

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

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

Выпуск

407

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 195196 Малоохтинский пр., 98



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1978

Сборник содержит результаты численного моделирования гидротермодинамических процессов в стратосфере и проявления солнечной активности в изменениях климата, анализ энергетики стратосферных потеплений и солнечнообусловленных циклических изменений атмосферных макропроцессов, а также некоторых существенных вопросов связи последних с характеристиками деятельного слоя океана.

The publication contains the results of numerical modeling of hydrodynamic processes in the stratosphere and solar activity manifestation in climate changes, the analysis of energetics of stratospheric warming and cyclic changes in atmospheric macroprocesses caused by the sun, as well as some substantial questions of the relationships between the latter and characteristics of the oceanic active layer.

Л. Р. Ракипова

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ 11-ЛЕТНЕЙ ЦИКЛИЧНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ СТРАТОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

В работе [1] мы привели модельные количественные оценки влияния солнечной активности на пространственные экстремальные значения составляющих скорости ветра и температуры стратосферы. Эти оценки были получены по фактическим данным об 11-летних вариациях содержания озона в атмосфере [3]. При этом мы исходим из простейшего предположения, что в течение 11-летнего цикла относительные изменения концентрации озона на всех высотах одинаковы и равны относительному изменению общего содержания озона.

При рассмотрении более полной задачи — оценки 11-летних вариаций метеозлементов на всех уровнях стратосферы — целесообразно пользоваться более близкими к реальным условиям представлениями о вертикальном профиле солнечнообусловленных изменений концентрации озона, тем более, что фактические данные, имеющиеся в [3], позволяют это сделать.

На рис. 1 в [3] представлены четыре вертикальных профиля парциального давления озона P , средних за временные интервалы 1957—1960 гг. (кривая 1), 1962—1965 (кривая 2), 1966—1968 (кривая 3), 1951—1954 (кривая 4). Первый временной интервал приходится на годы максимума 11-летнего солнечного цикла, второй и четвертый — на годы минимума этого цикла. В табл. 1 в графах 3—6 даны снятые с четырех кривых этого рисунка значения P , в графах 7—9 значения относительного изменения плотности озона ρ на каждом уровне $C_i = \rho_i / \rho_3 = P_i / P_3$ ($i=1, 2, 4$) для трех экстремальных периодов солнечного цикла. Условия третьего временного интервала мы считаем близкими к невозмущенным, соответствующим нормальным концентрациям озона.

Расчет изменения общего содержания озона, выполненный по профилям ρ , дал практически те же результаты, что и ранее сделанный по профилям P [1]. Расхождения в обеих оценках не превышают 1%.

Таблица 1

z км	T К	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	C ₁	C ₂	C ₄
		нбар						
1	2	3	4	5	6	7	8	9
34	240	65,3	61,2	55,6	44,6	1,070	0,910	0,725
32	235	83,3	77,7	73,7	61,2	1,070	0,950	0,785
31	232,5	94,0	86,0	80,8	66,8	1,090	0,933	0,775
30	230	107,0	98,7	92,0	75,2	1,085	0,930	0,760
29	229	118,0	107,0	100,3	88,0	1,108	0,935	0,832
25	224	172,0	139,0	124,0	124,0	1,240	0,890	0,890
23,5	222	180,7	142,0	128,0	125,3	1,280	0,906	0,883
22,5	221	172,0	139,0	114,0	108,5	1,240	0,820	0,780
20	217	115,3	111,3	106,0	101,5	1,040	0,950	0,910
15	217	69,5	62,6	47,3	37,6	1,110	0,755	0,600
10	217	61,2	53,0	47,3	47,3	1,160	0,894	0,894

Далее, по известной формуле

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2}{c_p} \frac{\rho_{O_3}}{\rho_{возд}} \int_0^{\omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k_{\lambda} I_{0\lambda} e^{-x k_{\lambda} \sec z} d\lambda d\omega \quad (1)$$

были оценены для трех экстремальных периодов озонные притоки тепла. Их относительные величины $N_i = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_i / \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_3$ приведены в табл. 2. В формуле (1) ρ_{O_3} и $\rho_{возд}$ — плотности озона и воздуха на заданной высоте, $I_{0\lambda}$ — интенсивность солнечной радиации на верхней границе атмосферы в спектральном интервале λ , $\lambda + d\lambda$, k_{λ} — коэффициент поглощения этой радиации в том же спектральном интервале, $\lambda_1 = 0,2$ мкм, $\lambda_2 = 0,76$ мкм, ω — часовой угол, интегрирование по которому производится за светлую часть суток, x — общее содержание озона выше данной высоты, z — зенитный угол солнца.

Поправки на экстремальные озонные притоки тепла были внесены в суммарные притоки тепла, использованные в работе [2] при

Таблица 2

	z KM										
	20	22,5	25	29	30	31	34	38	40	42	48
N ₁	1	1,250	1,128	1,084	1,083	1,082	1,079	1,039	1,021	1,003	1
N ₂	1	0,870	0,916	0,954	0,960	0,962	0,975	0,985	0,991	1	1
N ₄	1		0,980	0,918	0,852	0,836	0,755	0,982	1	1	1

моделировании нормального циркуляционного и термического режима стратосферы (модель с индексом $C=1$). На каждой высоте поправки имеют соответствующие табл. 2 значения, одинаковые на всех широтах. Другими словами, мы предположили, что на всех широтах относительные изменения концентрации озона и озонных притоков тепла одинаковы. Это предположение не имеет принципиального характера и легко может быть снято, если фактические данные, аналогичные помещенным в [3], будут получены для разных широт. Другое допущение, сделанное нами, состоит в том, что фактические данные о солнечнообусловленных изменениях параметров озонного слоя, полученные в [3] на основании измерений в течение нескольких месяцев года, нами использованы без изменения их значений для расчета модельных количественных характеристик, относящихся к экстремальному летнему месяцу — июлю. Очевидно, оба эти предположения не могут помешать получить правильный порядок количественных характеристик искомых солнечнообусловленных эффектов.

Так как суммарный радиационный приток тепла в стратосфере представляет собой разность больших величин, то его относительные изменения значительно больше относительных изменений озонного притока тепла, что ясно видно из сравнения табл. 2 и 3, в которой дано отношение разностей суммарного притока тепла между первым и вторым временными интервалами к абсолютной величине его нормального значения $\bar{q}$.

Таблица 3

z км	$\Delta q/\bar{q}$				
	φ°				
	90	60	50	40	30
40	0,32	0,26	0,21	0,15	0,10
35	—	1,70	1,10	0,64	0,40
30	0,47	0,75	0,93	0,93	1,40
25	0,64	0,64	0,75	0,75	0,93

Получив таким путем три различных средних меридиональных распределений притоков тепла, мы ввели их в модель, описанную в [2, 4], и рассчитали соответствующие им средние зональные значения трех составляющих скорости ветра и отклонений T^* температуры T от ее радиационных равновесных значений T_0 ($T=T_0+T^*$).

В табл. 4 приведены разности, полученные путем вычитания значений рассчитанных переменных, соответствующих второму временному интервалу, из их значений, соответствующих первому временному интервалу. Эти разности должны характеризовать амплитудные величины изменений метеоэлементов в течение 11-летнего солнечного цикла (для летних условий).

Таблица 4

z км	φ°				
	90	60	50	40	30
Δu м/с					
45		-0,95	-1,63	-1,90	1,77
40		-1,27	-2,02	-2,31	-2,21
35		-1,22	-2,09	-2,41	-2,36
30		-0,95	-1,73	-2,14	-2,18
25		-0,61	-1,19	-1,63	-1,74
20		-0,28	-0,66	-0,97	-1,06
Δv см/с					
45		0,76	1,22	1,52	1,63
40		0,71	1,22	1,49	1,66
35		0,57	1,11	1,41	1,62
30		0,31	0,66	1,00	1,22
25		-0,11	0,31	0,54	0,69
20		-0,02	0,07	0,15	0,20
Δw см/с					
45	0,010	0,009	0,007	0,004	0,002
40	0,013	0,011	0,008	0,005	0,004
35	0,012	0,011	0,009	0,006	0,004
30	0,010	0,009	0,008	0,006	0,004
25	0,006	0,006	0,006	0,006	0,004
20	0,003	0,003	0,004	0,003	0,002
ΔT^* К					
45	-0,52	-0,39	-0,26	-0,20	-0,12
40	-0,32	-0,27	-0,19	-0,14	-0,11
35	-0,03	-0,09	-0,10	-0,08	-0,07
30	0,12	0,10	0,02	-0,02	-0,01
25	0,23	0,21	0,13	0,06	0,04
20	0,26	0,22	0,06	0,11	0,08

В табл. 4 приведены значения разностей зональной скорости ветра Δu , меридиональной скорости Δv , вертикальной скорости Δw и температуры ΔT^* .

Положительные значения Δu означают усиление западного переноса (ослабление восточного), отрицательные — усиление восточного переноса (ослабление западного), положительные (отрицательные) значения Δv — усиление (ослабление) переноса от летнего полюса к зимнему в верхней стратосфере и обратные эффек-

ты для переноса в противоположном направлении в средней стратосфере, положительные (отрицательные) значения w — усиление (ослабление) скорости восходящих движений воздуха и обратные эффекты для нисходящих движений.

Анализ данных табл. 4 и результатов расчетов для модели $C=1$ в [2] позволяет сделать следующие выводы: от минимума солнечной активности к ее максимуму выше 35 км скорости восточного переноса и восходящих движений возрастают, на уровне 35 км и ниже скорости западного переноса и нисходящих движений уменьшаются, скорости меридионального переноса от зимнего полюса к летнему уменьшаются почти во всей рассмотренной области стратосферы, выше 40 км увеличивается скорость меридионального переноса в противоположном направлении.

Относительные изменения достигают 30—40% для зональной, вертикальной и меридиональной скоростей. Эти наибольшие изменения скоростей получены для слоя 35—45 км.

Максимальные относительные изменения T^* получены для слоя 20—25 км и составляют здесь 20—30%. Приведем также относительные количественные характеристики изменений метеозадающих элементов между четвертым и первым временным интервалом. Их наибольшие значения составляют 80% для u , 90% для w , 45% для v и приходятся на высоты 30—45 км. Для T^* они равны 40% в слое 20—30 км.

Так как с изменением радиационных притоков тепла изменяется как T^* , так и температура лучистого равновесия T_0 , то приведенные в табл. 4 значения ΔT^* представляют только часть полного изменения температуры, $\Delta T = \Delta T_0 + \Delta T^*$. В нашей работе значения ΔT_0 не оценивались. Об их порядке можно судить по фактическим данным, приведенным на рис. 1. Из рисунка видно, что экстремумы T приходятся на экстремальные периоды 11-летнего цикла и ΔT имеет порядок нескольких градусов. Отсюда можно сделать вывод, что значения ΔT_0 и ΔT^* должны различаться на порядок. Значения ΔT^* связаны с несбалансированной частью радиационных притоков тепла, которая вызывает крупномасштабные движения воздушных масс в стратосфере.

В использованной нами динамической модели значения T^* связаны с радиационными притоками тепла q и вертикальными скоростями w соотношением вида

$$T^* = aq - bw,$$

где коэффициенты a и b зависят от характеристик вертикального турбулентного перемешивания.

В правой части этого соотношения оба члена имеют одинаковый порядок. Поэтому знаки T^* и ΔT^* не обязательно должны со-

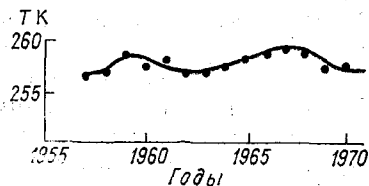


Рис. 1. Зональные средние летние температуры слоя 10—30 мбар на 50° с. ш.

впадать со знаками q и Δq . Так, на высотах 35—45 км $\Delta q > 0$, но $\Delta T^* < 0$. Очевидно, здесь охлаждающий эффект увеличения скорости восходящих движений и уменьшения скорости нисходящих движений оказался больше эффекта непосредственного радиационного нагревания.

Относительно причин связи между солнечной активностью и содержанием озона в стратосфере в настоящее время существуют две гипотезы.

Первая изложена в [5] и связана с возможным эффектом солнечных протонных вспышек. Крутцен [6] показал, что во время протонных вспышек в высоких широтах стратосферы образуется окись азота NO в количествах, сравнимых с ее годовым производством под действием галактических космических лучей. Окись азота является сильным деозонатором. Так как она образуется в основном выше 30 км, можно предположить, что вспышки должны вызывать уменьшение содержания озона выше 30 км, что в свою очередь сопровождается проникновением ультрафиолетовой солнечной радиации в более низкие слои стратосферы. Поэтому там концентрация озона должна увеличиваться и температура возрастать. Вблизи максимума солнечной активности, как показано в [7], происходит в среднем один раз в месяц явление поглощения в полярной шапке, непосредственно связанное с протонной вспышкой. Поэтому 11-летние вариации стратосферной температуры, подобные представленным на рис. 1, могут быть связаны, по мнению Крутцена, с действием вспышек.

Вторая гипотеза связана с возможным эффектом изменения интенсивности солнечной ультрафиолетовой радиации при изменении солнечной активности.

Хит по данным об ультрафиолетовой радиации, измеренной на спутниках [8, 9], показал, что в течение 11-летнего цикла солнечной активности интенсивность внеземной солнечной радиации изменяется в спектральном интервале 1260—3000 Å. В годы максимума солнечных пятен интенсивность может изменяться вдвое вблизи 1800 Å и на 20% вблизи 2900 Å. Модельные расчеты, выполненные Кэллисом [10], позволили сделать вывод о том, что увеличение интенсивности ультрафиолетовой радиации (0,175—0,290 мкм) на 25% должно привести к увеличению общего содержания озона на 5,5%.

Общий вывод, который можно сделать на основании настоящей работы: солнечнообусловленные изменения содержания озона могут вызывать существенные относительные изменения циркуляции в стратосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ракипова Л. Р. Влияние солнечной активности на циркуляцию и температуру атмосферы.— В кн.: Эффекты солнечной активности в нижней атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1977.
2. Ракипова Л. Р. Термический и циркуляционный режим озоносферы.— «Труды ГГО», 1976, вып. 380, с. 3—15.

3. Paetzold N. K. Variation of the vertical ozone profile over middle Europe from 1951 to 1968.—"Ann. Geophys." 1969, vol. 25, p. 347—349.

4. Leovy C. Simple models of thermally driven mesospheric circulation.—"J. Atm. Sci." 1964, vol. 21, N 4, p. 327—341.

5. Zerefos C. S., Crutzen P. J. Stratospheric thickness variations over the Northern Hemisphere and their possible relations to solar activity.—"J. Geoph. Res." 1975, vol. 80, N 36, p. 5041—5043.

6. Crutzen P. J. Solar proton events, stratospheric source of nitric oxide.—"Science", 1975, vol. 189, p. 457—759.

7. Papagiannis M. M., Zerefos C. S., Repapis C. C. The time-latitude distribution of solar flares accompanied by type - 4 radio bursts during the period 1956 to 1969.—"Solar. Phys.", 1972, vol. 27, p. 208—216.

8. Heath D. F. Space observations of the variability of Solar irradiance in the near and far ultraviolet.—"J. Geoph. Res.", 1973, vol. 78, p. 2779—2792.

9. Heath D. F. Recent advances in satellite observations of solar variability and global atmospheric ozone.—In: Proc. Intern. Conf. Structure, Composition and General circulation of the upper and lower atmosphere and possible anthropogenic perturbations, 1974. vol. 2, p. 1267—1291.

10. Callis L. B. e. a. Ozone, effect of UV variability and stratospheric coupling mechanismus. Joint Symp. Atm. Ozone. Abstract of papers. 1976.

О. Н. Вишнякова

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОЗОННОГО НАГРЕВА АТМОСФЕРЫ

Известно, что озон, несмотря на малое его количество в атмосфере, существенно влияет на тепловой режим стратосферы и мезосферы. Сильное поглощение им ультрафиолетовой солнечной радиации приводит к образованию теплого слоя в атмосфере на высотах 40—55 км, где температура воздуха может достигать по некоторым данным 35°С.

Озон обладает несколькими полосами поглощения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. В ультрафиолетовой области находится очень интенсивная полоса поглощения (полоса Хартли), располагающаяся в интервале 2000—3000 Å, наличие которой обуславливает обрыв солнечного спектра на длине волны $\lambda < 3000$ Å. К полосе Хартли примыкает так называемая полоса Хюнгенса, охватывающая интервал 3100—3660 Å. В видимой области располагается система значительно менее интенсивных по сравнению с уже названными полос Шаппюи (4400—7500 Å).

Экспериментально установлено, что для этих полос поглощения справедлив закон Бера, т. е. коэффициенты поглощения не зависят от давления. Однако поглощение в них зависит от температуры. Но поскольку основная масса озона сосредоточена в слое, для которого характерна средняя температура примерно —44°С, то при расчетах принято использовать коэффициенты поглощения для этой температуры [1].

Солнечная радиация, проходя через озонный слой, ослабляется не только вследствие поглощения озоном, но и вследствие релеевского рассеяния и поглощения другими составляющими атмосферы. В данной работе релеевское рассеяние и поглощение солнечной радиации другими атмосферными составляющими не учитывались.

Если предположить, что вся поглощенная озоном радиация в спектральном интервале 2000—7500 Å идет на нагревание, формула для расчета последнего имеет следующий вид:

$$q(z) = \frac{p_{O_3}(z)}{c p^p} \int_{2000}^{7500} k_{\lambda} I_{\lambda}^{\infty} e^{-k_{\lambda} x \sec \vartheta} d\lambda, \quad (1)$$

где ρ , $\rho_{O_3}(z)$ — плотность воздуха и озона соответственно на данном уровне; k_λ — спектральный коэффициент поглощения озона, взят из [2]; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; I_λ^∞ — внеатмосферная солнечная радиация; ϑ — зенитный угол солнца; $x = \int_z^\infty \rho_{O_3} dz$ — количество озона в слое выше рассматриваемого уровня.

При интерпретации радиационных источников и стоков тепла принято выражать нагревание атмосферы в случае коротковолновой радиации в изменениях температуры за светлую часть суток. Для этого уравнение (1) надо проинтегрировать по часовому углу (ω), т. е.

$$\frac{\partial T}{\partial t} \text{ }^\circ\text{C/сутки} = 2 \int_0^{\omega_0} q(z) d\omega, \quad (2)$$

где ω_0 — местный часовой угол солнца при его восходе и заходе.

Используя данные о распределении озона из работы [3] и относя их к широте 45° и середине лета (15 июля), мы рассчитали

$$F = \int_0^\omega \int_{2000}^{7500} k_\lambda I_\lambda^\infty e^{-\sec \vartheta(\omega) x k_\lambda} d_\lambda d\omega \quad (3)$$

при различных значениях $x = n \int_z^\infty \rho_{O_3} dz$ ($n = 1, 3, 5, 7, 9$).

Как показали расчеты, величину F/ω_0 можно аппроксимировать функцией вида

$$\bar{F} \equiv F/\omega_0 \approx a_1 e^{-b_1 y} + a_2 e^{-b_2 y} + a_3 e^{-b_3 y}, \quad (4)$$

где $y = x \sec \vartheta$ (ϑ — средний зенитный угол солнца), $a_1 = 0,1318$, $b_1 = 176$; $a_2 = 0,0384$, $b_2 = 26,8$; $a_3 = 0,0080$, $b_3 = 0,46$.

Из табл. 1 видно, что формула (4) неплохо описывает среднее дневное поглощение солнечной радиации единицей массы озона (F/ω_0). Следовательно, с достаточной степенью точности скорость нагревания атмосферы можно рассчитывать по формуле

$$\frac{\partial T}{\partial t} \text{ }^\circ\text{C/сутки} = \frac{2\omega_0 \rho_{O_3}}{c_p \rho} \bar{F}. \quad (5)$$

Эта формула позволяет упростить расчет нагревания атмосферы за счет поглощения солнечной радиации озоном. Кроме этого, она сохраняет чувствительность исходной формулы (2), поскольку в ней учитывается зависимость нагрева не только от массы озона в слое, пройденном солнечным лучом, но и от концентрации озона на рассматриваемом уровне. Так, если выше заданного уровня вертикальное распределение плотности озона не изменилось, а на данном уровне плотность возросла или уменьшилась, то скорость нагрева, согласно (2) и (5), увеличится или уменьшится пропорционально изменению плотности озона.

Таблица 1

x см	n									
	1		3		5		7		9	
	$F_{1\omega_0}$	$\bar{F}$	$F_{1\omega_0}$	$\bar{F}$	$F_{1\omega_0}$	$\bar{F}$	$F_{1\omega_0}$	$\bar{F}$	$F_{1\omega_0}$	$\bar{F}$
$0,5 \cdot 10^{-7}$	0,1782	0,1782	0,1781	0,1782	0,1781	0,1782	0,1781	0,1782	0,1781	0,1782
$0,35 \cdot 10^{-6}$	0,1781	0,1782	0,1781	0,1781	0,1781	0,1781	0,1780	0,1780	0,1780	0,1780
$0,134 \cdot 10^{-5}$	0,1781	0,1781	0,1779	0,1779	0,1777	0,1777	0,1776	0,1775	0,1774	0,1774
$0,314 \cdot 10^{-4}$	0,1763	0,1761	0,1727	0,1720	0,1692	0,1680	0,1658	0,1641	0,1625	0,1604
$0,592 \cdot 10^{-3}$	0,1473	0,1433	0,1045	0,0970	0,0776	0,0697	0,0603	0,0534	0,0487	0,0433
$0,460 \cdot 10^{-2}$	0,0552	0,0489	0,0212	0,0214	0,0144	0,0141	0,0115	0,0103	0,0096	0,0831
$0,288 \cdot 10^{-1}$	0,0126	0,0119	0,0066	0,0060	0,0053	0,0053	0,0046	0,0050	0,0043	0,0046
0,114	0,0060	0,0057	0,0041	0,0046	0,0036	0,0039	0,0033	0,0024	0,0031	0,0030
0,260	0,0047	0,0051	0,0034	0,0037	0,0030	0,0029	0,0028	0,0035	0,0026	0,0021

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гушин Г. П. Атмосферный озон. Л., Гидрометеоиздат, 1962. 340 с.
2. Справочник по геофизике. М., «Мир», 1965.
3. Martin F. Tupaz J. A numerical procedure for computation of outgoing terrestrial flux based upon the Elsasser-Culbertson model with tests applied of model atmosphere soundings.— "Mon. Wea. Rev.", 1968, vol., 96, N 7, p. 416.

Л. Р. Ракипова, О. Н. Вишнякова

ВЛИЯНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ОЗОНА

Из многочисленных экспериментальных данных хорошо известно, что общее содержание озона подвержено значительным короткопериодным колебаниям. Многие исследователи занимались изучением связи между вертикальным распределением и общим содержанием озона. Как показали эксперименты, изменение общего содержания озона связано с изменением его в нижней и средней стратосфере, поскольку на высотах, больших 30 км, плотность озона находится в фотохимическом равновесии и почти не претерпевает ни сезонного, ни широтного изменения [1, 2], а в тропосфере она мала.

Основным механизмом, управляющим изменением концентрации озона в атмосфере ниже 30 км, согласно [1], является вертикальная турбулентная диффузия и солнечная радиация. Турбулентная диффузия, стремясь выровнять озонную концентрацию, создает вертикальный поток озона сверху вниз; радиация в основном разрушает озон и уменьшает озонную концентрацию. Автор рассмотрел изменение массовой концентрации озона на высотах 0—30 км под воздействием этих двух факторов при стационарных условиях. Оказалось, что турбулентно-фотохимическая теория вполне удовлетворительно дает распределение озона на этих высотах. Причем рост общего содержания озона возможен либо из-за уменьшения солнечной озоноразрушающей радиации, либо из-за увеличения турбулентной диффузии.

Другие исследователи [2] считают, что большую часть колебаний общего содержания озона можно объяснить вертикальными движениями. Но установить сколько-нибудь заметную связь общего содержания озона с вертикальными токами на практике не удается.

Горизонтальный перенос (адвекция) является основной формой движения в атмосфере. Однако в атмосфере имеют место и вертикальные движения воздуха различных масштабов и направлений. Поскольку озон распределяется по высоте не так, как

другие составляющие атмосферы, вертикальные движения воздуха могут оказывать влияние на распределение, а следовательно, и общее содержание озона. Нам кажется, одной из причин, обуславливающих многообразие вертикальных профилей озона (в частности, наличие вторичных максимумов в верхней стратосфере), являются вертикальные движения. На процесс турбулентной диффузии, симметричный по своей природе, накладывается действие системы ветров, что и приводит к этому многообразию.

Давно известно, что нисходящие вертикальные движения в атмосфере ниже слоя максимальной массовой концентрации озона (для средних широт это уровень приблизительно 30 км) приводят к увеличению общего содержания озона и, наоборот, восходящие вертикальные движения приводят к уменьшению. Чтобы оценить, как велико влияние вертикальных движений на изменения концентрации озона в средней и нижней стратосфере при стационарных условиях, мы рассмотрели изменение его массовой концентрации в зависимости от турбулентной диффузии, радиации и вертикального переноса. Для этого решали уравнение вида

$$w \frac{dr}{dz} = k \frac{d^2 r}{dz^2} - w_{O_3}(z), \quad (1)$$

где $w_{O_3}(z)$ — функция, описывающая изменение концентрации озона в результате фотохимических реакций; r — массовая концентрация озона; w — вертикальная скорость и k — коэффициент турбулентной диффузии; k и w задавались постоянными в слое атмосферы 0—30 км.

Уравнение (1) решалось для двух видов функций $w_{O_3}(z)$:

1) теоретической, которая, согласно [1], аппроксимируется функцией вида

$$w_{O_3}(z) = 3,46 \cdot 10^{-11} e^{-(30-z) \cdot 1,1}, \quad (2)$$

2) для функции, полученной на основании среднего реального распределения озона на канадских станциях [1]

$$w_{O_3}(z) = w_{30} \frac{z}{30}, \quad (3)$$

где z — высота в километрах; w_{30} — значение $w_3(z)$ на уровне 30 км.

Решения уравнения (1) при граничных условиях $r_{z=30} = r_0$ и $r_{z=0} = 0$ имеют вид:

$$r(z) = \left[r_0 - \frac{3,46 \cdot 10^{-11}}{k} \cdot \frac{1}{1,1 \left(1,1 + \frac{w}{k} \right)} \right] \frac{1 - e^{-\frac{w}{k} z}}{1 - e^{-\frac{w}{k} 30}} + \frac{3,46 \cdot 10^{-11}}{k} \cdot \frac{e^{-1,1(30-z)}}{1,1 \left(1,1 + \frac{w}{k} \right)}, \quad (4)$$

$$r(z) = \frac{1 - e^{-\frac{w}{k}z}}{1 - e^{-\frac{w}{k} \cdot 30}} \cdot A + B, \quad (5)$$

где

$$A = r_0 - \frac{w_{30}}{w} \cdot 15 - \frac{w_{30}}{w \cdot 30} \left[\frac{-\frac{w}{k} \cdot 30 + 1 - e^{-\frac{w}{k} \cdot 30}}{\left(\frac{w}{k}\right)^2} \right];$$

$$B = \frac{w_{30}}{w} \cdot \frac{z^2}{60} + \frac{w_{30}}{w \cdot 30} \left[\frac{-\frac{w}{k}z + 1 - e^{-\frac{w}{k}z}}{\left(\frac{w}{k}\right)^2} \right].$$

По формулам (4) и (5) были вычислены величины $r(z)$ для различных z , k , w . В табл. 1—3 приведены данные о плотности озона $\rho_3(z)$ 10^{-3} см О₃/км на разных высотах, полученные путем пересчета величин $r(z)$ в $\rho_3(z)$.

Таблица 1 а

Расчет ρ_{O_3} по формуле (4)

w см/с											
z км	0	-0,01	0,01	-0,02	0,02	-0,03	0,03	0	-0,15	-0,16	-0,17
$k=3 \cdot 10^4$ см ² /с						$k=1 \cdot 10^4$ см ² /с					
30	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3
25	4,8	5,7	4,0	6,4	3,14	7,1	2,4	-24,3	1,04	1,88	2,66
20	7,7	9,7	5,7	11,6	4,0	13,3	2,6	-41,6	1,9	3,62	5,2
15	13,9	18,9	9,5	24,0	6,0	28,8	3,5	-7,4	4,58	8,7	12,5
10	19,7	28,9	12,2	39,2	7,0	49,6	3,6	-1,04	9,71	18,5	26,6
5	18,0	28,7	10,3	41,9	5,3	56,7	2,5	-0,95	17,8	33,8	48,7

Из табл. 1—3 следует, что вертикальное распределение озона чувствительно к изменению величины и направления вертикальной скорости. Так, увеличение скорости нисходящего движения на 10% (табл. 1б) может привести к увеличению концентрации озона почти в три раза. Изменение же характерного для стратосферы [3] коэффициента турбулентной диффузии на 11% (табл. 3) приводит к увеличению концентрации приблизительно в два раза. Плотность озона в слое 0—30 км на всех высотах возрастает с увеличением параметра $d=k-w$; иллюстрацией тому может быть табл. 1а и 1б. Это вызвано либо увеличением турбулентности или скорости нисходящих движений, либо уменьшением скорости восходящего потока. Причем при одном и том же значении параметра d плотность озо-

Таблица 16

Расчет ρ_{O_3} по формуле (5)

z км	w см/с						
	0,01	0,006	0,005	-0,017	-0,018	-0,019	-0,0195
	$k=3 \cdot 10^4$ см ² /с			$k=1 \cdot 10^4$ см ² /с			
30	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3
25	11,69	12,5	13,4	13,9	14,3	14,7	14,8
20	9,52	12,2	12,1	13,8	15,5	16,7	17,4
15	3,82	7,91	10,2	4,8	8,7	12,4	14,2
10	—	—	7,66	—	—	—	3,5

Таблица 2

z км	Летние условия			Зимние условия		
	1	2	3	1	2	3
30	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3
25	12,7	12,5	13,4	14,1	17,0	15,2
20	12,0	11,4	12,1	16,6	18,5	19,0
15	6,53	8,8	10,2	16,8	20,0	19,2
10	—	5,5	7,66	12,9	8,3	11,7
5	—	4,2	—	6,37	3,3	1,2

Примечание. 1 — турбулентно-фотохимическая теория [1]; 2 — экспериментальные данные; 3 — расчет по формуле (5) при $k=3 \cdot 10^4$ см²/с, $w=0,005$ см/с (летние условия), $k=1,2 \cdot 10^4$ см²/с, $w=-0,0195$ см/с (зимние условия).

Таблица 3

z км	k см ² /с					
	1 · 10 ⁴	0,9 · 10 ⁴	1 · 10 ⁴	0,9 · 10 ⁴	0,8 · 10 ⁴	
	$w=-0,16$ см/с			$w=-0,17$ см/с		
30	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3	
25	1,9	0,96	2,7	1,8	0,9	
20	3,6	1,74	5,2	3,5	1,6	
15	8,7	4,2	12,5	8,3	3,8	
10	18,5	8,9	26,6	17,7	8,0	
5	33,8	16,3	48,7	32,4	14,7	

на зависит существенно от направления вертикального потока; при нисходящих движениях плотность озона на всех высотах больше, чем при восходящих, что в свою очередь указывает на значительное влияние вертикальной скорости на концентрацию озона ниже уровня 30 км. Изменение знака скорости при одном и том же коэффициенте турбулентности k может привести к очень большому (в 5—8 раз) изменению концентрации озона и повлиять на его вертикальное распределение.

Следует, однако, заметить, что вертикальное распределение озона в тропосфере, рассчитанное по формуле (4), нельзя считать достаточно надежным. Это объясняется принятыми упрощениями — постоянством коэффициента турбулентности k и вертикальной скорости w во всем слое атмосферы 0—30 км, а также неучетом разрушения озона за счет других факторов.

Учет последнего путем использования в уравнении (1) функции $w_z(z)$, полученной на основании среднего реального распределения озона [формула (5)], улучшает расчеты. Для сравнения профилей вертикального распределения озона, рассчитанных по формуле (5), с экспериментальными и рассчитанными по турбулентно-фотохимической теории [1] приводится табл. 2. Экспериментальные данные получены по результатам наблюдений в Канаде в 1958 г. для двух сезонов: лета и зимы [1]. Профили озонной концентрации рассчитаны нами в предположении, что большему коэффициенту турбулентности и положительным вертикальным скоростям соответствуют на этих широтах летние условия, отрицательным скоростям — зимние условия. Из сравнения экспериментальных и полученных нами значений следует, что они довольно близки друг к другу. Высоты рассчитанных максимумов озонной плотности соответствуют высотам действительно наблюдаемых максимумов.

Итак, вертикальные скорости могут приводить к значительным изменениям озонной плотности в стратосфере ниже уровня 30 км, а следовательно, и общего содержания озона в атмосфере.

