренных годов имела не одна, а две формы, они указывались в порядке уменьшения их повторяемостей. Преобразованный таким образом каталог и был положен в основу сопоставления.

В табл. 2 помещены данные о расчетных и наблюдавшихся формах и приведены знаки их совпадения. Прогноз считался оправдавшимся, если повторяемость указанной в нем формы превысила в данном году среднее многолетнее значение. Как видно из таблицы, совпадение форм за рассмотренный период имело место в 61 % случаев. Уже само по себе такое совпадение не является случайным, но можно показать неслучайность совпадения и более строго, воспользовавшись критерием серий [1]. Этот непараметрический критерий предназначен для оценки значимости выборок, содержащих две взаимоисключающие категории: плюс (+) и минус (—). Применение критерия предполагает проверку нуль-гипотезы, которая в данном случае заключается в неслучайности совпадения восстановленных и наблюдаемых форм при $\alpha = 0,05$, т.е. при 5 %-ном уровне значимости. Для проверки нуль-гипотезы разобьем ряд знаков из табл. 2 на серии, содержащие отдельно знаки (+) и (—). Число таких серий оказывается равным 37. Однако, если предположить, что число наблюдений со знаком (+) равно числу наблюдений со знаком (—) и что они распределены случайным образом, т.е. с обеспеченностью 50 %, число серий составляет 42. Возникает вопрос, значимо ли отличие фактического числа серий от случайного при заданном уровне доверительной вероятности. Ответ на этот вопрос можно получить, если сопоставить найденное число серий с граничными значениями доверительного интервала $r_{n; 1-\frac{\alpha}{2}}$ и $r_{n; \frac{\alpha}{2}}$. Область принятия гипотезы r находится в интервале $r_{42; 1-\frac{\alpha}{2}} < r \leq r_{10; \frac{\alpha}{2}}$, где нижняя граница интервала $r_{42; 1-\frac{\alpha}{2}} = r_{10; 0,975} = 33$, а верхняя граница $r_{42; \frac{\alpha}{2}} = r_{42; 0,025} = 48$. Поскольку $r = 37$ входит в границы доверительного интервала, нет причин отклонять нуль-гипотезу, и следует признать неслучайным совпадение рассчитанных по значениям W_0 форм с наблюдавшимися. Тем самым опыт восстановления форм примененным в настоящей работе методом

Сопоставление восстановленных и наблюдавшихся форм циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма за период с 1891 по 1974 г.

| Год | Наблюдавшиеся формы | Восстановленные формы | Знак совпадения | Год | Наблюдавшиеся формы | Восстановленные формы | Знак совпадения |
|------|---------------------|-----------------------|-----------------|------|---------------------|-----------------------|-----------------|
| 1891 | W | C | — | 1933 | E | C | — |
| 1892 | W + C | W | + | 1934 | E + W | C | — |
| 1893 | C + W | E | — | 1935 | E | C | — |
| 1894 | W + C | E | — | 1936 | E | C | — |
| 1895 | W + C | W | + | 1937 | E | E | + |
| 1896 | C + W | W | + | 1938 | C + W | E | — |
| 1897 | W + C | C | + | 1939 | C + E | E | — |
| 1898 | W + C | C | + | 1940 | C + E | W | — |
| 1899 | W + C | C | + | 1941 | C | W | — |
| 1900 | C + E | C | + | 1942 | C + W | C | + |
| 1901 | C + E | C | + | 1943 | C + W | C | + |
| 1902 | C | C | + | 1944 | C | C | + |
| 1903 | W + C | C | + | 1945 | C | C | + |
| 1904 | W + C | W | + | 1946 | E | E | + |
| 1905 | W | W | + | 1947 | C | W | — |
| 1906 | W | W | + | 1948 | W | W | + |
| 1907 | W | W | + | 1949 | W + C | W | + |
| 1908 | C + W | W | + | 1950 | W | E | — |
| 1909 | C + W | W | + | 1951 | E | W | — |
| 1910 | E + W | C | — | 1952 | E | C | — |
| 1911 | E + W | C | — | 1953 | C + E | C | + |
| 1912 | C + W | C | + | 1954 | E + C | C | + |
| 1913 | W | C | — | 1955 | E + C | C | + |
| 1914 | W + C | C | + | 1956 | C | W | — |
| 1915 | W | W | + | 1957 | E | E | + |
| 1916 | W | W | + | 1958 | E | E | + |
| 1917 | W | E | — | 1959 | E + C | W | — |
| 1918 | W | E | — | 1960 | E + C | E | + |
| 1919 | W + E | W | + | 1961 | C + W | W | + |
| 1920 | W + E | C | — | 1962 | C | C | + |
| 1921 | E | C | — | 1963 | E | C | — |
| 1922 | W + C | C | + | 1964 | E | C | — |
| 1923 | W | C | — | 1965 | C + E | C | + |
| 1924 | W + E | C | — | 1966 | E | W | — |
| 1925 | W | W | + | 1967 | E | E | + |
| 1926 | E | W | — | 1968 | E + C | E | + |
| 1927 | W + C | W | + | 1969 | E | E | + |
| 1928 | E | W | — | 1970 | E | E | + |
| 1929 | E + C | C | + | 1971 | E + C | W | — |
| 1930 | W | C | — | 1972 | E | C | — |
| 1931 | W | C | — | 1973 | E + C | C | + |
| 1932 | W | C | — | 1974 | E | C | — |

правомерен, хотя и не во всех случаях восстановленные формы совпали с наблюдавшимися. Рассмотрим в этой связи повторяемости ошибок в прогнозе каждой из трех форм за период 1891—1974 гг., представленные в табл. 3.

Таблица 3

Повторяемость ошибок в прогнозе форм атмосферной циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма за период с 1891 по 1974 г.

| Прогнозируемая форма | Наблюдаемая форма | Повторяемость ошибок прогноза, % |
|----------------------|-------------------|----------------------------------|
| W | C | 20 |
| W | E | 13 |
| C | W | 13 |
| C | E | 4 |
| E | W | 13 |
| E | C | 37 |

Табличные данные позволяют сделать вывод о наименьшей успешности предсказания форм E и W, ошибки прогноза которых составляют 83 % общего их числа. Из них 50 % приходится на неуспешность прогноза формы E, а 33 % — на неуспешность прогноза формы W. Говоря о причинах недостаточно высокой оправдываемости предсказания этих форм, нельзя не отметить их связь с уровнем активности Солнца. Как правило, оправдываемость форм E и W резко понижается при значениях W_0 , превышающих 80 единиц. Эти значения на рис. 1 соответствуют возникновению форм E и отчасти W. Таким образом, величина W_0 , равная 80 единиц, является критической и вызывает перелом связи. Именно такой перелом, как установлено в ряде исследований [9], наблюдается в характере связи солнечной постоянной S_0 с W_0 . Аналогичное явление (мы уже видели выше) имеет место также для зависимости между A_0 и W_0 . Вот почему весьма вероятно представляется влияние S_0 на циркуляционный режим и на ошибки в прогнозе форм. Это отнюдь не исключает искажающее воздействие других факторов как космического, так и земного происхождения. Напротив, оно предполагает его. Несомненно, данный вопрос требует специального изучения.

Рассмотрев корректность метода и систематизировав ошибки прогноза, перейдем к обсуждению результатов восстановления форм циркуляции по годам с 1698 по 1976 г. и прогноза их вероятных изменений до 1990 г., приведенных в табл. 4. Таблица указывает на преобладание в ряду форм числа случаев с формой C. Эта форма встречается в 52 % общего числа случаев; форма W наблюдается в 34 % случаев, а форма E — в 14 % случаев. Следовательно, процент содержания в анализируемом ряду форм с наименьшей успешностью прогноза значительно ниже аналогичной характеристики формы с наиболее высокой оправдываемостью — формы C. Причем чем менее успешно прогнозируется

Восстановленные формы атмосферной циркуляции по типизации
Г. Я. Вангенгейма за период с 1698 по 1990 г.

| Форма циркуляции | Период существования формы циркуляции, годы | Продолжительность существования формы циркуляции, годы | Форма циркуляции | Период существования формы циркуляции, годы | Продолжительность существования формы циркуляции, годы |
|------------------|---|--|------------------|---|--|
| C | 1698—1704 | 7 | C | 1854—1857 | 4 |
| W | 1705 | 1 | W | 1858 | 1 |
| C | 1706—1715 | 10 | E | 1859—1860 | 2 |
| W | 1716—1718 | 3 | W | 1861—1864 | 4 |
| C | 1719—1725 | 7 | C | 1865—1868 | 4 |
| W | 1726 | 1 | W | 1869—1870 | 2 |
| E | 1727—1728 | 2 | E | 1871—1872 | 2 |
| W | 1729—1730 | 2 | W | 1873—1874 | 2 |
| C | 1731—1735 | 5 | C | 1875—1880 | 6 |
| W | 1736—1737 | 2 | W | 1881—1885 | 5 |
| E | 1738—1739 | 2 | C | 1886—1891 | 6 |
| W | 1740 | 1 | W | 1892 | 1 |
| C | 1741—1747 | 7 | E | 1893—1894 | 2 |
| W | 1748 | 1 | W | 1895—1896 | 2 |
| E | 1749—1750 | 2 | C | 1897—1903 | 7 |
| W | 1751—1752 | 2 | W | 1904—1909 | 6 |
| C | 1753—1756 | 5 | C | 1910—1914 | 5 |
| W | 1757—1760 | 3 | W | 1915—1916 | 2 |
| E | 1761 | 1 | E | 1917—1918 | 2 |
| W | 1762—1763 | 2 | W | 1919 | 1 |
| C | 1764—1767 | 4 | C | 1920—1924 | 5 |
| W | 1768 | 1 | W | 1925—1927 | 3 |
| E | 1769—1771 | 3 | E | 1928 | 1 |
| W | 1772 | 1 | W | 1929 | 1 |
| C | 1773—1776 | 4 | C | 1930—1935 | 6 |
| E | 1777 | 1 | E | 1936—1939 | 4 |
| W | 1778—1779 | 2 | W | 1940—1941 | 2 |
| E | 1780 | 1 | C | 1942—1945 | 4 |
| W | 1781 | 1 | E | 1946 | 1 |
| C | 1782—1785 | 4 | W | 1947—1949 | 3 |
| E | 1786 | 1 | E | 1950 | 1 |
| W | 1787—1788 | 2 | W | 1951 | 1 |
| E | 1789—1790 | 2 | C | 1952—1955 | 4 |
| W | 1791—1794 | 4 | W | 1956 | 1 |
| C | 1795—1801 | 7 | E | 1957—1958 | 2 |
| W | 1802—1805 | 4 | W | 1959 | 1 |
| C | 1806—1815 | 10 | E | 1960 | 1 |
| W | 1816—1817 | 2 | W | 1961 | 1 |
| C | 1818—1826 | 9 | C | 1962—1965 | 4 |
| W | 1827—1831 | 5 | W | 1966 | 1 |
| C | 1832—1834 | 3 | E | 1967—1970 | 4 |
| W | 1835—1837 | 3 | W | 1971 | 1 |
| E | 1838—1839 | 2 | C | 1972—1978 | 7 |
| W | 1840 | 1 | W | 1979—1982 | 4 |
| C | 1841—1844 | 4 | C | 1983—1988 | 6 |
| W | 1845—1848 | 4 | E | 1989 | 1 |
| E | 1849 | 1 | W | 1990 | 1 |
| W | 1850—1853 | 4 | | | |

данная форма, тем реже она встречается. Это до определенной степени подкрепляет уверенность в корректности предпринятого восстановления форм. Другим аргументом в пользу правильности произведенной реконструкции служит сравнительный анализ повторяемости форм по периодам. Выше шла речь о различии циркуляционных условий в периоды 1781—1820 и 1900—1939 гг., в первом из которых повторяемость процессов меридиональной формы была на 22 % выше по сравнению со вторым. Сделав аналогичное сравнение по результатам восстановления, нетрудно убедиться, что и в этом случае повторяемость меридиональной формы в 1781—1820 гг. превышала ее повторяемость в 1900—1939 гг. (табл. 5).

Таблица 5

Повторяемость форм атмосферной циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма в периоды 1781—1820 и 1900—1939 гг.

| Форма циркуляции | Повторяемость форм циркуляции, % | |
|------------------|----------------------------------|-----------------|
| | в 1781—1820 гг. | в 1900—1939 гг. |
| W | 33 | 33 |
| E | 7 | 17 |
| C | 60 | 50 |

Обращаясь к изучению распределения числа случаев с определенными формами по столетиям, представленного в табл. 6, и принимая во внимание выполнение условия эргодичности в ходе многолетних изменений типа атмосферной циркуляции, мы также приходим к выводу о соответствии восстановленного режима циркуляции наблюдаемым данным. Таблица показывает, что в XVIII в. наибольшая повторяемость наблюдалась у процессов меридиональной формы, в XIX в.— у процессов западной формы, в XX в.— у процессов восточной формы. На циркуляционном режиме XX в. следует остановиться особо. Связано это с тем, что, во-первых,

Таблица 6

Распределение повторяемости форм циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма по столетиям

| Форма циркуляции | Повторяемость форм циркуляции | | |
|------------------|-------------------------------|-----------|----------|
| | в XVIII ст. | в XIX ст. | в XX ст. |
| C | 45 | 39 | 16 |
| E | 37 | 22 | 41 |
| W | 30 | 47 | 23 |

расчетные данные здесь можно сопоставить с наблюдаемыми, а, во-вторых, характеризовать его можно лишь за последние 76, а не 100 лет, как в предшествующие столетия. В указанный период, как следует из табл. 2 (с учетом средних годовых значений форм за 1975 и 1976 гг.), форма Е встречалась наиболее часто — в 38 % случаев. По результатам восстановления (из той же табл. 2), эта форма также имела наибольшую повторяемость и наблюдалась в 41 % случаев. Столь высокая согласованность наблюдаемых и рассчитанных значений еще раз подтверждает неслучайность восстановленного ряда.