А как повлияют изменения вертикальных скоростей на озонный нагрев на этих высотах? Для того чтобы ответить на этот вопрос, мы рассчитали озонный нагрев при различных скоростях и коэффициентах турбулентной диффузии, полагая, что выше 30 км концентрация озона не изменялась. Оказалось, что увеличение или уменьшение вертикальной скорости приводит к незначительным изменениям скорости нагрева (меньше $1^\circ\text{C}/\text{сутки}$ летом). Это обстоятельство, вероятно, является причиной невозможности установления на основании экспериментальных данных, например, связи между общим содержанием озона и температурой поверхности 100 мбар. В тех случаях, когда эффект вертикальных движений противоположен эффекту адвекции, влияние их на температурные изменения мало.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеониздат, 1964. 340 с.
2. Озон в земной атмосфере. Сборник статей. Л., Гидрометеониздат, 1966. 200 с.
3. Cunbold D. e. a. A three-dimensional dynamical-chemical model of atmospheric ozone.—"J. Atm. Sci", 1975, vol. 32, p. 170—179.
4. Gebhart R., Bojkov R., London J. Stratospheric ozone: a comparison of observed and computed models.—"Beitr. zur Phys. der Atm'", 1970, Bd 43, S. 209—229.

А. А. Ефимов

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ УСТРАНЕНИЯ ТРУНКАЦИОННОЙ ОШИБКИ

Предлагаемый в данной статье вариант спектральной модели общей циркуляции баротропной атмосферы не претендует на оригинальность с физической точки зрения. Скорее, на примере баротропной схемы здесь иллюстрируются некоторые математические вопросы построения спектральной численной схемы, и статью надо рассматривать как описание основных особенностей математического аппарата, который будет применяться в дальнейшем в наших работах при построении других, физически более полных циркуляционных схем и прогностических моделей.

За основу был взят аппарат представления вектор- и тензор-функций на сфере в виде рядов в базисе обобщенных сферических функций как, по мнению автора, наиболее удобный в настоящее время для работы на сфере. Подробное его описание, многочисленные примеры его применения и обширный список литературы по данному вопросу можно найти в работах В. А. Ефимова и др. (см., например, [1]). Поэтому в настоящей статье нет надобности повторять полную математическую постановку задачи; отмечаются только основные различия в принципах построения вычислительного алгоритма, используемых автором и В. А. Ефимовым. Проводится сравнение результатов, и для большей наглядности сопоставления осуществляется преобразование в обозначениях. Хотя работы других авторов, посвященные спектральным моделям циркуляции атмосферы, не нашли отражения здесь, следует отметить, что они не остались без внимания. Рассматриваемые здесь изменения алгоритма частично заимствованы из этих работ.

Итак, изменение вычислительной схемы произведено в трех основных направлениях, а именно:

- 1) введено условие симметрии скалярных и векторных полсей метеоэлементов относительно экватора;
- 2) исключено из рассмотрения мнимое решение задачи;
- 3) предложен принципиально иной способ усечения спектров.

Введение условия симметрии позволяет, с одной стороны, хоть как-то заполнить недостаток оперативной информации по южному полушарию, а с другой — примерно в два раза сократить количество спектральных коэффициентов при сохранении того же пространственного разрешения, что весьма существенно в задачах моделирования циркуляционного режима атмосферы с точки зрения экономии оперативной памяти ЭВМ и вычислительного времени. Условие симметрии, или, что то же самое, условие «стенки» на экваторе, часто применяется многими исследователями и в данном случае его использование не имеет принципиального значения. Модель без существенной переработки всегда может быть перестроена для работы на всей сфере.

Исключение из рассмотрения мнимого решения задачи также позволяет сократить не только количество уравнений в решаемой системе (вместо двух комплексных уравнений движения остается одно), но и длину спектров всех метеозлементов еще в два раза. Необходимость введения побочного мнимого решения ничем еще не доказана. Кроме того, наличие переходов энергии и массы в мнимую область и обратно либо физически бессмысленно, либо соответствует не описанным при физической постановке задачи источникам и стокам энергии, что чрезвычайно усложняет физический анализ результатов. Кроме того, необходимые для более точного моделирования атмосферных процессов притоки энергии всегда могут быть учтены явно, или по крайней мере не выходя за рамки реального, действительного процесса. Если даже применение комплексного аппарата как способа неявного учета физических механизмов в задаче прогноза может быть оправдано, то в моделях, предназначенных для физического анализа, желательно не допускать неопределенности.

По мнению автора, корректное решение задачи о способе усечения спектров является ключевым моментом в построении численных схем решения нелинейных дифференциальных уравнений. Данный вопрос, несмотря на его актуальность, до настоящего времени остается открытым. Применяемые различными исследователями алгоритмы устранения труккационной ошибки крайне разнообразны и далеки от совершенства. Предлагаемый в данной статье способ усечения спектров, который подробно будет рассмотрен ниже, прост, универсален и вместе с тем позволяет построить энергетически замкнутую и устойчивую вычислительную схему для долгосрочного интегрирования уравнений гидродинамики атмосферы. Собственно говоря, это основное, на что следует обратить внимание при знакомстве с данной работой.

Итак, исходная система уравнений баротропной атмосферы в изобарической системе координат на сфере (λ — долгота, θ — дополнение широты) записывается в виде:

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} - \frac{v_\lambda^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - 2\omega \cos \theta v_\lambda =$$

$$= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{k}{a^2} \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \lambda^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{2 \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} - \frac{v_\theta}{\sin^2 \theta} \right); \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{v_\theta v_\lambda \operatorname{ctg} \theta}{a} + 2\omega \cos \theta v_\theta = \\ = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{k}{a^2} \left(\frac{\partial^2 v_\lambda}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 v_\lambda}{\partial \lambda^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{2 \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} - \frac{v_\lambda}{\sin^2 \theta} \right); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = -\alpha \Phi \left(\frac{1}{a} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \right. \\ \left. + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \frac{v_\theta \operatorname{ctg} \theta}{a} \right), \quad (3)$$

где k — горизонтальный коэффициент турбулентности, α — безразмерный параметр, отражающий условие баротропности, остальные обозначения общепринятые. Вводя комплексные скорости в форме $V = -v_\lambda - i v_\theta$, $U = v_\lambda - i v_\theta$, можно привести эту систему к виду:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{i}{2a} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} + V \operatorname{ctg} \theta \right) - \frac{i}{2a} U \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} - \right. \\ \left. - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - V \operatorname{ctg} \theta \right) + \frac{i}{a} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right) - \\ - 2\omega i \cos \theta V + \frac{k}{a^2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} - \right. \\ \left. - \frac{2 \cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{V}{\sin^2 \theta} \right); \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{i\alpha\Phi}{2a} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \lambda} + V \operatorname{ctg} \theta \right) - \\ - \frac{i\alpha\Phi}{2a} \left(\frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + U \operatorname{ctg} \theta \right) - \frac{iV}{2a} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \right. \\ \left. + \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right) - \frac{iU}{2a} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right); \quad (5)$$

$$U = -V^*, \quad (6)$$

где знак "*" означает комплексно-сопряженную величину. Уравнение (6), по сути дела, является тем условием, которое исключает побочное мнимое решение.

Решение системы (4) — (6) ищем в виде рядов по обобщенным сферическим функциям соответствующих наборов по индексу $m=0, 1, -1$ для скалярных и векторных полей:

$$\Phi = \sum_{l=0}^L \sum_{n=-l}^l \Phi_n^l T_{0n}^l = \sum_{l=0}^L \sum_{n=-l}^l (a_n^l + i b_n^l) T_{0n}^l; \quad (7)$$

$$V = \sum_{l=1}^L \sum_{n=-l}^l V_n^l T_{1n}^l = \sum_{l=1}^L \sum_{n=-l}^l (x_n^l + i y_n^l) T_{1n}^l; \quad (8)$$

$$U = \sum_{l=1}^L \sum_{n=-l}^l U_n^l T_{-1n}^l = \sum_{l=1}^L \sum_{n=-l}^l (z_n^l + i q_n^l) T_{-1n}^l, \quad (9)$$

где T_{mn}^l — обобщенная сферическая функция, L — верхняя граница рассматриваемого спектрального интервала.

Условие вещественности, полей метеозлементов Φ , v_θ , v_λ накладывает следующие соотношения симметрии на коэффициенты спектрального представления:

$$a_n^l = (-1)^n a_{-n}^l; \quad b_n^l = (-1)^{n+1} b_{-n}^l; \quad b_0^l = 0; \quad (10)$$

$$z_n^l = (-1)^n x_{-n}^l; \quad q_n^l = (-1)^{n+1} y_{-n}^l. \quad (11)$$

Условие симметрии скалярных полей (Φ) и зональной составляющей поля ветра (v_λ) и асимметрии меридиональной составляющей (v_θ) относительно экватора дают следующие соотношения между спектральными коэффициентами:

$$a_n^l = b_n^l = 0 \text{ при } (-1)^{l+n} = -1; \quad (12)$$

$$x_{-n}^l = (-1)^l x_n^l; \quad y_{-n}^l = (-1)^{l+1} y_n^l. \quad (13)$$

Объединяя (11) и (13), можно получить:

$$z_n^l = (-1)^{l+n} x_n^l; \quad q_n^l = (-1)^{l+n} y_n^l. \quad (14)$$

Как видно из соотношений (10) — (14), при вычислениях нет необходимости рассчитывать спектральные коэффициенты при $n < 0$; кроме того, примерно половина спектра скалярных полей будет заведомо равна нулю.

При переходе от аналитического решения к численному неизбежно приходится так или иначе ограничивать длину спектра искомой функции. При этом на верхней границе усеченного спектра возникают нежелательные эффекты, которые приводят к вычислительной неустойчивости всей численной схемы в целом. Прежде всего надо отметить такой эффект, как выброс энергии за пределы рассматриваемого участка спектра в результате нелинейного взаимодействия волн, т. е. диссипация энергии в моделируемом процессе. Так, если в квадратично-нелинейное взаимодействие вступают два спектра длины L и k соответственно, то, согласно формуле перемножения обобщенных сферических функций

$$T_{mn}^l T_{ps}^k = \sum_{\nu=|k-l|}^{k+l} C_{m,p,m+p}^{l,k,\nu} C_{n,s,n+s}^{l,k,\nu} T_{m+p,n+s}^\nu, \quad (15)$$

длина спектра результата будет уже $L+k$. Естественно, что этот эффект не зависит от базиса функций, в котором рассматривается спектральное представление исходного поля. В ряде случаев этот эффект настолько силен, что перекрывает по величине введенную в явном виде турбулентность. В результате начальное возмущение в исходном поле быстро затухает и дальнейшее интегрирование теряет смысл.

Второй возможный эффект при простом пренебрежении в расчетах гармониками с $l > L$ — нарушение баланса сил в членах, описывающих быстрые колебания (инерционные волны) на границе усечения спектра, — приводит к сильной вычислительной неустойчивости. Подробнее это будет показано ниже, при анализе членов, описывающих ускорение Кориолиса.

При работе с конечно-разностной аппроксимацией или при использовании псевдоспектрального подхода (переразложения) к перечисленным выше эффектам добавляется еще по крайней мере один, который заключается в том, что гармоники, попадающие в результате нелинейного взаимодействия в подсеточную область, накладываются в узлах сетки на гармоники учитываемого участка спектра, как бы зеркально отражаясь от спектральной границы. Это приводит к ложному завышению амплитуд рассматриваемого класса волновых движений и как следствие к вычислительной неустойчивости. Именно поэтому в конечно-разностных схемах неизбежно применяются всевозможные фильтры и так называемые энергетически-сбалансированные схемы. При этом моделируемый процесс очень быстро отходит от реального физического аналога, и дальнейшие вычисления иллюстрируют не физический процесс, а распространение и затухание возмущений, возникающих на границе сеточной области. Подробнее об этом см. [2].

Интересно отметить, что в любом случае усечение спектра приводит к искажению самого физического механизма, так как по сравнению с реальным, бесконечным спектром во взаимодействие вступает только ограниченное число гармоник. Это неизбежно, если нельзя получить аналитического решения. Кроме того, реальный процесс отличается энергетической замкнутостью, т. е. в отличие от моделируемого в нем не происходит никаких, не обусловленных физическими причинами, выбросов энергии за пределы спектра.

Исходя из этого при разработке способа усечения спектров метеоэлементов была сделана попытка сочетать энергетическую замкнутость численной схемы с использованием конечного ряда и, как следствие, изменения самого физического механизма. Для этого наряду с понятием усечения спектра было введено понятие усечения области определения оператора, т. е. каждый оператор (член в уравнении) определяется на части рассматриваемого конечного спектра так, чтобы не было выбросов энергии за пределы спектрального интервала. Другими словами, если в спектрах метеоэлементов рассматривается по L гармоник, то только линейные члены будут определены на всем интервале. Поскольку нелинейное взаимодействие приводит к удвоению спектрального интервала, то

адвективные члены и им подобные определяются только на половине спектра $L/2$ (отсюда L — четно). Оператор, описывающий Кориолисово ускорение, как оператор с переменным коэффициентом определяется на $L-1$ гармониках и т. д.

Рассмотрим спектральную форму разных членов в уравнениях (4) и (5). При этом в ряде случаев сознательно не будем приводить эти выражения в конечном аналитическом виде, поскольку при реализации задачи на ЭВМ в целях экономии машинного времени гораздо удобнее использовать соотношения с переменной левой частью.

Итак: 1. Сила барического градиента — линейный член, определен на всем спектральном интервале

$$\frac{\partial V_n^l}{\partial t} = - \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_n^l. \quad (16)$$

Оператор планетарной турбулентности, также линейный при $k = \text{const}$, определен на всем спектральном интервале

$$\frac{\partial V_n^l}{\partial t} = - \frac{k}{a^2} l(l+1) V_n^l. \quad (17)$$

2. Ускорение Кориолиса отличается от линейных членов прежде всего тем, что имеет переменный коэффициент $\cos \theta$. При этом, согласно (15), имеем

$$\begin{aligned} \cos \theta T_{mn}^l = & \frac{\sqrt{(l+n+1)(l-n+1)(l+m+1)(l-m+1)}}{(2l+1)(l+1)} T_{mn}^{l+1} + \\ & + \frac{nm}{l(l+1)} T_{mn}^l + \frac{\sqrt{(l+n)(l-n)(l+m)(l-m)}}{l(2l+1)} T_{mn}^{l-1}, \end{aligned} \quad (18)$$

т. е. в результате выполнения этого оператора каждая гармоника в поле ветра дает ускорение не только сама себе, как это было с одноименными гармониками в случае линейных членов, но и двум соседним и таким образом осуществляется взаимодействие волнового триплета

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_n^l}{\partial t} = & 2\omega l \left(V_n^{l-1} \frac{\sqrt{(l+n)(l-n)(l+1)(l-1)}}{(2l-1)l} + V_n^l \frac{n}{l(l+1)} + \right. \\ & \left. + V_n^{l+1} \frac{\sqrt{(l+n+1)(l-n+1)(l+2)l}}{(l+1)(2l+3)} \right). \end{aligned}$$

Допустим, что на границе спектра $\partial V_n^l / \partial l = 0$, т. е. существует некоторое равновесие. Легко видеть, что если, как это делается в [1], занулить V_n^{L+1} гармонику, то это приведет к возникновению фиктивного ускорения, вызванного разбалансом приведенного выше соотношения, и, как следствие, вычислительной неустойчивости, так как некорректность спектрального усечения приводит к фик-

тивному притоку кинетической энергии на границе спектра. Именно поэтому в своих работах В. А. Ефимову приходится вводить $(L+1)$ -ю гармонику в поле ветра согласно условию геострофического равновесия. Гораздо проще и эффективнее определить данный оператор на $L-1$ гармониках спектра. Тогда не будет выбросов энергии за пределы спектрального интервала и вместе с тем не нарушается баланс сил, т. е. сохраняется физический механизм. При этом каждая гармоника в поле ветра дает три слагаемых:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V_n^{l+1}}{\partial t} &= 2\omega i \frac{V(l+n+1)(l-n+1)(l+2)l}{(2l+1)(l+1)} V_n^l; \\ \frac{\partial V_n^l}{\partial t} &= 2\omega l \frac{n}{l(l+1)} V_n^l; \\ \frac{\partial V_n^{l-1}}{\partial t} &= 2\omega i \frac{V(l+n)(l-n)(l+1)(l-1)}{l(2l+1)} V_n^l. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Здесь и далее следует помнить, что в результате взаимодействия не могут возникнуть гармоники в поле ветра, для которых было бы $n > l$ или $l < 1$ или нарушалось бы соотношение симметрии между спектральными коэффициентами. При более сложном виде переменного коэффициента в членах такого рода взаимодействие будет более обширным и в принципе оператор с переменным коэффициентом — это промежуточное звено между линейными и нелинейными операторами.

3. Адвекция ветра — нелинейный член. Область определения оператора $L/2$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \sum_{k=1}^{L/2} \sum_{s=-k}^k \sum_{q=1}^{L/2} \sum_{j=-q}^q \sum_{\substack{l=k-q \\ l \geq 1}}^{k+q} C_{s,j,s+j}^{k,q,l} T_{1,s+j}^l \times \\ &\times \left(\frac{Vq(q+1)}{2a} C_{|0|}^{k,q,l} V_s^k V_j^q + \frac{V(q+2)(q-1)}{2a} C_{-|2|}^{k,q,l} U_s^k V_j^q \right). \quad (20) \end{aligned}$$

Здесь $C_{s,j,s+j}^{k,q,l}$ — коэффициенты Клебша-Жордана. Используя условие симметрии (14), можно упростить это выражение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \sum_k \sum_s \sum_q \sum_j \sum_l a_{k,s,q,j,l} T_{1,j+s}^l \times \\ &\times [x_s^k x_j^q - y_s^k y_j^q] + i(x_s^k y_j^q + y_s^k x_j^q); \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_{k,s,q,j,l} &= C_{s,j,s+j}^{k,q,l} \left(\frac{Vq(q+1)}{2a} C_{|0|}^{k,q,l} + \right. \\ &\left. + (-1)^{k+s} C_{-|2|}^{k,q,l} \frac{V(q+2)(q-1)}{2a} \right). \quad (22) \end{aligned}$$

При $L=10$ получается 3473 коэффициента взаимодействия $a_{k,s,q,j,l}$.

4. Работа силы барического градиента — нелинейный член, область определения $L/2$. В отличие от предыдущего случая вследствие соотношений симметрии коэффициентов спектра количество коэффициентов взаимодействия сокращается до 1867

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \sum_{k=1}^{L/2} \sum_{s=-k}^k \sum_{q=1}^{L/2} \sum_{j=-q}^q \sum_{C=|k-q|}^{k+q} b_{k,s,q,j,l} T_{0,s+j}^l V_s^k \Phi_j^q; \quad (23)$$

$$b_{k,s,q,j,l} = C_{s,j,s+j}^{k,q,l} \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} (C_{l-10}^{k,q,l} + (-1)^{k+s} C_{-110}^{k,q,l}). \quad (24)$$

Кстати, для того чтобы в описываемой модели учесть влияние рельефа, достаточно в (23) Φ_j^q заменить на $\Phi_j^q + \beta H_j^q$, где H_j^q — спектр рельефа, а β — эмпирический коэффициент.

5. Оставшийся нерассмотренным в уравнении (5) оператор, в отличие от двух предыдущих, обладает интересной особенностью, а именно он допускает линейризацию. В спектре Φ_n^l можно выделить постоянную гармонику Φ_0^0 (т. е. среднее значение поля), тогда, пренебрегая остальной частью спектра, получим

$$\frac{\partial \Phi_n^l}{\partial t} = \alpha \frac{\sqrt{l(l+1)}}{2a} \Phi_0^0 (V_n^l + U_n^l). \quad (25)$$

Линеаризация такого рода возможна, поскольку в поле геопотенциала нулевая гармоника по величине значительно превосходит все остальные. Для большей точности можно учесть и нелинейное взаимодействие так же, как это делалось в двух предыдущих случаях.

Рассмотренные здесь на примере баротропной модели особенности представления различных членов в уравнениях термогидродинамики атмосферы практически охватывают весь класс уравнений, встречающихся в задачах моделирования общей циркуляции атмосферы, и применительно к каждому конкретному случаю не составляет труда построить аналогичными средствами систему спектральных уравнений. В тех случаях, когда неизвестная входит в знаменатель выражения, дело осложняется тем, что в спектральной форме переход типа $a \rightarrow a^{-1}$ невозможен и, таким образом, приходится вводить новую неизвестную. Так, в обычной геометрической системе координат плоскость ρ , рассматриваемая как переменная, в некоторых выражениях входит в знаменатель, и для того чтобы применить спектральный аппарат, необходимо наряду с плотностью рассмотреть новую неизвестную — удельный объем. При этом добавляемое для него уравнение отличается от уравнения неразрывности только тем, что дивергенция входит в него с противоположным знаком. Таким образом, за счет увеличения числа неизвестных мы избавляемся от нежелательного для нас эффекта.

Хочется отметить еще один момент. При подготовке исходных данных в численных схемах разложения полей метеоэлементов по системе обобщенных сферических функций весьма полезно применять простой способ устранения систематической ошибки — повторное разложение восстановленного поля. Тогда $f = 2f_I - f_{II}$ значительно точнее аппроксимирует исходное поле, так как при повторном разложении ошибка удваивается.

Изложенная выше модель циркуляции баротропной атмосферы была реализована на ЭВМ БЭСМ-6. Верхняя граница спектрального интервала $L=10$. В качестве схемы интегрирования по времени была выбрана схема Адамса—Бешфорда, шаг по времени для линейных членов — 2 мин, нелинейные члены для экономии машинного времени пересчитывались реже — через 30 мин. Предварительные эксперименты показывают, что проблемы устойчивости практически не существует. Без особого труда проводились эксперименты по интегрированию уравнений модели на сроки порядка месяца (время счета 1,5—2 ч) и более даже при нулевом значении коэффициента турбулентного обмена. При этом в моделируемом процессе прослеживалась плавная схема форм циркуляции при сохранении всех энергетических инвариантов.

Поскольку рассматривается адиабатическая схема без учета трения, то, очевидно, процесс может развиваться достаточно долго без заметного затухания энергии начального возмущения. Было замечено, что при изменении параметра α от 1 до 0,1 изменяется скорость движения барических центров и зарождаются новые. Модель очень чувствительна к изменениям параметров, но всегда может быть сбалансирована за счет увеличения k ($1 \cdot 10^5$ — $5 \cdot 10^5$) при любом значении параметра α так, что процесс будет идти без затухания энергии начального возмущения или при увеличении турбулентного обмена будет выходить на устойчивый режим.

При $L=9$ спектральная модель соответствует конечно-разностной схеме с широтно-долготной сеткой 5 на 10° . Приведенные выше оценки показывают, что по экономичности изложенный способ превосходит соответствующие конечно-разностные аналоги. Спектральные модели такого класса при дальнейшей доработке могут использоваться для долгосрочного гидродинамического прогноза и длительного моделирования атмосферных процессов на сроки порядка года.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимов В. А. Математическое моделирование долговременных нестационарных планетарных процессов в системе океан—атмосфера. — «Труды ААНИИ», 1976, т. 336. 248 с.
2. Mesinger F., Arakawa A. Numerical methods used in atmospheric models. — "GARP Publ. Ser.", 1976, N 17, p. 1—64.

*Л. Р. Ракипова, Л. К. Ефимова, А. А. Ефимов,
И. В. Котляр*

ЭНЕРГЕТИКА СТРАТОСФЕРНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ 1963 г.

Основная проблема, которая привлекает всеобщее внимание со времени открытия потеплений,—причины этого явления. Кроме многочисленных исследований синоптического плана, отдельным сторонам этой проблемы посвящено много работ, в которых на основании экспериментальных данных рассматривается энергетический баланс стратосферы во время потеплений. Эти работы направлены на выяснение следующих вопросов; 1) природа неустойчивости полярного вихря; 2) процессы обмена энергии на верхней и нижней границах слоя атмосферы, в котором наблюдается потепление.

Важность работ по первому вопросу связана с тем, что теоретические исследования неустойчивости полярного вихря привели к противоречивым результатам. Поэтому для известных случаев стратосферных потеплений необходимо производить расчеты изменений и преобразований отдельных видов энергии, так как они могут дать ценные указания относительно природы неустойчивости. Например, путем расчета преобразований энергии можно ответить на вопрос о том, является ли кинетическая энергия возмущения циркуляции, сопровождающего потепления, результатом реализации потенциальной энергии (бароклинная неустойчивость) или же она получается из кинетической энергии зонального потока (баротропная неустойчивость).

Так, было показано, что потепление 1957 г. не являлось результатом чистой баротропной неустойчивости. В [26] для процессов стратосферного потепления 25 января—9 февраля 1957 г. проанализированы четыре вида энергий (зональная и турбулентная потенциальная, зональная и турбулентная кинетическая), а также их взаимные превращения на уровне 50 мбар в зоне 30—85° с. ш. Использование данных для одного уровня при изучении энергетики атмосферы вполне допустимо, если выбранный уровень репрезентативен для рассматриваемого слоя. В 1957 г. для нижней стратосферы таким уровнем была поверхность 50 мбар. Весь процесс

потепления был разделен на две фазы: в первой фазе меридиональный градиент температуры в высоких широтах имел свое обычное направление к полюсу, во второй фазе — противоположное. В начале периода $\frac{3}{4}$ энергии в рассматриваемой зоне приходилось на кинетическую (половина — на зональную, и четвертая часть — на турбулентную). В течение первой фазы турбулентная энергия возрастала, а энергия зонального потока уменьшалась, причем ослабление зональной кинетической энергии превышало ослабление зональной доступной потенциальной энергии.

После 4 февраля в связи с обращением среднего меридионального градиента температуры зональная доступная потенциальная энергия начала возрастать. Вихревая кинетическая энергия, как и в первой фазе, превращалась в зональную кинетическую. Но несмотря на это, зональная кинетическая энергия непрерывно уменьшалась.

Полученное направление потоков энергии в первой фазе показывает, что внезапное потепление рассматриваемого типа содержит некоторую форму бароклинной неустойчивости. Однако в определенном отношении потепление отличается от обычной бароклинной неустойчивости. Большая потеря зональной кинетической энергии по сравнению с потерями зональной потенциальной энергии и полное обращение меридионального градиента зональных температур являются специфическими особенностями потеплений. Но вполне ясен вывод о том, что потепление 1957 г. не было результатом чистой баротропной неустойчивости, так как кинетическая энергия передавалась от вихрей к зональному потоку. Поэтому полностью отождествлять потепление с известными видами неустойчивости нельзя.

Тот факт, что потепления начинаются выше 30 км, авторы работы [26] объясняют тем, что неустойчивость, по их мнению, может быть наибольшей вблизи уровня 50—60 км, где, как известно из ракетных и других измерений, горизонтальные градиенты ветра достигают максимальных значений. Но это объяснение нельзя принять полностью, так как над Антарктикой зимой горизонтальные и вертикальные градиенты ветра также велики и даже больше, чем в северном полушарии, а стратосферные потепления весьма редки и менее интенсивны, чем в Арктике. Бовилл [12] при исследовании энергетики зимнего полярного вихря 1958—1959 гг. пришел к выводу, что бароклинные процессы были ответственны за генерацию кинетической энергии в январе, но в другие месяцы зимой источником энергии в нижней стратосфере являлась тропосфера. В более поздних работах были получены несколько другие выводы.

Мураками [16], Тьюэлесс [27], Миякода [17] исследовали энергетический цикл стратосферного потепления в январе — феврале 1958 г. Это потепление отличается от предыдущего характером изменения циркумполярного вихря. Если в январе 1957 г. он сильно деформировался, то в январе 1958 г. произошло его смещение в более низкие широты.

В [16] показано, что во все стадии потепления происходила непрерывная конверсия турбулентной кинетической энергии в турбулентную возможную потенциальную энергию (т. е. потепление не было следствием бароклинной неустойчивости). В начале потепления происходил перенос кинетической энергии от зонального потока к волнам с волновыми числами $m=1$ и $m=2$, т. е. в это время волны были в баротропно-неустойчивом состоянии. Однако этот процесс взаимодействия был слишком мал по величине для того, чтобы быть главной причиной наблюдавшегося быстрого роста этих волн. С другой стороны, волны с $m=1$ и $m=2$ теряли свою кинетическую энергию посредством ее переноса к волнам с $m>3$ в результате нелинейного взаимодействия. На основании полученных результатов автор пришел к выводу, что потепление 1958 г. — вынужденное возмущение, вызванное притоками энергии через границы стратосферной области, охваченной потеплением. Энергия поступает главным образом из тропосферы, но не исключается возможность наличия некоторых спусковых механизмов в верхних слоях, приводящих к развитию потеплений.

В [16] отмечено также, что на поверхности 100 мбар полярный вихрь разрушается за три дня до начала потепления, а субтропическое струйное течение на поверхности 500 мбар в связи с развитием процессов блокирования над Европой расщепляется за шесть дней до начала потепления. Когда потепление охватывает нижнюю стратосферу, потоки момента количества движения и тепла направлены к полюсу и имеют экстремально большие значения.

В [25] исследованы процессы генерации, переноса и конверсий энергии для стратосферного потепления в январе 1963 г. с помощью спектральных форм уравнений баланса энергии. Вертикальные скорости, интенсивность генерации потенциальной энергии и меридиональная циркуляция рассчитаны из уравнений вихря и переноса тепла.

Основные характеристики энергетического цикла согласуются с предыдущими оценками. Генерация зональной возможной потенциальной энергии положительна в тропосфере и средней стратосфере, а генерация турбулентной возможной потенциальной энергии отрицательна на всех высотах. Показано значительное различие в поведении отдельных длинных волн. Хорошо выраженный рост и последующий спад волны с $m=2$ были связаны с сильной бароклинной конверсией энергии и потоком геопотенциала. Существенным в энергетическом балансе стратосферы и тропосферы был баротропный перенос кинетической энергии между волнами различной длины. Направленный вверх поток геопотенциала, связанный с волной с $m=2$, был непрерывным и пронизывал всю тропосферу и стратосферу, играя роль связующего звена между самыми верхними уровнями и подстилающей поверхностью. Волна с $m=3$ развивалась в результате взаимодействия с зональным потоком и другими волнами в стратосфере и тропосфере и вносила существенный вклад в перенос энергии из областей ее генерации в области диссипации. В ранней стадии

усиления барических возмущений перед потеплением стратосфера получила турбулентную энергию посредством взаимодействия волн при $m=1$ и $m=2$.

В период 13—26 января произошло сильное уменьшение зональной кинетической энергии в средней стратосфере, которое сопровождалось резким ростом турбулентной кинетической энергии. В результате общая стратосферная кинетическая энергия в слое 200—10 мбар достигла максимума ($5,6 \cdot 10^6$ эрг см^{-2} мбар $^{-1}$) 19 января. Рост турбулентной кинетической энергии в тропосфере был связан с развитием процесса блокирования, который начался примерно в то же время, что и увеличение стратосферной кинетической энергии. Этот практически одновременный рост турбулентной энергии в стратосфере не подтверждает теоретические расчеты Перри, согласно которым кинетическая энергия распространяется по вертикали со скоростью около 5 км/сутки.

Хотя детали развития процесса данного потепления могут быть нетипичными, но основные черты его должны быть одинаковы для всех случаев развития мощных макромасштабных трехмерных возмущений, сопровождающих потепление. Если в начале процесса вертикальные движения находятся в фазе с температурой и происходит положительная конверсия потенциальной энергии в кинетическую (поднятие теплого воздуха и опускание холодного), то при дальнейшем развитии это фазовое соотношение изменяется. При этом наблюдаемый рост турбулентной кинетической энергии и перенос энергии к зональному потоку могут происходить только в том случае, если имеется непрерывный приток механической энергии извне. Поэтому для развития потепления необходимы процессы барического взаимодействия между ниже- и вышележащими слоями на тропопаузе и верхней границе стратосферы.

Но, как уже отмечено выше, временной ход турбулентной кинетической энергии не подтверждает вывода о том, что процессы в стратосфере были следствием только переноса энергии из тропосферы. Очевидно, в действительности имел место значительно более сложный комплекс процессов, включающих перенос энергии, бароклинное развитие и нелинейные взаимодействия.

В [11] вычислены значения полной кинетической энергии на изобарических поверхностях 300, 100, 50 и 10 мбар за 12, 17, 22 и 27 января 1963 г. Показано, что кинетическая энергия в период развития потепления наиболее сильно изменялась в зоне струйного течения. Область больших значений кинетической энергии, охватывавшая уровни 300, 100, 50 мбар, была расположена в тылу углубляющейся барической ложбины (над Северной Америкой). Центр очага наибольших значений кинетической энергии располагался на поверхности 300 мбар. Во время наибольшего развития меридиональной циркуляции очаг с максимальными значениями кинетической энергии на изобарической поверхности 10 мбар находился на 3000 км севернее, чем на поверхности 300 мбар.

В отличие от Перри, который рассмотрел все процессы, приводящие к изменению кинетической энергии в ограниченной области

атмосферы, Миллер и Джонсон [18] при исследовании потепления в декабре 1967 г.—январе 1968 г. сосредоточили свое внимание только на переносе турбулентной кинетической энергии через поверхность 100 мбар, вызванном эффектом работы сил барического градиента. Значения этого переноса рассчитаны для периода 1 декабря 1967 г.—13 января 1968 г.

В это время на поверхности 10 мбар зональная и турбулентная кинетическая энергия, как и следовало ожидать, испытывали весьма большие изменения. Общей тенденцией зональной кинетической энергии было уменьшение. Кинетическая энергия волны с $m=1$ имела максимум 15—23 декабря. Затем кинетическая энергия этой волны стала уменьшаться, а волны с $m=2$ — возрастать.