Наконец, доказательством реальности восстановления служат данные продолжительных наблюдений за характеристиками климата, поскольку циркуляция атмосферы является одним из основных климатообразующих факторов. В этом качестве она и формирует изменения климата. В самом деле, в XVIII в. в период значительного развития меридиональной формы, создающей вынос холодных воздушных масс из Арктики, климатические условия на территории Европы отличались низким фоном температуры и влажности. В XIX в. получили усиление процессы западной формы, создающие существенный вынос теплых и влажных воздушных масс с Атлантики. В этот период значения характеристик термического режима и режима увлажнения в Европе возросли. В XX в. в связи с увеличением повторяемости процессов восточной формы усилился вынос воздушных масс из низких широт в высокие и показатели температуры и увлажнения продолжали возрастать. К середине 40-х годов эти показатели достигли наиболее высоких в вековом ходе значений, а затем начали понижаться. В настоящее время, несмотря на направленное понижение, их значения остаются все еще выше уровня предшествующего развития. В ближайшие 15 лет, как можно предположить, повторяемость процессов формы С будет увеличиваться. Причиной этого следует считать продолжающееся понижение солнечной активности в вековом ходе и достижение ею к концу столетия своего векового минимума [3]. Как было показано выше, при низких значениях W_0 (от 0 до 38) образование формы С наиболее вероятно.

Таким образом, развитие гипотезы о воздействии солнечной активности на атмосферную циркуляцию через лунные полусуточные приливы позволило получить характеристики интенсивности и типа циркуляции почти за 300-летний период, дать прогноз их предполагаемых изменений в ближайшие 15 лет и рассчитать за этот период каталог форм циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1974.— 464 с.
2. Вангенгейм Г. Я. К вопросу типизации и схематизации синоптических процессов.— Метеорология и гидрология, 1938, № 3, с. 38—58.
3. Васильев О. Б., Витинский Ю. И., Кандаурова К. А. Прогноз 21-го цикла солнечных пятен.— Солнечные данные, 1975, № 10, с. 55—59.

4. Гирс А. А. Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов.—Л.: Гидрометеониздат, 1974.—488 с.

5. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Многолетние циклические колебания атмосферных осадков на территории СССР.—Л.: Гидрометеониздат, 1971.—158 с.

6. Егорова В. И. К вопросу о цикличности основных форм атмосферной циркуляции.—Труды ГГО, 1959, вып. 87, с. 66—85.

7. Елекоев Б. Б. Солнечно-обусловленные изменения фазы и амплитуды меридиональных процессов и засухи на Европейской территории СССР, Украине и в Казахстане.—В кн.: Труды 1-го Всесоюз. совещ. Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., 1974, с. 353—358.

8. Елекоев Б. Б. Влияние солнечной активности на межгодовые изменения амплитуды атмосферных приливов и возникновение засух на территории СССР.—Труды ГГО, 1975, вып. 355, с. 42—48.

9. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А. Вариации солнечной постоянной по аэростатным исследованиям в 1962—1968 гг.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1970, т. 6, № 3, с. 227—238.

10. Douglas J. H. Climate change: chilling possibilities.—Sci. News, 1975, vol. 107, N 9, p. 138—140.

11. Kington J. A. An introduction on to an examination of monthly and seasonal extremes in the climatic record of England and Wales using his historical daily synoptic weather maps from 1781 onward—Weather, 1976, vol. 31, N 3, p. 72—78.

Б. Г. Шерстюков

ЭФФЕКТ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА В ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Исследованиям активных долгот Солнца и их геофизическим проявлениям посвящено много работ, обзоры которых приводятся в [2, 3]. Наиболее надежные выводы получены при анализе суммарных площадей солнечных пятен за девять 11-летних циклов. Активные долготы выделяются по индексам солнечных вспышек, всплескам радиоизлучения в солнечных магнитных полях и солнечной короне [3].

Исследования показали, что «корни» активных долгот расположены в слоях подфотосферной конвективной зоны, которым присуще квазижесткое вращение, и что они пронизывают практически всю толщу атмосферы Солнца [3, 7, 8].

В настоящей работе активные долготы Солнца исследуются по геомагнитным данным: по индексам $C-9$ за 1884—1931 гг. и A_p за 1932—1976 гг., показателю асимметрии запятненности полушарий Солнца $A = (N - S)/(N + S)$ за 1884—1974 гг., где N и S — суммарные площади пятен северного и южного полушарий соответственно. За период с 1884 по 1955 г. для N и S использовались данные Гринвичской обсерватории, а за период с 1956 по 1974 г. — аналогичные данные ГАО АН СССР. Значения индекса A_p были приведены по шкале [1] к значениям индекса $C-9$. При анализе использовался метод солнечных календарей, корреляционный метод и метод наложения эпох.

Понятие долгота для дифференциально вращающегося Солнца условно и зависит от выбранного периода осевого вращения. В календаре Кэррингтона ($T_k = 27,275$ сут) активные долготы будут опережать вращение нулевой кэррингтоновской долготы, если их период меньше периода T_k , и будут отставать от нулевой кэррингтоновской долготы, если их период больше T_k . В некоторые моменты активные долготы с разными периодами вращения могут совмещаться в одной долготной зоне.

Представляет интерес определение периодов всех устойчивых пар активных долгот. Для этой цели были подсчитаны взаимные корреляционные функции индекса $C-9$ и синусоиды с периодом $T/2$

при сдвигах ± 8 сут, где T — проверяемый период — задавался от 26 до 29 сут с шагом 0,01 сут. Период синусоиды брался как $T/2$, поскольку активные долги, отстоящие примерно на 180° долги, жестко или квазжестко связаны в осевом вращении [4].

В результате этих вычислений была получена 301 корреляционная функция. Затем из каждой корреляционной функции выбиралось наибольшее значение коэффициента корреляции (r_{\max}), которое, очевидно, соответствует совпадению фаз синусоиды и искомым колебаний.

Статистическая значимость r оценивалась следующим образом:

$$z = \frac{1}{2} [\ln(1+r) - \ln(1-r)];$$

$$\sigma_z = \frac{1}{\sqrt{n_{\text{эф}} - 3}};$$

$$n_{\text{эф}} = n \frac{1 - r_1}{1 + r_1},$$

где n — длина ряда, $n_{\text{эф}}$ — эффективное число членов ряда, $r_1 = 0,5$ — коэффициент автокорреляции $C-9$ при сдвиге на 1 день, характеризующий связанность членов ряда $C-9$. Если для определенного T обнаруживалось значение $r > 2,5\sigma_z$, то принималось, что ряд $C-9$ содержит колебания с периодом $T/2$.

Анализ проводился по трем независимым выборкам: выборка А — 1884—1916 гг., выборка Б — 1917—1946 гг., выборка В — 1947—1976 гг. Интервал 30 лет — это время, за которое синусоидальные колебания (с периодом около 14 сут), различающиеся в периоде вращения на 0,02 сут, сместятся на полпериода, а это значит, что используемый метод позволяет определить период с точностью до 0,02 сут.

Для выборки А $n_{\text{эф}} = 3978$, $\sigma_z = 0,016$, а для выборок Б и В — $n_{\text{эф}} = 3617$, $\sigma_z = 0,017$: Ряд $C-9$ содержит мощные 11-летние и полугодовые колебания, которых не содержит постулируемая синусоида, и поэтому значения r_{\max} всегда были меньше 0,1. На рис. 1 для каждой выборки приведены значения r_{\max} , превышающие $2,5\sigma_z$. Ось абсцисс — это ось исследованных периодов, ось ординат — ось значений r (в масштабе графика r_{\max} не отличается от z). Прямоугольниками на этом рисунке выделены периоды, которые сохраняются хотя бы в двух выборках. Горизонтальные деления показывают уровень значимости r_{\max} через $0,5\sigma_z$ начиная с $2,5\sigma_z$.

Рис. 1 показывает, что наиболее устойчивыми являются периоды $T_1 = 26,68 \pm 0,03$; $T_2 = 26,89 \pm 0,03$ и $T_4 = 27,32 \pm 0,09$. К менее устойчивым периодам можно отнести T_3 , T_5 , T_6 и T_7 .

Период $T_3 = 27,04 \pm 0,03$ наблюдался в выборках А и Б, а в выборках В — период $T'_3 = 27,09 \pm 0,04$. Период $T_5 = 27,69 \pm 0,04$ наблюдался только в выборках А и Б. Периоды $T_6 = 28,01 \pm 0,03$ и $T_7 = 28,14 \pm 0,02$ наблюдались во всех трех выборках, но значимость их была в несколько раз меньше остальных периодов.

Активные долготы с периодом T_1 , судя по значению r_{\max} , всегда были одинаково устойчивыми, но если в годы выборок А и Б этот период четко выделялся на общем фоне, то в годы выборки В существовало несколько периодов, близких к T_1 .

При переходе от выборки А к выборкам Б и В понижается устойчивость активных долгот с периодами T_2 , T_3 и повышается устойчивость более длиннопериодных колебаний T_3 , T_4 . Это говорит о том, что в годы вблизи максимума векового цикла солнечной активности вращение активных долгот Солнца несколько замедляется.

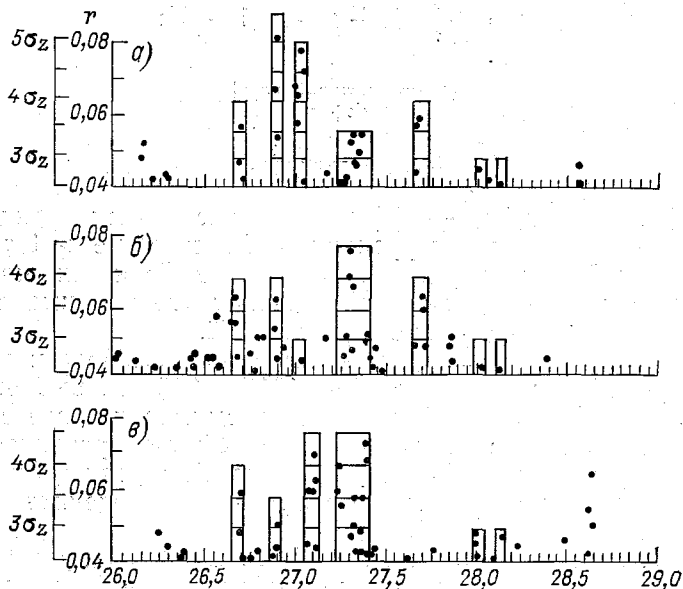


Рис. 1. Коэффициенты корреляции между рядом С-9 и синусоидами с периодами от 26/2 до 29/2.

а — 1884—1916 гг., б — 1917—1946 гг., в — 1947—1976 гг.

Подробнее следует рассмотреть период T_4 . Для выборок А и Б период T_4 можно определить более точно: выборка А — $27,32 \pm 0,03$; выборка Б — $27,30 \pm 0,02$. Для выборки В существуют два близких периода: $27,38 \pm 0,05$ и $27,23 \pm 0,02$. Анализ показал, что в течение 1884—1976 гг. одновременно существовало несколько пар активных долгот с разными периодами вращения.

Теперь необходимо проверить, является ли парная структура активных долгот доминирующей или существуют одиночные, тройные и другие системы активных долгот. Схождение на одном меридиане двух активных долгот с разными периодами вызывает наиболее сильные геомагнитные возмущения. В этот момент на общем фоне геомагнитных возмущений наиболее ярко должна выделяться пространственная структура жесткосвязанных активных

долгот. Существование нескольких периодов вращения активных долгот приведет к тому, что в разные годы схождение двух активных долгот на одном меридиане будет приходиться на разные дни календаря Кэррингтона. При этом формы 27-дневных кривых индекса $S-9$ должны быть одинаковыми, но с разными начальными фазами. Если эти 27-дневные кривые привести к одной фазе и затем методом наложения эпох получить среднюю 27-дневную кривую, то она покажет преобладающее за рассмотренный период пространственное распределение активных долгот.

Такая работа была проделана. Из ряда $S = 9$ были исключены длиннопериодные колебания путем вычитания 30-дневных скользящих средних. Затем методом наложения эпох по оборотам Кэррингтона были получены средние 27-дневные кривые геомагнитной активности для каждого года. В качестве реперных дат использовались даты прохождения нулевой кэррингтоновской долготы через центральный меридиан Солнца [5]. Такое осреднение необходимо, чтобы исключить сезонный эффект. Дальнейший анализ проводился по двум независимым выборкам. В выборку I вошли годы, когда показатель асимметрии $a > 0$, а в выборку II — годы, когда показатель $a < 0$. Выборка I: 1890, 1891, 1895, 1901, 1902, 1904—1906, 1913—1915, 1917, 1918, 1921—1925, 1928—1933, 1937, 1941, 1942, 1943, 1949, 1950, 1953, 1955, 1956, 1959—1967, 1969, 1970 гг. Выборка II: 1884—1889, 1892—1894, 1896—1900, 1903, 1907—1912, 1920, 1927, 1934—1936, 1938, 1939, 1940, 1944, 1945, 1947, 1948, 1952, 1954, 1957, 1971—1974.

Такое разделение необходимо, чтобы учесть эффект асимметрии активности Солнца. Начальная фаза 27-дневной кривой каждого года определялась корреляционным методом.

В первую очередь необходимо было выбрать наиболее типичную кривую для каждой выборки. Для этого в пределах каждой выборки вычислялись взаимные корреляционные функции при сдвигах ± 14 сут каждой 27-дневной кривой со всеми остальными. При расчете взаимных корреляционных функций число точек при любом сдвиге оставалось равным 27, так как за окончанием каждого оборота идет 1-й, 2-й и т. д. день следующего.

Из всех взаимных корреляционных функций, относящихся к одной 27-дневной кривой, выбирались те, которые имели максимальные значения коэффициентов корреляции (r_{\max}). Среднее арифметическое из этих максимальных значений (r_{\max}) для каждой данной кривой принималось за показатель типичности 27-дневной кривой данного года.

Для выборки I наиболее типичной оказалась 27-дневная кривая 1963 г., а для выборки II — 27-дневная кривая 1912 г. Все 27-дневные кривые выборки I были приведены к фазе кривой 1963 г., а 27-дневные кривые выборки II — к фазе кривой 1912 г. Для каждой выборки 27-дневные кривые выстраивались в порядке убывания r_{\max} и последовательно суммировались. Суммирование проводилось при наилучшем сдвиге τ'_i , который определялся заново на каждом шаге i по вновь вычисленной корреляционной

функции текущей 27-дневной кривой и суммарной кривой предыдущего шага. Сдвиг τ'_i определяет начальную фазу 27-дневной кривой каждого года. Каждый шаг суммирования все меньше оставляет случайных геомагнитных возмущений, не связанных с активными долготами.

Не все 27-дневные кривые оказались похожими на самую типичную кривую. Кривые, для которых при наилучшем сдвиге значение корреляционной функции не превышало 0,41 (с учетом связанности ряда $P_{сл} > 5\%$), в суммировании не использовались. Такими оказались кривые 1890, 1911, 1914, 1916, 1919, 1946, 1951, 1962, 1968 гг.

Полученные в результате суммирования кривые использовались в качестве эталонов. Затем было необходимо получить значения τ_i для каждой 27-дневной кривой относительно эталонных кривых. С этой целью были подсчитаны корреляционные функции между эталонной кривой и 27-дневными кривыми соответствующей выборки. Из этих корреляционных функций были найдены наилучшие сдвиги τ_i по максимальным значениям функций. Полученные значения τ_i совпали со значениями τ'_i , и поэтому дальнейшее уточнение начальной фазы каждой 27-дневной кривой было прекращено. Кривые 1890, 1911, 1914, 1962 гг. не привлекались для получения эталонных кривых, но на этом последнем этапе прошли через заданный критерий ($r_i > 0,41$) и для них были также определены начальные фазы. Кривая для 1926 г. на последнем этапе не прошла через заданный критерий значимости. Итак, только 5 кривых из 90 оказались не похожими на эталонные кривые. Значения корреляционной функции, по которым определялись τ_i , в 49% случаев превышали 0,6 и в 25% случаев превышали 0,7. Высокие коэффициенты корреляции говорят о хорошей устойчивости формы 27-дневных кривых за весь исследуемый период.

Реперные даты $t_{i,j}$, сводящие суммарный эффект активных долгот различных периодов вращения к одной фазе, можно вычислить по формуле

$$t_{i,j} = D_{i,j} + \tau_i,$$

где $D_{i,j}$ — даты прохождения нулевой кэррингтоновской долготы через центральный меридиан Солнца; i — годы; j — обороты Солнца внутри года. Для всех оборотов Солнца, относящихся к одному году, вводится одна и та же поправка.

Эталонные кривые при сдвиге на 2 дня имеют коэффициент корреляции 0,84. Этот сдвиг обусловлен сдвигом по фазе колебаний индекса C-9 в 1963 и 1912 гг., относительно которых для каждой выборки были получены τ'_i . Высокий коэффициент корреляции между эталонными кривыми, полученными по независимым выборкам, говорит об устойчивости пространственного распределения жесткосвязанных активных долгот.

В табл. 1 даны поправки τ для 1884—1974 гг. по всему ряду, приведенные к фазе кривой 1912 г. Имея эти поправки, легко получить реперные даты $t_{i,j}$.

Таблица 1

| Год | τ | Год | τ | Год | τ | Год | τ |
|------|--------|------|--------|------|--------|------|--------|
| 1884 | 10 | 1907 | 2 | 1930 | 6 | 1952 | 6 |
| 1885 | -14 | 1908 | 2 | 1931 | -10 | 1953 | 6 |
| 1886 | 9 | 1909 | 6 | 1932 | 5 | 1954 | -10 |
| 1887 | -10 | 1910 | -11 | 1933 | -8 | 1955 | 9 |
| 1888 | -12 | 1911 | -7 | 1934 | -13 | 1956 | 0 |
| 1889 | -6 | 1912 | 0 | 1935 | 0 | 1957 | -14 |
| 1890 | 7 | 1913 | 3 | 1936 | 10 | 1958 | -14 |
| 1891 | 1 | 1914 | -12 | 1937 | 6 | 1959 | 3 |
| 1892 | -3 | 1915 | 4 | 1938 | 7 | 1960 | -13 |
| 1893 | 8 | 1916 | - | 1939 | 8 | 1961 | 1 |
| 1894 | 5 | 1917 | -13 | 1940 | 7 | 1962 | 1 |
| 1895 | -13 | 1918 | -14 | 1941 | -6 | 1963 | -2 |
| 1896 | 10 | 1919 | - | 1942 | 10 | 1964 | -5 |
| 1897 | -7 | 1920 | -8 | 1943 | -12 | 1965 | -5 |
| 1898 | -13 | 1921 | -6 | 1944 | 10 | 1966 | -14 |
| 1899 | 0 | 1922 | -10 | 1945 | -3 | 1967 | -14 |
| 1900 | 1 | 1923 | -14 | 1946 | - | 1968 | - |
| 1901 | -13 | 1924 | 4 | 1947 | -14 | 1969 | -2 |
| 1902 | 5 | 1925 | 4 | 1948 | 10 | 1970 | 8 |
| 1903 | 5 | 1926 | - | 1949 | -3 | 1971 | -10 |
| 1904 | 7 | 1927 | -4 | 1950 | -12 | 1972 | 11 |
| 1905 | 4 | 1928 | -15 | 1951 | - | 1973 | 2 |
| 1906 | -4 | 1929 | -12 | | | 1974 | 2 |

По реперным датам $t_{i,j}$ для индекса $C-9$ были получены кривые методом наложения эпох (рис. 2), которые показывают усредненный геомагнитный эффект активных долгот Солнца. На кривых (рис. 2) выделены точки, для которых удвоенное среднее квадратическое отклонение не перекрывается нормой. Кривая 1 получена по выборке I, а кривая 2 — по выборке II. Обе кривые имеют по два пика, отстоящие друг от друга на 10—11 дней. Следовательно, на Солнце активные долготы существуют парами на расстоянии около 140° или $360 - 140 = 220^\circ$ долготы.

Для количественной оценки активности каждой из активных долгот были подсчитаны средние значения индекса $C-9$ для каждого пика кривых 1 и 2 на рис. 2. Седьмой день на горизонтальной оси рис. 2 является четкой границей между двумя пиками как на кривой 1, так и на кривой 2. Длину интервала усреднения целесообразно ограничить 10 днями, так как расстояние между пиками 10 дней. Именно поэтому в качестве интервалов усреднения были выбраны 8—17 дней — интервал S и 24—27, 1—6 дней — интервал N .

В табл. 2 приведены средние значения индекса $C-9$ в интервалах N и S в годы выборок I и II, а также аналогичные значения, вычисленные отдельно по четырем сезонам.

В качестве центральных дат сезонов были взяты даты достижения Землей экстремальных значений гелиографической широты

| Сезон | Выборка I | | Выборка II | |
|-------|-----------|----------|------------|----------|
| | <i>N</i> | <i>S</i> | <i>N</i> | <i>S</i> |
| Весна | 3,02 | 3,02 | 3,13 | 3,54 |
| Лето | 2,74 | 2,63 | 2,53 | 2,69 |
| Осень | 3,21 | 3,04 | 3,26 | 2,94 |
| Зима | 2,77 | 2,40 | 2,41 | 2,72 |
| Год | 2,93 | 2,77 | 2,84 | 2,97 |

(6 марта — весна, 8 сентября — осень) и даты прохождения Земли через экваториальную плоскость Солнца (6 июня — лето, 8 декабря — зима).

Из табл. 2 следует, что в годы, когда более активным было северное полушарие Солнца (выборка I), в среднем за год наибо-

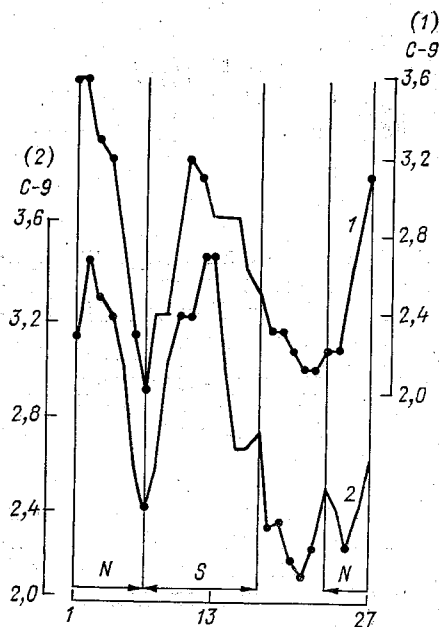


Рис. 2. Кривые метода наложенных эпох индекса C-9, полученные по реперу t_i, j .

лее активным оказался интервал *N*, а в годы, когда более активным было южное полушарие (выборка II) — активным оказался интервал *S*. Из свойства квазирадильности истечения корпускулярных потоков из центров активности [6] следует, что активная долгота интервала *N* лежит в северном полушарии, а активная долгота интервала *S* — в южном полушарии Солнца. То же самое показывает сезонный эффект геомагнитных возмущений от активных областей северного и южного полушарий Солнца [6]. Весной

и осенью во всех случаях повышается среднее значение $C-9$ (табл. 2). В годы выборки I максимальное значение $C-9$ наблюдается осенью в интервале N , а в годы выборки II — весной в интервале S . Осенью северное полушарие Солнца имеет благоприятные условия для возмущения магнитосферы Земли корпускулярными потоками, а весной, наоборот, — южное полушарие Солнца. Это значит, что возмущения $C-9$ в интервале N есть результат воздействия северных активных долгот, а возмущения в интервале S — результат воздействия южных активных долгот Солнца.

Для активных долгот Солнца, отстоящих друг от друга примерно на 180° , из которых одна лежит в северном полушарии, а другая — в южном, по солнечным данным наиболее четко прослеживается явление антиподальности [3]. Для пар активных долгот, рассмотренных в настоящей работе, это свойство подтвердилось следующим образом. Для каждого года в интервале N и в интервале S отдельно были вычислены средние значения индекса $C-9$, причем из ряда $C-9$ предварительно были исключены длиннопериодные колебания путем вычитания 30-дневных скользящих средних. В результате были получены ряды активности активных долгот северного полушария и отдельно южного полушария, а затем был подсчитан коэффициент корреляции между ними. Он оказался равным $-0,59$ для интервала 1884—1974 гг.

Полученные в настоящей работе реперные даты $t_{i,j}$ могут быть использованы в самых различных исследованиях геофизических проявлений активных долгот Солнца. Календарь Кэррингтона, необходимый для вычисления $t_{i,j}$ по τ_i , приводится в работах [2, 5] и продолжает публиковаться в *Астрономических ежегодниках СССР*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акасофу С. Н., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 2.— М.: Мир, 1975.— 509 с.
2. Вительс Л. А. Синоптическая метеорология и гелиогеофизика/Под ред. Т. В. Покровской.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.— 254 с.
3. Витинский Ю. И., Оля А. И., Сазонов Б. И. Солнце и атмосфера Земли/Под ред. Э. Р. Мустеля.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.— 350 с.
4. Додсои Е. В., Хедеман Е. Р. Крупномасштабная структура солнечной активности и ее временные и пространственные изменения.— В кн.: Наблюдения и прогноз солнечной активности/Под ред. П. Мак-Интоша и М. Драйера. М., 1976, с. 9—19.
5. Каталог индексов солнечной и геомагнитной активности/Отв. ред. В. Ф. Логинов. Обнинск: изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1976.— 203 с.
6. Мустель Э. Р. Солнечные корпускулярные потоки и их воздействие на атмосферу Земли.— Научные информации, 1968, вып. 10, с. 98—175.
7. Adams W. M. Differential rotation of protospheric magnetic fields associated with coronal holes.— *Solar Phys.*, 1976, vol. 47, N 2, p. 601—605.
8. Antonucci E., Svalgaard L. Rigid and differential rotation of the solar corona.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 34, p. 3—10.

А. В. Цветков

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АЭРОСТАТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Проведение комплексных экспериментов с помощью аэростатов определяется растущим интересом к физико-химическим процессам, протекающим в стратосфере Земли. Интерес вызван и тем, что явления и процессы в стратосфере оказывают влияние на формирование циркуляции и погоды в тропосфере, а также на решение практических задач, таких, как радио- и телевизионная связь, навигация и т. п. Используя аэростаты в качестве платформы для наблюдений, можно получить информацию о состоянии стратосферы вплоть до высот 40—45 км в течение длительных интервалов времени. Аэростаты способны поднимать контейнеры с научной аппаратурой без существенных ограничений в весе; благодаря небольшой скорости дрейфа при достижении максимальной высоты подъема на аэростате удается проводить продолжительные измерения в фиксированной точке пространства. По результатам наблюдений опубликовано значительное количество работ. Аэростатные данные пока используются только для уточнения некоторых положений в теоретических оценках процессов, протекающих в стратосфере, и в статистическом смысле их количество незначительно. Поэтому данные каждого измерения являются уникальными и требуют всестороннего анализа. В настоящем обзоре представлены результаты следующих аэростатных измерений, проведенных в стратосфере за последние несколько лет.

1. Измерения электрических характеристик атмосферы:

— электрическое поле процессов, связанных с солнечными вспышками, полярными сияниями и другими внеатмосферными явлениями,

— электрическое поле грозových процессов и прочих явлений атмосферного и наземного происхождения,

— проводимость и токи в атмосфере;

2. Измерения коротковолновой и длинноволновой радиации:

— гамма- и рентгеновское излучение, сопровождающее отдельные солнечные вспышки,

— мягкое тормозное рентгеновское излучение полярных сияний,

— ультрафиолетовое излучение; в частности, излучение с длиной волны менее 310 нм, эффективно поглощаемое в слое озона;

— инфракрасное излучение и его вариаций в зависимости от длины волны;

3. Измерение концентраций малых примесей и их вертикальных профилей в зависимости от различных условий.

Электрические характеристики стратосферы. В настоящее время природа атмосферного электричества и его вариаций остается малоизученной. Электрические поля играют важную роль в процессах, связанных с грозовыми штормами; они могут влиять на скорости химических реакций между атмосферными составляющими, на процессы переноса и т. д. Изменения в электрическом поле связаны с токами, зависящими от проводящих свойств самой атмосферы. Возмущения в электрическом поле могут вызываться как собственно атмосферными процессами, так и процессами в ионосфере [16, 29, 48]. Область стратосферы, по-видимому, играет большую роль в изучении атмосферного электричества и построении модели токовой системы атмосферы.