Как показал Джонсон [13], вариации кинетической энергии отражаются в изменениях полей геопотенциала. Увеличение энергии волн с $m=1$ связано с развитием алеутского антициклона, а максимум энергии волны с $m=2$ характерен для биполярной структуры полей геопотенциала, возникающей при зимних стратосферных потеплениях.

Кинетическая энергия волны с $m=3$ в противоположность другим волнам имеет только очень небольшой максимум в конце декабря — начале января. Для волн с $m>3$ получены еще меньшие изменения кинетической энергии.

Сравнение временных изменений вертикальных потоков геопотенциала и кинетической энергии для длин волн с $m=1, 2, 3$ указывает на их качественное согласование. Исключение отмечается только для начала декабря, когда максимум кинетической энергии волны с $m=2$ не сопровождался увеличением потока геопотенциала из тропосферы.

Естественно, что изменение кинетической энергии определяется всеми членами уравнения баланса кинетической энергии. Поэтому полученный результат означает, что поток геопотенциала из тропосферы сравним по величине с другими членами и вносит существенный вклад в изменения турбулентной кинетической энергии.

Изменения зональной и турбулентной кинетической энергии на поверхности 500 мбар в общем мало связаны с явлениями в стратосфере во время потепления. Так, в тропосфере относительно большие изменения отмечаются для энергии волны с $m=3$, играющей весьма малую роль в энергетическом балансе стратосферы. Но следует отметить, что общая тенденция изменения зональной кинетической энергии в тропосфере противоположна тенденции в стратосфере. При развитии потепления зональная кинетическая энергия на поверхности 10 мбар уменьшается, а на поверхности 500 мбар возрастает [18]. При потеплении в 1962/63 г. вихревая кинетическая энергия на поверхности 500 мбар также возрастала [1].

Таким образом, анализ энергетики стратосферы в периоды внезапных потеплений показывает, что процессы конверсии энергии в эти периоды не могут быть объяснены с помощью какой-либо

одной гипотезы неустойчивости. Стадия дестабилизации циркум-полярного вихря связана, по крайней мере частично, с комплексным баротропно-бароклинным механизмом неустойчивости [19]. Однако полностью с помощью линейной теории без учета нелинейных эффектов эта стадия не описывается. Кроме того, для стратосферных потеплений характерно сильное энергетическое взаимодействие с тропосферой.

Исследование процессов обмена энергии на нижней и верхней границах слоя, в котором происходит потепление, дает некоторое представление об относительной роли в этом явлении процессов в тропосфере и верхних слоях. Приведем результаты расчета баланса кинетической и потенциальной энергии для потепления 1957 г. Летиф [15] рассмотрел балансы кинетической и полной потенциальной энергии в нижней стратосфере (слой 100—25 мбар). Он брал ограниченный объем атмосферы (над Северной Америкой и Северной Атлантикой), который обменивается энергией с окружающей средой как через вертикальные, так и через верхнюю и нижнюю горизонтальные стенки. При этом энергия не разделяется на части, соответствующие среднему и турбулентному движению. В течение всех фаз потепления кинетическая энергия посредством вертикальных движений генерировалась на верхней границе и диссипировалась на нижней границе области. В балансе полной потенциальной энергии поток энтальпии через верхнюю границу в течение всего потепления был положителен, а через нижнюю границу — отрицателен (табл. 1).

Таблица 1

Средние значения слагаемых в уравнениях баланса кинетической и потенциальной энергии (10^{24} эрг/ч)

Компоненты уравнений баланса кинетической и потенциальной энергии	Периоды осреднения			
	17—25 января	25 января 4 февраля	4—9 февраля	9—14 февраля
Изменение кинетической энергии ($\partial k/\partial t$)	0,23	—0,09	—0,57	—0,19
Вертикальный поток геопотенциала ($\omega\Phi$) через пограничные изобарические по- верхности 25 и 100 мбар	47,7 —22,8	125,7 —58,0	128,8 —167,5	43,6 —117,4
Изменение энтальпии $\partial(P+I)/\partial t$	—4,57	4,56	10,53	—2,44
Вертикальный поток энтальпии ($c_p\omega T$) через пограничные изобарические по- верхности 25 и 100 мбар	40,7 —27,9	116,7 —86,0	123,7 —239,3	40,9 —162,8

Суммарный вертикальный поток сравним по величине с горизонтальным потоком энтальпии и конверсией кинетической энергии в полную потенциальную энергию.

Эти результаты показывают, что энергообменные процессы на верхней и нижней границах слоя, в котором наблюдается потепление, сравнимы по величине.

В большинстве выполненных исследований преобразования кинетической энергии при стратосферных потеплениях основное внимание уделялось расчетам средних для большей части северного полушария значений, отнесенных к слою, в котором наблюдается потепление, или к отдельным изобарическим поверхностям. Так, в работах [25 и 14], где исследовалось потепление 1963 г., осреднение производилось для слоя стратосферы толщиной 100—10 мбар от полюса до 30° с. ш.

Поэтому вопросы трансформации и генерации кинетической энергии в различных широтных зонах и географических районах, в частности в областях, где процесс потепления происходил наиболее интенсивно, оставались открытыми. Все это существенно обедняет физический смысл получаемых до сих пор результатов.

Целью настоящей работы является исследование пространственно-временной структуры преобразований кинетической энергии при стратосферных потеплениях и, в частности, энергетического взаимодействия слоев в вертикальном направлении. Последний вопрос имеет существенное значение для проблемы динамического и термического взаимодействия между тропосферой, стратосферой и мезосферой и выяснения физических механизмов влияния солнечной активности на нижние слои атмосферы.

При выполнении работы был использован аппарат обобщенных сферических функций, которые описывают волновые процессы в атмосфере над сферической поверхностью Земли лучше, чем обычно применяемый метод Фурье, дающий одномерные спектры.

Произведены расчеты генерации и трансформации турбулентной кинетической энергии на основе экспериментальных данных о полях геопотенциала для стратосферного потепления 1963 г.

Получим уравнение баланса кинетической энергии с помощью уравнения движения

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + w \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} = -\nabla \Phi - kx f \mathbf{V} - \mathbf{F} \quad (1)$$

и уравнения неразрывности

$$\nabla \mathbf{V} + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} = 0,$$

умножив скалярно уравнение (1) на вектор горизонтальной скорости ветра $\mathbf{V}$:

$$\frac{\partial K}{\partial t} - \nabla (\mathbf{V} K) - \frac{\partial (w K)}{\partial p} = \mathbf{V} \cdot \nabla \Phi - \mathbf{V} \mathbf{F}. \quad (2)$$

Здесь $K = \frac{1}{2} \mathbf{V} \mathbf{V} = \frac{1}{2} (u^2 + v^2)$ — кинетическая энергия горизонтального движения, отнесенная к единице массы; $\partial K / \partial t$ — локальное изменение кинетической энергии; $-\nabla (\mathbf{V} K)$ и $-\partial (w K) / \partial p$ — горизонтальный и вертикальный притоки кинетической энергии; $-\mathbf{V} \cdot \nabla \Phi$ — генерация кинетической энергии посредством работы

горизонтальных сил барического градиента: $-\mathbf{V}\mathbf{F}$ — диссипация кинетической энергии; f — параметр Кориолиса; $\mathbf{F}$ — вектор силы трения, отнесенной к единице массы; $\mathbf{k}$ — единичный вектор в вертикальном направлении; $\omega = \partial p / \partial t$.

С помощью уравнения неразрывности генерацию кинетической энергии можно представить в виде

$$-\mathbf{V}\nabla\Phi = -\omega\alpha - \left[\nabla(\mathbf{V}\Phi) + \frac{\partial}{\partial p}(\omega\Phi) \right]. \quad (3)$$

Для количественной оценки преобразований турбулентной кинетической энергии нами был применен спектральный метод представления составляющих уравнения баланса, так как он дает возможность изучить вклад каждой волновой компоненты динамического и термического поля атмосферы в общий энергетический баланс и их энергетическое взаимодействие между собой.

Основы использованной нами методики, изложенной в работах [4 и 3], созданы В. А. Ефимовым на основе идей применения аппарата обобщенных сферических функций в гидродинамических задачах. А. А. Ефимовым в программу разложения — восстановления полей по этим функциям была введена другая вычислительная схема, что позволило сократить время машинного счета.

Потепление, которое происходило в стратосфере в январе 1963 г., выбрано нами потому, что оно является одним из наиболее значительных из всех, наблюдавшихся до настоящего времени.

Дадим его описание.

В результате меридиональной перестройки термобарического поля в стратосфере над районами Северной Америки и Северной Атлантики между высотными гребнями над Гренландией и Восточной Сибирью образовалась перемычка высокого давления, и в конце января произошло раздвоение стратосферного полярного циклона и области холода.

Максимальная интенсивность потепления наблюдалась над Канадой на уровне 10 мбар с 20 по 24 января ($15^\circ \text{C}/\text{сутки}$), на уровне 30 мбар — с 22 по 24 января ($10^\circ \text{C}/\text{сутки}$). В это время повышение температуры происходило в обширной области, включавшей восточную часть Тихого океана, Аляску, Канаду, Ледовитый океан, центральную и северную части Атлантического океана и северо-восточную часть Азии. Очаг максимальных температур $T_{\max}$ возник у берегов Флориды 17 января.

В образовавшемся в результате слияния атлантической и дальневосточной областей тепла обширном очаге тепла максимальные температуры $T_{\max}$ на уровнях 10 и 30 мбар отмечались 26—28 января на севере Канады. На уровне 30 мбар $T_{\max} = -20^\circ \text{C}$, на уровне 10 мбар $T_{\max} = 0^\circ \text{C}$. Такая высокая температура на верхнем уровне в этом районе не наблюдается даже летом.

Область повышения температуры 25—29 января была вытянута в меридиональном направлении через полюс из Евразии на северную часть Тихого океана.

Для потепления было характерно интенсивное и быстрое проникновение его сверху вниз. В [10] отмечается, что изотерма -55°C над Алертом 21 января находилась на высоте 30 км, а 31 января — на высоте 13 км.

Один очаг холода перемещался из Баренцева моря через Восточную Европу и Средиземное море в южную часть Атлантики. Максимальная интенсивность похолодания в нем отмечалась 28 января — 1 февраля на уровне 10 мбар и составила 9°C/сутки .

Другой очаг холода, менее интенсивный, перемещался с Канадского архипелага через Алеутские острова в центральную часть Тихого океана.

В первую неделю февраля в области тепла вследствие усиления адвекции холода началось понижение температуры и потепление закончилось. 1—5 февраля температура понижалась над всем северным полушарием севернее 25° , за исключением центральной части Северной Америки.

На изобарической поверхности 100 мбар потепление началось только после 20 января. Область положительных изменений температуры 25—29 января охватывала Канаду, Гренландию, северную часть Атлантического океана, Европу и Азию до оз. Байкал. 31 января — 4 февраля обширная область повышения температуры была разделена на две части областью понижения температуры, которая протянулась с Тихого океана через Северную Америку, Гренландию на Северную и Восточную Европу.

В [6] можно найти упоминание о том, что 12 декабря 1962 г. западный ветер на высоте 42 км достигал скорости 63 м/с, а 28 января 1963 г. здесь уже отмечался восточный ветер скоростью 50 м/с, который в феврале снова сменился западным.

В [18] отмечается, что в тропосфере в средних широтах на уровне 500 мбар тоже происходило обращение зонального ветра.

В [10] отмечается, что в январе 1963 г. в Гус-Бее вместе с повышением температуры в стратосфере резко увеличилось общее содержание озона. Слой максимальной концентрации озона при этом опустился с 23 до 17 км, а количество озона в этом слое увеличилось от 0,10 до 0,25 см. Количество озона начало увеличиваться несколько раньше, чем стала повышаться температура. В конце потепления количество озона стало уменьшаться также несколько раньше, чем стала понижаться температура.

В период с 15 января по 15 февраля с пяти станций Северной Америки было произведено девять запусков ракет. Анализ результатов их измерений показал, что наибольшие изменения в поле ветра произошли выше 45 км [20]. Потепление распространялось выше 50 км. Характеры циркуляции и ее изменения на уровнях 30 и 50 км были сходны. Между 17 и 30 января над Уайт-Сэйдсом выше 35 км наблюдалось потепление, а ниже — охлаждение. Зимний тип циркуляции, который был до потепления, начал устанавливаться после 15 февраля в виде циклонического вихря над Сибирью с минимальным значением геопотенциала 2952 дкм на изобарической поверхности 10 мбар.

Нами были построены карты временных изменений температуры ΔT на поверхности 10 мбар для периода потепления. Изменения температуры рассчитывались для интервалов времени, равных четырем суткам, так как из-за больших ошибок измерения температуры в стратосфере меньшие интервалы брать нецелесообразно.

Ситуация, соответствующая началу потепления (12—16 января): температура начинает интенсивно повышаться над северо-восточной частью Северной Америки. Ситуация, соответствующая периоду максимальной интенсивности изменения температуры (20—24 января): обширная область, в которой происходит связанный с потеплением рост температуры, охватывает большую часть северного полушария, в том числе и Центральную Арктику. Одна из ситуаций (26—30 января) заключительного периода потепления: область положительных ΔT , после того как она вытянулась в меридиональном направлении над Евразией, западной частью Северной Америки и восточной частью Тихого океана, разделилась на два ядра.

Был проанализирован временной ход максимальных температур $T_{\max}$, максимальных положительных $(+\Delta T)_{\max}$ и отрицательных $(-\Delta T)_{\max}$ изменений температуры на уровнях 10, 30, 50 мбар. Интенсивность потепления возрастала с высотой. Во время потепления было два очага $T_{\max}$. Первый двигался из района Атлантического океана на северо-запад от Северного полюса, второй двигался туда же из района Охотского моря. Им соответствовали два очага $(-\Delta T)_{\max}$ и один очаг $(+\Delta T)_{\max}$, связанный с первым потеплением. Наибольшую интенсивность процесс потепления имел в области от полюса до 50° с. ш.

Поскольку сутью явления потеплений является процесс изменения температуры, представляется более естественным изучать его с помощью изаллотерм, а не изотерм [7]. Поэтому в качестве реперных дней, для которых производился расчет генерации G_E и трансформации Tr макротурбулентной кинетической энергии K_E , мы выбрали с помощью кривой временного хода $(+\Delta T)_{\max}$ на уровне 10 мбар шесть дней, соответствующих началу потепления (14 января), условию до потепления (9 января), увеличению интенсивности потепления (17 января), максимальной интенсивности потепления (22 января), уменьшению интенсивности потепления (26 января) и окончанию потепления (30 января) на уровне 10 мбар. Этот уровень выбран потому, что процесс потепления на нем был выражен наиболее интенсивно.

Так как стратосферное потепление является планетарным явлением, то естественно считать, что на данной изобарической поверхности оно начинается в тот день, когда в какой-либо области поверхности возникает длительно существующий очаг $(+\Delta T)_{\max}$.

Преимущества такого выбора начального дня потепления указаны в [7].

Исходные данные для расчетов G_E и Tr были взяты с карт гео-

потенциальных высот поверхностей 10, 30, 50 мбар, помещенных в [21].

Расчеты производились для двух спектральных интервалов макротурбулентности, которым соответствуют волновые числа m , равные 3—9 и 5—9. Это дало нам возможность исследовать нелинейные взаимодействия между волновыми возмущениями различных масштабов.

Перейдем к анализу полученных результатов. Начнем со средних для северного полушария значений генерации макротурбулентной кинетической энергии $\bar{G}_E$.

На рис. 1 дан временной ход значений $\bar{G}_E$, средних для слоя 50—10 мбар, в двух спектральных интервалах.

Значения $\bar{G}_E$ в спектральном интервале 3—9 отрицательны. Следовательно, в течение всего потепления в среднем для полушария происходил бароклиный процесс уменьшения турбулентной кинетической энергии, т. е. стратосфера в среднем для полушария находилась в состоянии бароклиной устойчивости.

В спектральном интервале 5—9 нами получены положительные значения $\bar{G}_E$. Это означает, что бароклиное уменьшение K_E имело место только для волн с $m=3$ и $m=4$, а в интервале 5—9 бароклинные процессы вызвали рост макротурбулентной кинетической энергии.

Временной ход $\bar{G}_E$ на рассмотренных нами изобарических поверхностях в спектральном интервале 3—9 показывает, что на всех поверхностях значения $\bar{G}_E$ практически отрицательны. Величина $\bar{G}_E$ имеет наибольшие значения на уровне 10 мбар. Следовательно, этот уровень дает наибольший вклад в средние по слою значения $\bar{G}_E$, представленные на рис. 1а. День начала потепления характеризуется максимальными значениями $\bar{G}_E$ как на отдельных уровнях, так и в среднем по слою 50—10 мбар.

Этот результат говорит в пользу описанного нами в [7] метода выбора начального дня потепления. Выбранный нами начальный день (14 января) характеризуется ярко выраженной особенностью развития энергетических процессов в стратосфере, тогда как день начала потепления 1963 г. (17 января), который указывался в литературе ранее [7], в развитии энергетических процессов ничем особенным не проявился.

Анализ временного хода $\bar{G}_E$ на отдельных уровнях для спектрального интервала 5—9 показывает, что $\bar{G}_E$ в основном имеют положительные значения. При этом на поверхности 10 мбар бароклиный рост K_E имел наибольшие значения после дня с максимальной интенсивностью повышения температуры на этой поверхности, а на уровнях 30 и 50 мбар — до этого дня.

Проведем анализ величин $\bar{G}_E$ для высоких широт северного полушария, где имели место наибольшие изменения температуры, т. е. где процесс потепления протекал наиболее интенсивно. Прежде всего проанализируем значения $\bar{G}_E$, осредненные от полюса до

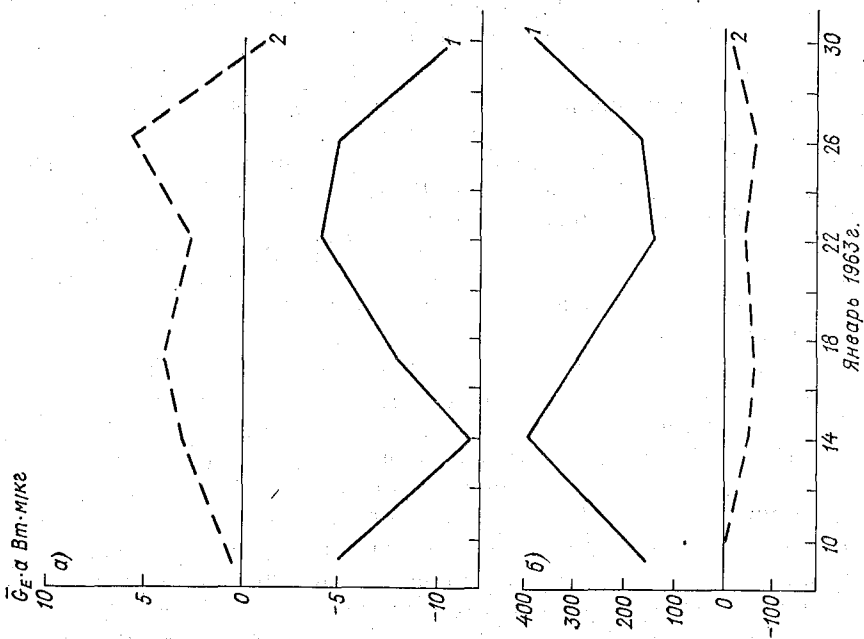


Рис. 1. Временной ход значений $\bar{G}_E$, средних для слоя 50–10 мбар в интервалах волновых чисел 3–9 (1) и 5–9 (2), в северном полушарии в целом (а) и в его

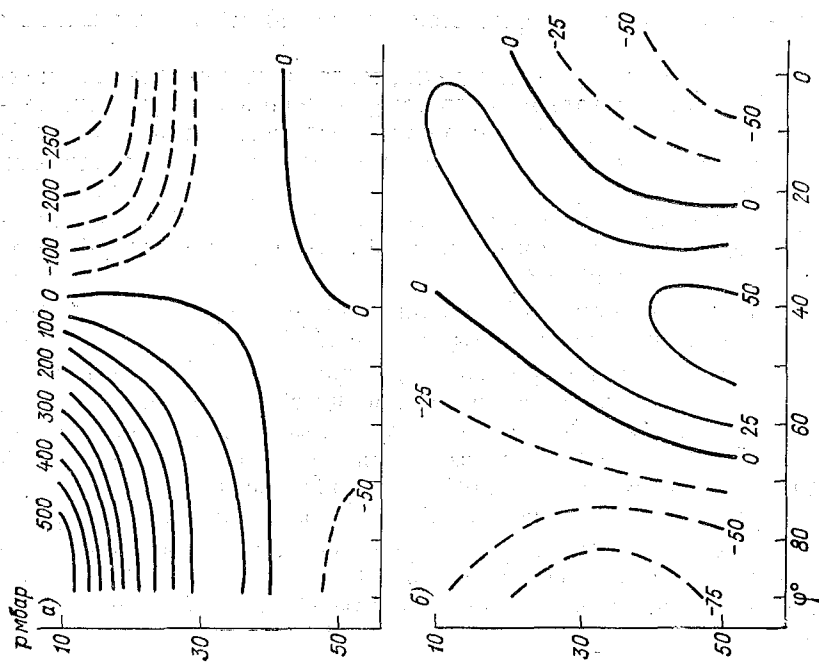


Рис. 2. Средний меридиональный разрез G_E 22 января при $3 \leq m \leq 9$ (а), $5 \leq m \leq 9$ (б).

60° с. ш. Из рис. 1 б ясно видно, что в высоких широтах происходил процесс, обратный тому, который был характерен для всего полушария в целом. Спектральный интервал 3—9 в среднем для слоя и на отдельных уровнях характеризовался процессами интенсивного бароклинного роста K_E и убыли турбулентной доступной потенциальной энергии, т. е. высокие широты во время потепления находились в состоянии бароклинной неустойчивости. Интенсивность этого процесса была в 30—40 раз больше, чем обратного процесса, среднего для всего полушария. Наибольший вклад в него опять дал уровень 10 мбар. Причем на этом уровне бароклинный рост K_E с наибольшей интенсивностью происходил в период интенсивного развития потепления (до 22 января) и максимальное значение имел в день начала потепления. Что касается спектрального интервала 5—9, то здесь значения G_E были отрицательны как в среднем по слою, так и на отдельных уровнях. Процесс убыли турбулентной кинетической энергии в этом интервале был значительно слабее (в 5—10 раз), чем процесс ее роста в спектральном интервале 3—9. Отсюда следует, что кинетическая энергия волн с $m=3$ и $m=4$, т. е. тех волн, которые достигали наибольшего развития при потеплении 1963 г., интенсивно росла за счет бароклинности.

Такие же выводы относительно характера бароклинного процесса в высоких широтах и его интенсивности можно получить из анализа средних для всех долгот меридиональных разрезов значений G_E для спектральных интервалов 3—9 и 5—9 (см. рис. 2). На рис. 1—3 представлены величины $G_E \cdot a$ в Вт·м/кг, где a — радиус Земли.

Южная граница области, где происходило бароклинное увеличение K_E в спектральном интервале 3—9, проходила вдоль 35° с. ш. Внутри этой области положительные значения G_E возрастали с широтой. В период увеличения ΔT (до 22 января включительно) абсолютные значения G_E росли с высотой и происходило увеличение вертикальных градиентов G_E . В высоких широтах это увеличение было более интенсивным, чем в низких. После 22 января вертикальные градиенты G_E резко уменьшились и выше 30 мбар изменили свой знак.

Особенности пространственных и временных изменений отрицательных значений G_E южнее 35° с. ш. являются в основном зеркальным отображением таких же изменений положительных значений G_E севернее этой границы. Здесь отрицательные значения G_E растут с уменьшением широты. В период развития потепления они растут и с высотой, причем тем быстрее, чем больше интенсивность потепления. Поэтому 22 января вертикальные градиенты G_E были максимальными в низких широтах вблизи поверхности 10 мбар. После 22 января вертикальный градиент G_E в области отрицательных значений G_E стал мал и выше 30 км изменил свой знак.

Таким образом, средние значения G_E , полученные для полушария в целом, являются суммарным эффектом двух интенсивных противоположных по направлению процессов изменения G_E север-

нее и южнее 35° с. ш. и представляют собой практически малую разность больших величин (на порядок меньшую этих величин).

Меридиональное поле G_E для спектрального интервала 5—9 имеет трехячейковую структуру с отрицательными значениями G_E в высоких и низких широтах и положительными значениями G_E в умеренных широтах во все дни, кроме последнего (30 января). Следовательно, во время потепления в высоких широтах бароклинный рост испытывали только волны с $m=3$ и $m=4$, а в умеренных широтах — волны всего спектрального интервала 3—9. Влия-

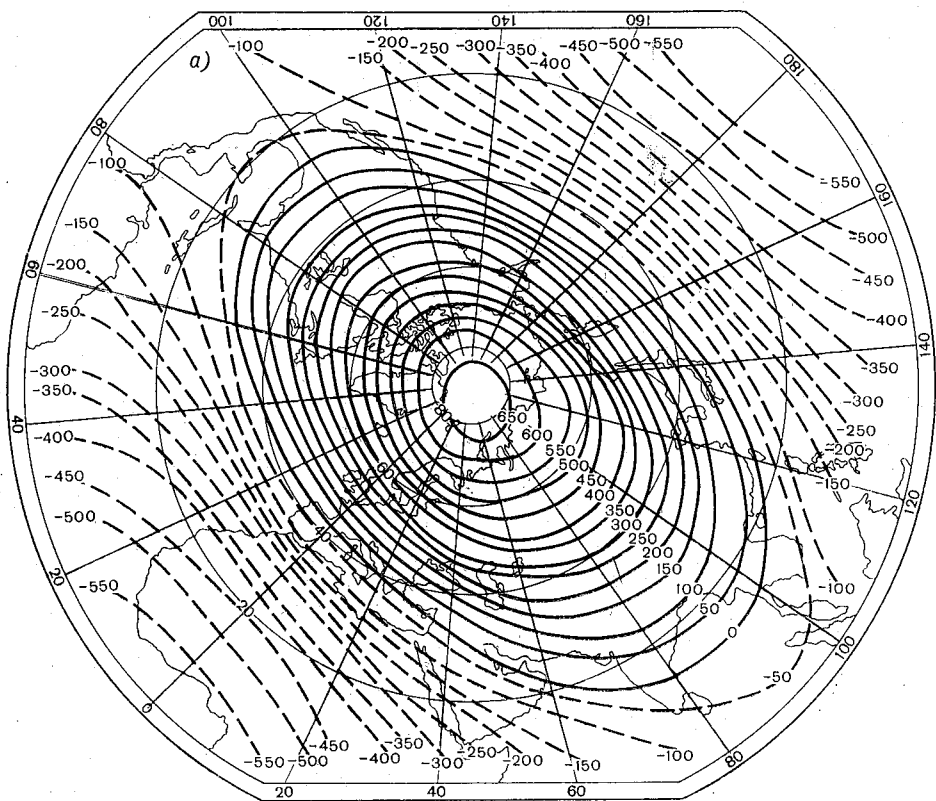


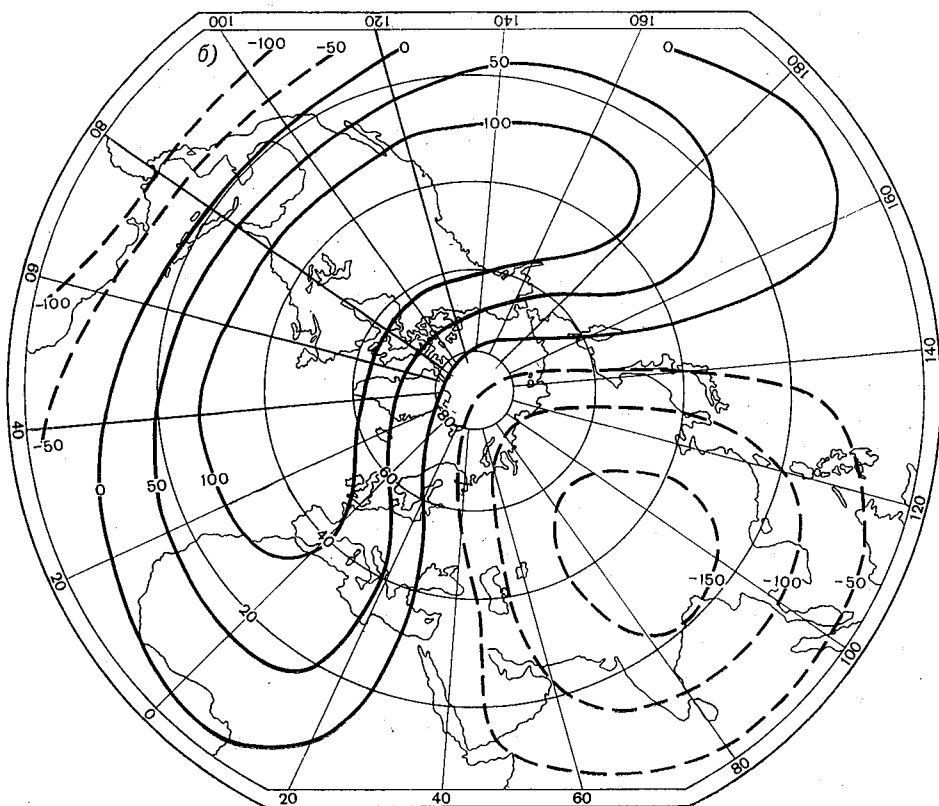
Рис. 3. Поле G_E 17 января на поверхности

ние положительной ячейки умеренных широт на средние значения G_E для полушария оказалось доминирующим.

Карты G_E для спектрального интервала 3—9 представляют собой в подавляющем числе случаев одноцентричную систему изолиний с положительным очагом в полярной области. Замкнутые изолинии эллиптической формы вытянуты с Североамериканского материка на Евразийский, т. е. области бароклинного роста K_E имеют тенденцию быть привязанными к этим материкам. Временные из-

менения G_E в полярном очаге на поверхностях 10, 30, 50 мбар, подобны изменениям G_E , средним для высоких широт. Одна из таких карт дана на рис. 3 а.

Карты G_E для спектрального интервала 5—9 имеют двух- и трехцентровую структуру. До начала потепления (9 января) макротурбулентная кинетическая энергия K_E в этом интервале на всех уровнях увеличивалась над Северной Америкой и уменьшалась над Азией (рис. 3 б). На уровне 10 мбар этот процесс продолжался в течение всего потепления. В день начала потепления на поверх-



10 мбар при $3 \leq m \leq 9$ (а), $5 \leq m \leq 9$ (б).

ностях 30 и 50 мбар над материками располагались положительные очаги G_E , а узкая область отрицательных значений G_E с очагом в полярном районе была вытянута с Атлантического океана на Тихий. 17 и 22 января на поверхности 30 мбар сохранилось такое же распределение очагов G_E , на поверхности 50 мбар 17 января повторилась исходная картина распределения очагов, но интенсивность их увеличилась в 5—6 раз, 22 января на поверхности 50 мбар распределение очагов было такое же, как и на поверхности 30 мбар.

26 и 30 января на поверхностях 30 и 50 мбар восстановилась исходная картина распределения очагов G_E . Таким образом, над Северной Америкой на всех уровнях в течение всего потепления происходило бароклинное увеличение K_E . При развитии потепления (14 по 22 января) на поверхностях 30 и 50 мбар бароклинное увеличение K_E имело место также над Евразией. При этом бароклинно-устойчивые процессы развивались над океанами и в полярной области.

Временной ход G_E в положительном очаге над Северной Америкой на всех поверхностях является в первом приближении зеркальным отображением временного хода G_E в отрицательном очаге, который располагался или над Евразией или в полярной области. Но интенсивность положительного очага больше, чем отрицательного. Все кривые — двухгорбые, с максимумами в реперные дни увеличения и уменьшения интенсивности потепления (17 и 26 января) и минимумом в день наибольшей интенсивности потепления.

Перейдем к анализу трансформации макротурбулентной кинетической энергии Tr .

Прежде всего отметим, что трансформация — менее интенсивный процесс, чем генерация (абсолютные значения Tr и G_E в интервале 3—9 различаются на один порядок).

Волны в спектральном интервале 3—9 в первую половину потепления (9—22 января) севернее 35° с. ш. на уровнях 10, 30, 50 мбар находились в баротропно-неустойчивом состоянии, т. е. их энергия возрастала за счет кинетической энергии среднего движения.

Начало потепления и стадия его усиления характеризовались наибольшей интенсивностью перехода зональной кинетической энергии в макротурбулентную кинетическую энергию. В день максимального развития потепления интенсивность баротропного увеличения K_E стала меньше. На стадии затухания и в последний день потепления область стратосферы, охваченная потеплением, была уже в баротропно-устойчивом состоянии.

Дадим схематическое описание полей Tr в этом спектральном интервале.

9 января. Абсолютные значения Tr не превышали 1 ед. (1 ед. $Tr \cdot a = 10$ Вт · м/кг). Величина $Tr < 0$: на поверхности 10 мбар над Тихим и Атлантическим океанами, севернее 45° с. ш. над Северной Америкой и Евразией; на поверхности 30 мбар над Тихим океаном и Северной Америкой; на поверхности 50 мбар над Северной Америкой и Евразией южнее 60° с. ш.

14 января. Отрицательные значения Tr возросли до 3 ед. на поверхности 10 мбар и до 2 ед. на других поверхностях. На всех уровнях очаг отрицательных значений Tr располагался над Тихим океаном в средних широтах; значения Tr были отрицательными также на всех долготах в полярной области.

17 января. На поверхности 10 мбар значения $Tr < 0$ над Евразией и Тихим океаном. Очаг отрицательных значений Tr (—2 ед.) находился над Сибирью. Над Северной Америкой и Атлантическим

океаном $Tr > 0$. Весьма интенсивный положительный очаг (+7 ед.) располагался в субтропических широтах. На других поверхностях структура поля Tr была такая же, но очаги имели меньшую интенсивность.

22 января. На поверхности 10 мбар $Tr < 0$ отмечалась над восточной частью Тихого океана, Северной Америкой и Европой. Очаг —2 ед. располагался в низких широтах. На поверхностях 30 и 50 мбар $Tr > 0$ в западном полушарии южнее 50° с. ш.

26 и 30 января. В поле Tr на всех поверхностях преобладают положительные значения (не превышающие 1 ед.). Область $Tr < 0$ располагалась над Тихим океаном и восточной частью Евразии.

Из этого описания видно, что в стратосфере над Тихим океаном во время потепления преобладал процесс усиления кинетической энергии макротурбулентного движения за счет кинетической энергии среднего движения.

В спектральном интервале 5—9 стратосфера над большей частью полушария в период потепления находилась в баротропно-устойчивом состоянии и процесс в области с $Tr > 0$ был более интенсивным, чем в области с $Tr < 0$.

Следовательно, длинные волны с $m=3$ и $m=4$ во время потепления в стратосфере севернее 35° с. ш. получали кинетическую энергию от среднего движения и от волн в спектральном интервале 5—9.

В поле Tr в спектральном интервале 5—9 отрицательная область над Тихим океаном прослеживается на всех уровнях в течение всего потепления. Очаг этой области вплоть до 26 января располагался в небольшом участке с координатами 60 — 55° с. ш. и 170° в. д.— 170° з. д. Интенсивность Tr в очаге на поверхности 10 мбар изменялась следующим образом: 9 января —3 ед., 14 января —10 ед., 17 января —10 ед., 22 января —6 ед., 26 января —7 ед. Интенсивность Tr в этой области на других поверхностях была в 2—3 раза меньше. Только 22 и 26 января интенсивности на поверхностях 10 и 30 мбар были одинаковы.

К концу потепления отрицательная область Tr стала значительно слабее и сместилась в западную часть Тихого океана и на Северную Америку. Очаг ее с интенсивностью $Tr = -1$ ед. был в субтропических широтах у западного побережья Северной Америки.

Очаг положительной области находился чаще всего в районе с координатами 60 — 55° с. ш. и 0 — 20° з. д. Только к концу потепления он сместился к югу, до 40 — 35° с. ш. Интенсивность Tr в нем на поверхности 10 мбар изменялась так: 9 января +3 ед., 14 января +8 ед., 17 января +13 ед., 22 января +4 ед., 26 января +6 ед., 30 января +2 ед.

На других поверхностях интенсивность Tr в этой области была в 3—4 раза меньше, за исключением 22 и 26 января, когда она была одинаковой на поверхностях 10 и 30 мбар, и 30 января, когда она на поверхности 30 мбар была в два раза больше, чем на поверхности 10 мбар.

Южнее 35° с. ш. наблюдалась тенденция появления областей Tr с противоположным знаком: над Атлантическим океаном и материками — отрицательной, над Тихим океаном и материками — положительной. Но интенсивность Tr этих субтропических областей невелика — в 4—5 раз меньше основных.

Таким образом, в структуре поля Tr в спектральном интервале 5—9 прослеживается больше закономерностей, чем в спектральном интервале 3—9. Области с одинаковым знаком Tr привязаны к определенным географическим районам и охватывают все поверхности. Основные отрицательные и положительные очаги близки к областям алеутского максимума и исландского минимума.

Для того чтобы иметь более полное представление об энергетике потепления, следует проанализировать пространственно-временную структуру G в спектральном интервале 1—2 (волна с $m=2$ достигала большой интенсивности в январе 1963 г.). Для более полного исследования процессов генерации кинетической энергии нужно оценить дивергенцию вертикального потока геопотенциала, которая, как показано, например, в [8 и 23], вносит существенный вклад в энергетику стратосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Галактионова М. И. Характеристики спектров кинетической энергии в период стратосферного потепления. — «Труды ААНИИ», 1972, т. 311, с. 55—62.
2. Геохлянян Т. Х. Сильное потепление в стратосфере зимой 1967/68 г. — «Труды ГМЦ», 1971, вып. 75, с. 17—29.
3. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса энергии турбулентности. — «Труды ГГО», 1972, вып. 298, с. 15—24.
4. Ефимов В. А. Математическое моделирование долговременных нестационарных процессов в системе «океан — атмосфера». Авт. дисс. на соиск. степени д-ра мат. наук. Л., ААНИИ, 1973.
5. Ефимов В. А., Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Моделирование динамического и термического взаимодействия между тропосферой, стратосферой и мезосферой. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, № 12, с. 1243—1254.
6. Кац А. Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере. Л., Гидрометеоназдат, 1968, 203 с.
7. Ракипова Л. Р., Котляр И. В. Пространственно-временная структура стратосферных потеплений. — «Труды ААНИИ», 1972, вып. 311, с. 80—91.
8. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы. Л., Гидрометеоназдат, 1975, 255 с.
9. Ракипова Л. Р. О механизме связи между тропосферой и верхними слоями атмосферы. — «Труды ГГО», 1951, вып. 28(90), с. 5—35.
10. Уранова Л. А. Изменение поля геопотенциала и температуры при стратосферных потеплениях в январе 1962 и 1963 гг. — «Труды ГМЦ», 1967, вып. 5, с. 5—9.
11. Шабельникова М. Б. Перераспределение кинетической энергии в тропосфере и стратосфере при зимних стратосферных потеплениях. — «Труды МГУ», 1971, вып. 75, с. 74—83.
12. Boville B. W. A dynamical study of the stratospheric polar vortex. — «Publ. Met.», 1961, N 36, p. 134.
13. Jonnson K. Preliminary study of the stratospheric warming of December 1967-January 1968. — «Mon. Wea. Rev.», 1969, vol. 97, N 8, p. 553—564.
14. Julian P. R., Labitzke K. A study of atmospheric energetics during

the January-February 1963 stratospheric warming.—"J. Atm. Sci.," 1965, vol. 22, N 6, p. 597—610.

15. Lateef J. A. The energy budget of the stratosphere over North America during the warming of 1957.—"J. Geoph. Res.," 1964, vol. 69, N 8, p. 1481—1495.

16. Murakami F. Energy cycle of the stratospheric warming in early 1958.—"J. Met. Soc. Japan", 1965, vol. 43, N 5.

17. Miyakoda K. Some characteristic features of winter circulation of the troposphere and lower stratosphere. Univ. Chicago Techn. Rept., 1963. 14 p.

18. Miller A. J., Johnson K. W. On the interaction between the stratosphere and troposphere during the warming of December 1967-January 1968.—"Quart. J. Roy. Met. Soc.", 1970, vol. 96, N 407, p. 24—31.

19. Mahlman I. D. Energetics of a "minor breakdown" of the stratospheric polar night vortex.—"J. Atm. Sci.", 1969, vol. 26, N 6, p. 1306—1317.

20. Morris J. E., Miers B. T. Circulation disturbances between 25 and 70 km associated with sudden warming of 1963.—"J. Geoph. Res.", 1964, vol. 69, N 2, p. 201—214.

21. „Meteorologische Abhandlungen", 1958—1970, Bd XXVIII—c VIII.

22. Manabe S., Smagorinsky J., Strickler R. F. Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle.—"Mon. Wea. Rev.", 1965, vol. 96, N 12, p. 769—798.

23. Miyakoda K., Strickler R. F., Hembree G. D. Numerical simulation of the breakdown of polar-night vortex in the stratosphere.—"J. Atm. Sci.", 1970, vol. 27, N 1, p. 139—154.

24. Oort A. H. On the energetics of the mean and eddy circulation in the lower stratosphere.—"Tellus", 1964, vol. 16, N 3, p. 414—432.

25. Perry J. S. Long-wave energy processes in the 1963 sudden stratospheric warming.—"J. Atm. Sci.", 1967, vol. 24, N 5, p. 539—550.

26. Read R. J., Wolf I. Z., Nishimoto H. A. A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957.—"J. Atm. Sci.", 1963, vol. 20, N 4, p. 256—275.

27. Tewels S. A spectral study of the warming epoch of January-February 1958.—"Mon. Wea. Rev.", 1963, vol. 91, N 10—12, p. 509—519.

Л. Р. Ракипова, И. В. Котляр, Л. К. Ефимова

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ФАЗ ПОТЕПЛЕНИЯ В ФЕВРАЛЕ 1966 г.

Со времени открытия внезапных потеплений в стратосфере Шерхагом в 1951 г. [12] природа этого явления изучалась в самых различных аспектах обычно по данным отдельных станций. Но исследования потеплений в ограниченных масштабах не всегда могут дать однозначные результаты.

В работе [6], которая в дополненном виде вошла в монографию [5], проводилось изучение потеплений в планетарном масштабе с помощью некоторых индексов, имеющих вполне определенный физический смысл. Результаты исследования пространственно-временной структуры стратосферных потеплений с помощью индексов показали, что они дают возможность достаточно хорошо описать рассматриваемое явление в его развитии, позволяют объективно получить такие важные характеристики, как дата начала потепления, дата его максимального развития, направление распространения по вертикали возмущений в полях температуры и геопотенциала. На основании полученных параметров потеплений оказалось возможным произвести их классификацию.

В табл. 5 работы [5] содержатся все основные характеристики 17 случаев потеплений, полученные по разработанной методике.

Основной особенностью циркуляции при потеплениях является разрушение или деформация циркумполярного вихря. Изучение преобразований различных видов энергии, происходящих при подобных циркуляционных процессах, способствует лучшему пониманию физики явления. Поэтому пространственно-временные энергетические характеристики потеплений несут необходимую информацию об этом процессе. Вообще, комплексный подход к изучению потеплений является, по-видимому, наиболее перспективным.

Ключевым моментом в процессе разрушения вихря является усиление зональных волн поля геопотенциала с волновыми числами $m=1$ и $m=2$. Поэтому важно изучить составляющие баланса вихревой кинетической энергии K_E . Метод спектрального представления уравнения баланса макротурбулентной кинетической энер-

гии, изложенный в [3], позволяет получить распределение трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии над всем полушарием и на различных уровнях по вертикали.

Такого рода расчеты нами были проделаны для двух типов потеплений в соответствии с классификацией, предложенной в работе [6]. Работа [7] посвящена изучению энергетики потепления в январе 1963 г. В данной работе по той же самой методике, которая использовалась в [7], рассчитаны энергетические характеристики потепления в феврале 1966 г., отличающегося по типу от потепления в январе 1963 г.

Как указывалось в [6], для описания процесса изменения температуры при потеплениях применялся индекс $\pm \Delta T_{\max}$, который представляет собой максимальное изменение температуры (положительное или отрицательное), зафиксированное на карте изаллотерм северного полушария в течение потепления для интервала времени, равного 4 суткам. Соображения по поводу выбора именно такого временного интервала можно найти в [10].

Отличительной чертой индекса $\pm \Delta T_{\max}$ по сравнению с обычно встречаемыми в литературе характеристиками температурного поля (ход температуры на отдельных станциях, изменение средних зональных температур за период потепления) является то, что, имея траекторию очагов $\Delta T_{\max}$ можно получить картину протекания процесса не только во времени, но и в пространстве по всему полушарию.

Для характеристики преобразования при потеплениях циркуляции и горизонтального поля температуры в работе [6] использовались индексы, предложенные Джонсоном [9]. Индекс, характеризующий циркуляцию (ЦП), представляет собой разность квадратов амплитуд зональных волн поля геопотенциала с волновыми числами $m=1$ и $m=2$. Два волновых числа $m=1$ и $m=2$ выбраны потому, что они описывают большую часть возмущений в зимней стратосфере. Полезность этого индекса будет меньше на нижних стратосферных уровнях, так как процент возмущений с $m > 2$ увеличивается с уменьшением высоты. Индекс ЦП очень тесно коррелирует с разностью кинетической энергии волн с $m=2$ и $m=1$.

Индекс, характеризующий горизонтальное поле температуры (ТП), представляет собой разность между температурой на полюсе и средней зональной температурой на некотором круге широты.

Возможны следующие случаи циркуляционных процессов при потеплениях:

1) ЦП > 0 — в волновой структуре поля геопотенциала преобладают волны с $m=2$. Это случай расщепления полярного вихря или его сильной деформации (эллиптичности);

2) ЦП < 0 — в волновой структуре поля геопотенциала преобладают волны с $m=1$. Это случай смещения (эксцентричности) полярного вихря;

3) ЦП $= 0$ — случай, соответствующий или невозмущенной (зональной) циркуляции или преобразованию одноволновой структу-

ры, поля в двухволновую (если это равенство выполняется в течение 1—4 дней).

Мощными потеплениями (major) мы называем такие, при которых происходит расщепление полярного вихря и повышение температуры в высоких широтах, и им должны соответствовать положительные значения циркуляционного и температурного индексов ($ЦП > 0$, $ТП > 0$).

Если же $ЦП < 0$, то независимо от того, положителен или отрицателен температурный индекс $ТП$, потепление будет малым, второстепенным (minor).

В соответствии со знаком $ТП$ малые потепления можно разделить на две группы: 1) $ТП < 0$ и 2) $ТП > 0$.

Вторую группу можно считать переходной от малых к большим потеплениям.

В табл. 5 работы [5] мощные потепления обозначены индексом M , малые потепления первой группы m_1 , второй группы m_2 . Потепления, для которых $ЦП > 0$, а $ТП < 0$, имеют индекс m_3 .

Потепление в январе 1963 г., об энергетике которого шла речь в статье [7], относится к мощным потеплениям. Потепление в феврале 1966 г., которое мы собираемся рассмотреть в данной работе, является промежуточным между мощными и малыми потеплениями.

Синоптический анализ потепления в феврале 1966 г. дан в монографии С. С. Гайгерова [1]. Он показывает, что стратосферное потепление в феврале 1966 г. относится к числу достаточно выраженных нарушений термического режима и циркуляции, характерных для зимних условий.

Благодаря аэрологическим наблюдениям на научно-исследовательском судне «Ю. М. Шокальский» и построенным по данным этих наблюдений картам [4] выяснено положение алеутского антициклона и связанной с ним ложбины над Тихим океаном. В западной части Тихого океана имело место расширение области тепла. Это видно также из карт, опубликованных в [11]. Согласно этим картам, на уровне 5 мбар усиление области тепла над Охотским морем началось 25 января. С. С. Гайгеров обращает внимание на смещение к югу планетарной ложбины, связанной с алеутским антициклоном, на карте AT_5 . Он высказывает предположение, что адвективные и, возможно, динамические процессы на атлантической периферии этой ложбины привели к формированию обширной области тепла и усилению атлантического антициклона. На картах за 26 января 1966 г. видно, что атлантический антициклон продвинулся к востоку, а область тепла распространилась на Средиземное море и Южную Европу. На картах изобарической поверхности 5 мбар видно, что области тепла над Центральной Европой и Дальним Востоком слились, затем из них образовалась обширная область тепла над континентом Евразии с центром над востоком Балтийского моря. Атлантический антициклон и антициклон над Охотским морем (по существу, алеутский антициклон) объедини-

лись в период со 2 по 4 февраля, образуя мощную область высокого давления, занимавшую большую часть Азии.

С. С. Гайгеров обращает внимание на то, что в рассмотренном процессе отсутствовало раздвоение полярного вихря.

В [4] отмечается, что над о. Хейса за 14 дней температура на уровне 45 км повысилась на 37°C , на уровне 20 км — только на 10°C .

Поскольку явление характеризуется резким изменением температуры, изучать его следует с помощью изаллотерм, а не изотерм. На картах изаллотерм для уровней 5, 10 и 30 мбар очаги положительных изменений температуры появились одновременно 24 января и располагались в районе п-ова Камчатка. На уровне 50 мбар потепление началось 27 января, на уровне 100 мбар — 31 января. Затем потепление захватывало все большую область, центр его перемещался по Евразийскому материку на Атлантику. Второй очаг тепла проявился в поле изаллотерм на уровнях 10 и 30 мбар 30, 31 января, когда появилась отдельная область положительных изменений температуры над центральной частью Атлантического океана, которая затем слилась с основной областью потепления.

Максимальной интенсивности потепление достигает 5 февраля. Оно занимает Арктический бассейн, Европу и восточное побережье Северной Америки. Центр его фиксируется над Исландией. Индекс $+\Delta T_{\max}$ на уровне 5 мбар составляет 55°C , на уровне 10 мбар составляет 45°C . Рассматривая временной ход индекса $+\Delta T_{\max}$ на уровнях 5, 10, 30, 50, 100 мбар, можно сказать, что интенсивность потепления возросла с высотой и оно распространялось сверху вниз. Закончилось потепление в соответствии с ходом индекса $+\Delta T_{\max}$ на уровне 10 мбар 13 февраля.

Индекс ТП, как указывалось в [5], на уровне 10 мбар имел положительные значения 6—11 и 17—27 февраля, максимальное значение его было 9°C . Индекс ЦП имел отрицательные значения в течение потепления. Минимальные его значения приходились на 1—5 февраля — период максимального развития потепления, когда они достигали примерно — 13 ед. В соответствии со значениями индексов ТП и ЦП мы относим потепление в феврале 1966 г. к типу m_2 — промежуточному между мощными и малыми потеплениями.

Рассмотрим теперь энергетические характеристики потепления 1966 г.

В качестве реперных дней, для которых проводился расчет генерации G_E и трансформации Tr макротурбулентной кинетической энергии K_E , мы выбрали с помощью кривой временного хода $+\Delta T_{\max}$ на уровне 10 мбар 6 дней, соответствующих началу потепления (24 января), условиям до потепления (19 января), увеличению интенсивности потепления (3 февраля), максимальной интенсивности потепления (5 февраля), уменьшению интенсивности потепления (8 февраля) и окончанию потепления (13 февраля).

Исходные данные для расчетов G_E и Tr были взяты с карт геопотенциальных высот для поверхностей 5, 10, 30, 50 мбар [11].

Расчеты производились для двух спектральных интервалов макротурбулентного движения, которым соответствуют ансамбли волн с волновыми числами 3—9 и 5—9, при этом к среднему движению относились возмущения с волновыми числами 1—2; согласно определению среднего движения в [8].

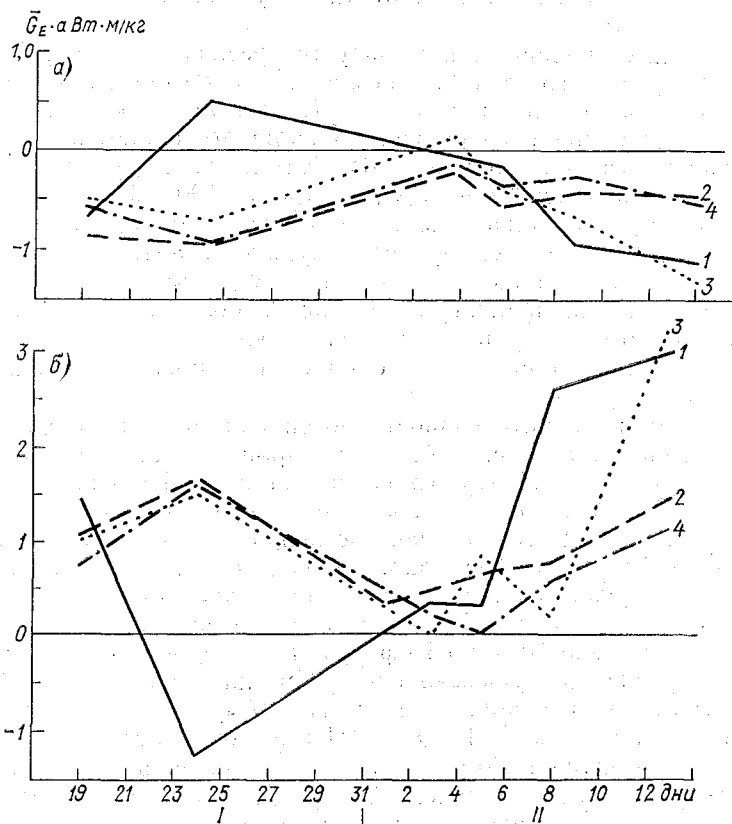


Рис. 1. Временной ход значений $\bar{G}_E$, средних для слоя 50—5 мбар в спектральных интервалах 3—9 (1), 5—9 (2) и для слоя 50—10 мбар в спектральных интервалах 3—9 (3), 5—9 (4), в северном полушарии в целом (а) и его высоких широтах (б).

На рис. 1а показан временной ход величин $\bar{G}_E$, средних для слоя 50—5 мбар в обоих спектральных интервалах 3—9 и 5—9 для всего полушария в целом. Значения $\bar{G}_E$ для потепления 1966 г. в обоих спектральных интервалах меньше, чем для потепления 1963 г.

Значения $\bar{G}_E$ в спектральном интервале 3—9 (рис. 1а) резко возрастают к началу потепления (24 января), когда они достигают самых больших положительных значений за весь период потепле-

ния, затем значения $\bar{G}_E$ падают до нуля во время максимального развития потепления (5 февраля) и продолжают уменьшаться до минимальных значений к концу потепления. Наибольший вклад в такой ход $\bar{G}_E$ средних для слоя 50—5 мбар, по нашим расчетам, дает уровень 5 мбар, на котором как раз и имеет место резкое увеличение значений $\bar{G}_E$ в начале потепления. На других уровнях такого резкого роста значений $\bar{G}_E$ в начале потепления не наблюдается. Значения $\bar{G}_E$ в спектральном интервале 3—9 для изобарических поверхностей 10, 30 и 50 мбар отрицательны в течение всего периода потепления, но медленно возрастают от начала потепления ко дню его максимального развития, а затем уменьшаются к концу.

Следовательно, в начале потепления в среднем для слоя 50—5 мбар происходил бароклинный процесс увеличения макротурбулентной кинетической энергии за счет макротурбулентной потенциальной энергии ($P_E \rightarrow K_E$), т. е. стратосфера в начале потепления в среднем для полушария находилась в состоянии бароклинной неустойчивости.

Как и для потепления 1963 г. [7], день начала потепления четко выделяется резким увеличением интенсивности энергетических процессов в стратосфере, что говорит в пользу описанного нами метода выбора начального дня потепления.

В последующие дни после начала потепления генерация макротурбулентной кинетической энергии уменьшалась, достигая нулевых значений в фазе максимального развития потепления. Для фазы затухания потепления характерен обратный процесс ($K_E \rightarrow P_E$) — переход макротурбулентной кинетической энергии в потенциальную, продолжающийся вплоть до окончания, причем интенсивность этого перехода возрастает к концу периода потепления.

Рассчитанные значения генерации $\bar{G}_E$ для спектрального интервала 5—9 оказались отрицательными для всего периода потепления (рис. 1а), что свидетельствует о том, что кинетическая энергия для этой группы волн уменьшилась за счет перехода $K_E \rightarrow P_E$. Интенсивность этого перехода стала минимальной в фазе максимального развития потепления.

Как и для спектрального интервала 3—9, наибольший вклад в средние для слоя 50—5 мбар значения $\bar{G}_E$ в спектральном интервале 5—9 дают, как показали расчеты, изобарические поверхности 5 и 10 мбар, хотя общие закономерности хода значений $\bar{G}_E$ сохраняются для всех уровней. На всех изобарических поверхностях наблюдалось увеличение $\bar{G}_E$ в спектральном интервале 5—9 от начала потепления ко дню его максимального развития и затем уменьшение $\bar{G}_E$ к концу потепления.

Рассмотрим ход значений $\bar{G}_E$, осредненных от полюса до 60° с. ш. для слоя 50—5 мбар. В этих широтах располагался очаг максимального развития потепления.

Из рис. 1б видно, что в высоких широтах происходил процесс, обратный тому, который был характерен для всего полушария в целом.

В дни, предшествующие началу потепления (19—23 января), происходит резкое уменьшение генерации макротурбулентной кинетической энергии в спектральном интервале 3—9 от положительных значений к максимальным за рассматриваемый период отрицательным значениям $\overline{G_E}$, соответствующим дате начала потепления. Для фазы развития потепления характерно уменьшение стока макротурбулентной кинетической энергии за счет ее перехода в потенциальную энергию турбулентного движения. В фазе максимального развития потепления процесс становится обратным, $\overline{G_E}$ делается положительным, оставаясь небольшим по величине. В фазе затухания происходит резкое увеличение генерации макротурбулентной кинетической энергии. К концу потепления процесс увеличения $\overline{G_E}$ продолжается, но с меньшей интенсивностью. Основной вклад в описанный ход изменения $\overline{G_E}$ дают, как показали расчеты, энергетические процессы, происходящие на уровне 5 мбар.

Для волнового ансамбля 5—9 (рис. 1б) ход генерации отличен от рассмотренного выше. Генерация остается положительной для всего периода потепления с максимальным проявлением в фазе начала потепления.

Как видно из сравнения рис. 1а и б, ход кривых генераций макротурбулентной кинетической энергии в слое 50—5 мбар для северного полушария в целом противоположен их ходу в высоких широтах. Это означает, что высокие широты характеризуются большим своеобразием энергетических процессов. В те периоды потепления, когда по всему северному полушарию происходит возрастание макротурбулентной кинетической энергии за счет перехода $P_E \rightarrow K_E$, в его высоких широтах наблюдается обратный энергетический процесс уменьшения генерации макротурбулентной кинетической энергии за счет ее перехода в потенциальную энергию. Интенсивность энергетических процессов в высоких широтах, судя по рассчитанным значениям $\overline{G_E}$, примерно в два раза выше, чем для всего полушария в целом.

Учитывая большую интенсивность изучаемых энергетических процессов на уровне 5 мбар, интересно наряду с кривыми ходами значений $\overline{G_E}$, средних для слоя 50—5 мбар, проанализировать ход значений генерации, осредненных по всем уровням, исключая верхний (кривые 3 и 4 на рис. 1а и б), как для всего полушария в целом, так и для высоких широт.

Как видно из этих рисунков, при потеплении в 1966 г. энергетические процессы в обоих ансамблях волн без учета уровня 5 мбар протекали в одном направлении, т. е. для всего полушария в целом характерен процесс бароклинного уменьшения макротурбулентной кинетической энергии за счет ее перехода в потенциальную энер-

гию. Для процессов, происходящих на уровне 5 мбар, характерно увеличение макротурбулентной кинетической энергии за счет потенциальной энергии в спектральном интервале 3—9. Интенсивность этого процесса настолько велика, что кривая значений $\bar{G}_E$, полученная в результате осреднения по всем изучаемым уровням, имеет такой же ход, как и для уровня 5 мбар, который противоположен ходу кривой значений $\bar{G}_E$, средних для слоя 50—10 мбар.

В спектральном интервале 5—9 на уровне 5 мбар происходил бароклиный процесс уменьшения макротурбулентной кинетической энергии такой, как и на всех нижележащих уровнях.

Процессы уменьшения макротурбулентной кинетической энергии в интервалах 5—9 и 3—9 сопоставимы по величине.

В фазе затухания потепления в обоих спектральных интервалах наблюдается уменьшение макротурбулентной кинетической энергии за счет ее перехода в потенциальную энергию, причем интенсивнее этот процесс происходит в спектральном интервале 3—9.

В высоких широтах, так же как и для всего полушария в целом, процессы генерации макротурбулентной кинетической энергии в интервале 3—9 на уровне 5 мбар также противоположны по направлению процессам в слое 50—10 мбар и настолько интенсивны, что ход осредненных по слою 50—5 мбар значений $\bar{G}_E$ повторяет ход кривой для уровня 5 мбар.

Особенности энергетических процессов в высоких широтах обнаруживаются при рассмотрении средних для всех широт меридиональных разрезов значений G_E (рис. 2), которые мы строили для обоих спектральных интервалов 3—9 и 5—9 для всех выбранных нами дней, характеризующих различные фазы потепления.

Меридиональное поле G_E для спектрального интервала 3—9 до начала потепления имело двухъячеистую структуру. Граница, вдоль которой процесс менял знак, проходила, как и в случае потепления 1963 г., вдоль 35° с. ш. Севернее этой границы значения G_E были положительными с максимумом на уровне 5 мбар на широте примерно 65°. Южнее 35° с. ш. генерация была отрицательной, причем максимальные отрицательные значения она принимала также на уровне 5 мбар в районе экватора. Знак генерации в каждой ячейке сохраняется на всех рассмотренных изобарических уровнях.

В процессе потепления происходит перестройка меридионального поля генерации макротурбулентной кинетической энергии. Структура поля становится четырехъячеистой. В каждой из выделенных зон (севернее и южнее 35° с. ш.) происходит чередование по вертикали очагов положительной и отрицательной генерации, что свидетельствует о неоднородности процессов преобразования макротурбулентной кинетической энергии по вертикали.

Энергетические процессы на каждом уровне севернее и южнее 35° с. ш. противоположны, т. е. увеличению генерации макротурбулентной кинетической энергии (процессу бароклиной неустойчивости) в одной зоне соответствует уменьшение генерации макротурбулентной кинетической энергии (процесс бароклиной устойчивости).

ти) в другой зоне, и наоборот. Показательным является тот факт, что в конце потепления меридиональное поле генерации приобрело двухъячеистую структуру, свойственную периоду до начала потепления.

Меридиональное поле G_E в спектральном интервале 5—9 имеет многоячеистую структуру, что подчеркивает соответствие масштабов энергетических процессов изучаемому спектральному интервалу.

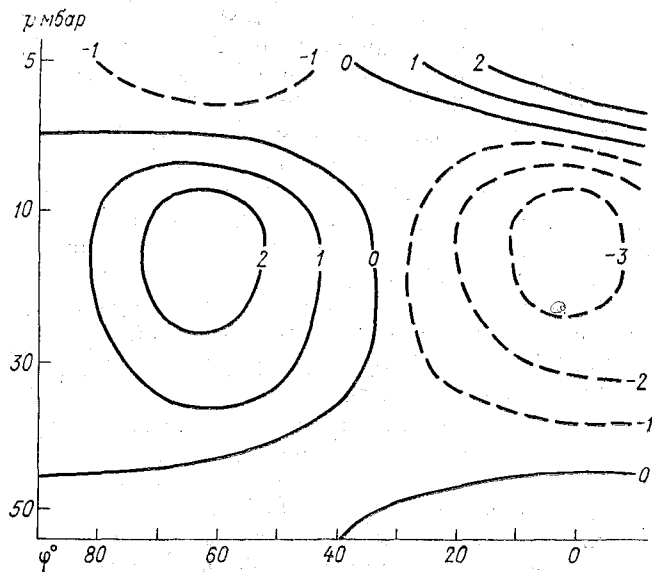


Рис. 2. Средний меридиональный разрез G_E за 5 февраля 1966 г. в спектральном интервале 3—9.

Карты генерации макротурбулентной кинетической энергии для периода потепления в спектральном интервале 3—9 представляют собой двухцентровую систему изолиний с положительным очагом, расположенным на 35° с. ш., 180° в. д. (над Тихим океаном), и отрицательным очагом на 35° с. ш. нулевого меридиана (район Средиземного моря). Временной ход генерации макротурбулентной кинетической энергии в положительном очаге является зеркальным отражением временного хода G_E в отрицательном очаге. Абсолютные значения G_E в положительных и отрицательных очагах растут от начала потепления ко дню его максимального развития и падают к концу потепления на всех уровнях, причем наиболее интенсивно исследуемые энергетические процессы развиваются на верхних уровнях.

Карты G_E для спектрального диапазона 5—9 представляют собой многоцентровую систему изолиний так же, как это имело место в меридиональном поле G_E , что свидетельствует, что изучаемые процессы в этом интервале более мелкомасштабны.

Нами были рассчитаны также значения трансформации макротурбулентной кинетической энергии Tr для тех же спектральных интервалов 3—9 и 5—9 и для тех же сроков и уровней. Значение трансформации в спектральном интервале 5—9 больше значений генерации для этого же интервала, а в спектральном интервале 3—9 их порядки одинаковые.

Значения трансформации для спектрального интервала 5—9 больше, чем для спектрального интервала 3—9. Это свидетельствует о том, что обмен кинетической энергией между средним и макротурбулентным движением проходил более интенсивно для ансамбля волн 5—9, поэтому здесь мы рассмотрим именно этот ансамбль волн.

$Tr \cdot 0,16 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$

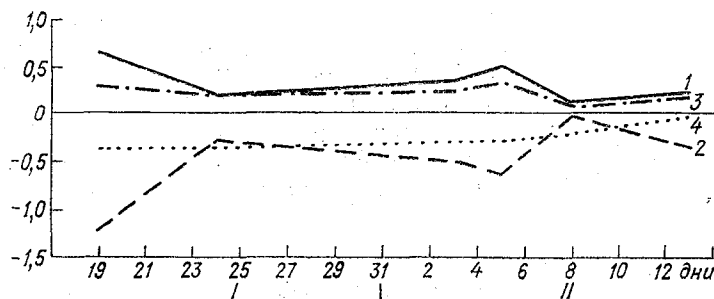


Рис. 3. Временной ход значений $\overline{Tr}$ в спектральном интервале 5—9, осредненных по слою 50—5 мбар для северного полушария (1) и его высоких широт (2) и осредненных по слою 50—10 мбар для северного полушария (3) и его высоких широт (4).