Измерения вектора электрического поля в стратосфере с помощью аэростатов производятся с использованием ленгмюровских зондов. Технические аспекты вопроса измерений электрического поля в слабоионизированной атмосфере изложены в ряде работ [35, 36]. К числу таких измерений относятся измерения вертикального электрического поля в стратосфере, произведенные с целью установления связи атмосферного электричества с грозовыми явлениями в нижней атмосфере [16, 48]. Попыток измерять горизонтальные компоненты поля в [16, 48] не предпринималось. В августе 1968 г. с полигона Черчилл были запущены два аэростата, на которых имелись зонды для измерения горизонтального электрического поля [35]. Теоретические оценки [29] показали, что горизонтальные поля в стратосфере имеют как ионосферный, так и атмосферный источники. Анализ данных, полученных для спокойных и возмущенных геомагнитных условий, показал [35], что меридиональная компонента электрического вектора, направленного к югу, составляет 0,6 мВ/м при спокойных условиях и 1,0 мВ/м во время возмущений. Величина горизонтального поля значительно возрастает во время развития так называемых геомагнитных отрицательных бухт, которые появляются в результате формирования сильного ионосферного тока (аврорального электроджета) в ночном секторе в области высоких широт. Средние значения напряженности электрического поля в дневные часы оказываются на порядок меньше, чем в ночные. В ночном секторе в зоне полярных сияний горизонтальное поле составляет 10—50 мВ/м на высотах дрейфа аэростатов [36]. Это поле проникает из ионосферы в стратосферу без заметного ослабления, если пространственный масштаб его превышает 100 км и частота вариаций — менее 0,1 Гц (период более 1 с). Как показывают наблюдения [36], отношение вариаций

вертикальной составляющей электрического вектора к горизонтальной на высотах дрейфа аэростатов меньше 0,2, а иногда и больше 10. Такой разброс значений отношений указывает на тот факт, что источником возмущений в электрических полях в стратосфере может служить ионосфера и нижняя атмосфера. В целом проблема источников возмущений в стратосфере остается не исследованной до конца.

Результаты аэростатных наблюдений вариаций горизонтального электрического поля в авроральной зоне в связи с развитием геомагнитных возмущений типа суббурь изложены в ряде источников [1, 16, 26—28, 31, 34, 36—41, 48, 56, 64, 65]. Установлена тесная корреляция между вариациями горизонтальной компоненты электрического поля (меридиональная компонента) и вариациями в H -компоненте геомагнитного поля, наблюдаемого на поверхности Земли. Усиление электрического поля, направленного на юг, на высотах дрейфа аэростатов вслед за развитием ионосферного электроджета в ночные часы объясняется появлением ионосферного электрического поля холловского тока западного направления. Амплитуда электрического поля в стратосфере зависит от уровня активности геомагнитной суббури [39, 64]. Природа компоненты электрического вектора, направленного вдоль широты (зонального поля), остается не изученной в настоящее время. Как показывает анализ, корреляция между значениями зонального поля и геомагнитной возмущенности (в частности, величиной склонения) отсутствует [38]. Согласно [1, 34], сильные вариации зональной компоненты (в частности, уменьшение зонального поля, направленного на запад) тесно связаны с появлением в стратосфере интенсивных потоков мягкого тормозного рентгеновского излучения, возникающего при вторжении электронов с энергией выше 25 кэВ в область авроральной ионосферы. (Ниже дается обзор результатов измерений мягкого тормозного излучения на высотах дрейфа аэростатов).

Практически не исследован вопрос об изменениях электрических характеристик стратосферы во время солнечных вспышек. Единственная работа, посвященная измерению вертикального электрического поля на аэростате, выполнена Хольцвортом и Мозером [26]. Представленные в этой работе данные измерений вертикального электрического поля и рентгеновского излучения, выполненные на шести баллонах за 4—6 и 9 августа 1972 г., сравниваются с результатами наблюдений потоков солнечных высокоэнергичных протонов на спутнике «Эксплорер-41». Для солнечной вспышки 4 августа отмечается уменьшение величины вертикального электрического поля на порядок примерно в 7 ч мирового времени с последующим медленным восстановлением поля до нормального уровня 280 мВ/м, характерного для высот стратосферы. Уменьшение вертикального электрического поля сильно антикоррелирует с величиной потока солнечных протонов, а также с потоками x -лучей, наблюдаемых с аэростата. Сравнение с данными индекса грозовой активности (количество «свистов» в диапазоне

ОНЧ-излучений в течение 2 мин за каждый час) по 6 станциям, расположенным в Японии, на Аляске, в Антарктиде и Европе, указывает на то, что солнечные вспышки сопровождаются усилением грозовой активности на всей территории планеты.

Измерения электрического поля в стратосфере вблизи грозовой системы [12, 36, 42, 43, 54, 60] показывают, что возмущающее действие грозы на полет аэростата наблюдалось за 100 км от грозового фронта. Электрическое поле испытывало резкие импульсные изменения на высоте 37 км 10 июля 1973 г. Согласно Мозеру [36], грозовая активность под дрейфующим аэростатом на высоте 25,5 км 2 августа 1969 г. (в окрестности ст. Ураниум-Сити) вызвала сильные флуктуации в горизонтальной и вертикальной компонентах электрического вектора. Изменения в горизонтальном поле превысили 7 В/м, а в вертикальном составили более 3 В/м (в обоих компонентах наблюдалось зашкаливание показаний приборов).

Орографический эффект в вертикальном электрическом поле на высоте 26 км выделен по данным измерений на дрейфующих аэростатах в Антарктиде (ст. Сёвэ) в ноябре 1972 г. [41]. В этом эксперименте было обнаружено одновременное изменение значения вертикального электрического поля на уровне аэростата и на поверхности Земли. Этот эффект, по-видимому, связан с увеличением потенциала ионосферы примерно на 80 кВ относительно нормального значения, равного 280 кВ.

В работе [56] одновременно с измерениями электрического поля определялась плотность электрического тока в зависимости от высоты подъема аэростата. Оценка величины проводимости атмосферы производилась по закону Ома (вычислялось отношение измеряемых значений плотности тока и электрического поля). Проводимость на высоте 31 км составила $1,36 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$. Плотность тока, как оказалось, не изменялась с высотой, однако на высоте 31 км 28 ноября она была в 2 раза больше, чем 29 ноября.

Наблюдения потоков рентгеновского излучения во время солнечных вспышек. Известно несколько работ, посвященных аэростатным измерениям потоков рентгеновского излучения, сопровождавших солнечные вспышки [11, 26, 30, 44, 45, 57, 59, 63]. В табл. 1 приведены результаты наблюдений х-лучей, сопровождавших вспышки, полученные в этих работах. Из таблицы видно, что интенсивность вспышек в х-лучах может изменяться в широких пределах, что является одной из особенностей вспышек.

Указанная в работе [26] антикорреляция между возмущением в вертикальном электрическом поле на высоте 30 км и в х-лучах представляется интересной с той точки зрения, что изменения в электрических полях могут возникать в результате повышения ионизации в стратосфере за счет дополнительного коротковолнового излучения, сопровождающего солнечные вспышки. Увеличение ионизации связано с возрастанием проводимости атмосферы, что может привести к перераспределению зарядов и, в конечном счете, к усилению грозовой активности в атмосфере. Кроме того,

Наблюдения энергичных х-лучей на аэростатах во время солнечных вспышек

| Дата | Широта | Высота аэростата, г/см ² | События в х-лучах | | Прибор | Источник |
|-----------------|------------|-------------------------------------|---------------------------------|---|---------------|----------|
| | | | диапазон измерений энергии, кэВ | увеличение относительно фона, (в л раз) | | |
| 20 III 1958 г. | 30° с. ш. | 10 | 200—500 | 2 | Ионная камера | [45] |
| 11 VIII 1960 г. | 45 | 7 | 30 | 2 | То же | [63] |
| | 58,5 | | | | | |
| 12 X | 32 | 4,8 | > 20 | 2,3 | Счетчик NaI | [59] |
| | | | > 80 | 1,5 | | |
| 28 IX 1961 г. | 56 | 4 | > 20 | 3,4 | То же | [11] |
| 8 VIII 1968 г. | 62,5 | 6 | > 20 | 6 | " | [44] |
| | | | > 50 | 3 | " | [57] |
| 27 IX 1969 г. | 37,6 | 10 | 30—50 | 1,3 | " | |
| 11 II 1970 г. | 69,0° ю.ш. | 7 | > 25 | 28 | " | [30] |
| | | | > 100 | 3,6 | " | |
| 4 VIII 1972 г. | — с. ш. | 4 | — | 10 | — | [26] |

дополнительное коротковолновое излучение является источником энергии, изменяющей состояние атмосферы.

Следует отметить, что вспышки довольно трудно регистрировать с помощью аэростатов, так как нет надежного прогноза развития вспышек; высокоширотная ионосфера представляет собой более надежный объект для исследования мягкого тормозного излучения, проникающего в область стратосферы во время развития полярных сияний. Такие события случаются довольно регулярно и повторяются примерно через каждые 3 ч.

Наблюдения потоков х-лучей полярных сияний. Аэростатные наблюдения тормозного рентгеновского излучения в высокоширотной стратосфере впервые были проведены во время магнитной бури 29—30 августа 1957 г. [5]. В авроральной зоне были зарегистрированы потоки х-лучей, которые определенно не коррелированы с видимыми сияниями. х-лучи наблюдались с помощью счетчика Гейгера и ионизационных камер. Потоки х-лучей носили форму вспышек. Андерсон [6] впервые классифицировал вспышки х-лучей, наблюдаемые на аэростатах в высокоширотной стратосфере.

1. Рентгеновские вспышки, связанные с геомагнитными возмущениями. Они хорошо коррелируют с развитыми бурями в магнитном поле, рекуррентными и мировыми бурями. Наблюдаются на ночной стороне Земли и наиболее интенсивны в полуночном секторе. Вспышки с характерным временем порядка секунд—минут наблюдаются в течение нескольких часов.

2. Вспышки, связанные с внезапным началом магнитной бури. Область наблюдения во время внезапного начала довольно широкая по долготе, но по широте резко ограничена зоной полярных сияний.

3. Вспышки в х-лучах в периоды низкой геомагнитной активности. Появляются спорадически в зоне полярных сияний. Длительность отдельной вспышки составляет от нескольких секунд до нескольких минут. По классификации Трефана [58] вспышки в х-лучах подразделяются на

1) импульсные, которые наблюдаются в полуночном секторе авроральной зоны во время начала развития суббури; они быстро распространяются к северу;

2) медленно меняющиеся бухтообразной формы, появляющиеся в утреннем секторе авроральной зоны, систематически движущиеся с севера на юг;

3) когерентные пульсирующие вспышки, имеющие большую пространственную протяженность в полуденном секторе авроральной зоны;

4) пульсирующие вспышки в раннем утреннем секторе, движущиеся с востока на запад.

Наличие более тонкой структуры — микровсплесков — в х-лучах было обнаружено Андерсоном и Мильтоном [10]. Быстрые временные вариации (пульсаций) в потоках х-лучей могут быть от долей секунд [62] или нескольких секунд [3] до сотен или нескольких сотен секунд [4, 19]. В серии запусков аэростатов в сопряженных точках удалось установить наличие пульсаций в х-лучах с периодом 5—10 с [13].

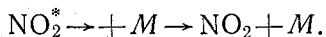
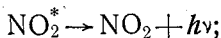
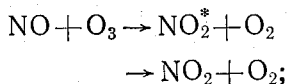
Исследование поведения вспышек х-лучей по данным аэростатных наблюдений с помощью счетчиков Гейгера и ионизационных камер показало, что вспышки в х-лучах тесно связаны с эффектами поглощения космического шума. Результаты анализа отношения эффектов поглощения и вспышек в х-лучах показывают, что его значение меняется от одного события к другому. Наблюдаемые изменения обусловлены быстрыми вариациями в спектре источника х-лучей и поглощения.

Таким образом, потоки рентгеновского излучения во время геомагнитных возмущений проникают в область стратосферы в высокоширотной зоне и могут служить одним из источников дополнительной ионизации в этой области, а также ряда других процессов, которые важны с точки зрения понимания явлений, протекающих в нижней атмосфере. В этой связи представляется важным исследование с помощью аэростатов состава стратосферы, его изменений в зависимости от высоты, времени суток, широты, сезона во время солнечных вспышек, солнечных затмений, полярных сияний и т. д.

Результаты измерений компонент газа в стратосфере. Изучение состава стратосферы и в особенности высотных профилей малых компонент, их вариации в зависимости от широты наблюдений, времени суток, метеорологической обстановки и других факторов представляет несомненный интерес.

Например, распределение по высоте окиси азота (NO) в стратосфере позволяет оценить возмущение, вносимое окисью азота, в концентрацию озона. Однако высотные профили малых составляющих

сложным образом зависят от характера химических и динамических процессов, протекающих в стратосфере. Одной из возможностей установления корректности модели является проведение диагностики состава с помощью аэростатов в зависимости от локального времени, высоты наблюдений и широты. В настоящее время нашел применение хемилюминесцентный метод определения NO в стратосфере. Метод основывается на последовательности реакций



Излучение, испускаемое возбужденной молекулой NO_2^* , представляет собой континуум в полосе от 590 до 3000 нм. При пропускании анализируемого газа через сосуд, куда поступает достаточное количество O_3 , происходит реакция по указанной схеме. Установленный фотоумножитель определяет интенсивность сигнала излучения, которая описывается формулой

$$I = AF X_{\text{NO}}/p,$$

где F — скорость потока газа; p — давление; X_{NO} — отношение смеси для NO в исследуемом газе; A — константа, включающая в себя геометрические факторы прибора, чувствительность фотометра и константы реакций.

Приборы, работающие на таком принципе, устанавливаются на высотных самолетах и аэростатах [50].