На рис. 3 представлен ход трансформации макротурбулентной кинетической энергии, осредненной как по слою 50—5 мбар, так и по слою 50—10 мбар для высоких широт и для полушария в целом.

Как видно из этого рисунка, значения трансформации макротурбулентной кинетической энергии, осредненные как по слою 50—5 мбар, так и по слою 50—10 мбар для всего полушария в целом положительны в течение всего периода потепления. Это свидетельствует о том, что в период потепления для всего полушария в целом происходило уменьшение макротурбулентной кинетической энергии за счет ее перехода в кинетическую энергию среднего движения. Что касается высоких широт, то там в течение всего потепления происходил обратный процесс — усиление баротропной неустойчивости. Следовательно, в высоких широтах процесс трансформации макротурбулентной кинетической энергии, подобно процессу генерации, имеет направление, обратное тому, которое свойственно всему полушарию в целом. Переломы в ходе кривых трансформации соответствуют дате начала потепления, датам максимального развития и затухания потепления.

Меридиональные поля Tr имеют двухъячеистую структуру, причем во всех фазах потепления в высоких широтах происходит процесс усиления баротропной неустойчивости, при котором кинетическая энергия турбулентного движения возрастает за счет кинетической энергии среднего движения.

Южнее приблизительно 45° с. ш. происходит обратный процесс баротропного перехода макротурбулентной кинетической энергии в кинетическую энергию среднего движения. Такая качественная картина сохраняется во времени для всего изучаемого периода потепления, а количественные изменения во времени невелики.

Сравнение полученных результатов с результатами проведенных нами аналогичных расчетов для потепления 1963 г. [7] показывает, что ход средних для слоя значений генерации макротурбулентной кинетической энергии для этих случаев потеплений как по всему полушарию в целом, так и для высоких широт различен в обоих спектральных интервалах. Это говорит о том, что одним и тем же фазам потеплений 1963 и 1966 гг. были свойственны различные энергетические процессы. Для того чтобы ответить на вопрос, определяются ли эти различия различиями в типах потеплений и числе рассмотренных уровней, необходимо провести подобные расчеты для большего числа случаев разных по типу потеплений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайгеров С. С. Исследование синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1973. 250 с.
2. Гайгеров С. С., Калихман М. Я., Кошельков Ю. П. О циркуляции стратосферы над северной половиной Тихого океана в декабре 1965—январе 1966 гг.—«Труды ЦАО», 1968, вып. 85, с. 3—8.
3. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса энергии турбулентности.—«Труды ГГО», 1972, вып. 298, с. 15—24.
4. Логвинов К. Т., Барабаш М. Б. Анализ зимнего потепления в полярной стратосфере в январе—феврале 1966 г.—«Труды УкрНИГМИ», 1970, вып. 96, с. 133—143.
5. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы, Л., Гидрометеиздат, 1975, 255 с.
6. Ракипова Л. Р., Котляр И. В. Пространственно-временная структура стратосферных потеплений.—«Труды ААНИИ», 1972, т. 311, с. 80—91.
7. Ракипова Л. Р. и др. Энергетика стратосферного потепления 1963 г. См. наст. сб., с.
8. Юдин М. И. К определению среднего движения в задачах долгосрочного прогноза погоды и теории климата.—«Труды ГГО», 1972, вып. 272, с. 3—14.
9. Johnson K., e. a. Proposed indices characterizing stratospheric circulation and temperature fields.—"Mon. Wea. Rev.", 1969, vol. 97, N 8, p. 565—570.
10. Hirota Y. The vertical structure of the stratospheric sudden warming.—"Y. Met. Soc. Japan", 1967, vol. 45, N 5, p. 422—435.
11. "Meteorologische Abhandlungen", 1967, Bd 66, 67, 68, 88.
12. Sherhag R. Die Explosionsarten Stratosphärenwarmungen des Spätwinters 1951/52.—"Ber. Deutschen wetterdienstes, US Zone", 1952, Bd 6, N 38, s. 51—53.

Л. К. Ефимова, И. В. Котляр

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В СТРАТОСФЕРЕ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ, РАССЧИТАННОЕ ПО КЛИМАТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Исследования энергетики движений планетарного масштаба весьма существенны как для понимания закономерностей общей циркуляции атмосферы, так и для изучения физической природы аномальных циркуляционных проявлений, например, таких, как зимние стратосферные потепления. Из всех многообразных процессов преобразований различных видов энергии, происходящих при циркуляционных процессах, в настоящей работе изучалась генерация макротурбулентной кинетической энергии, дающая значительный вклад в баланс кинетической энергии макротурбулентности в целом.

Расчеты этой составляющей баланса кинетической энергии макротурбулентности проводились нами в данной работе с целью изучения закономерностей протекания процесса генерации кинетической макротурбулентной энергии для неких средних климатических условий, свойственных стратосфере в различные сезоны.

Расчеты спектральных характеристик генерации макротурбулентной кинетической энергии для стратосферы по климатическому материалу были проведены в работе [2]. Целью проведенных в [2] расчетов именно спектральных характеристик генерации являлось получение информации главным образом о том, какие волны вносят наибольший энергетический вклад на различных стратосферных уровнях при различных климатических ситуациях. Вместе с тем представляет интерес получение распределений значений генерации макротурбулентной кинетической энергии определенного ансамбля волн для всего полушария также на различных изобарических поверхностях, поскольку такие данные дают сведения о пространственных крупномасштабных закономерностях изучаемого энергетического процесса. С этой целью мы провели подобные расчеты для четырех климатических ситуаций — зимы (ян-

варь), лета (июль), весны (апрель) и осени (октябрь) и для трех изобарических поверхностей — 10, 30 и 50 мбар. Климатическими использованные нами исходные данные, опубликованные в [6], можно считать в том смысле, что они представляют собой результаты осреднения всех имеющихся в распоряжении ежедневных данных о полях геопотенциала в стратосфере над всем полушарием, хотя период наблюдений, за который производилось осреднение, сравнительно невелик.

Для изобарической поверхности 10 мбар поля геопотенциала над северным полушарием в [6] осреднялись за 12-летний период, для поверхности 30 мбар за 14-летний период и для поверхности 60 мбар за 16-летний период. Естественно, что осреднение полей геопотенциала по более длинному ряду наблюдений дало бы больше оснований считать эти данные климатическими в традиционном понимании этого термина, но подобные экспериментальные данные для всего полушария и на рассматриваемых изобарических поверхностях стали получать и публиковать лишь сравнительно недавно.

Теоретическая схема расчета генерации макротурбулентной кинетической энергии основана на методе спектрального представления составляющих уравнения баланса кинетической энергии турбулентности, предложенном в [3].

Рассчитанные нами поля генерации макротурбулентной кинетической энергии в спектральном интервале 3—9 представляют собой двух-трехцентровую систему изолиний с очагами положительных и отрицательных значений.

На картах генерации для января для всех рассмотренных изобарических поверхностей мы имеем очаг положительных значений G_E , расположенный в области умеренных широт, центр которого фиксируется на 50° с. ш., 180° д. над Тихим океаном. В районе полюса значения генерации также положительны, а в районе экватора располагается область отрицательных значений G_E с минимальными значениями над северо-западной частью Африки. Следовательно, можно отметить, что очаг положительных значений генерации локализуется в районе действия алеутского антициклона, а очаг отрицательных значений G_E — в районе действия азорского максимума (рис. 1).

Картина пространственного распределения очагов положительных и отрицательных значений генерации макротурбулентной кинетической энергии для апреля напоминает январскую картину. Здесь мы также имеем область положительных значений G_E , захватывающую высокие и умеренные широты северного полушария с центром над северо-восточной частью Тихого океана, и область отрицательных значений G_E в экваториальных и субтропических широтах. Конфигурация поля G_E в январе почти аналогична конфигурации поля в апреле, но, поскольку интенсивность энергетических процессов зимой выше, чем в другие сезоны, абсолютные экстремальные значения G_E в январе в несколько раз больше, чем в апреле.

Летом интенсивность энергетических процессов падает до минимума. Локализация областей наибольшей активности энергетических процессов другая, чем зимой. Над полюсом и в высоких широтах значения G_E в июле отрицательны. От экватора в умеренные широты вытягиваются две узкие области небольших положительных значений G_E с максимумами на меридианах 0 и 180° в районе экватора.

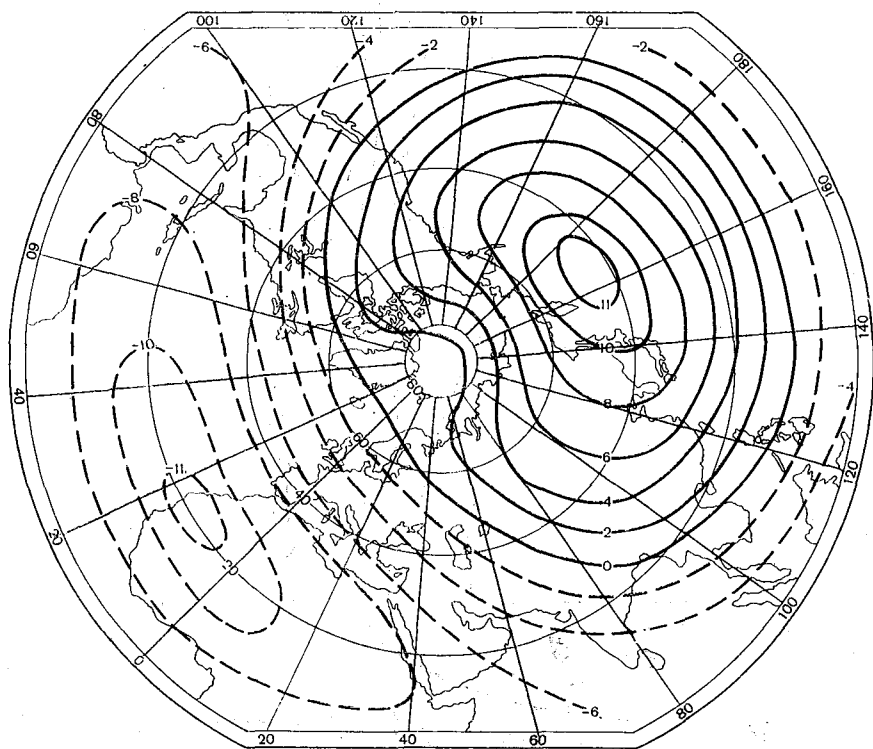


Рис. 1. Распределение величин G_E на изобарической поверхности 50 мбар, рассчитанное по климатическим данным для января.

Карты генерации макротурбулентной кинетической энергии для другого переходного месяца, октября, дают картину, сходную скорее с летней ситуацией, чем с апрельской, очаг максимальных положительных значений G_E смещен в субтропические широты. Он имеет очень вытянутую форму и занимает восточное полушарие от экватора до полюса, а в западном полушарии расположена область отрицательных значений G_E с минимумами также в субтропической зоне. И положительные и отрицательные абсолютные значения G_E очень невелики и примерно в два раза меньше апрельских.

Характер протекания энергетических процессов по вертикали в различные сезоны года хорошо выявляется на построенных нами

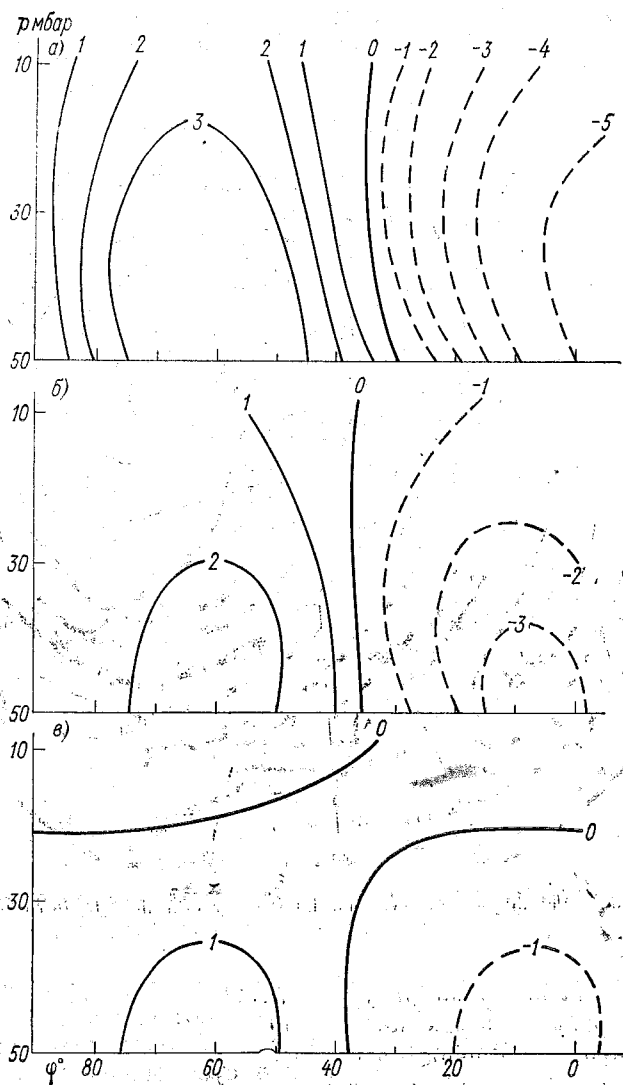


Рис. 2. Меридиональные разрезы атмосферы.
а — январь, б — апрель, в — октябрь.

меридиональных разрезах значений генерации макротурбулентной кинетической энергии для января, апреля, июля и октября (рис. 2) по данным на уровнях 10, 30 и 50 мбар.

Меридиональные поля G_E для всех рассматриваемых случаев имеют двухъячеистую структуру. Граница, вдоль которой процесс изменяет знак, проходит вдоль 35° с. ш. Севернее этой границы значения G_E во все месяцы, кроме июля, положительны. Это означает, что в высоких и умеренных широтах имеет место увеличение генерации макротурбулентной кинетической энергии за счет макротурбулентной потенциальной энергии ($P_E \rightarrow K_E$), т. е. стратосфера в высоких и умеренных широтах во все сезоны, кроме летнего, находится в состоянии бароклинной неустойчивости. В субтропических и тропических широтах значения генерации макротурбулентной кинетической энергии отрицательны, т. е. стратосфера в экваториальной и субтропической зонах в рассматриваемые сезоны бароклинно устойчива.

Летом энергетические процессы в стратосфере над северным полушарием меняют направление, хотя становятся чрезвычайно слабыми. По нашим расчетам мы можем судить лишь о знаке значений G_E севернее и южнее 35° с. ш., так как сами по себе значения G_E слишком малы.

По нашим данным, летом происходит перестройка меридионального поля генерации макротурбулентной кинетической энергии. Из рис. 1 в, на котором изображен меридиональный разрез значений G_E для июля, видно, что севернее 35° с. ш. значения G_E отрицательны, т. е. в высоких и умеренных широтах северного полушария имеет место уменьшение генерации макротурбулентной кинетической энергии (процесс бароклинно устойчивый). В экваториальной и субтропической зонах значения G_E положительны, в этой области атмосфера в середине лета бароклинно неустойчива.

Интенсивность энергетических процессов во всех изучаемых случаях (кроме лета, здесь мы не можем ничего сказать по причине, указанной выше) уменьшается с высотой. Наиболее энергоактивным из рассматриваемых нами уровней является уровень 50 мбар.

Таблица 1

Уровень, мбар	Январь	Июль	Апрель	Октябрь
10	-1,09	0	-0,42	0
30	—	0	-0,42	-0,17
50	-1,17	0	-0,84	-0,42
50—10	-1,13	0	-0,56	-0,19

В табл. 1 приведены значения G_E для января, апреля, июля и октября, осредненные по всему северному полушарию для уровней 10, 30 и 50 мбар и отдельно для слоя 50—10 мбар. Мы видим,

что абсолютные значения G_E наиболее велики в январе, а в апреле они выше, чем в октябре, что свидетельствует о том, что процессы в январе наиболее энергоактивны. Значения для июля в среднем по полушарию близки к нулю. Средние значения для полушария в январе, апреле и октябре отрицательны, что находится в соответствии с направлением процесса генерации, полученным из качественных соображений для зимних условий Ридом и др. [7] и означающем уменьшение кинетической энергии макротурбулентности за счет ее перехода в потенциальную энергию. Это также свидетельствует о том, что в низких широтах энергетические процессы происходят с большей интенсивностью, как это видно из меридиональных разрезов (рис. 1), что и сказалось на осредненных по всему полушарию значениях G_E .

Обращает на себя внимание сходство меридиональных полей значений G_E для января и апреля, как это уже отмечалось для карт G_E за указанные месяцы. Это сходство говорит о том, что перестройка энергетических процессов от зимнего режима к летнему в среднем происходит позже апреля. Поле G_E для октября не такое четкое. На рис. 1г мы видим на уровне 10 мбар небольшую область отрицательных значений G_E в высоких широтах, которая севернее 35° с. ш. летом характерна для всех уровней. Южнее 35° с. ш. на уровне 10 мбар имеется область положительных значений G_E . Это говорит о том, что поле G_E для октября частично отражает процесс перестройки энергетических процессов от летнего режима к зимнему. Перестройка, по-видимому, начинается на более низких уровнях. В октябре уровень 50 мбар также является наиболее энергоактивным из всех рассматриваемых уровней. Ранее мы производили расчеты генерации макротурбулентной кинетической энергии для различных фаз потеплений и для ситуаций, предшествующих потеплениям [4, 5]. Для обоих рассмотренных нами случаев потеплений мы отмечали противоположный ход процессов севернее и южнее 35° с. ш.

Расчеты по климатическим данным свидетельствуют о том, что граница между процессами генерации, протекающими в противоположных направлениях, располагается также вдоль 35° с. ш. Можно сказать, что эта закономерность в пространственном распределении генерации свойственна процессам генерации макротурбулентной кинетической энергии во все сезоны и не является особой характеристикой стратосферных потеплений.

Необходимо обратить внимание на то, что в климатическом материале, которым мы пользовались, закомутированы потепления. Чтобы отсеять их влияние на энергетику стратосферы, надо изучать невозмущенные процессы в атмосфере над северным полушарием, которые имели место, например, зимой 1963-64 г, как указывает С. С. Гайгеров [1]. В связи с этим в дальнейшем мы собираемся произвести расчеты энергетических характеристик для периодов невозмущенных зимних процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайгеров С. С. Исследование синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1973.
2. Ефимова Л. К. Спектральные характеристики трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии для стратосферы по климатическому материалу.—«Труды ГГО», 1976, вып. 380, с. 27—37.
3. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса энергии турбулентности.—«Труды ГГО», 1972, вып. 298, с. 15—24.
4. Ракипова Л. Р. и др. Энергетика стратосферного потепления 1963 г. См. наст. сб. с. 29—47.
5. Ракипова Л. Р. и др. Анализ энергетических характеристик для различных фаз потепления в феврале 1966 г. См. наст. сб., с. 48—58.
6. "Meteorologische Abhandlungen", 1972, Bd 100, 44.
7. Reed R. J., Wolf J. L., Nishimoto H. A. A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957.—"J. atm. Sci", 1963, vol. 20, N 4, p. 256—275.

А. В. Цветков

ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА СЛОЯ СТРАТОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ СУББУРЬ

Результаты статистического анализа процессов, происходящих в верхней и нижней атмосфере Земли, показывают, что существует связь между явлениями в различных слоях атмосферы. Как известно, в верхнюю атмосферу (ионосферу) в высоких широтах практически ежедневно с интервалом 1—2 ч происходит вторжение заряженных частиц в широком диапазоне энергии. Развиваются так называемые авроральные суббури — явления, при которых в ионосферу поступает большое количество энергий (за время примерно 10^4 с поступает около $5 \cdot 10^{21}$ эрг) и наблюдаются различного рода возмущения: в ионосфере — интенсивный ток, на поверхности земли в магнитном поле наблюдаются бухтообразные возмущения, в стратосфере — электрические поля и интенсивные потоки х-лучей и т. д. В связи с этим возникает вопрос о том, какая часть энергии, накопленной, скажем, одной суббури, передается в более нижние слои атмосферы, каковы механизмы трансформации энергии.

В данной работе рассматривается процесс переноса энергии из ионосферы в области высоких широт в стратосферу путем электродинамического нагрева слоя стратосферы, находящегося под активной областью ионосферы. В экспериментах, проводимых на аэростатах, установлено, что на высоте 30—40 км под областью полярных сияний наблюдаются значительные электрические поля, которые переносятся из ионосферы в стратосферу [2, 3]. Возмущения горизонтальной компоненты электрического поля могут временно превосходить 100 мВ/м. В связи с суббурями на поверхности Земли удалось установить изменение знака вертикального электрического поля в непосредственной близости от авроральной токовой струи [4]. Как показали измерения, выполненные с помощью аэростатов [4], проводимость на высоте 40 км во время суббурь может увеличиваться на несколько порядков относительно невозмущенного уровня. Таким образом, в полярной стратосфере прямыми из-

мерениями удастся установить значительное повышение проводимости среды и появление электрических полей, связанных с суббурями в ионосфере. Используя результаты наблюдений, легко подсчитать величину плотности тепловой мощности тока, возникающего в стратосфере под действием электрического поля, переносимого из активной области ионосферы, и при увеличении ионизации в слое за счет тормозного рентгеновского излучения, проникающего также из ионосферы. Плотность тепловой мощности можно оценить по формуле

$$W = (j \cdot E), \quad (1)$$

где j — плотность тока, E — электрическое поле в слое. Учитывая то, что в стратосфере проводимость является скалярной величиной, формулу (1) представим в виде

$$W = \sigma E^2. \quad (2)$$

Подставив в формулу (2) значения $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-81} / (\text{Ом} \cdot \text{м})$ полученные для высоты 40 км [4], и $E \sim 150 \text{ мВ/м}$ [2], окончательно имеем

$$W = 12 \cdot 10^{-9} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

Зная величину плотности тепловой мощности, выделяемой в стратосферу, нетрудно оценить скорость изменения температуры. Воспользовавшись соотношением [1]

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_{\Pi}} Q, \quad (3)$$

где $C_{\Pi} = 0,24 \text{ кал}/(\text{г} \cdot ^\circ\text{С})$, $Q \neq W/\rho$ (ρ — плотность газа, равная 10^{-5} г/см^3), получим для dT/dt величину, равную $1,2 \cdot 10^{-10} ^\circ\text{С}$. Увеличение температуры dT за период действия суббури $dt \sim 10^4 \text{ с}$ равно $1,2 \cdot 10^{-6} ^\circ\text{С}$, а за $dt \sim 10^5 \text{ с}$ составит $1,2 \cdot 10^{-5} ^\circ\text{С}$.

Полученное изменение температуры dT оказывается малым. Однако при оценке плотности тепловой мощности, выделяемой в стратосферу, не учитывалась вертикальная компонента электрического поля, которая, как показали наблюдения [4], может испытывать очень сильные изменения непосредственно под зоной авроральной электроструи. Так, например, сравнительно слабая (около — 350 гамм) суббуря, наблюдавшаяся 9 сентября 1967 г. на обсерватории Черчилл ($58,8^\circ \text{ с. ш.}$, $94,1 \text{ з. д.}$), сопровождалась изменением в вертикальном компоненте электрического поля на поверхности Земли на величину около 800 В/м.

Поэтому учет вертикальной компоненты электрического поля приведет к увеличению dT в два раза и более. Величина нагрева массы газа под авроральными сияниями растет с высотой, так как проводимость σ быстро увеличивается, а плотность ρ уменьшается. Напряженность электрического поля растет с ростом уровня геомагнитной активности.

Таким образом, эффективность действия электродинамического механизма нагрева стратосферного слоя зависит от интенсивности суббури, а именно от интенсивности потоков тормозного рентгеновского излучения, генерируемого вторгающимися в ионосферу энергичными электронами с энергией свыше 30 кэВ и от величины электрического поля в стратосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П. Некоторые результаты проверки прогноза поля давления графоаналитическим методом.— «Труды ЦИП», 1960, вып. 106, с. 88.
2. Mozer F. S. Balloon measurements of vertical and horizontal atmospheric electric fields.— "Pure and Appl. Geoph.", 1971, vol. 84, p. 32.
3. Zhulin I. A., et al. Preliminary results of the balloon measurements of the ionospheric electric fields during the SAMBO experiment. Paper present. at the XVIIth IAGA Assem., France, 1975.
4. Olson D. E. The evidence for auroral effects on atmospheric electricity.— "Pure and Appl. Geoph.", 1971, vol. 84, p. 118.

А. В. Цветков

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВСПЛЕСКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ He II (304 Å) и ВОЗМУЩЕНИЯМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Коротковолновое излучение Солнца — рентгеновское (1—100 Å) и ультрафиолетовое (100—2000 Å) — непосредственно воздействует на атмосферу Земли и вызывает ионизацию. Интенсивность излучения в указанном диапазоне длин волн испытывает значительные вариации, а во время вспышек может быстро возрасти.

Подобные всплески излучения, сопровождающие солнечные вспышки, приводят к увеличению ионизации как в атмосфере, так и ионосфере Земли. Эффекты солнечных вспышек в различных слоях ионосферы имеют общее название: «внезапные ионосферные возмущения». В ряде случаев появление внезапных ионосферных возмущений в нижней части ионосферы, а именно в *D*-слое, расположенном на высотах от 60 до 90 км, препятствует исследованию более высоких *E*- и *F*-слоев с помощью наземных приборов. Удастся обнаружить эффект солнечной вспышки в *E*- и *F*-слоях только в начальный момент развития, когда возмущение ионизации в *D*-слое еще достаточно слабое. Этот эффект определяется в виде отклонения частоты высокочастотного сигнала (SFD — sudden frequency deviation), посылаемого наземными передающими устройствами. В работе [1] было установлено, что SFD появляется в результате воздействия на ионизацию солнечного излучения в широком диапазоне длин волн, включая ультрафиолетовую часть спектра.

Наиболее доступным методом исследования на поверхности земли эффектов солнечных вспышек в *E*-слое является метод исследования магнитных данных. Как известно, на высотах 100—120 км имеется целая система токов, которая изменяясь во времени, вызывает на поверхности земли вариации в магнитном поле [2]. Усиление этих токов за счет дополнительной ионизации, вызываемой излучением вспышки в диапазоне 1—1000 Å, приводит к появлению непродолжительных (как правило, десятки минут) возмущений в магнитном поле на поверхности земли. Эти возмущения были

названы магнитными кроше (crochet — крючок), или SFE (solar flare effect).

Ряд исследователей занимались вопросом о том, какие вспышки вызывают на поверхности земли кроше. Эллисон [3] обнаружил, что кроше появляются наиболее часто, когда мощность вспышки велика, и почти всегда, когда вспышки имеют взрывную фазу (flash phase). Додсон и Хедеман [4] изучили свойства вспышек, которые вызвали 109 кроше за период с 1949 по 1954 г. Оказалось, что только 10% зарегистрированных вспышек дали эффект кроше, причем $\frac{2}{3}$ вспышек имели балл 2 и 3. Согласно авторам, имеется тенденция к более частому появлению кроше, когда вспышки на лимбе имеют широкий профиль в H_α -линии. Достаточно хорошая корреляция между взрывной фазой вспышки, всплесками излучения в микроволновом диапазоне и началом развития кроше была получена в работе [5]. В [6] была предпринята более всесторонняя попытка исследования вопроса о том, какая часть излучения Солнца во время вспышки проникает в E -слой и вызывает возмущение типа кроше. В результате анализа временного профиля кроше было установлено, что существуют быстрая и медленная компоненты кроше. Быстрая компонента кроше достигает своего максимума раньше, чем появляется максимум в H_α -линии. Медленная компонента имеет временной профиль, аналогичный профилю интенсивности излучения в рентгеновском диапазоне, т. е. в области длин волн от 1 до 100 Å.

В данной работе рассматривается детальная картина поведения кроше во время наблюдавшихся всплесков интенсивности излучения в линии He II (304 Å), сопровождавших солнечные вспышки. Регистрация всплесков излучения в ультрафиолетовой части спектра была проведена с помощью американских спутников серии «OSO», в открытом космическом пространстве. Результаты наблюдений, использованных в настоящей работе, были опубликованы в ряде статей (см., например, [7]). Подбор магнитных данных, необходимых для сопоставления с результатами спутниковых наблюдений, производился таким образом, чтобы магнитные обсерватории располагались вблизи полуденного меридиана, где интенсивность кроше наибольшая. Следует отметить, что анализ магнитных данных выполнялся на основе материалов, полученных на сети среднеширотных магнитометрических станций. Особенностью данной сети является то, что вариации компонент магнитного поля записывались при скорости протяжки 90 мм/ч. (Обычно же при анализе используются записи со скоростью протяжки 20 мм/ч.)

Перейдем к анализу данных, полученных во время трех событий вспышек: 2 февраля, 26 марта и 25 июля 1967 г. Всплеск в линии He II сопровождал несильные вспышки класса 1, 2 и 1 соответственно. Интенсивность всплеска 26 марта 1967 г., как отмечают авторы, была необычайно сильной и красивой в силу того, что в профиле всплеска прослеживаются ее отдельные вариации, статистическая точность которых высока. На рис. 1а представлен профиль всплеска в линии He II, полученного на спутнике, на рис. 1б

показаны временные профили кроше в горизонтальных компонентах магнитного поля, полученного на ст. Алма-Ата. Как видно из рисунка, временные профили всплеска в линии He II и горизонтальных компонент магнитного поля совпадают. Величина сдвига по времени между максимумами составляет приблизительно 30 с. Подобная картина тесного совпадения профилей всплеска в линии He II и кроше наблюдается во всех трех представленных всплесках. Интересной деталью является то, что небольшое повышение или понижение интенсивности излучения в линии He II перед основным всплеском в точности прослеживается в магнитном поле. Время задержки наступления максимума кроше относительно максимума всплеска в He II составляет меньше 1 мин, т. е. около 30 сек.

Исходя из знания времени задержки максимума кроше относительно максимума всплеска в линии He II нетрудно оценить величину эффективного коэффициента рекомбинации в слое ионосферы, где развивается ток, ответственный за кроше. Следуя известной формуле баланса ионизации [8]

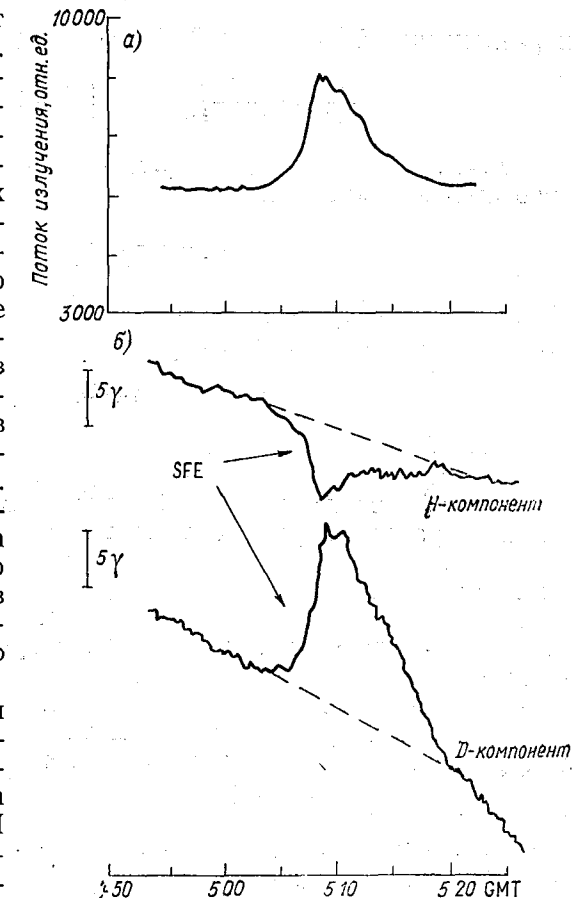


Рис. 1. Всплеск излучения в линии He II (304A), зарегистрированный на спутнике «OSO-3» 26 марта 1967 г., (a) и H и D-компоненты магнитного эффекта солнечной вспышки SFE, зарегистрированного на ст. Алма-Ата (б). Масштаб магнитного возмущения дается в ед. γ ($1\gamma = 10^{-5}$ Гс.)

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2, \quad (1)$$

где N — плотность электронов, q — скорость образования электронов, α — коэффициент рекомбинации. Если скорость ионообразования q максимальна, что соответствует моменту времени, когда ин-

интенсивность всплеска в линии He II максимальна, после несложных преобразований — вычисления второй производной по t для концентрации N с учетом $d\dot{q}/dt=0$.

$$\frac{d^2N}{dt^2} = -2\alpha N \frac{dN}{dt} \text{ при } q = \max \quad (2)$$

и разложения dN/dt в ряд Тейлора в случае малых изменений N

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{q=\max} + \left(\frac{d^2N}{dt^2}\right)_{q=\max} \cdot \Delta t \quad (3)$$

— получим выражение для времени запаздывания максимума N относительно максимума q

$$\Delta t = \frac{1}{2\alpha N_{q=\max}}. \quad (4)$$

По ионограмме, полученной на ст. Алма-Ата во время максимума всплеска He II в примере 26 марта, по формуле

$$N = 1,24 \cdot 10^4 f^2 \quad (5)$$

получим $N \simeq 1,5 \cdot 10^5$ эл/см³.