Результаты аэростатных измерений NO в стратосфере методом хемилюминесценции представлены в ряде работ [2, 14, 20, 32, 46—49]. Отношение смеси для NO в стратосфере с высотой увеличивается [49], отношение растет вплоть до 35 км. Однако в диапазоне высот 21—27 км наблюдаются значительные длинно- и короткопериодные вариации концентрации NO. Результаты измерения отношения смеси NO во время двух последовательных запусков аэростатов с полигона Черчилл (59° с. ш., 95° з. д.) 16 и 22 июля 1974 г. согласно [46] даны в табл. 2. Отмечается, что высотный профиль NO при первом полете аэростата имеет плавное увеличение отношения смеси с 0,3 до 2,7 ppbv в диапазоне высот 19—29,5 км. Во втором запуске увеличение NO происходит с 0,25 до 2,7 ppbv в диапазоне высот 19—29 км, а в диапазоне 29—34,5 км отношение смеси NO остается приблизительно постоянным, около 2,7 ppbv.

Стабильный рост отношения смеси NO на высотах от 19 до 29 км был получен во время серии аэростатных запусков с военно-воздушной базы Халломен, Нью-Мексико, 12 декабря 1972 г., 16 марта, 22 июня, 13 ноября 1973 г. [47]. Как в [46], так и в [47]

Аэростатные данные концентрации NO [46]

| Высота, км | Плотность, см ⁻³ ×10 ⁸ | Высота, км | Плотность, см ⁻³ ×10 ⁸ | Высота, км | Плотность, см ⁻³ ×10 ⁸ |
|------------|---|------------|---|------------|---|
| 17,5 | 9,4 | 21,5 | 5,6 | 32,0 | 7,5 |
| 18,6 | 7,2 | 22,9 | 5,6 | 32,4 | 7,6 |
| 19,6 | 8,2 | 23,5 | 6,4 | 32,8 | 7,1 |
| 21,2 | 11,0 | 24,1 | 5,8 | 33,5 | 5,4 |
| 23,2 | 13,0 | 24,6 | 7,1 | 33,7 | 5,5 |
| 24,8 | 12,0 | 25,9 | 7,0 | 34,0 | 5,9 |
| 25,8 | 15,0 | 26,7 | 6,7 | 34,1 | 6,0 |
| 26,8 | 14,9 | 27,5 | 5,4 | 34,4 | 5,3 |
| 28,8 | 11,0 | 28,2 | 6,5 | 34,4 | 4,9 |
| 29,4 ± 0,3 | 13 | 29,4 | 8,5 | 34,5 | 5,7 |
| 17,2 | 7,9 | 29,9 | 9,1 | 34,5 | 5,7 |
| 18,9 | 5,5 | 30,5 | 9,7 | 34,6 | 6,0 |
| 19,7 | 4,6 | 31,0 | 9,1 | 34,6 | 5,6 |
| 20,6 | 4,7 | 31,8 | 7,7 | | |

отмечается сильный разброс данных в области 21—27 км, полученных на различных аэростатах. Существующие в настоящее время одно-, двух- и трехмерные модели не объясняют наблюдаемые вариации концентрации NO на этих высотах.

Измерения отношения смеси NO, проведенные во втором запуске аэростата 22 июля 1974 г., показали, что во время захода Солнца количество NO на высоте около 34,5 км уменьшается до нуля; это свидетельствует о возможном процессе превращения NO в NO₂ [32, 46]. Аналогичные результаты во время захода Солнца получены на 33° с. ш. в мае 1974 г. [14].

Сравнительный анализ результатов измерения NO, NO₂ и HNO₃ на аэростате, запущенном 22 июля 1974 г. [21], с результатами модельных расчетов показывает, что численные значения отношений NO/NO₂ и HNO₃/NO₂ согласуются с экспериментальными. Согласно [21] для проверки фотохимической модели, включающей рассмотрение активных соединений азота, достаточно измерить концентрации NO, NO₂ и HNO₃, а также O₃ и температуру в стратосфере. По аэростатным данным, отношение смеси для нечетного азота на высотах от 20 до 35 км приблизительно постоянно и составляет 11 ppbv.

Закись азота (N₂O), являющаяся основным источником нечетного азота в нижней и средней стратосфере, представляет большой интерес с точки зрения исследования вопроса о разрушении озона в стратосфере. Результаты аэростатных наблюдений за N₂O [17, 23, 51, 52, 55] показывают, что отношение смеси в закиси азота уменьшается выше тропопаузы. На высоте 35 км это отношение уменьшается в 10 раз. В [52] отмечается, что для профиля N₂O, полученного над Канадой 28 августа 1975 г., характерен быстрый

Аэростатные наблюдения отношения смеси для N_2O [54]

| Высота, км | N_2O ppbv | Дата и место запуска | Высо- та, км | N_2O ppbv | Дата и место запуска |
|------------|----------------|------------------------------------|-----------------|----------------|--------------------------------------|
| 17,7 ± 0,5 | 300 ± 20 | Июнь 1975 г., Ларами (Вайоминг) | 17 | 340 | Апрель 1976 г., Панама |
| 22,3 ± 0,7 | 230 ± 20 | | 18,5 | 290 | |
| 26,2 ± 0,1 | 160 ± 20 | | 23 | 270 | |
| | | Август 1975, Саскатчеван | 27,5 | 238 | |
| 10 | 290 | | 32 | 185 | |
| 14 | 290 | | | | |
| 18 | 140 | | | | |
| 22 | 74 | | | | |
| 25,5 | 35 | | | | 11 мая 1976 г., Аляска |
| | | Декабрь 1975 г., Ларами (Вайоминг) | 7,5 | 350 | |
| 16 | 270 | | 15 | 300 | |
| 17,25 | 250 | | 31 | 70 | |
| | | | 36 | 25 | |
| | | Январь 1976 г., Антарктика | 13 | 350 | 13 мая 1976 г., Аляска |
| | | | 13,5 | 330 | |
| | | | 14,5 | 290 | |
| 15 | 280 | | 16,5 | 280 | |
| 17,5 | 215 | | | | |
| 20,5 | 165 | | | | |
| 25,5 | 140 | | | | |
| 26 | 113 | | | | |
| 26,5 | 93 | | | | |
| 27 | 90 | | | | |
| 27,5 | 78 | | | | |
| 27,75 | 73 | | | | |
| 28 | 68 | | | | |
| | | Февраль 1976 г., Нью-Мексико | 9,5 | 320 | 8 июля 1976 г., Ларами (Вайоминг) |
| 17 | 300 | | 14,5 | 310 | |
| 22 | 145 | | 20,25 | 265 | |
| | | | 23,25 | 168 | |
| | | | 24,50 | 135 | |

спад концентрации с высотой. Однако не имеется данных о метеорологической обстановке во время запуска аэростата 28 августа 1975 г. Малочисленные данные о профиле N_2O в средней и верхней стратосфере не позволяют проверить фотохимическую модель. Следует отметить, что данных аэростатных наблюдений за N_2O для различных широт также недостаточно. В табл. 3 представлены данные профиля N_2O , полученные в работах [51, 55].

В связи с теоретическими предсказаниями о непрерывном накоплении в атмосфере галоидных соединений и влияния хлора на процесс разрушения озона появилась необходимость экспериментальных данных по проверке гипотез. Аэростатные эксперименты по измерению концентрации соединений CF_2Cl_2 и $CFCl_3$ в стратосфере показывают, что средние профили содержания CF_2Cl_2 и $CFCl_3$ в стратосфере согласуются с модельными расчетами. Результаты наблюдений опубликованы в ряде работ [23, 24, 51—53]. В табл. 4 представлены результаты аэростатных измерений CF_2Cl_2 и $CFCl_3$ на различных высотах. В [23] опубликованы результаты взятия проб в стратосфере и вертикальные профили отношения смеси для CF_2Cl_2 и $CFCl_3$ над полигоном Палестина (32° с. ш.) для

9 сентября 1973 г., 2 июня 1975 г., 27 января и 27 февраля 1976 г., а также профили над полигоном Йорктон, Саскатчеван (52° с. ш.) для 14 августа 1975 г. Индивидуальные профили достаточно сильно варьируют. Тем не менее для среднего профиля, соответствующего наблюдениям на 32° с. ш., имеется хорошее согласие с теоретической моделью. В профилях для CFCl_2 наблюдается значительная неустойчивость. Недостатком является то, что измерение профиля произведено в некоторый день, в определенной географической точке при конкретной метеорологической обстановке. Поэтому нельзя сделать какого-либо обобщения исходя из единичного измерения. Однако удалось выделить интересный момент во всех профилях. В диапазоне высот 20—25 км наблюдается быстрый спад концентрации CFCl_3 . Выше 25 км имеется рост концентрации CFCl_3 . С 28 км опять виден стабильный спад концентрации.

Таблица 4

Аэростатные наблюдения концентрации CFCl_3 и CF_2Cl_2

| Высота, км | Концентрация, ppbv | | Дата и место запуска | Примечание |
|--------------------------|-------------------------|--------------------------|---|--|
| | CFCl_3 | CF_2Cl_2 | | |
| 12,0 | 94 | 78 | 9 IX 1973 г., Палестина (32° с. ш.) | [24] |
| 13,0 | 83 | 133 | 9 IX 1973 г., Палестина (32° с. ш.) | Тропопауза: 15 км (1973 г.); 16,19 км (1975 г.) |
| 16,9 | 95 | — | 2 VI 1975 г., Палестина | |
| 23,0 | 45 | 86 | 9 IX 1973 г. | |
| 24,5 | 18 | — | 2 VI 1975 г. | |
| 28,6 | 11 | — | 2 VI 1975 г. | |
| 31,0 | 9 | 48 | 7 V 1974 г. | |
| 34,0 | 3 | 35 | 7 V 1974 г., Палестина | |
| 18,3 (18) | 60 ± 4 (57) | 98 ± 18 (110) | 23 V 1974 г. (36,2—39,3° с. ш., 106,2—106,5° з. д.) | [25] |
| 12,2 (12) | 75 (75) | 140 (140) | 23 V 1974 г. (33,1—34,1° с. ш., 104,3—105,1° з. д.) | Тропопауза: 13 км, средние значения за 2 полета. |
| 6,4 (6) | 80 ± 3 (82) | 125 ± 7 (120) | 23 V 1974 г. (34,5—33,5° с. ш., 106,2—105,0° з. д.) | |
| 17,7 ± 0,5 22,3 ± 0,7 | 80 ± 10 30 ± 3 —6 | 210 ± 10 135 ± 10 | Июнь 1975 г., Ларами (Вайоминг) | [51] |
| 26,2 ± 1 | 20 | 75 ± 5 | | |

Молекулярный водород, являясь важной составной частью стратосферы, как и другие содержащие водород газы, служит

источником радикалов OH и HO₂, которые поддерживают один из известных каталитических циклов разрушения озона.

Относительно большое время жизни H₂ в стратосфере указывает на то, что концентрация H₂ зависит как от химических процессов, так и от процессов переноса.

Данные аэростатного зондирования стратосферы с установленной на борту криоочной системой взятия проб 2 июня 1975 г. (Палестина) показывают, что отношение смеси для H₂ практически постоянно в стратосфере. Значение отношения несколько превышает 0,5 ppmv [53]. Слабый максимум может наблюдаться на высоте 27 км. Факт, отражающий постоянство концентрации H₂ в стратосфере, указывает на наличие источника молекул водорода в нижней и средней стратосфере. Возможно, что таким источником служит CH₄, который способен окисляться в стратосфере. В [61] получены результаты по вертикальным профилям CH₄, CO и CO₂ для запуска аэростата 2 июня 1975 г. Концентрация CH₄ линейно спадает от тропопаузы до максимальной высоты подъема аэростата 35 км. Концентрация CH₄ на тропопаузе равна 1,4 ppmv, а на уровне 35 км — 0,4 ppmv [61]. Для нижней стратосферы получено хорошее согласие между усредненным профилем CH₄ для Палестины (32° с. ш.) и одним профилем CH₄, который был получен во время запуска в южном полушарии (Парана). Выше 28 км концентрация CH₄ оказывается несколько ниже, чем та, которую дает усредненный профиль. Спад в профиле CH₄ довольно резкий на границе тропопаузы, однако выше 25 км влияние высоты тропопаузы на профиль отсутствует.

Высокие профили концентрации Cl и ClO одновременно получены во время запуска аэростата с полигона Палестина 28 июля 1976 г. Данные, полученные в эксперименте [7], приведены в табл. 5. Следует отметить, что ошибка измерений концентраций Cl и ClO составляла ±50%. В [9] представлены результаты трех измерений Cl и ClO в стратосфере над Палестиной. Концентрация Cl в слое 35—40 км составила $2 \cdot 10^5$ — $2 \cdot 10^6$ атом/см³, а концентрация ClO равна $2 \cdot 10^7$ — $6 \cdot 10^8$ мол/см³.

Профиль концентрации радикала OH по данным измерений на аэростатах 12 января 1976 г. и 18 июля 1976 г. получен для локального времени около полудня над Палестиной (32° с. ш.) [8]. Результаты представлены в табл. 6.

Инфракрасное излучение стратосферы исследовалось на аэростате, запущенном 22—23 июля 1974 г. [15] с полигона Черчилл. С помощью установленного на борту аэростата интерферометра Михельсона удалось провести измерения для 8 комбинаций линий спектра и получить значения интегральных по высоте плотностей в столбе H₂O и O₃. Для H₂O значение «столбовой» плотности составляет $1,1 (\pm 0,7) \cdot 10^{18}$ мол/см² и для O₃ $5,0 (\pm 1,8) \cdot 10^{18}$ мол/см² в стратосфере выше 22 км. В работе [15] отмечаются недостатки данного метода определения концентраций молекул в столбе воздуха.