Подставляя величину N в формулу для оценки времени запаздывания Δt , получим $\alpha \sim 1 \cdot 10^{-7}$ см³с⁻¹. Значение α , полученное в данной работе, хорошо согласуется с оценками α , полученными в модельных расчетах [6], на основании измерения времени запаздывания минимумов q и N в период солнечного затмения.

Таким образом, в результате анализа данных всплесков интенсивности излучения в линии He II, сопровождающих некоторые вспышки, и данных, полученных магнитными обсерваториями, удалось установить тесную связь между их временными профилями интенсивности. Хорошее согласие между значениями эффективного коэффициента рекомбинации, оцененного в работе и полученных ранее, указывает на тот факт, что всплески излучения в УФ диапазоне вызывают дополнительную ионизацию в E -слое ионосферы. Магнитные кроше могут служить дополнительным источником информации о характере и форме всплесков в линии He II, которые, как показали исследования [9], тесно связаны с всплесками в различных спектральных линиях и нетепловыми вспышками в жестком рентгеновском излучении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donnelly R. F. The solar flare radiations responsible for sudden frequency deviations.—"J. Geoph. Res.", 1967, vol. 72, p. 7247.
2. McNish A. Terrestrial magnetic and ionospheric effects associated with bright chromospheric eruptions.—"Terr. Magn. Atmos. Electr.", 1937, vol. 42, p. 109.
3. Ellison M. Ionospheric effects of solar flares.—"Publ. Roy. Observ. Edinburgh", 1950, vol. 1, p. 53.

4. Dodson H., Hedeman E. Crochet-associated flares.—"Astroph. J.", 1958, vol. 128, p. 636.

5. Fokker A. The relation between geomagnetic solar flare effects and solar micro-wave outbursts.—"Bull. Astron. Inst. Neth.", 1962, vol. 16(523), p. 311.

6. Richmond A., Venkateswaran S. Geomagnetic crochets and associated ionospheric current systems.—"Radio Sci.", 1971, vol. 6, p. 139.

7. Castelli J., Richards D. "J. Geoph. Res.", 1971, vol. 76, p. 8409.

8. Appleton B. A note on the "sluggishness" of the ionosphere.—"J. Atmos. Terr. Phys.", 1953, vol. 3, p. 282.

9. Wood A., Noyes R. Solar flares in the extreme ultraviolet.—"Solar Phys.", 1972, vol. 24, p. 180.

В. М. Михель

ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ, ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ДРУГИЕ СЛЕДСТВИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ЗАКОНОМ ПЛАНЕТНЫХ РАССТОЯНИЙ

В работе автора [5] теоретическим путем был установлен закон планетных расстояний от Солнца, имеющий вид

$$d_n = \frac{L}{2^n} + \alpha_m \quad (1)$$

или в более общей форме

$$d_n = \beta_m \pm \frac{L}{2^n}, \quad (1a)$$

где d_n — среднее расстояние планеты от Солнца в а. е. (большая полуось ее орбиты), L — ширина кольцеобразного газово-пылевого допланетного облака, окружавшего Солнце, принятая равной разности средних расстояний от Солнца крайних планет Плутона и Меркурия, и, следовательно, $L = D - d = 39,6 - 0,4 = 39,2$ а. е., m — индекс направления и интенсивности процесса планетообразования (при $m=1$ — главный ряд более развитого процесса планетообразований, развивающихся от срединной кольцевой зоны допланетного облака (где образовался первым Уран) по направлению к Солнцу, при $m=2$ — второстепенный процесс планетообразования в противоположном направлении; α_m и β_m — постоянные.

Значения α_m следующие: при $m=1$ $\alpha_m = d = 0,4$ а. е., при $m=2$ постоянная $\alpha_m = L/2 + d = 20,0$ а. е. Значения β_m таковы: при $m=1$ постоянная $\beta_m = \beta_1 = d = 0,4$ а. е. и в формуле (1a) перед членом $L/2^n$ берется знак плюс, при $m=2$ значение $\beta_m = \beta_2 = D = 39,6$ а. е. и перед членом $L/2^n$ берется знак минус. В главном ряду планетообразований показатель степени n в обеих формулах принимает значения 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и ∞ , а во второстепенном ряду планетообразований показатель n в формуле (1) равен 2, а в формуле (1a) принимает значения 1, 2, 3 (для $n=3$ вероятно зона занептунных астероидов на $d_n = 34,7$ а. е. [5], может

быть она и на расстоянии $d_n = 37,1$ а. е., соответствующем дважды четному показателю, $n=4$).

При нечетном показателе степени n в законе планетных расстояний имеет место одиночное планетообразование, а при четном — двойное или большее число планетообразований (система планет) или огромное число мелких небесных тел.

Так, в главном ряду планет ($m=1$) нормальное одиночное планетообразование происходит при нечетном значении показателя степени $n=1$ (образование Урана), при $n=3$ (Юпитер), при $n=5$ (Марс) и при $n=7$ (Венера).

Вторая, весьма важная особенность планет, имеющих нечетное значение показателя степени n в формуле закона планетных расстояний, заключается в том, что при общем, свойственном Солнечной системе, вращении подавляющего большинства больших планет, а также Солнца и Луны вокруг оси в том же направлении, в котором планеты движутся вокруг Солнца (прямое вращение), при нечетных n отчетливо видно проявление обратного вращения.

Лучше всего это видно при начальном значении показателя, т. е. при $n=1$, при котором вращается вокруг оси в обратном направлении не только сама соответствующая ему первая по времени образования планета Уран, но и все пять ее спутников.

При $n=3$ проявление обратного вращения хотя и ослабевает, все же видно еще весьма ясно, поскольку 4 из 12 спутников гиганта Юпитера наиболее удаленные (VIII, IX, XI и XII) обращаются вокруг него в обратном направлении.

При следующем нечетном показателе степени, $n=5$, соответствующем Марсу, заслуживает быть отмеченной необычность обращения его ближнего спутника — Фобоса, заключающаяся, как известно, в том, что в силу очень быстрого его обращения (с периодом 7 ч. 39 мин, 14 с) вокруг планеты, в три с лишним раза превышающего скорость вращения самого Марса вокруг его оси (24 ч., 37 мин, 23 с), этот стремительный спутник, хотя имеет прямое направление вращения, но восходит на западе, а заходит на востоке. При этом, как показали наблюдения, среднее расстояние Фобоса от Марса постепенно уменьшается, а в связи с ним сокращается период его обращения.

Наконец, при нечетном показателе степени $n=7$ в нашей формуле закона планетных расстояний, соответствующем планете Венере, получается опять обратное вращение планеты вокруг своей оси.

В итоге обнаруживается следующая, достаточно убедительная картина: из 9 больших планет 7 имеют вращение прямое, совпадающее с направлением их обращения вокруг Солнца (против часовой стрелки, если смотреть на него с северного полюса эклиптики). Обратное вращение имеют лишь две (22% числа планет) большие планеты, Уран и Венера, которым соответствуют нечетные показатели $n=1$ и $n=7$, т. е. планеты, начинающая и кончающая главный ряд планетообразования в нашей схеме.

Обратное движение относительно чаще наблюдается у спутни-

ков планет, поскольку из общего числа 32 спутника 11 (т. е. 34% их числа) имеют обратное движение. При этом на нечетное значение показателя степени n в законе планетных расстояний приходится 9, т. е. 82% всех спутников с обратным направлением их движения, и один спутник (Фобос), хотя и с прямым движением, но столь быстрым, что оно значительно превышает скорость вращения самой планеты (Марса).

При наименьшем четном значении $n=2$ в главном ряду планетообразований формируется Сатурн. Его наибольший спутник Титан меньше Сатурна по массе в 4150 раз, а по радиусу всего в 25 раз (радиус Титана составляет 2425 км, т. е. значительно больше радиуса Луны, равного 1738 км). Хотя, разумеется, Титан это еще не планета в обычном смысле, все же, если у Юпитера масса всех 12 спутников составляет 0,0002 его массы (из них на долю гиганта Ганимеда приходится 0,00008), то у Сатурна масса одного лишь Титана относительно больше и достигает 0,00024 массы Сатурна, тогда как все остальные 9 спутников добавляют еще лишь 0,00001 его массы.

В пользу того, что Титан, по абсолютным размерам стоящий почти наравне с Ганимедом, можно считать не просто спутником Сатурна, но в какой-то мере системой Сатурн—Титан указывает и то, что Титан—единственный спутник Солнечной системы, на котором, как у планет, имеется атмосфера (в атмосфере Титана обнаружен CH_4 , имеющийся и в атмосфере Сатурна). К тому же по своим размерам Титан ($r=2425$ км) почти равен планете Меркурий ($r=2437$ км).

К этому следует добавить, что именно у Сатурна наблюдаются уникальные во всей Солнечной системе кольца, состоящие из множества очень мелких твердых тел, которые при показателе $n=2$ являются как бы предшественниками того, что случилось позднее при дважды четном показателе степени $n=4$, когда образовалось несколько малых планет и множество весьма небольших небесных тел—астероидов, сгруппированных в ряде кольцевых орбит в соответствующей зоне, предусмотренной законом планетных расстояний.

Во второстепенном ряду планетообразований при четном показателе степени $n=2$ сформировался Нептун. Спутник Нептуна Тритон составляет от этой планеты опять значительную долю по массе (0,0014), радиус же Тритона равен 0,082 радиуса Нептуна, т. е. меньше последнего всего в 12 раз (напомним, что радиус Луны меньше радиуса Земли в 3,7 раза). Иными словами, как масса, так и радиус Тритона составляют значительно большую долю указанных параметров Нептуна, чем Титана—от соответствующих характеристик Сатурна, и поэтому о системе Нептун—Тритон можно говорить еще с большим основанием, чем о системе Сатурн—Титан.

При $n=4$, т. е. при дважды четном показателе степени n (как бы усиленная четность n), на относительно близких орбитах образовалось несколько малых планет—Церера, Паллада, Веста, Юно-

на, Давида, Эвномия, Папагена и еще около 1800 малых небесных тел — астероидов, для которых удалось определить их орбиты. Для указанных же малых планет удалось достаточно точно измерить их диаметры. При показателе степени $n=4$ в зоне малых планет выделяются удивительные две пары малых планет с весьма близкими элементами орбит: Церера — Паллада и Эвномия — Юнона. У первой пары имеются разные по размерам большой полуоси орбиты (2,77 а. е.), а у второй пары очень близкие значения больших полуосей орбит, их эксцентриситетов и углов наклонов. Для Эвномии большая полуось, эксцентриситет и угол наклона соответственно равны 2,64 а. е., 0,20 и $11,8^\circ$, а для Юноны 2,67 а. е., 0,25 и $13,0^\circ$.

При четном $n=6$ образовалась система Земля—Луна. Что Земля—Луна вероятнее всего именно система, а не одна планета со спутником доказывает тот факт, что Луна имеет не только слишком большую для спутника массу, составляющую $1/81=0,012$ массы Земли, но и большой радиус, достигающий более $1/4$ (точнее 0,27) радиуса Земли и лишь немного уступающий радиусам планет Меркурий и Плутон (радиус Луны составляет 0,72 радиуса Меркурия и 0,80 радиуса Плутона).

В пользу того, что Земля—Луна система, а не одиночная планета со спутником, говорит и то, что место Земли в планетной системе определяется четным показателем $n=6$ в законе планетных расстояний, а четность показателя степени n хорошо соответствовала не одиночной планете, а системе.

Наконец, хорошим доказательством этому и хорошей физической иллюстрацией того, что значит такая огромная масса, как масса Луны, выходящая далеко за пределы допускаемые для обычного спутника и расположенная на близком расстоянии от Земли, может служить одно из важнейших на Земле явлений приливов в Мировом океане, обусловленное в основном влиянием притяжения Луны и в значительно меньшей мере [4] (в 2,17 раза) притяжением Солнца. При этом в теории приливов рассматривается приливообразующая сила Луны, как равнодействующая в каждой точке земного шара двух сил: притяжения Луной и центробежной силы, появляющейся в этой точке вследствие вращения Земли вокруг общего центра тяжести именно системы Земля—Луна [4]. Аналогично рассматривается меньшая приливообразующая сила, возникающая в системе Земля—Солнце, и производится сложение этих систем приливов, т. е. расчет суммарных лунно-солнечных приливов.

Известно, что наибольшие приливы наблюдаются в период одновременной кульминации Луны и Солнца, т. е. в период новолуний или полнолуний (сизигийные приливы), и наименьшие — при разности времен кульминаций, достигающей 6 ч, т. е. в период первой или последней четверти Луны (квадратурные приливы). При наложении на большой сизигийный прилив очень сильного и устойчивого по направлению ветра, направленного к берегу и обусловленного соответствующей синоптической обстановкой, при-

ливная волна может возрасти до огромных размеров и создается опасность катастрофического по своим последствиям наводнения. При тех же синоптических условиях, но при квадратурных приливах опасность катастрофического наводнения будет значительно меньше.

С еще большим, чем для системы Сатурн—Титан, основанием можно говорить о системе Нептун—Тритон, соответствующей четному показателю степени $n=2$ в формуле (1а) при $m=2$, т. е. во второстепенном ряду планетообразований. Действительно, радиус Тритона 2000 км, масса всего в 700 раз меньше массы Нептуна и к тому же расстояние между планетой и ее огромным спутником сравнительно небольшое, лишь $353,6 \cdot 10^3$ км. Из вышеизложенного следует, что кроме системы Земля—Луна и у других систем — Сатурн—Титан, Нептун—Тритон с четными значениями показателя степени в формуле закона планетных расстояний — также, вероятно, обнаруживается действие приливообразующих сил. При этом приливообразующие силы должны проявляться не только на больших планетах, но и на больших спутниках; таких, как, например, Тритон (от действия притяжения близкой планеты-гиганта Нептуна).

В важных работах [7, 8] Б. И. Сазонов привел рассчитанные им периоды парных соединений планет, оказывающих приливообразующее действие на поверхность Солнца и влияющих на уровень солнечной активности, и на основе расчета периодов между соединениями планет-гигантов Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна предложил метод сверхдолгосрочного прогноза солнечной активности [8].

Вывод формул, дающих закон расстояний спутников d_c от центра их планет, совершенно аналогичен выводу закона планетных расстояний. Поэтому, как указано в [5], приняв в качестве D и d формулы (1) D_c и d_c (у спутников это будут соответственно средние расстояния наружного и внутреннего краев небольшого газово-пылевого облака, остающегося еще в разреженной зоне после образования планеты, от центра этой планеты) для системы спутников Юпитера, Сатурна и Урана (в 10^3 км) соответственно 1884 (Каллисто), 181 (Амальтея), 3563 (Япет), 158 (Янус), 587 (Оберон) и 130 (Миранда), получим теоретические формулы для расчета средних расстояний d_{nc} (больших полуосей орбит) спутников

$$d_{nc} = \frac{D_c - d_c}{2^n} + d_c. \quad (2)$$

Соответствующие формулы для спутников Юпитера ($d_{ncю}$), Сатурна ($d_{ncс}$), Урана ($d_{ncу}$) приведены ниже.

Поскольку орбиты спутников, удаленных от соответствующих планет дальше, чем Каллисто и Япет, имеют слишком большие эксцентриситеты и наклонения, недостаточно хорошо удовлетворяющие первому закону Кеплера, вывод теоретических формул для расчета их среднего расстояния будет нецелесообразен, к тому же размеры этих удаленных спутников слишком малы. Заметим еще,

что процесс образования спутников, по крайней мере для вышеуказанных крупных спутников, происходит, вероятно, только в направлении к планете.

Подобно тому как из нашей формулы закона планетных расстояний теоретически получается, как частное следствие, известное правило Тициуса — Боде, которое, как явствует из вывода нашей формулы, является справедливым только до срединной кольцевой зоны допланетного облака (т. е. до Урана [5]), так же из наших формул средних расстояний спутников планет легко выводятся теоретически следующие их модификации. Подчеркнем, что в этих модификациях, так же как и в формуле Тициуса — Боде, в отличие от наших основных формул, показатель n не является одновременно порядковым номером планетообразования.

Основные формулы для спутников

$$d_{ncю} = \frac{1703}{2^n} + 181; \quad (3)$$

$$d_{ncс} = \frac{3703}{2^n} + 158; \quad (4)$$

$$d_{ncy} = \frac{457}{2^n} + 130. \quad (5)$$

Модифицированные формулы

$$d_{сю} = 213 \cdot 2^n + 181; \quad (3a)$$

$$d_{сс} = 26 \cdot 2^n + 158; \quad (4a)$$

$$d_{cy} = 56 \cdot 2^n + 130. \quad (5a)$$

Коэффициенты перед 2^n в модифицированных формулах средних расстояний спутников соответственно от Юпитера, Сатурна и Урана представляют собой разности этих средних расстояний от планеты для двух ближайших к ней спутников (разность больших полуосей их орбит), подобно тому как в формуле Тициуса — Боде коэффициент 0,3 перед 2^n есть разность больших полуосей орбит двух ближайших к Солнцу планет Венеры и Меркурия [5]. Вторые члены в модифицированных формулах, как и в основных, есть среднее расстояние (в 10^3 км) от центра планеты до ближайшего к ней спутника.

В формуле (3a) для Амальтеи, Ио, Европы, Ганимеда, Каллисто показатель n — будет равен $-\infty, 0, 1, 2, 3$ соответственно, в формуле (4a) для Януса, Мимаса, Энцелада и т. д. n принимает значения $\infty, 0, 1, \dots, 7$ и в формуле (5a) для Миранды, Ариэля, Умбриэля, Титании, Оберона — соответственно $-\infty, 0, 1, 2, 3$.

Из табл. 1 видно, что средние ошибки средних расстояний составляют для спутников Юпитера 7, Сатурна 11, Урана 10% и максимальные соответственно 10,25 и 18%, такие же ошибки будут для вышеуказанных модификаций формул расстояний.

Максимальные ошибки у спутников $\Delta d_{nc}/d_{nc}$ (Гипериона, Титана и Титании), так же как у планет (Марса и Сатурна),

Таблица 1

Теоретически рассчитанные и измеренные средние расстояния спутников

Спутники Юпитера	n в формуле (3)	Расстояния, 10^3 км		$\Delta d_{ncЮ}$	$\frac{\Delta d_{ncЮ}}{d_{ncЮ}} \%$
		рассчитанные	измеренные		
Каллисто	0	(1884)	1884	—	—
Ганимед	1	1033	1071	—38	— 4
Европа	2	607	671	—64	—10
Ио	3	394	422	—28	— 7
Амальтея	∞	(181)	181	—	—

Спутники Сатурна	n в формуле (4)	Расстояния, 10^3 км		Δd_{ncC}	$\frac{\Delta d_{ncC}}{d_{ncC}} \%$
		рассчитанные	измеренные		
Япет	0	(3563)	3563	—	—
Гиперион	1	1860	1484	376	25
Титан	2	1009	1223	—214	—17
Рей	3	584	528	56	11
Диона	4	371	378	—6	— 2
Тетия	5	264	295	—31	—11
Энцелад	6	211	238	—27	—11
Мимас	7	184	186	— 2	— 1
Янус	∞	(158)	158	—	—

Спутники Урана	n в формуле (5)	Расстояния, 10^3 км		$\Delta d_{ncУ}$	$\frac{\Delta d_{ncУ}}{d_{ncУ}} \%$
		рассчитанные	измеренные		
Оберон	0	(587)	587	—	—
Титания	1	358	439	—81	—18
Умбриэль	2	243	267	—24	— 9
Ариэль	3	186	192	— 6	— 3
Миранда	∞	(130)	130	—	—

хорошо подтверждают справедливость закона планетных расстояний и спутников планет, так как они наблюдаются при наибольших эксцентриситетах и наклонениях орбит.

Как известно, так называемый уточненный третий закон Кеплера [1, 3] позволяет определить и массы планет, имеющих спутников,

$$\frac{m_n}{M} = \left(\frac{d_{nc}}{d_n} \right)^3 \cdot \left(\frac{T_n}{T_{nc}} \right)^2, \quad (6)$$

где m_n — искомая масса планеты, M — масса Солнца, d_n и d_{nc} — средние расстояния планеты от Солнца и спутника от планеты соответственно, T_n и T_{nc} — периоды обращений планеты вокруг Солнца и спутника вокруг планеты.

Так как согласно нашему закону планетных расстояний с достаточной для ряда целей точностью теоретически легко определяются не только средние расстояния d_n планет от Солнца, но и средние расстояния d_{nc} ряда спутников от их планет (значение d_n приведено в [5], а d_{nc} — в табл. 1), то отсюда нетрудно теоретически рассчитать и искомую массу планеты (периоды T_n и T_{nc} легко находятся по известным d_n и d_{nc} из третьего закона Кеплера) в массах Солнца или Земли ($M=330\,000$ масс Земли).

Такие расчеты, например, для массы Юпитера при его теоретическом расстоянии $d_n=5,30$ а. е. [5] и его спутника Ганимеда при $d_{nc}=1033 \cdot 10^3$ км (см. табл. 1) и найденных по ним $T_n=12,20$ лет и $T_{nc}=6,776$ суток дают значение m_n , равное $1/1061$ массы Солнца или 314 масс Земли, что весьма близко (ошибка около 1%) к измеренному значению 318 масс Земли. Такие же результаты дают и вычисления по найденным из табл. 1 значениям d_{nc} для других спутников Юпитера (Европа и Ио). Чем больше масса планеты, тем вероятнее существование вокруг нее атмосферы, которую поле тяготения планеты способно удержать.

Из ряда астрономических исследований было установлено, что распределение кометных орбит по величинам их больших полуосей a характеризуется тремя резко выраженными максимумами: одним около значения $\lg a=0,55$, вторым у значения $\lg a=1,22$ и третьим — около $\lg a=4,12$ (см. рис. 12 в работе [6]). Это соответствует значениям больших полуосей орбит комет $a=3,6$, $a=16,6$ и $a=13\,000$ а. е. Первая наибольшая группа комет — это известные семейства комет с афелиями близ орбиты Юпитера. Вторую группу, состоящую из 12 комет с $a=16,6$, рассмотрим подробнее, вычислив среднее значение их афелийного расстояния от Солнца.

Исходя из достаточной корректности расчета при допущении линейной связи изменения большой полуоси a кометных орбит с изменением их эксцентриситета e в интервале от $a=10,3$ (комета Темпеля-Тутля с $e=0,905$) до $a=18$ а. е. (комета Галлея с $e=0,967$), найдем, что для $a=16,6$ а. е. эксцентриситет орбиты $e=0,956$ и, следовательно, среднее расстояние от Солнца афелиев орбит вышеуказанной группы из 12 комет (включая и комету Галлея) составляет 32,47 а. е.

Таким образом, абсолютное отклонение среднего расстояния вероятной второй зоны астероидов от Солнца, найденного согласно закону планетных расстояний (34,7 а. е. [5]), составляет 2,23 а. е. и относительная ошибка 6,4%.

Основные выводы. 1. Показано значение чередования четного и нечетного пространственно-временного номера n планетообразования (целого числа показателя степени в формуле закона планетных расстояний) для структуры Солнечной системы,

2. Для образования первого небесного тела в центре гигантского газово-пылевого облака в предложенной автором модели следует принять четное значение ($n=0$) начального пространственно-временного номера образования небесного тела, т. е. Солнца. Отсюда следует, что Солнце и Юпитер составляют двойную систему, что подтверждается достаточно точно вычисленной теоретически огромной массой Юпитера (около 0,001 массы Солнца) с высокой температурой внутри его; относительно небольшим его расстоянием (5,2 а.е.); близкими водородно-гелиевым составом и плотностью; вероятно, загадочным Большим Красным пятном Юпитера; скоплением афелиев орбит наибольшего семейства периодических комет у орбиты Юпитера и перигелиев близ Солнца (в районе орбиты Меркурия) и значительным влиянием Юпитера на солнечную активность.

3. Закон планетных расстояний от Солнца, имеющий значение и для теории климата, справедливый также для малых планет и астероидов (позволяющий при учете новых значений D и d для каждой из планет-гигантов находить по формуле (1а) средние расстояния их спутников), оказывается применимым и для приближенного расчета больших полуосей и афелийных и перигелийных расстояний главных семейств короткопериодических комет и связанных с ними метеорных потоков.

4. Афелии орбит группы из 12 короткопериодических комет, включая яркую комету с обратным движением (комета Галлея), и связанных с ними метеорных потоков, весьма близки к рассчитанным средним расстояниям от Солнца $d_n=34,7$ а.е. по формуле (1а) при $n=3$ и $m=2$ (у этих комет среднее $d_{аф}=32,5$ а.е.), что может служить косвенным доказательством реальности существования здесь предполагаемой в [2] занептунной зоны астероидов, так как без их гравитационного воздействия афелии данной группы комет располагались бы существенно ближе к орбите Нептуна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакулин П. И., Кононович Э. В., Мороз В. И. Курс общей астрономии. Изд. 3-е. М., «Наука», 1974, 512 с.
2. Крат В. А. О происхождении Солнечной системы — «Вопросы космогонии», 1952, № 1, с. 34—91.
3. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. Изд. 2-е, М., «Наука» 1971, 616 с.
4. Марчук Г. И., Каган Б. А. Океанические приливы. Математические модели. Л., Гидрометеиздат, 1977, 296 с.
5. Михель В. М. Закон планетных расстояний от Солнца и его следствия. — «Труды ГГО», 1976, вып. 378, с. 116—123.
6. Орлов С. В. О природе комет. М., Изд. АН СССР, 1960, 191 с.
7. Сазонов Б. И. Основные частоты геофизических процессов. Ч. 1. «Труды ГГО», 1973, вып. 299, с. 25—35.
8. Сазонов Б. И. К сверхдолгосрочному прогнозу солнечной активности. — «Труды ГГО», 1973, вып. 299, с. 142—146.

А. Н. Любарский

МЕЖГОДОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ТИПА АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ЗА ПОСЛЕДНИЕ ТРИ СТОЛЕТИЯ

Существующие типизации процессов атмосферной циркуляции, позволяя решать множество различных задач, могут быть использованы и для анализа многолетних изменений циркуляционного режима. Среди них широкое применение в подобного рода исследованиях находит типизация, предложенная Г. Я. Вангенгеймом [1]. Она сводит многообразие циркуляционных процессов в Атлантико-евразийском секторе северного полушария к трем основным формам: западной W, восточной E и меридиональной C. Формы установлены начиная с 1891 г. Дальнейшая разработка типизации производилась А. А. Гирсом [4]. Он дополнил и уточнил выделенные еще Г. Я. Вангенгеймом эпохи, т. е. периоды превышения числа дней с той или иной формой относительно средних многолетних значений (нормы). В 1891—1899 гг. наблюдалась эпоха форм W и C, а в 1900—1928 гг. — эпоха формы W. С конца 20-х годов значительное развитие получили меридиональные формы: E (1929—1939 гг.), C (1940—1948 гг.), E+C (1949—1967 гг.), E (1968—1976 гг.). Итак, сведения о развитии атмосферных процессов, охваченных типизацией, дают возможность проанализировать межгодовые изменения циркуляции лишь за последние 85 лет. О характере циркуляции в более отдаленном прошлом позволяют судить качественные данные и немногочисленные наблюдения, относящиеся к отдельным районам полушария.

Число работ, посвященных анализу такого рода данных, относительно невелико. Среди них назовем исследования Д. Кингтона [12] и Д. Дугласа [13]. Первый из них рассмотрел режим циркуляции над Англией и Уэльсом на основе синоптического материала за период с 1781 г. по настоящее время и сделал вывод о значительном изменении характера атмосферных процессов. Сравнив данные о циркуляции за два сорокалетних периода (1781—1820 и 1900—1939 гг.), Кингтон указал на более интенсивное развитие меридиональной циркуляции в первом из них, чем во втором. Это явилось причиной значительного похолодания в конце XVIII —

начале XIX вв., в то время как в первой половине XX в. температура воздуха в указанном районе полушария была существенно более высокой. Приблизительно к тем же выводам пришел Дуглас, изучавший циркуляционный режим над Северной Америкой за два последних столетия. Данные этих работ указывают на возможность реконструкции циркуляционных характеристик климата за продолжительные периоды. Однако нельзя не отметить известную ограниченность результатов работ [12 и 13], не позволяющих получить четкой картины межгодовых изменений атмосферной циркуляции. Кроме того, из поля зрения исследователей выпадает информация о режиме циркуляции на протяжении значительной части XVIII в. Между тем имеется возможность восстановления вероятных межгодовых изменений характеристик атмосферной циркуляции за три последних столетия. Она вытекает из существующего ряда чисел Вольфа и разработанного Б. Б. Елекосевым [8, 9] представления о механизме воздействия солнечной активности на межгодовые изменения атмосферной циркуляции. Согласно разработкам данного автора, рост солнечной активности от минимальных значений до максимальных вызывает повышение температуры ионосферы в слоях, лежащих выше 100 км. Причем зависимость между солнечной активностью и температурой ионосферы принимается линейной. Изменение температуры оказывает влияние на колебание атмосферных приливов. Размах колебаний уменьшается с ростом температуры, но нелинейным образом. Наблюдаются три максимума (при температуре 570, 900 и 1500 К) и три минимума (при температуре 700, 1200, 1750 К) амплитуды приливов. Указанное изменение амплитуды приливов оказывает воздействие на амплитуду начальных возмущений на зональном планетарном потоке, который обладает бароклинной неустойчивостью и восприимчивостью к налагаемым возмущениям. Образуется длинная планетарная волна, определяющая переход от зонального типа циркуляции к меридиональному. Необходимо отметить, что, несмотря на незначительную величину возмущений, создаваемых приливами, два условия — сосредоточение их действия в строго определенном районе (у восточных берегов Азии и Северной Америки) и постоянный характер возмущений — делают возможным образование длинных планетарных волн. Эти волны и определяют преобразование форм циркуляции.

На основании изложенных соображений оказалось возможным получить зависимость амплитуды атмосферных приливов, характеризующих, таким образом, интенсивность преобразования циркуляции, от чисел Вольфа. Представленный на рис. 1 график этой зависимости показывает ее тождественность с зависимостью амплитуд приливов от температуры ионосферы. Здесь также обнаруживаются два максимума и три минимума амплитуды приливов, но уже при изменении нерасчетных значений температуры ионосферы, а наблюдаемых чисел Вольфа. Максимумы амплитуд, равные $2,03 \cdot 10^{-2}$ и $2,06 \cdot 10^{-2}$ мбар, соответствуют 55 и 145 единицам относительного числа солнечных пятен, а минимумы, составляю-

щие $1,07 \cdot 10^{-2}$, $1,16 \cdot 10^{-2}$ и $1,25 \cdot 10^{-2}$ мбар, 20, 100, 185 единицам. Анализируя график, можно сделать еще один вывод: интенсивность циркуляции, первоначально возрастая с ростом солнечной активности, при определенных значениях чисел Вольфа (свыше 80 ед.) начинает убывать. Следует поэтому предположить понижение амплитуды приливов в высоких циклах солнечной активности. Все сказанное дало возможность произвести расчет амплитуды приливов по фактическим значениям чисел Вольфа с 1698 по 1976 г. и указать вероятный ход их дальнейших изменений до 1990 г. по прогнозу солнечной активности из работы [3]).

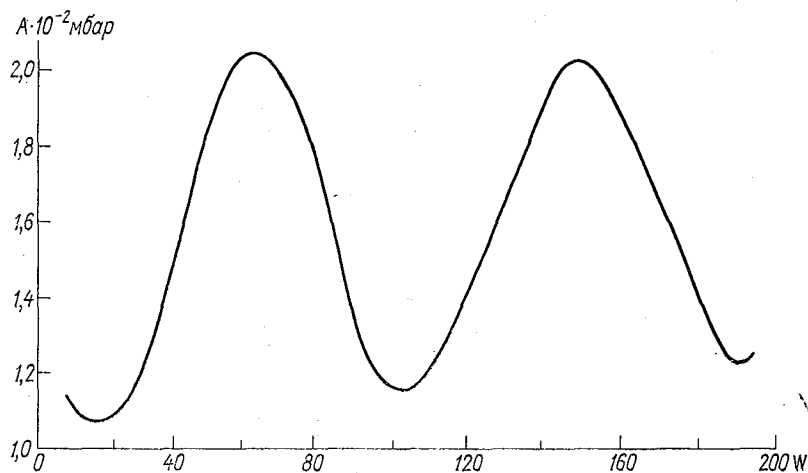


Рис. 1. Зависимость амплитуды A приливов от чисел Вольфа W .