Таблица 5

Концентрации Cl и ClO . Одновременные измерения 28 июля 1976 г. [7]

| Высота, км | Концентрация, см^{-3} | | Примечание |
|------------|--------------------------------|------------------|---|
| | Cl | ClO | |
| 42 | $2,2 \cdot 10^6$ | $3,0 \cdot 10^7$ | Техника измерений: резонансная флюоресценция (Cl регистрируется на $\lambda=1188 \text{ \AA}$) |
| 41 | | | |
| 40 | 1,4 | | |
| 39 | | 4,0 | |
| 38 | 8,8 | 8,0 | |
| 37 | 1,3 | $1,5 \cdot 10^8$ | |
| 36 | $9,0 \cdot 10^5$ | 2,7 | |
| 35 | 4,1 | 3,5 | |
| 34 | | 5,0 | |
| 33 | | 4,0 | |
| 32 | | 5,0 | |
| 31 | | 4,3 | |
| 30 | $5,8 \cdot 10^8$ | 5,4 | |
| 29 | | 5,0 | |
| 28 | | 4,5 | |
| 27 | | 2,8 | |

Таблица 6

Концентрация OH по данным аэростатных запусков [8]

| Высота, км | Концентрация, см^{-3} | Примечание |
|------------|--------------------------------|---|
| 43 | $2,8 \cdot 10^7$ | 12 января 1976 г. ошибка измерений $\pm 35\%$ |
| 39 | 2,15 | |
| 37 | 2,2 | |
| 35 | 9,5 | |
| 33 | 1,3 | |
| 32 | 1,05 | |
| 30 | $4,2 \cdot 10^6$ | |
| Слой 41—39 | $2 \cdot 10^7$ | 18 июля 1976 г. ошибка измерений от $\pm 1,5 \cdot 10^7$ до $-1,0 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ |

Распределение отношения смеси для HNO_3 по высоте измеряли на аэростате на $58,7^\circ \text{ с. ш.}$ 22 июля 1974 г. [22]. Измерения производились в послеполуденные часы. Получено, что максимальная ($5,5 \text{ ppbv}$) концентрация HNO_3 находится на высоте 24 км. Полное количество HNO_3 над тропопаузой составляет $0,32 \text{ матм} \cdot \text{см}$.

Потоки ультрафиолетовой солнечной радиации измерялись на аэростате, запущенном 8 июля 1974 г. (Черчилл). С помощью спектрометра Эберта исследовалась область длин волн в диапазоне $1820\text{—}3150 \text{ \AA}$. Измерения производились для зенитных углов

Солнца от 37 до 69° на высоте 28,6—25,3 км. Анализ потоков УФ излучения в окне 1900—2200 А позволил определить содержание озона в стратосфере выше аэростата. В табл. 7 представлены результаты этих измерений [33].

Таблица 7

Содержание O_3 в стратосфере выше точки полета аэростата по данным [33]

| Время (мировое) | Зенитный угол Солнца | Высота аэростата, км | Концентрация O_3 , см |
|-----------------|----------------------|----------------------|-------------------------|
| 16 час. 15 мин. | 45,5° | 28,6 | 0,069 |
| 17—47 | 38,4 | 28,6 | 0,064 |
| 19—32 | 37,2 | 27,4 | 0,082 |
| 20—26 | 39,9 | 26,5 | 0,094 |
| 20—39 | 41,6 | 25,9 | 0,11 |
| 22—50 | 48,5 | 25,3 | 0,091 |

Таким образом, результаты измерений атмосферных составляющих на аэростатах с использованием различных методов позволяют выделить некоторые закономерности их поведения в зависимости от конкретных условий, а также провести ряд обобщений, которые необходимы при моделировании процессов, протекающих в стратосфере Земли, и, в частности, при моделировании процессов, приводящих к разрушению озонового слоя. Хотя точность измерений еще недостаточна для оценки правильности теоретических моделей, можно заключить, что важную роль в процессах, протекающих в стратосфере, играют источники ионосферного и солнечного происхождения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жулин И. А., Копаев И. М., Осипов Н. К. Электрическое поле в отрицательную фазу магнитной бури 20—21 марта 1975 г. по аэростатным наблюдениям.— Космические исследования, 1978, т. 16, вып. 2, с. 312—315.
2. Ackerman M. e. a. Simultaneous measurement of NO and NO₂ in the stratosphere.— Planet. Sp. Sci., 1975, vol. 23, p. 651—660.
3. Anger C. D., Barcus J. R., Brown R. R., Evans D. S. Auroral zone X-ray pulsations in the 1- to 15-second range.— J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, p. 1023—1030.
4. Anger C. D., Barcus J. R., Brown R. R., Evans D. S. Long-period pulsations in electron precipitation associated with hydromagnetic waves in the auroral zone.— J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, p. 3306—3310.
5. Anderson K. A. Soft radiation events at high altitude during the magnetic storm of August 29—30, 1957.— Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 1397—1405.
6. Anderson K. A. Balloon observations of X-ray in the auroral zone. 1.— J. Geophys. Res., 1960, vol. 65, p. 551—564.
7. Anderson J. G. A simultaneous measurement of Cl and ClO in the Earth's stratosphere.— Paper presented at the Intern. Conf. on the Stratosphere and Related Problems, Logan, Utah, September 15—17, 1976.
8. Anderson J. G. The absolute concentration of OH ($\chi^2\pi$) in the Earth's stratosphere.— Geophys. Res. Lett., 1976, vol. 3, p. 165—168.
9. Anderson J. G., Margitan J. T., Stedman D. H. Atom chlorine and the chlorine monoxide radicals in the stratosphere: three in situ observations.— Science, 1977, vol. 198, p. 501—503.

10. Anderson K. A., Milton D. W. Balloon observations of x-rays in the auroral zone. 3. High time resolution studies.—*J. Geophys. Res.*, 1964, vol. 69, p. 4457—4479.

11. Anderson K. A., Winkler J. R. Solar flare X-ray burst on September 28, 1961.—*J. Geophys. Res.*, 1967, vol. 67, p. 4103—4117.

12. Benbrook J. R., Kern J. W., Sheldon W. R. Measured electric field in the vicinity of a thunderstorm system at an altitude of 37 km.—*J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, N 34, p. 5289—5294.

13. Brown R. R., Barcus V. R., Parsons N. R. Balloon observations of auroral zone x-rays in conjugate regions.—*J. Geophys. Res.*, 1965, vol. 70, p. 2579—2598.

14. Burkhardt E. G., Lambert C. A., Patel C. K. N. Stratospheric nitric oxide: measurements during daytime and sunset.—*Science*, 1975, vol. 188, p. 1111—1113.

15. Clark T. A., Kendall D. J. W. The measurement of minor stratospheric constituent concentrations by far infra-red emission spectroscopy.—*Atmosphere*, 1976, vol. 14, p. 155—165.

16. Coroniti S. C. Problems of atmospheric and space electricity.—London, Amsterdam, N. Y.: Elsevier Publ. Co., 1965.

17. Ehhalt D. H., Gravenhorst G., Pollock W. Vertical distribution of N_2O in the troposphere and stratosphere.—In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 211—218.

18. Ehhalt D. H., Volz A., Cosatto H., Heidt L. E. The vertical distribution of chlorofluoromethanes in the stratosphere.

19. Evans D. S. A pulsating auroral zone X-ray event in the 100 second range.—*J. Geophys. Res.*, 1963, vol. 68, p. 395—400.

20. Evans W. F., Kerr J. B., Wardle D. L. The AES Stratospheric Balloon Measurements Project: Preliminary results.—In: *Proc. 4th Conf. on the Climatic Impact Assessment Program*, 1975, DOT-TSC-OST-75-38, p. 412—416.

21. Evans W. F. J. e. a. Intercomparison of NO , NO_2 and HNO_3 measurements with photochemical theory.—*Atmosphere*, 1976, vol. 14, p. 189—198.

22. Evans W. E. J., Lin C. I., Midwinter C. L. The altitude distribution of nitric acid at Churchill.—*Atmosphere*, 1976, vol. 14, p. 172—179.

23. Heid L. E., Pollack W. H., Lueb R. A. Stratospheric measurements of CF_2Cl_2 , $CFCl_3$ and N_2O .—In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 241—250.

24. Heid L. E., Lueb R., Pollock W., Ehhalt D. H. Stratospheric profiles of CCl_3F and CCl_2F_2 .—*Geophys. Res. Lett.*, 1975, vol. 2, p. 445—447.

25. Hester N. E., Stephens E. R., Taylor O. C. Fluorocarbon air pollutants.—*Environ. Sci. and Technol.*, 1975, vol. 9, p. 875—876.

26. Holzworth R. H., Mozer F. S. Direct evidence of solar flare modification of weather related atmospheric electric fields. Prepr. 94720, Phys. Dep. Sp. Sci. Lab. Univ. California, 1977.

27. Kelley M. C., Starr J. A., Mozer F. S. Relationships between magnetospheric electric fields and the motion of auroral forms.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 22, p. 5269—5277.

28. Kelley M. C., Mozer F. S. Simultaneous measurement of the horizontal components of the Earth's electric field in the atmosphere and in the ionosphere.—*J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, N 22, p. 3275—3276.

29. Kellogg P. J., Weed H. Balloon measurements of ionospheric electric fields.—Paper presented at the Fourth Intern. Conf. Universal Aspects Atm. Electricity, Tokyo, 1968.

30. Kodama M., Ogura K. Characteristics of the energetic solar X-ray burst of 11 February 1970 observed of balloon altitude.—*Rep. Ionospher. Space Res. Japan*, 1971, vol. 25, p. 285—300.

31. Madsen M. M., Iversen I. B., D'Angelo N. Measurements of high-latitude ionospheric electric fields by means of balloonborne sensors.—*J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, N 22, p. 3821—3824.

32. McConnell J. C. e. a. Diurnal measurements of stratospheric nitric oxide.—In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 262.

33. McEwen D. J., Meredith H. T. Solar ultraviolet flux measurements.— *Atmosphere*, 1976, vol. 14, p. 199—204.
34. Mozer F. S., Bogott F. H., Tsurutani B. Relations between ionospheric electric fields and energetic trapped and precipitating electrons.— *J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 78, N 4, p. 630—639.
35. Mozer F. S., Serlin R. Magnetospheric electric field measurements with balloons.— *J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, N 19, p. 4739—4754.
36. Mozer F. S. Balloon measurement of vertical and horizontal atmospheric electric fields.— *Pure Appl. Geophys.*, 1971, vol. 84, p. 32—45.
37. Mozer F. S. Analysis of techniques for measuring DC and AC electric fields in the magnetosphere.— *Sp. Sci. Rev.*, 1973, vol. 14, N 2, p. 272—313.
38. Mozer F. S., Lucht P. The average auroral zone electric field.— *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, N 1, p. 1001—1006.
39. Mozer F. S., Manka R. H. Magnetospheric electric field properties deduced from simultaneous balloon flights.— *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 7, p. 1697—1712.
40. Mozer F. S., Serlin R., Carpenter D. L., Siren J. Simultaneous electric field measurements near L-4 from conjugate balloons and whistlers.— *J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, N 32, p. 3215—3217.
41. Ogawa T., Tanaka Y. Land effect on the stratospheric vertical electric field and current.— *J. Atm. Terr. Phys.*, 1976, vol. 38, N 6, p. 599—604.
42. Paltridge G. W. Measurement of the electrostatic field in the stratosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1964, vol. 69, p. 1947.
43. Paltridge G. W. Experimental measurements of the small-ion density and electrical conductivity of the stratosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1965, vol. 70, p. 2751.
44. Parks G. K., Winkler J. R. 16-seconds periodic pulsations observed in the correlated microwave and energetic X-ray emission from a solar flare.— *Astrophys. J.*, 1969, vol. 155, p. 117—120.
45. Peterson L. E., Winckler J. R. Gamma-ray burst from a solar flare.— *J. Geophys. Res.*, 1959, vol. 64, p. 697—707.
46. Ridley B. A., Bruin J. T., Schiff H. L., McConnell J. C. Altitude profile and sunset decay of stratospheric nitric oxide.— *Atmosphere*, 1976, vol. 14, p. 180—188.
47. Ridley B. A., Schiff H. L., Shaw A., Negill L. R. In situ measurements of stratospheric nitric oxide using a balloon-borne chemiluminescent instrument.— *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, p. 1925—1929.
48. Sagalin R. C., Fitzgerald D. R. Atmospheric electricity. Handbook of geophysics and space environments.— Office of Aerospace Res., 1965.
49. Schiff H. I. Altitude profiles and diurnal measurements of nitric oxide in the stratosphere.— In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 261—262.
50. Schiff H. I. Measurements of NO, NO₂ and HNO₃ in the stratosphere.— In: *Aeronomy of the stratosphere and mesosphere*. Ed. H. I. Schiff, 1974, p. 1536—1543.
51. Schmeltekopf A. L. e. a. Measurements of stratospheric CFC₁₃, CF₂Cl₂ and N₂O.— *Geophys. Res. Lett.*, 1975, vol. 2, p. 393—396.
52. Schmeltekopf A. L. e. a. Measurements of stratospheric CFC₁₃ and CF₂Cl₂.— *Annual Rep., Aeronomy Lab. Env. Res. Lab. NOAA, Boulder*. 1975, p. 57.
53. Schmidt U., Ehhalt D. H., Heidt L. E. The vertical distribution of molecular hydrogen in the troposphere and stratosphere.— In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 227—239.
54. Stergis C. G., Rein G. C., Kangas T. Electric field measurements above thunderstorms.— *J. Atm. Terr. Phys.*, 1957, vol. 11, N 1, p. 83.
55. Sundararaman N. Summary of upper atmospheric data. FAA-EQ-77-2, October 1976.
56. Tanaka Y., Ogawa T., Kodama M. Stratospheric electric fields and currents measured at Syowa Station Antarctica-2. The horizontal component.— *J. Atm. Terr. Phys.*, 1977, vol. 39, N 8, p. 921—925.
57. Takakura T. Interpretation of time characteristics of solar X-ray bursts referring to associated microwave bursts.— *Solar Phys.*, 1969, vol. 6, p. 133—150.