На рис. 2а представлены межгодовые изменения амплитуды приливов, которые свидетельствуют о четком проявлении в их ходе 11-летней цикличности, соответствующей повторяемости солнечных циклов. Однако утверждать на этом основании о линейной зависимости между солнечной активностью и интенсивностью циркуляции было бы не вполне справедливо. Здесь вступает в силу отмеченное выше свойство понижения амплитуды приливов в высоких солнечных циклах. В таких циклах максимумы амплитуд распадаются на две, а в очень высоких даже на три части, означая тем самым проявление 5,5-летних и 2—3-летних колебаний. Помимо указанных, в изменении амплитуды намечаются и более длительные циклы, которые особенно четко видны при 23-летнем скользящем осреднении. На сглаженной таким образом кривой обнаружилось возрастание амплитуды с конца XVII в. до середины 50-х годов XVIII в. и последующее ее понижение до начала XIX в. В дальнейшем наметилось новое возрастание в вековом ходе значений амплитуды и к 30-м годам XIX в. был достигнут вековой максимум. Последующее понижение амплитуды представ-

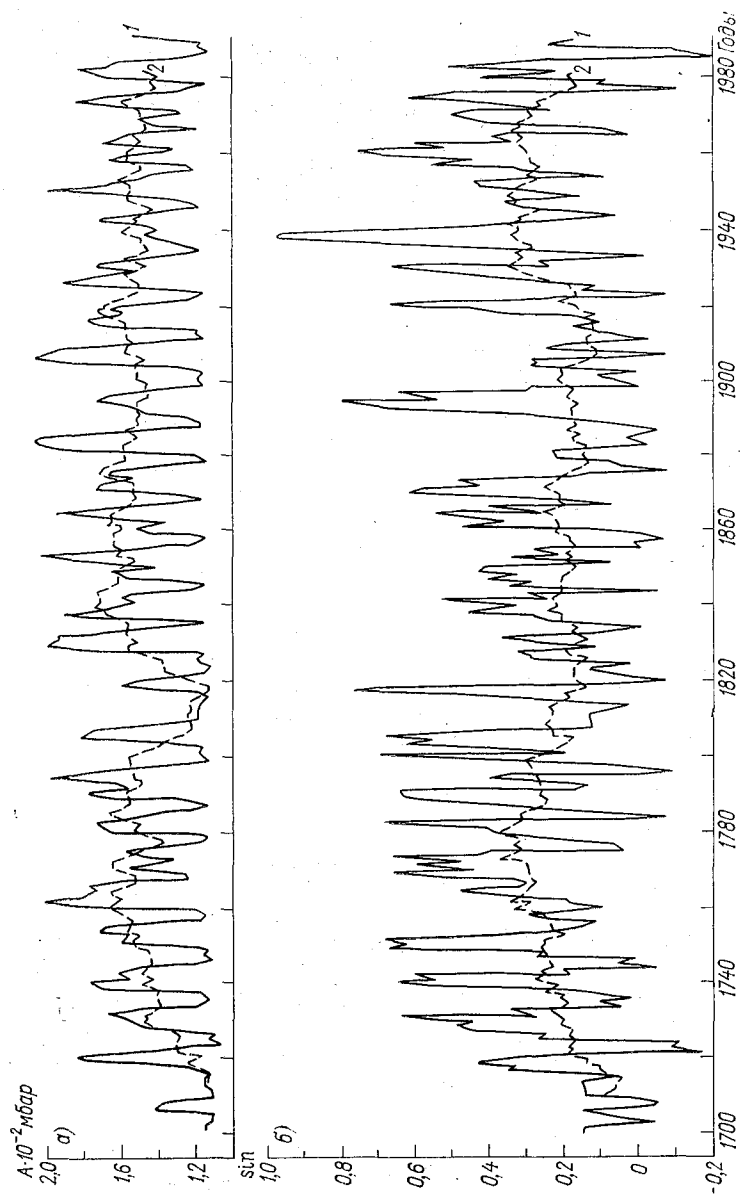


Рис. 2. Вековой ход изменений амплитуды (а) и фазы (б) за 1698—1990 г.
 1 — трехлетнее скользящее осреднение, 2 — 23-летнее скользящее осреднение.

ляет собой линейный тренд с отдельными всплесками в 60-е годы XIX в. и в первом, втором, четвертом и шестом десятилетиях XX в. Эти всплески, как можно видеть, приближенно совпадают с границами выделенных в [4] эпох.

Итак, в изменении амплитуды приливов проявляются три вековых цикла. Причем, если граница между циклами XVIII и XIX вв. обозначена очень четко, то вековые колебания амплитуд приливов XIX и XX вв. слабо разделены. Создается впечатление, что два последних вековых цикла образуют двойное вековое колебание, слабо выраженное в ходе солнечной активности, но хорошо заметное в ходе восстановленного по числам Вольфа индекса солнечной постоянной [10]. На возможную связь с солнечной постоянной указывает и раздвоение максимумов этого индекса в высоких солнечных циклах аналогично разделению в них максимумов амплитуд приливов. Корреляция амплитуды приливов с солнечной постоянной также оказывается более высокой по сравнению с корреляцией с числами Вольфа. Для окончательного доказательства связи интенсивности циркуляции с солнечной постоянной требуются дополнительные исследования, однако уже полученные результаты, несомненно, заслуживают внимания.

Помимо непосредственного анализа межгодовых изменений амплитуд атмосферных приливов в настоящем исследовании была предпринята попытка сопоставления их с некоторыми климатическими характеристиками. Сравнение с вековым ходом температуры воздуха позволило отметить известное сходство в их развитии, особенно заметное в конце XVIII — начале XIX вв. — периоде понижения значений обоих индексов. Укажем, что низкие амплитуды приливов (как и высокие) отнесены Елековым [8] к характеристикам процессов формы С, а средние их значения, близкие к $1,5 \cdot 10^{-2}$ мбар — к характеристикам процессов формы Е. Поэтому амплитуды приливов позволяют судить об изменении не только интенсивности циркуляции, но и фазы планетарной волны, т. е. типа атмосферной циркуляции. Исходя из этих представлений, можно думать, что на границе XVIII и XIX вв. значительное развитие получила форма С. Подтверждением сказанного являются описания типов погод этого периода, помещенные в [12, 13] и других работах. По-видимому, эта форма была развита также в первой половине XVIII в. и на протяжении значительной части XIX в. и во второй половине XX в. Намечаемые дальнейшие исследования помогут более определенно оценить последовательность смены форм циркуляции.

Другим атмосферным явлением, связанным с амплитудой приливов, являются засухи. Б. Б. Елеков [9], сопоставив засухи с изменением амплитуд приливов с 1900 по 1963 г., установил между ними причинно-следственную связь. В 70% рассмотренных им случаев засухи наступали при амплитудах менее $1,5 \cdot 10^{-2}$ мбар, а в 24% случаев — при значениях, больших $1,5 \cdot 10^{-2}$ мбар, т. е. при преимущественном развитии форм Е и С. Используемый в [9] каталог засух представлялся все же недостаточно полным для

окончательных выводов и для прогноза их возникновения в ближайшие 10—15 лет. Был проведен дополнительный анализ, заключающийся в сопоставлении засух на ЕТС с амплитудами приливов в период с 1801 по 1931 г. В качестве показателя засух была рассмотрена урожайность в виде отношения фактических значений к ожидавшимся из работы О. А. Дроздова [5]. Годы низкой урожайности, на 20% и более отличающейся от нормы (1801, 1810, 1833, 1839, 1840, 1841, 1848, 1855, 1859, 1865, 1867, 1875, 1889, 1892, 1901, 1911, 1920, 1921), совпадали с годами минимума амплитуды в 11-летних циклах или с годами, отстоящими от года минимума на 1 год, с вероятностью случайности менее 1%. Следовательно, нет оснований отвергать гипотезу о возникновении засух при развитии процессов форм Е и С.

Гипотеза образований засух под влиянием атмосферных приливов находит подтверждение в результатах дендрохронологических исследований. На подобное влияние указывается в [11]. Трудно, конечно, предположить, чтобы приливообразующие силы непосредственно воздействовали на прирост деревьев. Более достоверным представляется выдвинутое в [11] утверждение о влиянии приливов на прирост через перераспределения баланса общей увлажненности. Такой подход позволил авторам работы [11] дать прогноз засух на ближайшие годы, совпадающий с помещенным в настоящей работе. Это значительно подкрепляет уверенность в правильности прогноза.

Перейдем к анализу частотно-временной структуры амплитуды атмосферных приливов. Выше мы уже касались данного вопроса, отметив вероятное проявление двойного векового, векового 11-летнего, 5,5-летнего и 2—3-летнего колебаний. Однако более строго и надежно циклическая структура может быть исследована с помощью автокорреляционного и спектрального анализов, обладающих высокой разрешающей способностью в оценке циклов колебаний. На коррелограмме заметны все указанные циклы, но наиболее четко выявляется 11-летний цикл, который повторяется свыше 15 раз при значениях коэффициентов автокорреляции, по всей значимости превосходящих 3σ . Отсюда появляется указание не только на высокую статистическую надежность 11-летнего цикла, но и на его абсолютное преобладание над остальными циклами колебаний. Остальные циклы лучше прослеживаются в ходе изменения спектральной функции. Спектрограмма, на которой выделяется 11-летнее колебание, выходящее за границу 99,9%-ного доверительного интервала, позволяет выявить особенности в области проявления 180; 24; 14; 8; 5,5; 2—3-летнего циклов, выходящих за границу 90%-ных доверительных интервалов. Итак, основные частоты солнечной активности и интенсивности атмосферной циркуляции совпали. Это, по-видимому, можно рассматривать как подтверждение известного закона акцентации барического поля, согласно которому солнечная активность воздействует в первую очередь на интенсивность циркуляции, усиливая существующий в данный момент ее тип [2]. Достоверность результата возрастает

благодаря значительной продолжительности использованного для анализа ряда и выполнению в этом ряду условия эргодичности, т. е. общности статистических структур отдельных частей ряда и ряда в целом. Выполнение условия эргодичности проверялось путем расчленения исходного ряда на последовательные 60-летия, для которых рассчитывались автокорреляционные функции. Эти же функции в дальнейшем рассчитывались для всего ряда значений. Оказалось, что частотные структуры частей ряда и ряда в целом близки между собой, т. е. ряд — эргодичен.

Таким образом, проведенное исследование позволило составить вполне определенное представление о межгодовых изменениях амплитуд приливов, характеризующих интенсивность циркуляции.

Перейдем к анализу закономерностей межгодовых изменений типов атмосферной циркуляции, характеризуемых изменением фазы планетарной волны. На основе параболической зависимости между амплитудой приливов и фазой волны Елекоев [8] восстановил изменения фазы с 1900 по 1970 г. и показал их хорошее согласие с ходом числа дней с формой Е. Недостаточная продолжительность полученного в [8] ряда и невозможность вследствие этого судить об изменении фазы в более отдаленном прошлом побудили нас считать межгодовые ее изменения с 1698 по 1976 г. и дать прогноз до 1990 г. Кривая на рис. 26 указывает на ритмический характер этих изменений. Однако чередование ритмов не столь правильно, как в ходе амплитуды приливов, а размах колебаний значительно больше. Кроме того, отсутствует обратная зависимость между числами Вольфа и значениями амплитуды приливов в высокоамплитудных солнечных циклах. В высокоамплитудных солнечных циклах фаза волны также меняется существенно больше, чем в низкоамплитудных. В ее вековом ходе намечаются три вековых ритма, выраженные четче, чем в ходе изменения амплитуды приливов. Они особенно заметны при 23-летнем скользящем осреднении. После применения этого оператора и исключения высоких частот вековые изменения фазы представляются следующими. С конца XVII в. до конца 60-х годов XVIII в. изменения фазы нарастали и достигли высоких значений, а затем постепенно уменьшились; с конца 10-х до конца 90-х годов XIX в. они были незначительны, после чего опять возросли. В конце 10-х годов XX в. значения фазы оказались снова высокими, но средний уровень их изменения был относительно невелик. Только с конца 60-х годов началось уменьшение сдвига фазы, продолжающееся и в настоящее время. Есть основания полагать дальнейшее его уменьшение в течение ближайших 10 лет. Отметим, что полученный ряд значений фазы подтверждает выводы о развитии форм циркуляции, сделанные на основании анализа амплитуды приливов. Обращают на себя внимание относительно небольшие сдвиги фазы в XIX в. Напомним, что в этот период уровень солнечной активности также был понижен и указанная закономерность носит, по-видимому, причинно-следственный характер. Чтобы полнее описать статисти-

ческую структуру изменения фазы, обратимся к результатам автокорреляционного и спектрального анализов. Они, к тому же, помогают еще раз подтвердить близость рассчитанных значений фазы волны к наблюдаемым формам циркуляции и таким путем внести уточнения в сверхдолгосрочный прогноз. Укажем, что ранее частотно-спектральные характеристики фазы не исследовались. Исследованию подвергались числа дней с формами циркуляции. Работы В. И. Егоровой [7], О. А. Дроздова и А. С. Григорьевой [6] и других показали преобладание в многолетних изменениях форм вековых колебаний (и их вторичной 60-летней «гармоники»), а также 22-летних (и их вторичных 14—15-летних и 7—8-летних гармоник), 11-летних, 5,5-летних и 2—3-летних циклов. Причем Егорова разделила форму С на два подтипа с несколько различающимися циклическими структурами, подтвердив тем самым реальность возникновения указанной формы при двух крайних значениях амплитуды приливов. Проведенный анализ показал наличие в спектре изменений фазы частот, близких к частотам изменения числа дней с формой Е, т. е. подтвердил еще раз близость двух рассмотренных индексов.

Отметим только, что абсолютного преобладания 11-летнего цикла в спектре колебаний фазы, как это имело место для амплитуды приливов, не наблюдается. Напротив, основные циклы более равномерно распределены по частотным областям, но являются значимыми, поскольку превышают 95%-ный уровень доверительной вероятности.

Подводя итоги данного исследования, можно сделать следующие выводы.

1. Проанализирована зависимость между изменениями амплитуды атмосферных приливов и фазы планетарных волн, характеризующих интенсивность и тип атмосферной циркуляции, и солнечной активностью для целей восстановления этих характеристик за длительный период времени.

2. По числам Вольфа за период с 1698 по 1976 г. восстановлены межгодовые изменения амплитуды приливов и фазы волны и дан прогноз их дальнейшего хода по прогностическим числам Вольфа до 1990 г.

3. Рассмотрена частотно-временная структура характеристик циркуляции и сделаны заключения относительно преобладающих частот колебаний.

4. Проанализирована зависимость между амплитудой приливов, температурой воздуха и атмосферными засухами.

5. Высказаны некоторые соображения в пользу связи амплитуды атмосферных приливов с вариациями солнечной постоянной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вангенгейм Г. Я. К вопросу типизации и схематизации синоптических процессов.— «Метеорология и гидрология», 1938, № 3, с. 38—58.
2. Визе В. Ю. Колебание солнечной деятельности и ледовитость арктических морей. Доклады юбилейной сессии ААНИИ. М.—Л., Главсевморпути, 1945, 7 с.
3. Витинский Ю. И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л., «Наука», 1973, 258 с.
4. Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л., Гидрометеониздат, 1971, 280 с.
5. Дроздов О. А. Временная структура частоты засух и ее связь с урожайностью.— «Труды ГГО», 1976, вып. 378, с. 53—73.
6. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Многолетние циклические колебания атмосферных осадков на территории СССР. Л., Гидрометеониздат, 1971, 158 с.
7. Егорова В. И. К вопросу о цикличности основных форм атмосферной циркуляции.— «Труды ГГО», 1959, вып. 87, с. 66—85.
8. Елекоев Б. Б. Воздействие солнечной активности на межгодовые изменения атмосферной циркуляции. Л., Изд. ЛГМИ, 1972, 17 с.
9. 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.
10. Любарский А. Н. К вопросу о реальности вариаций солнечной постоянной в связи с долговременными колебаниями климата.— «Труды ГГО», 1975, вып. 354, с. 109—116.
11. Нестеров В. Г. и др. Сверхдолгосрочное прогнозирование природных явлений на биоэкологической основе.— В кн.: Климатология и сверхдолгосрочный прогноз. Труды всесоюзного совещания. Л., Гидрометеониздат, 1977, с. 113—117.
12. Kington J. A. An introduction to an examination of monthly and seasonal extremes in the climatic record of England and Wales using historical daily synoptic weather maps from 1781 onward.— «Weather», 1976, vol. 31, N 3, p. 72—78.
13. Douglas J. H. Climate change: chilling possibilities.— «Sci. News», 1975, vol. 107, N 9, p. 138—140.

Л. И. Борис

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПРОГНОЗЫ ТОЛЩИНЫ КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ ОКЕАНА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ ОСРЕДНЕНИЯ

Для океана в любое время года характерно наличие верхнего квазиоднородного слоя. Знание толщины такого слоя весьма важно для научных и прикладных целей, например, при решении проблемы взаимодействия океана и атмосферы.

В данной статье предложена статистическая модель прогноза толщины квазиоднородного слоя океана для различных временных масштабов осреднения: месяц, сутки и час. В основу модели положен метод оптимального множественного линейного экстраполирования стационарных случайных процессов. Предполагалось, что метод прогноза, основанный на представлении о многофакторности и стационарности природных процессов, каким является метод оптимального экстраполирования, окажется наиболее эффективным. Необходимо отметить, что применение этого метода к прогнозу реальных процессов, большинство из которых имеет квазистационарный и нестационарный характер, как будет показано в данной статье, оправдано выбором оптимальных условий или статистических параметров прогнозирования.

Квазиоднородный слой океана, расположенный на границе между океаном и атмосферой, формируется под влиянием особенно большого числа факторов, которые имеют сложный пространственно-временной спектр, и поэтому его изменчивость можно признать вероятностным процессом. В пользу выбора статистического направления прогнозирования можно привести также положительные результаты прогнозов различных океанологических характеристик, представленных в работах [3—7]. В то же время многие существующие физико-математические модели расчета толщины квазиоднородного слоя океана не могут полностью учесть всех формирующих его факторов, и поэтому в некоторых из них получено только качественное совпадение расчета с физическими представлениями [12] или приведена количественная оценка, но для условий с определенными ограничениями [8, 11]. Авторы указан-

ных статей отмечают необходимость дальнейшего совершенствования предложенных моделей.

В настоящее время из всех существующих методов статистических прогнозов наиболее современным можно признать метод оптимального экстраполирования. В данном исследовании использовано прогностическое уравнение, предложенное в работах [1 и 2]. Оно имеет следующий вид:

$$q_{t+m-1} = k_{m,1} q_{t-1} + k_{m,2} q_{t-2} + \dots + k_{m,n} q_{t-n} = \sum_{\tau=1}^n k_m(\tau) q(t-\tau),$$

где $q_{t-1}, q_{t-2}, \dots, q_{t-n}$ — члены временного ряда макроявления за предшествующие годы наблюдений; q_{t+m-1} — экстраполированный (спрогнозированный) член ряда за заблаговременностью m ; $k_{m,1}, k_{m,2}, \dots, k_{m,n}$ — оптимальные коэффициенты линейного экстраполирования за заблаговременностью T .

Вычисление функции экстраполирования $k_m(\tau)$ произведено в данной работе по методу Гаусса. При этом решению подвергалась система уравнений вида:

$$\begin{aligned} k_1 R_0 + k_2 R_1 + \dots + k_n R_{n-1} &= R_m, \\ k_1 R_1 + k_2 R_0 + \dots + k_n R_{n-2} &= R_{m+1}; \\ &\vdots \\ k_1 R_{n-1} + k_2 R_{n-2} + \dots + k_n R_0 &= R_{m+n-1}, \end{aligned}$$

где R с индексами — коэффициенты корреляции при различных сдвигах корреляционной функции.

Не останавливаясь на теории указанного метода (она подробно изложена во многих работах, в частности в [1 и 2], где автором метод назван динамико-статистическим), отметим, что практическое применение метода способствовало его дальнейшему развитию и совершенствованию, например в предыдущих наших работах [3—7], в которых метод оптимального экстраполирования был распространен не только на макромасштабные процессы [1], но и на мезомасштабные. Это позволили сделать многочисленные результаты спектрального анализа океанологических характеристик, показавшие сложный пространственно-временной спектр океанологических рядов, характерных как для макро-, так и для мезоструктуры океана. Кроме того, на основании удовлетворительных результатов выполненных методических прогнозов океанологических рядов для отдельных горизонтов и с заблаговременностью несколько месяцев, суток и часов была показана возможность выдачи краткосрочных прогнозов океанологических характеристик на отдельных горизонтах деятельного слоя океана. Был предложен также выбор новых оптимальных статистических

параметров экстраполирования, с учетом которых искомыми статистическими параметрами являются расчетный период $N_{\text{опт}}$, число членов предыстории $n_{\text{опт}}$, заблаговременность прогноза m , а также продолжительность действия экстраполирования с оптимальными статистическими параметрами на независимой части ряда. Поскольку большинство реальных процессов, в том числе и формирующих квазиоднородный слой, имеет квазистационарный или нестационарный характер, то, прогнозируя такие процессы по методу оптимального экстраполирования, основанному на представлении о стационарности рядов, необходимо выбирать оптимальные статистические параметры, при которых нестационарность исходных рядов проявлялась бы в наименьшей степени. Поэтому в дополнение к выбору ранее рекомендованной [1] оптимальной предыстории (число членов ряда, привлекаемое в прогностическое уравнение) предлагался выбор оптимальной длины расчетного периода (число членов ряда, используемое для вычисления корреляционной функции) и оптимальной заблаговременности.

В работах [5 и 7] подробно рассмотрена методика выбора предложенных новых оптимальных статистических параметров экстраполирования и подтверждена целесообразность такого выбора. Здесь же только отметим, что критериями оптимальных условий прогнозирования служили последовательность коэффициентов корреляции между фактическими и спрогнозированными членами ряда $R_{q_{\text{ф}} q_{\text{пр}}}$ и последовательность отношений дисперсии ошибок прогноза к дисперсии фактического ряда δ . Эти критерии определялись по зависимым прогнозам (т. е. прогнозам на зависимом материале).

Для прогнозирования толщины квазиоднородного слоя привлекалось шесть рядов:

ряд I — средние месячные значения толщины квазиоднородного слоя в районе судна погоды M (Норвежское море) за период 1949—1953 гг.;

ряд II — средние суточные значения толщины квазиоднородного слоя в районе судна погоды N (Тихий океан) с 4 февраля по 30 марта 1969 г.;

ряд III — средние суточные значения глубины, характеризующей залегание изотермы 17°C на шельфе Северо-Западной Африки;

ряд IV — ежечасные значения толщины изотермического слоя в районе апвеллинга вод на шельфе Северо-Западной Африки с 16 по 18 июня 1969 г.;

ряд V — то же, с 21 по 23 июня 1969 г.;

ряд VI — ежечасные значения глубины, характеризующей залегание термоклина в районе Миссион-Бич (Калифорния) с 6 по 8 августа 1961 г. [9].

Таким образом, используемые для прогноза ряды наблюдений относились к различным районам Мирового океана и имели разные временные масштабы осреднения. Большинство из них (I, II, IV

и V) было составлено из значений толщины квазиоднородного и изотермического слоев. Толщина изотермического слоя определялась с учетом критерия однородности вод — градиента температуры, равного $0,01^\circ\text{C}/\text{м}$. Поскольку до настоящего времени такой критерий не установлен для квазиоднородного слоя, то определение его толщины производилось по графикам вертикального распределения плотности воды. Остальные ряды имели такие особенности: ряд VI включал достаточно точно измеренные глубины расположения термоклина, они были определены прибором «спутник изотермы»; ряд III характеризовал колебания изотермы 17°C (на шельфе Северо-Западной Африки), временная изменчивость которой используется в рыбопромысловых прогнозах. Количество членов в рядах равнялось 40—72, амплитуда колебаний превышала 50 м и достигла 150 м. Исследуемые ряды можно было признать квазистационарными — скользящее среднее для них менялось незначительно (разница составляла не более 4 м).

Статистические прогнозы указанных рядов выполнялись на ЭЦВМ «Раздан-2» в два этапа: выбора оптимального расчетного периода и (после его установления) выдачи независимых прогнозов. Практическое выполнение прогнозирования в два этапа достаточно подробно рассмотрено в работах [2, 4, 5 и 7].

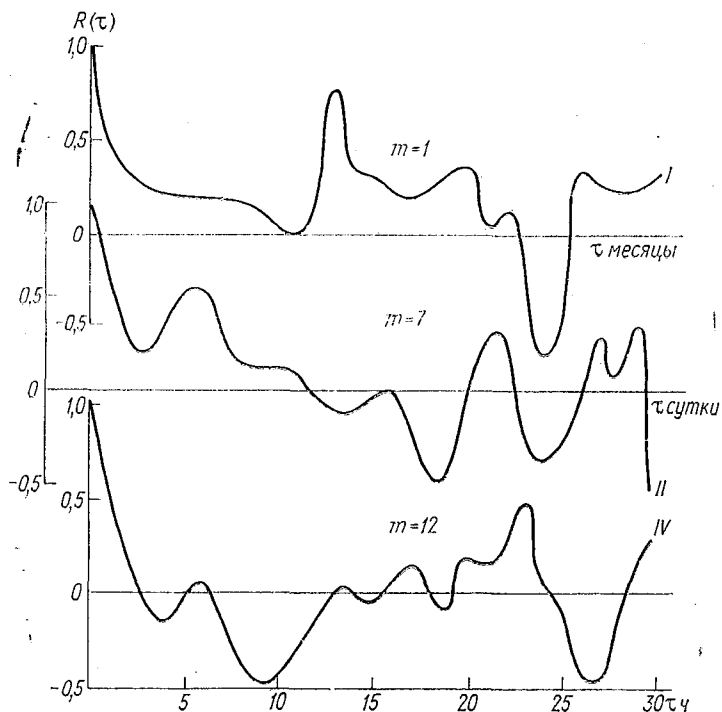


Рис. 1. Корреляционные функции исследуемых рядов I, II и IV.

Оценка независимых прогнозов и оптимальные статистические параметры прогнозирования для шести исследуемых рядов

Характеристика	Ряды											
	I ¹			II			III			IV		
	месяц			сутки			часы			VI		
Заблаговременность	1	6	12	7	1	1	1	6	1	2	5	10
Количество независимых прогнозов	21	10	10	19	5	22	12	8	21	25	25	25
Допустимая ошибка, м	± 13	± 15	± 15	± 17	± 8	± 10	± 10	± 10	± 13	$\pm 1,8$	$\pm 1,8$	$\pm 1,8$
Обеспеченность методических прогнозов, %	81	90	90	79	100	64	57	88	81	80	88	80
Эффективность по сравнению с климатологическим прогнозом, %	14	23	23	43	60	9	28	26	31	25	29	25
Длина оптимального расчетного периода	39	50	50	41	35	38	48	52	35	47	43	38
Длина оптимальной предьсторин (пределы)	11-30	—	—	6-23	2-29	7-30	12-25	9-30	—	1-23	6-25	4-25
											2-21	

¹ Из ряда I был исключен средний многолетний годовод ход.

В целях предварительной оценки успешности прогнозов проведем анализ корреляционных функций. Как видно из рис. 1, они имеют циклический характер, и их отдельные пики характеризуются по модулю большими коэффициентами корреляции ($\pm 0,5$ и более), но полученную цикличность нельзя считать устойчивой. Поэтому из этого анализа можно предположить, что, поскольку корреляционные функции имеют циклический характер, можно ожидать удовлетворительные прогнозы. Но вследствие незначительной устойчивости циклов прогнозы не будут иметь особенно высокую обеспеченность. Рассмотрим, как осуществляется выбор оптимального расчетного периода. Для всех исследуемых рядов, кроме ряда И, коэффициент корреляции между фактическими и спрогнозированными значениями и функция точности экстраполирования сильно менялись в зависимости от длины исходных рядов (рис. 2). Поэтому необходимо было выбрать оптимальный расчетный период. Как видно из табл. 1, его длина составляла 35—52 члена (для ряда II можно было использовать расчетный период любой длины). Напомним, что по рекомендациям в работе [2] исходный ряд или расчетный период должен содержать 50 членов или более, однако данное исследование не подтвердило этот вывод. Далее, для выбранных оптимальных расчетных периодов определялась соответствующая оптимальная предыстория. Пределы изменения ее длины также приведены в таблице. Интересно заметить, что для некоторых прогнозов число слагаемых в приведенном уравнении невелико (1—6), для других же, наоборот, число слагаемых составляет больше половины оптимального расчетного периода (25—30).

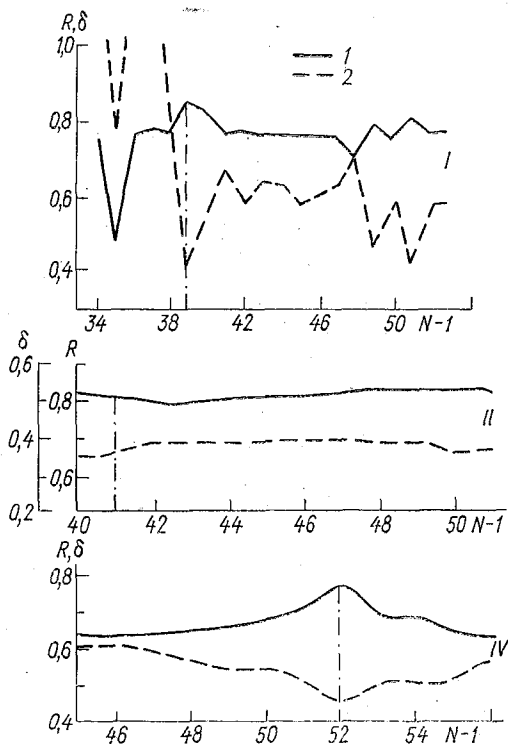


Рис. 2. Графики зависимости коэффициентов корреляции между фактическим и спрогнозированным значениями и функции точности экстраполирования от длины расчетного периода для рядов I, II и IV.

1 — коэффициенты корреляции между фактической и спрогнозированной величинами, 2 — функция точности экстраполирования.

Необходимо указать еще одно оптимальное условие — оптимальную заблаговременность. Например, для рядов IV и VI с увеличением заблаговременности повысилась обеспеченность прогнозов и поэтому для них следовало выявлять оптимальную заблаговременность. Отметим, что при прогнозах с различной заблаговременностью оптимальные статистические параметры, в частности оптимальные расчетные периоды, тоже различны. В данной работе не рассматривалась предельно возможная заблаговременность, поскольку это представляет самостоятельную задачу, к тому же весьма трудоемкую.

В заключение рассмотрения оптимальных статистических параметров следует отметить, что выявленные оптимальные расчетные периоды были распространены на несколько независимых прогнозов — до 25 (т. е. прогнозам подвергалось 25 новых рядов), оптимальная же предыстория определялась заново для каждого прогноза (каждого нового ряда).

Результаты выданных независимых прогнозов приведены в таблице. Оценка их производилась по общепринятым критериям: при прогнозе с заблаговременностью до 2 месяцев по $\pm 0,674\sigma$, от 2 до 6 — по $\pm 0,8\sigma$ и больше 6 месяцев — по $\pm \sigma$ [10]. Среднее квадратическое σ вычислялось из рядов продолжительностью 40—72 члена. Как видно из приведенной таблицы, результаты большинства прогнозов следует признать вполне удовлетворительными: их обеспеченность превышает 80%, а эффективность — 25%.

Анализ данных таблицы еще раз подтверждает, что в зависимости от внутренней структуры рядов не всегда ухудшаются результаты прогнозов с увеличением заблаговременности. Поэтому, как отмечено выше, необходимо выбирать оптимальную заблаговременность, т. е. такую, при которой прогноз имеет наибольшую обеспеченность. Например, для рядов IV и VI она будет равна 12 и 5 ч соответственно.

Проведем на некоторых примерах более детальное сопоставление фактических и спрогнозированных значений. Из рис. 3 видно, что весьма хорошо предсказывается тенденция изменчивости рядов. Как можно было ожидать, при прогнозе наибольших колебаний исследуемых рядов имеются некоторые расхождения, составляющие во времени в основном один шаг. Спрогнозированная максимальная амплитуда обычно занижена. Отмеченные расхождения, по-видимому, связаны и с ошибками в определении толщины квазиоднородных слоев. Это предположение подтверждается результатами прогнозов для ряда VI (см. рис. 3), наблюдения за данными которого выполнены точным прибором, и прогнозы получились успешными. В целом как таблица, так и рис. 3 указывает на удовлетворительные результаты выданных прогнозов. В настоящей работе определялась также толщина квазиоднородного слоя по спрогнозированным значениям температуры и плотности морской воды. При таком подходе тоже получились удовлетворительные результаты.

В заключение отметим, что проведенное исследование доста-

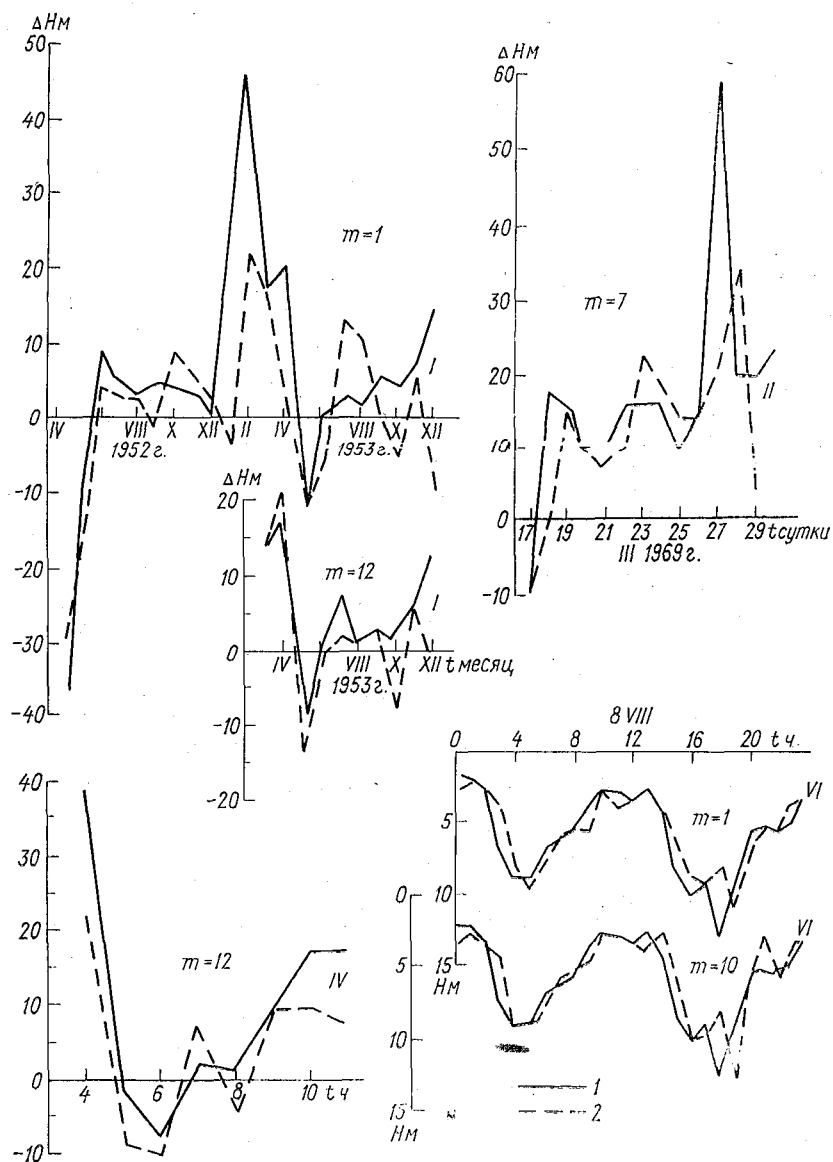


Рис. 3. Сравнение спрогнозированных и фактических значений для рядов I, II, IV и VI.

1 — наблюдение, 2 — прогноз.

точно убедительно доказало возможность и целесообразность применения метода множественного линейного экстраполирования к прогнозам толщины квазиоднородного слоя океана. В работе предложены новые оптимальные статистические параметры экстраполирования и показана их решающая роль в получении успешных прогнозов. Наконец, получена надежная количественная оценка важной океанологической характеристики — толщины квазиоднородного (и изотермического) слоя для различных временных масштабов осреднения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алехин Ю. М. Статистические прогнозы в геофизике. Л., Изд. ЛГУ, 1963, с. 1—85.
2. Алехин Ю. М. Множественное линейное экстраполирование макропроцессов.— «Труды ЛГМИ», 1968, вып. 28, с. 41—59.
3. Борис Л. И., Нерослев Б. Р. Статистические прогнозы термохалинной структуры деятельного слоя океана с большой заблаговременностью.— В кн.: Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты. Обзорная информация. Сер. 9. М., ЦНИИТЭИРХ, 1973, с. 22—24.
4. Борис Л. И. Статистическая модель вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана для различных масштабов осреднения.— «Труды ЛГМИ», 1975, вып. 56, с. 101—114.
5. 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.
6. Борис Л. И. Статистическое прогнозирование придонной температуры воды Баренцева моря.— «Труды ЛГМИ», 1975, вып. 56, с. 142—155.
7. Борис Л. И. Статистические прогнозы крупных аномалий гидрометеорологических характеристик.— «Труды ГГО», 1976, вып. 380, с. 43—55.
8. Калацкий В. И. Двухслойная модель расчета толщины изотермического слоя в океане.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 11, с. 60—68.
9. Кернс Дж., Лафонд Е. Периодические движения термоклина у побережья Южной Калифорнии.— В кн.: Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане. Пер. с англ. Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 40—55.
10. Наставление по службе прогнозов. Раздел. 3, ч. 3, гл. 6. Л., Гидрометеиздат, 1975, с. 46—77.
11. Нестеров Е. С. О прогнозе толщины однородного слоя океана на 3—5 суток.— «Труды ГМЦ», 1975, вып. 161, с. 50—54.
12. Русин И. Н. К вопросу о расчете толщины квазиоднородного слоя океана.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 6, с. 62—69.

Е. П. Борисенков, Л. К. Ефимова

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЕРИСТОЙ ОБЛАЧНОСТИ И АЛЬБЕДО ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ДИНАМИКУ АНТИЦИКЛОНОВ

С динамикой антициклонов связано формирование ряда аномальных условий погоды на больших территориях, поэтому представляется существенным изучение факторов, которые тем или иным образом могут повлиять на антициклоническую циркуляцию. Известно, что антициклонические условия погоды связаны, как правило, с отсутствием облачности. Однако существуют некие внешние факторы, способные изменить это правило. Так, в работах А. А. Дмитриева [1] разработана конденсационная теория влияния солнечной активности на циркуляционные процессы в атмосфере, суть которой заключается в том, что при солнечной активности за счет ионизации в верхней стратосфере может происходить конденсация водяного пара, следствием которой является образование перистой облачности. Кроме того, известны данные, свидетельствующие о том, что выбросы авиации также могут приводить к образованию облачности верхнего яруса, в том числе и в антициклонических условиях [5].

В этой связи представляет интерес произвести теоретическую оценку возможного влияния образовавшейся в результате действия подобных внешних факторов перистой облачности на динамику антициклонов, что и составляет основную задачу данной работы. При этом предполагалось получить альтернативное решение поставленной задачи, т. е. сделать заключение о принципиальной возможности влияния на антициклоническую циркуляцию образовавшихся облаков верхнего яруса. Изучаемый эффект может сочетаться с эффектом обратного влияния на динамику антициклона изменений альбеда подстилающей поверхности, вызванных высушиванием почвы в засушливых условиях, развитию которых способствует антициклоническая циркуляция. Исследование совместного влияния на динамику антициклона вышеуказанных эффектов и составляет вторую задачу данной работы.

Оценка влияния изменений характеристик подстилающей поверхности и перистой облачности на динамику антициклонов в данной работе производилась на базе численных экспериментов.

Как известно, математическое и как один из его подклассов численное моделирование является достаточно эффективным методом климатических исследований для целей испытания гипотез. Подобные математические модели, состоящие из ограниченного числа уравнений и описывающие физические законы, обуславливающие изучаемые явления, упрощаются до такой степени, что поведение определяемых ими характеристик может быть получено либо аналитически, либо численными методами. Несмотря на это, численная модель является в лучшем случае вполне допустимым представлением реальной изучаемой физической системы с ограничениями, которые зависят не только от недостатка знаний физики процессов, но и от технических мощностей для численных расчетов. Иерархия численных моделей, различающихся физическими и математическими принципами, довольно сложна.

В качестве основы для разработки численной модели оценки влияния перистой облачности, а так же характеристик подстилающей поверхности на динамику антициклонов нами была использована математическая формулировка модели, предложенной Чарни [3].

Основные уравнения модели, описывающие изменения баланса длинноволнового излучения F и температуры T , следующие:

$$c_p \rho v h \frac{N^2}{l^2} T_{yy} = (\tau_\infty - \tau) F_\tau; \quad (1)$$

$$F_{\tau\tau} - F = 2\sigma \bar{l}^3 T_\tau. \quad (2)$$

Нижние индексы переменных здесь и в дальнейшем означают дифференцирование по соответствующим координатам, τ — оптическая глубина, σ — постоянная Стефана-Больцмана, N^2 — параметр устойчивости, l — параметр Кориолиса.

Для вывода уравнения (1) используются линейная аппроксимация зонального уравнения движения

$$-l \bar{\rho} v = (\bar{\rho} v)_z; \quad (3)$$

уравнение геострофического зонального ветра выше слоя трения

$$l \bar{\rho} u = -p_x; \quad (4)$$

уравнение гидростатики

$$0 = -p_z - \bar{\rho} g; \quad (5)$$

уравнение термического ветра

$$l u_z = -g \frac{T_y}{\bar{T}}; \quad (6)$$

уравнение неразрывности

$$(\bar{\rho}v)_y + (\bar{\rho}w)_z = 0. \quad (7)$$

Уравнения (3)—(7) записаны в декартовой системе координат с осью x , направленной к востоку, y — к северу, z — вверх, и в предположении постоянства параметра Кориолиса. Черта сверху означает зонально осредненные величины, p — давление, u , v , w — составляющие скорости ветра, ρ — плотность, ν — коэффициент вязкости. Вводя функцию тока ψ , получаем для нее с учетом приведенных выше уравнений следующие выражения:

$$\psi = \int_0^z \bar{\rho} v dz = - \frac{\bar{\rho} \nu \bar{u}_z}{l} = \frac{g \bar{\rho} \nu}{l^2} \frac{T_y}{\bar{T}}; \quad (8)$$

$$\psi_y = \bar{\rho} w = - \frac{g \bar{\rho} \nu}{l^2} \frac{T_{yy}}{\bar{T}}. \quad (9)$$

Линеаризированный I закон термодинамики записывается в виде

$$c_p \frac{N^2}{g} \bar{\rho} w = - \frac{F_z}{\bar{T}}, \quad \text{где } N^2 = \frac{g}{\bar{T}} \left(\bar{T}_z + \frac{q}{c_p} \right). \quad (10)$$

Предполагается, что атмосфера прозрачна для солнечной радиации. И, наконец, перейдя от z к τ и исключив w из (10) при помощи уравнения (9), получаем первое уравнение относительно T и F .

Уравнение (2) для баланса длинноволнового теплового излучения земной поверхности получено при следующем рассмотрении радиационных процессов:

а) поглощение длинноволновой радиации земной поверхностью происходит как поглощение серого тела, коэффициент поглощения $k = \text{const}$;

б) учет рассеяния производится посредством увеличения коэффициента k , $k \rightarrow 1,66 k$;

в) поглощающей субстанцией является водяной пар, плотность которого ρ_w уменьшается экспоненциально с высотой, $\rho_w = \rho_{w0} e^{-z/h}$.

Оптическая глубина вводится посредством следующих соотношений: $d\tau = k \rho_w e^{-z/h} dz$, $\tau = \tau_\infty (1 - e^{-z/h})$, где $\tau_\infty = h k \rho_{w0}$.

Пусть U и G — направленные соответственно вверх и вниз потоки длинноволновой радиации, B — излучение абсолютно черного тела, тогда уравнения переноса радиации следующие:

$$U_\tau = B - U; \quad (11)$$

$$G_\tau = G - B. \quad (12)$$

Из них выводим такие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} F_\tau - F &= 2(B - U); \\ F_\tau + F &= 2(B - G), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

дифференцирование которых по τ с учетом замены недифференцируемой температуры T в выражении для $B = \sigma T^4$ стандартной $\bar{T}(z)$, равной температуре на границах, и дает уравнение (1).

Граничные условия фиксируют температуру, а следовательно, через уравнение (2) и баланс длинноволновой радиации как функцию τ или z на южной и северной границах рассматриваемой области решения, которая полагается равной $T(y_1, z) = T(y_2, z)$. Граничные условия на уровне земли относительно функции $F(\tau, y)$ формируются следующим образом: $F_{|z=0} = (1-A)S$, где A — альбедо подстилающей поверхности, S — поток коротковолнового солнечного излучения. Верхнее граничное условие для $F(\tau, y)$ можно получать из второго уравнения системы (13), полагая $G=0$.

Удобно перейти к безразмерным переменным посредством деления F и T на выражения $(1-A)S$ и $T(\infty)/4\tau_\infty$ соответственно.

Уравнения (1) и (2) в безразмерной форме записываются следующим образом:

$$F_{\xi\xi} - \tau_\infty F = \left(\frac{\bar{T}}{\bar{T}(\infty)} \right)^3 T_\xi; \quad (14)$$

$$v' T_{\eta\eta} = (1 - \xi) F_\xi \quad (15)$$

при справедливости следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}v &= \bar{\rho}_0 v_0 v'; \quad \xi = \tau/\tau_\infty = 1 - e^{-z/h}; \quad y = \lambda\eta; \\ v' &= \frac{1}{2} \{1 + \tanh[10(\xi_1 - \xi)]\} \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} + 0,1; \quad \xi_1 = 0,8, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\lambda^2 = \frac{c_p T(\infty) \bar{\rho}_0 v_0 h}{4(1-A) S \tau_\infty} \frac{N^2}{f^2}$$

есть радиус деформации Россби.

Итак, система уравнений (14), (15) явилась исходной для разработанной нами численной модели оценки возможного влияния перистой облачности на динамику антициклонов.

При разработке этой численной модели прежде всего решалась задача формирования эффективного алгоритма решения исходных уравнений, первое из которых представляет собой уравнение Гельмгольца, а второе — одномерное уравнение Пуассона, причем при фиксированных значениях функции T на границах его решение сводится к задаче Дирихле для одномерного уравнения Пуассона.

При формировании эффективных алгоритмов решения краевых задач математической физики Марчук [1] проводит идею исключения граничных условий, налагаемых в качестве дополнительных связей на решение задачи. В таком подходе, отмечается в [1], заложен глубокий смысл, так как если при решении задач мате-

матической физики разностными методами граничные условия из рассмотрения исключены, то для формирования того или иного вычислительного алгоритма уже не приходится специально заботиться об удовлетворении граничных условий, поскольку они автоматически учитываются в модифицированных разностных уравнениях. Это важно при решении как стационарных, так и нестационарных задач.

Мы произвели такую модификацию системы конечно-разностных аналогов уравнений (14), (15). Матричная форма системы конечно-разностных уравнений (14), модифицированных с учетом граничных условий, в нашей модели имеет следующий вид:

$$AT_k = g. \quad (17)$$

Здесь

$$A = \frac{1}{(\Delta\eta)^2} \begin{vmatrix} 2 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 2 & -1 & \dots & 0 \\ & & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 2 \end{vmatrix}; \quad T_k = \begin{vmatrix} T_{k,1} \\ T_{k,2} \\ \dots \\ T_{k,n} \end{vmatrix}; \quad g = \begin{vmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \dots \\ g_n \end{vmatrix};$$

$$g_j = \begin{cases} f_1 + \frac{T_{\text{гpk}}}{(\Delta\eta)^2} & (j=1) \\ f_j & (j=2, 3, \dots, n-1); \quad f_j \equiv \frac{-F_{k,j} + F_{k-1,j}}{\Delta\xi} \\ f_n + \frac{T_{\text{гpk}}}{(\Delta\eta)^2} & (j=n) \end{cases}$$

Здесь индекс k соответствует изменению функции в направлении вертикальной оси ξ , j — горизонтальной η . Система (17) должна решаться для $1 \leq k \leq m+1$, причем при $k=1$ и $k=m+1$ в правую часть конечно-разностной системы добавляются выражения для $F(\xi, \eta)$, соответствующие значениям этой функции на верхней и нижней границах области решения.

Система конечно-разностных уравнений, модифицированная с учетом граничных условий, соответствующая уравнению (15), в матричной форме имеет следующий вид:

$$BF_j = S, \quad (18)$$

где

$$B = \frac{1}{(\Delta\xi)^2} \begin{vmatrix} [-2 + (\tau_\infty \Delta\xi)^2] & 1 & \dots & 0 \\ 1 & [-2 + (\tau_\infty \Delta\xi)^2] & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & [-2 + (\tau_\infty \Delta\xi)^2] \end{vmatrix},$$

$$F_k = \begin{pmatrix} \bar{F}_{j,1} \\ F_{j,2} \\ \dots \\ F_{j,m} \end{pmatrix};$$

$$S = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \dots \\ S_m \end{pmatrix}; \quad S_k = \begin{cases} p_1 + \frac{F_{\text{rpl}z=0}}{(\Delta\xi)^2} \\ p_2 \\ \dots \\ p_m + \frac{F_{\text{rpl}z=\infty}}{(\Delta\xi)^2} \end{cases}; \quad p_k = \left(\frac{\bar{T}(\xi)}{\bar{T}(\infty)} \right) \frac{T_{k+1,j} - T_{k,j}}{\Delta\xi}.$$

Данная система решается n раз для всех точек сетки по $1 \leq j \leq m$.

Модифицированные системы (17), (18) конечно-разностных уравнений, в которых автоматически учитываются граничные условия, решались нами методом матричной факторизации. Предварительно мы произвели проверку условий для выполнения счетной устойчивости при решении системы (17), (18) этим методом. Проверка условий счетной устойчивости при решении системы уравнений вида

$$a_k \varphi_k - b_k \varphi_k + c_k \varphi_{k+1} = f_k, \quad k = 1, 2, \dots, n,$$

где $a_1 = c_n = 0$ сводится, как известно [1], к проверке следующих неравенств:

$$a_k > 0, \quad b_k > 0, \quad a_k + c_k \leq b_k.$$

Для систем (17) и (18) эти условия выполняются и, таким образом, применение в нашей численной модели метода матричной факторизации вполне надежно и эффективно обеспечивает каждой из модифицированных разностных уравнений модели.

Схема же их совместного решения, применяемая в нашей модели, такова. На первом этапе задаем функцию $T(\xi, \eta)$ во всей области решения, т. е. во всех узлах применяемой прямоугольной сетки, и, решая систему (18) методом матричной факторизации, находим функцию $F(\xi, \eta)$ в той же области решения. Далее полученные на первом этапе значения $F(\xi, \eta)$ подставляем в правую часть системы (17), которую затем также решаем методом матричной факторизации, в результате чего получаем на втором этапе решение системы относительно функций $T(\xi, \eta)$, которое в свою очередь используем для формирования правых частей системы (18), с которыми она решается на третьем этапе относительно

функции $F(\xi, \eta)$, и т. д. Подобный процесс последовательного решения систем (17) и (18) продолжается до тех пор, пока абсолютное значение наибольших отклонений, соответствующих значениям функции $T(\xi, \eta)$, полученным на предыдущем и последующем этапе решения, не будет меньше наперед заданного значения ΔT . При наших расчетах таким критерием сходимости была величина $\Delta T = 0,05^\circ \text{C}$.

Разработанный таким образом алгоритм решения системы конечно-разностных уравнений (17) и (18), представляющих конечно-разностные аналоги исходных уравнений модели (14), (15) с соответствующими граничными условиями, был реализован на ФОРТРАНе. Вычисления производились на ЭВМ БЭСМ-6. Составленная программа предусматривает расчет функций $T(\xi, \eta)$ отклонений температуры от неких средних значений (фона), равных значениям температуры, задаваемым на границе области решений. Рассчитываются также массовая функция тока $\psi(\xi, \eta)$, определяемая уравнением (8), и важная с точки зрения критериев развития или разрушения антициклонов вертикальная составляющая скорости $w(\xi, \eta)$ согласно соотношению (9).

Первая серия численных экспериментов с этой моделью была посвящена выяснению характера влияния подстилающей поверхности на динамику антициклонов. Эти расчеты сходны с теми, которые проводились в [3], и поэтому мы не будем подробно останавливаться на них. Заметим только, что мы моделировали эффект влияния изменения альбеда подстилающей поверхности для условий, сложившихся в Поволжье в середине августа 1972 г., когда в этом районе, как известно, наблюдались аномально засушливые условия, ассоциируемые с обширным антициклоном. Результаты расчетов, проведенных при граничных условиях температуры, наблюдавшейся в описанной выше ситуации, находятся в качественном соответствии с результатами, полученными в [3] при других граничных условиях по температуре, характерных для области Сахары. Мы также получим, что увеличение альбеда подстилающей поверхности приводит к увеличению нисходящих вертикальных скоростей в интервале высот 800 мбар и выше и к уменьшению восходящих токов в самом нижнем слое атмосферы (рис. 1 и 2). Следовательно, увеличение отражающих свойств подстилающей поверхности способствует усилению антициклонических условий погоды, в то время как уменьшение альбеда способствует уменьшению отрицательных вертикальных скоростей и усилению восходящих движений и тем самым ослаблению антициклонической циркуляции.

Моделирование эффекта влияния перистой облачности на динамику антициклонов проводилось следующим образом. Наличие облаков верхнего яруса учитывалось в модели посредством изменения значений баланса длинноволнового теплового излучения у земной поверхности и на верхней границе атмосферы.

Как известно, облачность сильно меняет распределение и величину баланса длинноволнового излучения. Особенно сильный эф-

фekt подобного рода характерен для облаков нижнего и среднего яруса. Тем не менее и для перистой облачности — облачности верхнего яруса, эффект перераспределения и изменения потоков длинноволнового излучения также вполне четко проявляется. Для примера сошлемся на работу [4], в которой изучаются радиационные эффекты перистых облаков.

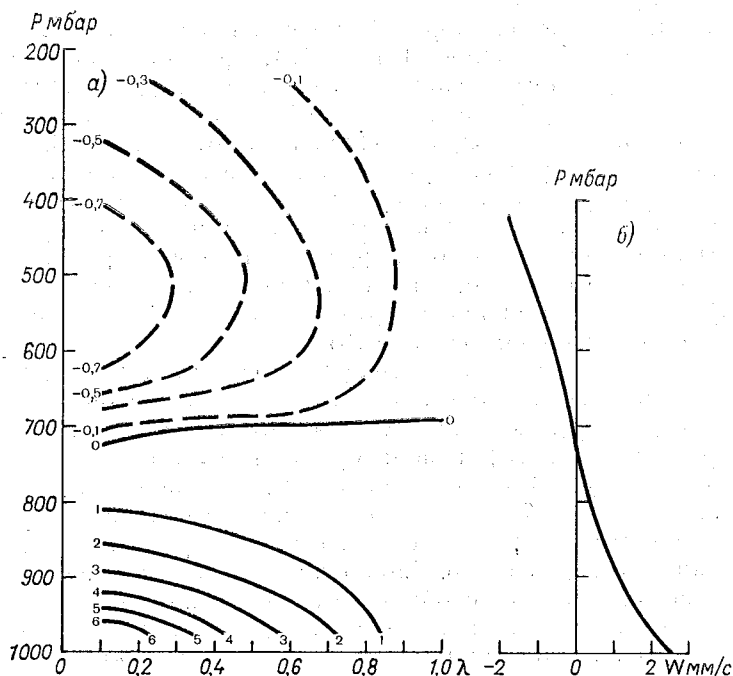


Рис. 1. Массовая функция тока $\psi(a)$ и профиль вертикальной скорости $w(b)$ для ситуации отсутствия перистой облачности при $AL=0,14$.

Так как в рассматриваемой численной схеме посредством решения краевой задачи моделируется изменение баланса длинноволновой радиации $F(\xi, \eta)$ с учетом связи его с полем температуры, то оценить эффект наличия перистой облачности в изучаемой системе можно путем изменения граничных условий для $F(\xi, \eta)$, задаваемых на уровне земли и на верхней границе атмосферы. Качественно эффект влияния перистой облачности состоит в уменьшении абсолютных значений баланса длинноволнового излучения на границах, при этом строгие количественные оценки изменения $F(\xi, \eta)$ на границах области решений, вызываемых перистой облачностью, можно получить лишь при точном знании радиационных свойств образовавшейся облачности.

Для того чтобы дать альтернативный ответ на сформулированную в настоящей работе задачу оценки эффекта влияния перис-

той облачности на динамику антициклонов, мы не проводили детальных расчетов радиационных изменений $F(\xi, \eta)$, вызываемых этой облачностью на границах, а промоделировали изучаемый эффект для широкого диапазона обусловленных перистой облачностью возможных изменений баланса длинноволновой радиации на границах области решения.

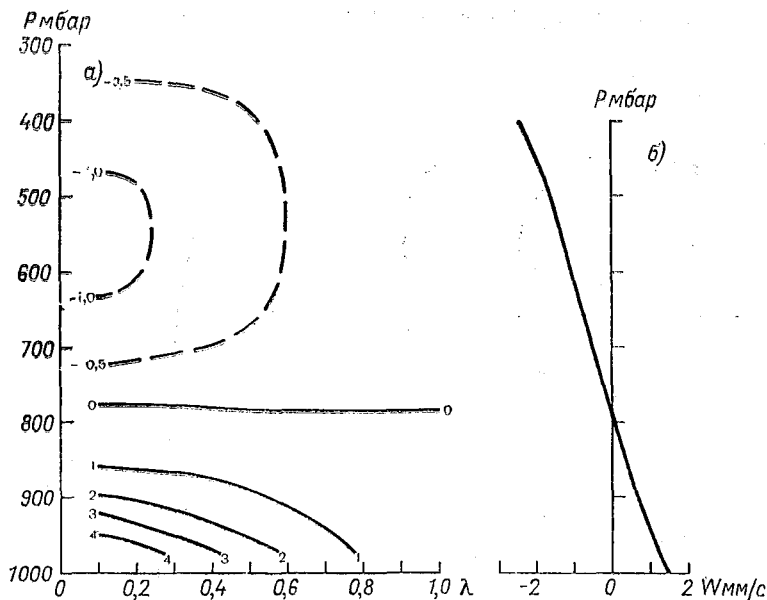


Рис. 2. Массовая функция тока ψ (а) и профиль вертикальной скорости ω (б) для ситуации отсутствия перистой облачности при $AL=0,30$

Примеры результатов этих численных экспериментов приводятся на рис. 2 и 3. На рис. 2а и 3а содержится информация о рассчитанных значениях массовой функции тока ψ , на рис. 2б и 3б — профили вертикальных скоростей ω , определяемых согласно уравнениям модели (8) и (9) через рассчитанные отклонения $T-\bar{T}$, т. е. представляющие собой поля возмущений относительно средней циркуляции. На рис. 2 приводятся значения ψ и ω , соответствующие ситуации отсутствия перистой облачности и при $AL=0,30$. На рис. 3 даны значения тех же величин, полученные в результате моделирования эффекта наличия перистой облачности и при том же альбедо подстилающей поверхности. При этом эффект изменения перистой облачностью баланса длинноволнового излучения задавался близким к описанному в [4].

Что касается моделируемого эффекта влияния перистой облачности на динамику антициклона, то данные численных экспериментов свидетельствуют о том, что перистая облачность посред-

ством изменения баланса длинноволнового излучения через перестройку поля температуры способствует изменению функции тока (рис. 3а) и вертикальной скорости таким образом, что скорости нисходящих движений в антициклоне уменьшаются (рис. 2б). Причем тенденция к уменьшению значений вертикальных скоростей проявляется тем сильнее, чем большими становятся изменения значений баланса длинноволнового излучения, вызываемые облачностью. Значения функции тока также уменьшаются.

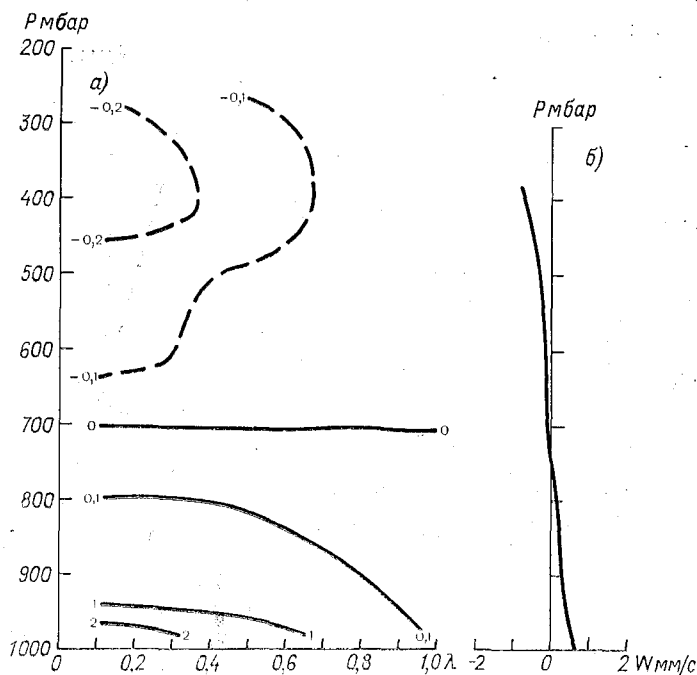


Рис. 3. Массовая функция тока ψ (а) и профиль вертикальной скорости w (б) с учетом наличия перистой облачности при $AL=0,30$

Как известно, уменьшение скорости нисходящих потоков является одним из критериев, хотя и разумеется, не единственным, ослабления антициклона. Таким образом, данные проведенных нами численных экспериментов дают основание заключить, что образовавшаяся под влиянием внешних факторов перистая облачность будет способствовать уменьшению скорости нисходящих движений и тем самым стимулировать ослабление антициклонической циркуляции (или разрушение). Как отмечалось выше, эффект изменения альбеда подстилающей поверхности при уменьшении альбеда действует в том же направлении. Следовательно, если процесс образования перистых облаков сочетается с процессом уменьшения альбеда подстилающей поверхности, что соответствует ситуа-

ции, когда уменьшается высыхание почвы и растительности, то эффект ослабления антициклонической циркуляции, вызванный совместными действиями обоих изучаемых факторов, будет возрастать. В условиях увеличения отражающих свойств подстилающей поверхности эффект влияния перистой облачности, выражающийся в уменьшении скорости нисходящих движений, будет в значительной мере компенсироваться эффектом усиления нисходящих движений в антициклоне, вызванных увеличением альбеда. Суммарный эффект в этом случае будет зависеть от интенсивности протекающих в противоположных направлениях процессов изменения скорости нисходящих потоков, что, в конечном счете, зависит от количественных характеристик изменения альбеда подстилающей поверхности и от количественных радиационных и пространственных характеристик образовавшейся перистой облачности. Такие выводы можно получить в рамках нашей численной модели. Разумеется, вследствие ограничений, вызываемых физической формулировкой модели, данные выводы надо воспринимать как выявленную тенденцию проявления эффектов влияния перистой облачности и альбеда подстилающей поверхности на динамику антициклона, т. е. как качественный, альтернативный ответ на сформулированную задачу.

Для более детального решения этой проблемы необходимо рассмотреть физически более полную постановку задачи с тем, чтобы рассчитать возможные изменения, например, такого важного критерия развития или ослабления антициклонической циркуляции, как градиент давления.

Что касается изложенной здесь численной модели, то ее возможности не исчерпываются теми численными экспериментами, результаты которых нашли отражение в этой статье. В рамках рассмотренной модели существует возможность более детального изучения эффекта влияния перистой облачности путем учета ее пространственного распределения, а также снятием ограничений, налагаемых на описание прохождения потока коротковолновой солнечной радиации. Существенным является также получение более точных радиационных характеристик образующейся под влиянием внешних факторов перистой облачности, получаемых экспериментально или теоретически.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. Новосибирск, «Наука», 1973.
2. Рубашев Б. М. Проблема солнечной активности. М., «Наука», 1964.
3. Charney J. G. Dynamics of desert and drought in Sahel.— "Quart. J. Roy. Met. Soc." 1975, vol. 101, p. 193—202.
4. Fleming J. R., Stephen Cox K. Radiative effects of Cirrus cloud.— "J. Atm. Sci.", 1974, vol. 31, p. 182—188.
5. The physical basis of climate and climate modelling." GARP Publ. Ser.", 1975, N 16.

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Р. Ракипова. К вопросу о возможности 11-летней цикличности в вариациях стратосферной циркуляции и температуры	3
О. Н. Вишнякова. Параметризация озонного нагрева атмосферы	10
Л. Р. Ракипова, О. Н. Вишнякова. Влияние вертикальных движений на концентрацию озона	14
<u>А. А. Ефимов</u> . Об одном способе устранения трукнационной ошибки	20
Л. Р. Ракипова, Л. К. Ефимова, <u>А. А. Ефимов</u> , И. В. Котляр. Энергетика стратосферного потепления 1963 г.	29
Л. Р. Ракипова, И. В. Котляр, Л. К. Ефимова. Анализ энергетических характеристик различных фаз потепления в феврале 1966 г.	48
Л. К. Ефимова, И. В. Котляр. Пространственное распределение генерации макротурбулентной кинетической энергии в стратосфере северного полушария, рассчитанное по климатическим данным	59
А. В. Цветков. Об электродинамическом механизме нагрева слоя стратосферы во время геомагнитных суббурь	66
А. В. Цветков. Связь между всплесками излучения в линии He II (304Å) и возмущениями в магнитном поле Земли	69
В. М. Михель. Особенности строения Солнечной системы, геофизические и другие следствия, связанные с законом планетных расстояний	74
А. Н. Любарский. Межгодовые изменения интенсивности и типа атмосферной циркуляции за последние три столетия	83
Л. И. Борис. Статистические прогнозы толщины квазиоднородного слоя океана для различных масштабов осреднения	92
Е. П. Борисенков, Л. К. Ефимова. Теоретическая оценка влияния перистой облачности и альбеда подстилающей поверхности на динамику антициклонов	101

Труды ГГО, вып. 407

ДИНАМИКА ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНО-АТМОСФЕРНЫЕ СВЯЗИ

Редактор *Л. В. Царькова*. Технический редактор *Л. М. Шишкова*. Корректор *Н. В. Жликина*.

ИБ № 914

Сдано в набор 28.02.78 г. Подписано в печать 24.07.78 г. М-09576. Формат 60×90^{1/16}, бумага тип. № 1. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 7,5. Уч. пзд. л. 7,72. Тираж 600 экз. Индекс МЛ-162. Заказ 1069. Цена 55 коп.

Гидрометеониздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Типография им. Анохина
Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
Совета Министров Карельской АССР
Петрозаводск, ул. «Правды», 4.