58. Trefall H. Scientific Technical Report No. 9, Univ. Bergen, Norway, 1974.
59. Vette J. I., Casal F. G. High-energy X-rays during solar flares.—*Phys. Rev. Lett.*, 1961, vol. 6, p. 334—336.
60. Vonnegut B., Moore C. B., Espinola R. P., Blau H. H. Electric potential gradients above thunderstorms.—*J. Atm. Sci.*, 1966, vol. 23, p. 764.
61. Volz A., Ehhalt D. H., Heidt L. E., Pollock W. Vertical profiles of CH₄, CO and CO₂ in the stratosphere.—In: *Proc. Joint Symp. Atm. Ozone*, 1977, vol. 2, p. 219—226.
62. Winckler J. R., Bhavsar P. D., Anderson K. A. A study of the precipitation of energetic electrons from the geomagnetic field during magnetic storms.—*J. Geophys. Res.*, 1962, vol. 65, p. 3717—3736.
63. Winckler J. R., May T. C., Masley A. J. Observation of a solar bremsstrahlung burst of 1926 UT August 11, 1960.—*J. Geophys. Res.*, 1961, vol. 66, p. 316—320.
64. Zhulin I. A. e. a. Preliminary results of the balloon measurements of the ionospheric electric fields during SAMBO experiment.—Paper presented at the XVII Assembly of IAGA, Grenoble, France, 1975.
65. Zhulin I. A. On some results of the balloon stratospheric electric field during the SAMBO-1 experiment.—Prepr. 1976.

Л. И. Борис, Е. К. Молькентин, Н. И. Яковлева

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТЕРИЯ ОПТИМИЗАЦИИ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ПРИ ВРЕМЕННОМ ЭКСТРАПОЛИРОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЯДОВ

Метод множественного линейного экстраполирования стационарных случайных процессов впервые нашел практическое применение в монографии [1]. Однако в ней недостаточно полно разработаны оптимальные критерии или условия прогнозирования. К тому же предлагаемое в [1] решение прогностического уравнения оказалось успешно применимым только к стационарным и некоторым квазистационарным рядам. Поэтому необходимы были дальнейшие разработки этого метода. Нами в статье [2] были предложены некоторые пути совершенствования метода экстраполирования. Они заключались в отыскании в исходных рядах наиболее стационарных временных интервалов, которые только и целесообразно экстраполировать. В работе они названы оптимальными расчетными периодами. На достаточно большом количестве прогнозов была доказана эффективность выбора таких расчетных периодов [3—7]. Однако и эта схема прогноза применима не ко всем гидрометеорологическим рядам. Представлялось, что для нестационарных рядов необходимо выполнять более строгий выбор оптимальных критериев прогнозирования. С этой целью нами была разработана схема прогноза, в которой все выявленные оптимальные условия распространялись только на один шаг, т. е. использовались при выдаче одного независимого прогноза (схема II). Для следующего прогноза необходимо заново выполнять выбор оптимальных условий.

Кроме того, пришлось еще пересмотреть критерии оценки независимых прогнозов, полученных при разных условиях (при разных расчетных периодах N , сдвигах корреляционной функции и предсториях n). Ранее за критерии оценки независимых прогнозов принимались коэффициенты корреляции между фактическими и спрогнозированными величинами ($R_{qф}, a_{np}$) или значения функции точности прогнозирования (δ), вычисленные по результатам зависимых прогнозов. Причем число зависимых прогнозов в каждом случае было непостоянным. Оно определялось как раз-

ность между N и n . Ясно, что для нестационарных рядов не может существовать линейной связи между несколькими зависимыми и независимыми прогнозами. Поэтому при разработке нового критерия оценки независимых прогнозов анализу подвергались результаты только одного зависимого прогноза. Такой анализ оказался весьма трудоемким, поскольку необходимо было рассмотреть полную распечатку счета, т. е. все результаты прогнозов с разными N и n (обычно на ленте выдаются только наилучшие результаты).

В итоге проведенного анализа были получены весьма полезные выводы. Выяснилось, что при прогнозах нестационарных характеристик ни один из прежних критериев ($R_{q_{\phi}}$, $q_{\text{пр}}$ или δ) не является эффективным (табл. 1 и 2). Выполнялись еще прогнозы с такими же критериями, но вычисленными из постоянного числа зависимых прогнозов. Они тоже не улучшили результаты (табл. 3 и 4). Только заново полученный критерий — наименьшая ошибка одного зависимого прогноза, предшествующего независимому, — смог значительно улучшить схему прогноза (табл. 5). С новым критерием было выполнено достаточно большое количество

Таблица 1

Схема II
Прогноз на 54-й член

| N | R | δ | n | $\Delta q_{\text{пр}}$ | c | $q_{\text{пр}}$ |
|-----|-------------|----------|-----|------------------------|------|-----------------|
| 34 | 0,93 | 0,15 | 28 | 0,3 | -0,1 | 0,2 |
| 35 | 0,82 | 0,33 | 12 | 1,1 | 0,0 | 1,1 |
| 36 | 0,92 | 0,24 | 29 | 3,1 | 0,0 | 3,1 |
| 37 | 0,98 | 0,13 | 29 | 7,1 | 0,1 | 7,2 |
| 38 | 0,77 | 0,42 | 13 | -0,1 | 0,1 | 0,0 |
| 39 | 0,62 | 0,65 | 5 | 0,3 | 0,3 | 0,6 |
| 40 | 0,73 | 0,47 | 14 | -0,8 | 0,4 | -0,4 |
| 41 | 0,73 | 0,49 | 14 | -0,4 | 0,4 | 0,0 |
| 42 | 0,70 | 0,55 | 11 | 0,6 | 0,3 | 0,9 |
| 43 | 0,74 | 0,55 | 21 | -1,0 | 0,3 | -0,7 |
| 44 | 0,77 | 0,44 | 21 | -0,3 | 0,2 | -0,1 |
| 45 | 0,70 | 0,54 | 11 | 0,6 | 0,2 | 0,8 |
| 46 | 0,79 | 0,39 | 21 | -1,0 | 0,2 | -0,8 |
| 47 | 0,68 | 0,54 | 8 | 0,7 | 0,1 | 0,8 |
| 48 | 0,69 | 0,53 | 13 | 0,5 | 0,1 | 0,6 |
| 49 | 0,72 | 0,63 | 24 | 0,3 | 0,2 | 0,5 |
| 50 | 0,70 | 0,51 | 11 | 1,2 | 0,2 | 1,4 |
| 51 | 0,73 | 0,47 | 12 | 1,4 | 0,1 | 1,5 |
| 52 | 0,75 | 9,44 | 13 | 0,8 | 0,1 | 0,9 |
| 53 | 0,76 | 0,42 | 14 | 0,4 | 0,1 | 0,5 |

Фактическое значение — 2,3

Примечание. Здесь и в табл. 2—5 Δq — спрогнозированное значение в отклонениях от среднего (c) за расчетный период (N). Полужирным шрифтом выделены критерии прогнозирования.

Схема II, вариант 2
Прогноз на 54-й член

| N | R | δ | n | $\Delta q_{пр}$ | c | $q_{пр}$ |
|-----|------|----------|-----|-----------------|------|----------|
| 34 | 0,93 | 0,15 | 28 | 0,3 | —0,1 | 0,2 |
| 35 | 0,82 | 0,33 | 12 | 1,1 | 0,0 | 1,1 |
| 36 | 0,92 | 0,24 | 29 | 3,1 | 0,0 | 3,1 |
| 37 | 0,98 | 0,13 | 29 | 7,1 | 0,1 | 7,2 |
| 38 | 0,77 | 0,42 | 13 | —0,1 | 0,1 | 0,0 |
| 39 | 0,60 | 0,64 | 4 | —0,7 | 0,3 | —0,4 |
| 40 | 0,74 | 0,47 | 14 | —0,8 | 0,4 | —0,4 |
| 41 | 0,73 | 0,48 | 13 | —0,2 | 0,4 | 0,2 |
| 42 | 0,70 | 0,55 | 11 | 0,6 | 0,3 | 0,9 |
| 43 | 0,71 | 0,52 | 11 | 0,6 | 0,3 | 0,9 |
| 44 | 0,76 | 0,43 | 16 | —0,5 | 0,2 | —0,3 |
| 45 | 0,68 | 0,53 | 6 | —0,2 | 0,2 | 0,0 |
| 46 | 0,79 | 0,39 | 21 | —0,1 | 0,2 | 0,1 |
| 47 | 0,68 | 0,54 | 8 | 0,7 | 0,1 | 0,8 |
| 48 | 0,69 | 0,53 | 13 | 0,5 | 0,1 | 0,6 |
| 49 | 0,69 | 0,52 | 10 | 1,1 | 0,2 | 1,3 |
| 50 | 0,70 | 0,51 | 11 | 1,2 | 0,2 | 1,4 |
| 51 | 0,73 | 0,47 | 12 | 1,4 | 0,1 | 1,5 |
| 52 | 0,75 | 0,44 | 13 | 0,8 | 0,1 | 0,9 |
| 53 | 0,76 | 0,42 | 14 | 0,4 | 0,1 | 0,5 |

Фактическое значение —2,3

прогнозов, которые в основном подтвердили его преимущество над прежними критериями. Однако и в данном случае возникли некоторые трудности прогнозирования. Поскольку прогнозировались нестационарные ряды, не всегда просто выбрать наилучшие независимые прогнозы, хотя они были выданы при оптимальных условиях. Необходимо было выполнять их строгое комплексирование. Рассмотрим табл. 5. В примечании к ней приведены примеры возможного выбора наилучшего независимого прогноза, в итоге которого получены вполне удовлетворительные результаты. Конечно, выполнение приведенного комплексирования нельзя задать ЭВМ. По-видимому, с накоплением опыта работы с новой схемой прогнозирования будут выработаны указания по комплексированию независимых прогнозов.

В данной работе для апробирования новой схемы прогноза использовались различные гидрометеорологические ряды: придонной солености и плотности воды в проливах Балтийского моря, температуры воздуха в Ленинграде и урожайности яровой пшеницы в Северном Казахстане (последний ряд взят в процентах от тренда, рассчитанного по Т. В. Покровской). Указанные ряды имели значительную временную изменчивость. Один из них (придонная соленость воды) удовлетворительно был спрогнозирован и по старой схеме прогнозов, прогнозы же остальных рядов были в основном

Таблица 3

Схема II, вариант 1

(N_{зав. пр} = 5)

Прогноз на 54-й член

| N | R | δ | n | $\Delta q_{пр}$ | c | $q_{пр}$ |
|----|------|----------|----|-----------------|-------|----------|
| 35 | 0,93 | 0,17 | 16 | 2,24 | -0,01 | 2,23 |
| 36 | 0,91 | 0,16 | 17 | 5,07 | 0,02 | 5,09 |
| 37 | 0,96 | 0,08 | 29 | 7,06 | 0,05 | 7,11 |
| 38 | 0,92 | 0,20 | 13 | -0,09 | 0,12 | 0,03 |
| 39 | 0,93 | 0,16 | 26 | -0,08 | 0,31 | 0,23 |
| 40 | 0,89 | 0,29 | 16 | -0,60 | 0,39 | -0,21 |
| 41 | 0,84 | 0,29 | 16 | -0,48 | 0,36 | -0,12 |
| 42 | 0,80 | 0,38 | 18 | -1,23 | 0,30 | -0,93 |
| 43 | 0,81 | 0,35 | 19 | -0,65 | 0,27 | -0,38 |
| 44 | 0,87 | 0,26 | 20 | -0,19 | 0,23 | 0,04 |
| 45 | 0,70 | 0,56 | 17 | -1,29 | 0,23 | -1,06 |
| 46 | 0,87 | 0,28 | 30 | -1,29 | 0,20 | -1,09 |
| 47 | 0,60 | 0,64 | 30 | -0,61 | 0,09 | -0,52 |
| 48 | 0,92 | 0,33 | 16 | 0,01 | 0,14 | 0,15 |
| 49 | 0,94 | 0,16 | 16 | -0,73 | 0,17 | -0,56 |
| 50 | 0,94 | 0,31 | 16 | 0,03 | 0,15 | 0,18 |
| 51 | 0,94 | 0,17 | 16 | -0,73 | 0,10 | -0,63 |
| 52 | 0,87 | 0,40 | 16 | 0,61 | 0,12 | 0,73 |
| 53 | 0,83 | 0,40 | 20 | 0,35 | 0,11 | 0,46 |

Фактическое значение -2,3

Таблица 4

Схема II, вариант 3

(N_{зав. пр} = 5)

Прогноз на 54-й член

| N | R | δ | n | $\Delta q_{пр}$ | c | $q_{пр}$ |
|----|------|----------|----|-----------------|-----|----------|
| 40 | 0,96 | 0,12 | 19 | 0,1 | 0,4 | 0,5 |
| 41 | 0,90 | 0,19 | 19 | -0,2 | 0,4 | 0,2 |
| 42 | 0,82 | 0,34 | 13 | -0,1 | 0,3 | 0,2 |
| 43 | 0,85 | 0,27 | 18 | -0,7 | 0,3 | -0,4 |
| 44 | 0,95 | 0,15 | 19 | 0,1 | 0,2 | 0,3 |
| 45 | 0,84 | 0,29 | 13 | -0,1 | 0,2 | 0,1 |
| 46 | 0,90 | 0,24 | 19 | 0,4 | 0,2 | 0,6 |
| 47 | 0,78 | 0,41 | 7 | 0,4 | 0,1 | 0,5 |
| 48 | 0,86 | 0,28 | 13 | 0,4 | 0,1 | 0,5 |
| 49 | 0,83 | 0,31 | 13 | 0,4 | 0,2 | 0,6 |
| 50 | 0,83 | 0,31 | 13 | 0,5 | 0,2 | 0,7 |
| 51 | 0,84 | 0,36 | 29 | -1,1 | 0,1 | -1,0 |
| 52 | 0,87 | 0,26 | 29 | 1,4 | 0,1 | 1,5 |
| 53 | 0,87 | 0,26 | 29 | 1,0 | 0,1 | 1,1 |

Фактическое значение -2,3

Схема II, вариант 4
Прогноз на 54-й член

| N | n | c | Зависимый прогноз | Независимый прогноз | | |
|----|----|-------|-------------------|---------------------|---------------------|-----------------|
| | | | сшибка прогноза | $\Delta q_{пр}$ | $\Delta q_{пр} + c$ | ошибка прогноза |
| 29 | 22 | -0,12 | 0,05 | 1,49 | 1,37 | -3,67 |
| 30 | 11 | -0,10 | -0,08 | -4,98 | -5,08 | 2,78 |
| | 12 | -0,10 | -0,08 | -0,81 | -0,91 | -1,39 |
| 33 | 22 | -0,16 | 0,02 | -1,47 | -1,63 | -0,67 |
| | 23 | -0,16 | 0,00 | -1,49 | -1,65 | -0,65 |
| 48 | 25 | 0,14 | -0,02 | 1,07 | 1,21 | -3,51 |

Фактическое значение —2,3

Спрогнозированное значение —2,3

Примечание. Следует отметить, что для примера взят трудно прогнозируемый член ряда (табл. 1—4). Однако при использовании схемы прогноза II, вариант 4, результаты получились вполне удовлетворительными. Правда, при использовании этой схемы необходимо производить комплексирование результатов независимых прогнозов, полученных при различных статистических характеристиках. Так, в нашем примере при небольших ошибках зависимого прогноза (в пределах $\pm 0,1$) результаты независимых прогнозов оказались заметно различными (вследствие влияния нестационарности ряда). Можно было бы их осреднить, тогда независимый прогноз равнялся бы $-1,1$. Но мы откинули положительные значения независимого прогноза как редко встречающиеся и определили его значения только из отрицательных.

неудовлетворительными (табл. 6 и 7). Сравним результаты прогнозов по новой и старой схемам. Как видно из табл. 6 и 7, для всех выданных прогнозов их ошибки оказались меньше допустимой ошибки прогноза. Допустимая ошибка принималась равной 0,8 среднего квадратического отклонения для океанологических рядов и $1/5$ максимальной амплитуды для метеорологических рядов. Следует отметить, что все максимальные значения были удовлетворительно спрогнозированы. Однако, как можно было ожидать, наибольшее расхождение между фактическими и спрогнозированными величинами отмечается при максимальных значениях (рис. 1). Таким образом, при проверке новой схемы на массовом материале наблюдений особое внимание следует уделить прогнозированию именно максимальных значений. К тому же прогноз их имеет весьма важное прикладное значение.

Рассмотрим некоторые результаты проведенного комплексирования независимых прогнозов как весьма важного этапа прогнозирования. Во-первых, выяснилось, что за наименьшую ошибку зависимого прогноза следует принимать ошибку, ничтожно малую, в лучшем случае равную нулю. Причем таких расчетов надо подобрать несколько (для нестационарных рядов нецелесообразно делать вывод по результатам одного прогноза). Во-вторых, было установлено, что также нецелесообразно выполнять осреднение

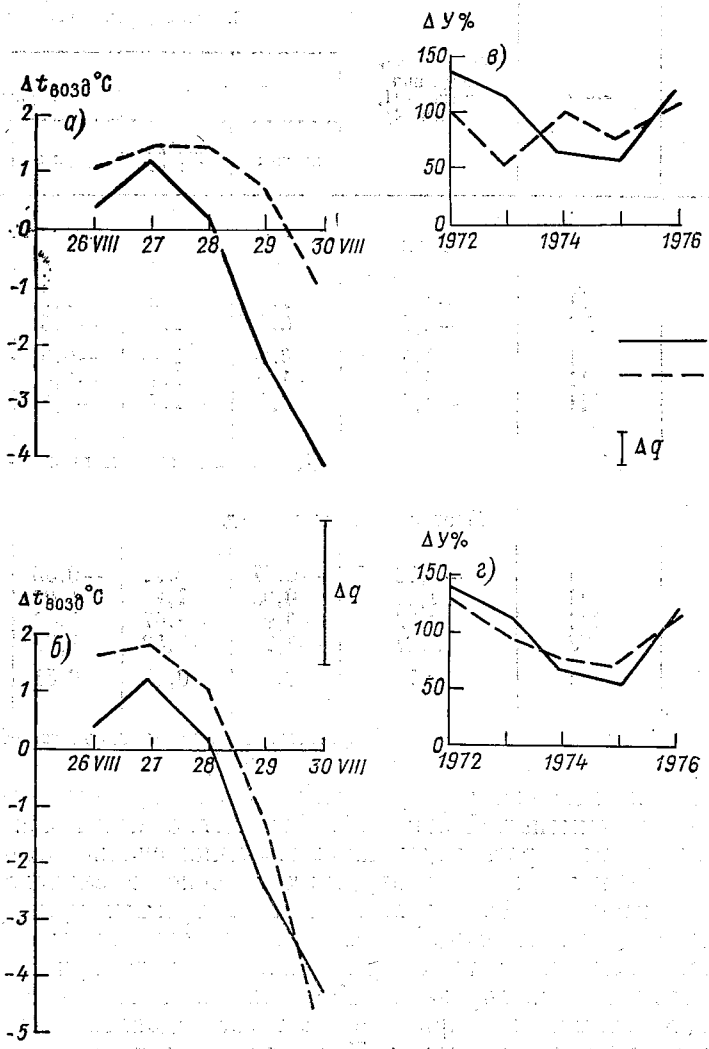


Рис. 1. Сравнение фактических (1) и спрогнозированных (2) значений температуры воздуха и урожайности яровой пшеницы, полученных по старой (а и в) и новой (б и г) схемам прогнозов.

Сравнение результатов независимых прогнозов океанологических характеристик

| Год | Сезон | Фактические значения (к схеме II, вариант 4) | Спрогнозированные значения | | | |
|-----|-------|--|----------------------------|-----------------|------------------------|-----------------|
| | | | по схеме I | | по схеме II, вариант 4 | |
| | | | прогноз | ошибка прогноза | прогноз | ошибка прогноза |

Соленость воды, ‰

| | | | | | | |
|------|-----|------|------|------|------|------|
| 1973 | III | -1,2 | -1,5 | 0,2 | -1,2 | 0,0 |
| | IV | -0,6 | 0,4 | -1,0 | -0,6 | 0,0 |
| 1974 | I | 1,4 | -0,3 | 1,8 | -0,3 | 1,7 |
| | II | 0,1 | -1,9 | 2,1 | -0,4 | 0,5 |
| | III | -1,6 | 0,3 | -1,7 | -0,3 | -1,3 |

Допустимая ошибка прогноза $\pm 2,1$ ‰

Плотность воды, усл. ед.

| | | | | | | |
|------|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1972 | I | -0,76 | -0,67 | 0,21 | -0,56 | -0,20 |
| | II | 1,64 | 0,08 | -1,43 | 1,07 | 0,57 |
| | III | 2,72 | -0,96 | -3,47 | 1,40 | 1,32 |
| | IV | 2,07 | -3,74 | -5,50 | 1,73 | 0,34 |
| 1973 | I | 0,16 | -0,44 | -0,35 | 0,51 | -0,35 |

Допустимая ошибка прогноза $\pm 1,49$ усл. ед.

всех значений независимых прогнозов, соответствующих зависимым прогнозам с наименьшей ошибкой. Вследствие нестационарности рядов некоторые спрогнозированные значения сильно отличаются от остальных, например по знаку, и их, конечно, не следует принимать во внимание. В общем, во всех рассмотренных примерах необходимо было выполнять строгое комплексирование независимых прогнозов, несмотря на то, что они были получены при оптимальных критериях прогнозирования. Как показала наша практика, для выявления оптимальных критериев следует задавать их значения в довольно широких пределах. Так, для расчетного периода они составляли от 20 до 60 членов, для максимального числа сдвигов корреляционной функции — от 15 до 30 и для числа слагаемых в прогностическом уравнении (которое соответствует и числу членов предыстории) — от 1 до 30. Однако, несмотря на большой объем заданных вычислений, используемая ЭВМ М-222 выполняла один расчет — прогноз за 20—25 мин. По-видимому, такие затраты машинного времени не будут вызывать трудностей при использовании новой схемы прогноза на практике.

Таблица 7

Сравнение результатов независимых прогнозов метеорологических характеристик

| Время | Фактические значения | Спрогнозированные значения | | | |
|-------|----------------------|----------------------------|-----------------|------------------------|-----------------|
| | | по схеме | | по схеме II, вариант 4 | |
| | | прогноз | ошибка прогноза | прогноз | ошибка прогноза |

Средние суточные значения температуры воздуха, °С
(в отклонениях от средней декадной)

| | | | | | |
|-----------------|------|------|------|------|------|
| 26 VIII 1972 г. | 0,3 | 1,1 | -0,8 | 1,6 | -1,3 |
| 27 | 1,2 | 1,4 | -0,2 | 1,8 | -0,6 |
| 28 | 0,2 | 1,4 | -1,2 | 1,1 | -0,9 |
| 29 | -2,4 | 0,8 | -3,2 | -1,3 | -1,1 |
| 30 | -4,2 | -1,1 | -3,1 | -4,8 | 0,6 |

Допустимая ошибка прогноза $\pm 2,5$ °С

Урожайность яровой пшеницы, % от тренда

| | | | | | |
|---------|-----|-----|-----|-----|-----|
| 1972 г. | 141 | 103 | 38 | 132 | 9 |
| 1973 | 119 | 57 | 62 | 99 | 20 |
| 1974 | 67 | 101 | -34 | 78 | -11 |
| 1975 | 58 | 83 | -25 | 75 | -17 |
| 1976 | 120 | 106 | 14 | 117 | 3 |

Допустимая ошибка прогноза ± 29 %

Итак, в результате выполненного исследования критериев оптимизации решения уравнения при временном экстраполировании нестационарных рядов предложена новая схема прогноза. Основной ее особенностью является строгий выбор оптимальных критериев прогнозирования. При этом за критерий оценки наилучших независимых прогнозов принимается наименьшая ошибка одного зависимого прогноза, предшествующего независимому прогнозу. Проведенное апробирование предложенной схемы прогноза дало удовлетворительные результаты для всех прогнозируемых характеристик — и океанологических, и метеорологических. Обеспеченность выданных методических прогнозов превышает обеспеченность климатологических и инерционных прогнозов. Представляется вполне целесообразной дальнейшая проверка новой схемы прогноза на массовом материале наблюдений.

В заключение отметим, что в зависимости от внутренней структуры временных рядов (т. е. насколько они стационарны или нестационарны) могут быть применены и прежние схемы прогноза. Однако наиболее совершенной схемой следует признать предлагаемую схему прогноза, поскольку она применима и для нестационарных рядов. В то же время следует иметь в виду, что успешность оптимального экстраполирования зависит не только от эффективности применяемого метода экстраполирования, но и

(в основном) от внутренней структуры ряда. Поэтому следует ряды наблюдений проверять на репрезентативность, не допускать в наблюдениях пропусков и ошибок, поскольку это приводит к увеличению нестационарности в рядах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алехин Ю. М. Статистические прогнозы в геофизике.— Л.: Изд. ЛГУ, 1963.— 85 с.
2. Борис Л. И., Шелутко В. А. О выборе оптимальных условий при прогнозировании океанологических процессов динамико-статистическим методом.— Труды ЛГМИ, 1975, вып. 56, с. 115—123.
3. Борис Л. И. Статистическая модель вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана для различных масштабов осреднения.— Труды ЛГМИ, 1975, вып. 56, с. 101—114.
4. Борис Л. И. Статистические прогнозы крупных аномалий гидрометеорологических характеристик.— Труды ГГО, 1976, вып. 380, с. 43—55.
5. Борис Л. И. Статистические прогнозы толщины квазиоднородного слоя океана для различных масштабов осреднения.— Труды ГГО, 1978, вып. 407, с. 92—100.
6. Яковлева Н. И., Молькентин Е. К. К вопросу временно́го экстраполирования метеорологических рядов и характеристик геомагнитной возмущенности.— Труды ГГО, 1976, вып. 380, с. 56—62.
7. Яковлева Н. И., Молькентин Е. К. К вопросу прогнозирования стратосферных потеплений.— Труды ГГО, 1977, вып. 386, с. 92—95.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-------|
| Л. Р. Ракипова. Динамические и термические эффекты обратной связи «вертикальные движения—озон» | 3 ✓ |
| В. М. Березин. О роли озона в общей циркуляции атмосферы | 9 ✓ |
| Л. Р. Ракипова. Влияние озона на радиационный режим системы земля—атмосфера | 19 ✓ |
| К. А. Каримов, Л. Р. Ракипова. Гидродинамическое моделирование крупномасштабных циркуляционных процессов средней атмосферы | 28 ✓ |
| Л. Р. Ракипова, Б. Н. Трубников, И. А. Щерба. Барьерные свойства стратосферы в зависимости от уровня солнечной активности | 37 ✓ |
| В. И. Бекорюков, В. М. Задвернюк, В. В. Михневич. Гидродинамическая модель передачи возмущений из верхней атмосферы вниз | 44 ✓ |
| В. М. Задвернюк. Некоторые результаты расчета изменений термодинамических параметров страто- и мезосферы, вызванных возмущением термосферы | 48 |
| В. К. Куражов. Моделирование волнового взаимодействия между тропосферой и стратосферой | 60 ✓ |
| А. В. Цветков. К вопросу об источнике возмущений электрического поля в стратосфере | 68 |
| А. А. Дмитриев, В. А. Малинников. Явление квантования энергии зональной циркуляции атмосферы | 74 |
| А. А. Дмитриев, В. П. Дремина, В. А. Малинников, В. И. Серегина, Л. П. Соколова. Опыт изучения связи солнечной активности с вертикальным распределением давления | 81 / |
| А. Н. Любарский. Опыт восстановления характеристик атмосферной циркуляции за последние три столетия и прогноза их дальнейших изменений | 87 ✓ |
| Б. Г. Шерстюков. Эффект вращения Солнца в геомагнитной активности | 102 |
| А. В. Цветков. Некоторые результаты аэростатных измерений стратосферных параметров | 110 ✓ |
| Л. И. Борис, Е. К. Молькентин, Н. И. Яковлева. Исследование критерия оптимизации решения уравнения при временном экстраполировании нестационарных рядов | 126 |

Труды ГГО, вып. 429

ДИНАМИКА ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ
И СОЛНЕЧНО-АТМОСФЕРНЫЕ СВЯЗИ

Редактор Л. В. Царькова. Технический редактор Л. М. Шишкова
Корректор Т. Н. Черненко

Сдано в набор 13.06.79. Подписано в печать 05.12.79. М-13282. Формат 60×90^{1/16}, бумага
тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 9,0. Уч.-изд. л. 9,64. Тираж
600 экз. Индекс МЛ-230. Заказ № 395. Цена 65 коп.

Гидрометеиздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ЛПО «Техническая книга» Союзполиграфпрома при
Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.