

И.И. Ипполитов, М.В. Кабанов, С.В. Логинов

## Применение вейвлет-преобразования для анализа межгодовых колебаний приземной температуры воздуха в Томске и солнечной активности

Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 23.02.2001 г.

На примере ряда среднегодовых температур для Томска за 1881–1998 гг. выполнен анализ скрытых периодичностей в межгодовых изменениях температуры. Для анализа использовались методы вейвлет-преобразования и преобразования Фурье. Спектр мощности  $|W_k(s)|^2$  рядов наблюдений по приземной температуре выявил периодические структуры масштабов 2–3; 7–10; 12–25; 30–50 лет. Наименьший масштаб 2–3 года отнесен к квазидвухлетнему циклу. Выполнен вейвлет-анализ ряда чисел Вольфа за 1700–1998 гг. и критических частот слоя F2 ионосферы за 1936–1998 гг. Корреляционный анализ показал наличие значимой корреляции только между 22-летним циклом чисел Вольфа и колебаниями температуры в масштабах 12–25 лет. Отмечена квазипериодическая структура в масштабах 30–50 лет, испытывающая в течение XX в. перестройку к меньшим масштабам. Отмечается интервал времени между 1940–1960 гг., в течение которого произошел значимый рост солнечной активности. Сделано предположение, что этот рост мог привести к изменению режима циркуляции атмосферы, закончившемуся к концу 70-х гг., и связанному с этим изменению в температурном режиме.

### Введение

Наблюдаемые климато-экологические изменения под воздействием одновременно природных и антропогенных факторов имеют сложный пространственно-временной характер. Поэтому выявление закономерностей таких изменений сопряжено не только с необходимостью непрерывного совершенствования методологии их мониторинга, но и с постоянным поиском более эффективных методов анализа результатов мониторинга по различным климато-экологическим параметрам [1].

При анализе и интерпретации результатов климато-экологического мониторинга приземная температура воздуха является одним из ключевых параметров атмосферы в силу ряда обстоятельств. Во-первых, этот параметр в континентальных условиях очень тесно коррелирует с температурой земной поверхности и, следовательно, характеризует в соответствии с законом Стефана – Больцмана потоки длинноволнового оптического излучения, являющиеся определяющей составной частью радиационного баланса в приземном слое. Во-вторых, этот параметр является важнейшей климатической характеристикой, обобщающей результаты многих атмосферных (через изменчивые параметры влажности, ветра и т.д.) и экосистемных (через изменчивый коэффициент излучательной способности) процессов. В-третьих, многолетние однородные ряды инструментальных наблюдений по температуре являются самыми длинными и репрезентативными для статистической обработки.

При исследовании долговременной изменчивости рядов приземной температуры воздуха обычно используют ряды среднемесячных температур за длительный период наблюдений. При этом обеспечивается исключение изменчивости температуры, связанной с синоптическим масштабом. Далее с помощью различных процедур статистической обработки из исходного ряда выделяют-

ся составляющие долговременного тренда и сезонного хода [2]. Оставшийся ряд описывает аномалии температуры, обусловленные колебаниями амплитуды и фазы в сезонном ходе и межгодовой изменчивости. Изменения температуры формируются под действием естественных и антропогенных климатообразующих факторов, которые принято разделять на внешние и внутренние по отношению к климатической системе [3–6].

Наиболее часто для исследования скрытых периодичностей в температурных рядах используется спектральный анализ, основанный на преобразовании Фурье либо на методе максимальной энтропии [7]. При всех несомненных достоинствах метода преобразования Фурье он обладает и определенными недостатками: анализирующие функции (гармоники) этого метода покрывают всю временную ось, поэтому с его помощью может быть получена информация о характерных частотах и интенсивностях для исследуемого процесса, но не о временной локализации и характерных масштабах скрытых периодичностей. Эти недостатки могут быть устранены с использованием вейвлет-преобразования [8], проектирующего одномерный сигнал на плоскость время – частота и позволяющего проследить изменение во времени спектральных свойств сигнала.

Ниже исследуются с помощью вейвлет-преобразования и преобразования Фурье ряды приземной температуры ( $\bar{T}$ ) в г. Томске за период 1881–1998 гг. Параллельно анализу были подвергнуты ряды среднегодовых чисел Вольфа ( $\bar{W}$ ) и среднегодовых критических частот слоя F2 ( $f_0F2$ ) в ионосфере Земли. Наряду с выделением общих периодичностей в рядах этих величин определялись соответствующие нормированные коэффициенты взаимной корреляции  $R_{XY}$ , по которым можно судить о статистической связи соответствующих рядов наблюдений.

# 1. Метод вейвлет-преобразования временных рядов

В основе метода лежат вейвлет-преобразования и процедуры анализа, позволяющие выявлять тонкую структуру временного ряда. Вейвлет-преобразование одномерного сигнала состоит в его разложении по базису, сконструированному из обладающей определенными свойствами солитоноподобной функции (вейвлета) посредством масштабных изменений  $s$  и сдвигов  $k$ . Каждая функция базиса характеризует как определенную пространственную (временную) частоту, так и ее локализацию в пространстве (времени). Формально непрерывное вейвлет-преобразование дискретного ряда  $X_n$  с постоянным расстоянием между соседними измерениями  $\delta t$  можно записать как свертку этого ряда с вейвлет-функцией  $\psi$  [9]:

$$W_k(s) = \sum_n X_n \psi^* \left[ \frac{(k-n) \delta t}{s} \right],$$

или  $W_k(s) = \sum_n \hat{X}_n \hat{\psi}^* (s \omega_n) e^{i\omega_n k}$ , (1)

где

$$\hat{\psi} (s \omega_n) = \left( \frac{2\pi s}{\delta t} \right)^{1/2} \hat{\psi}_0 [s \omega_n]; \quad \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}_0(\omega)|^2 d\omega = 1;$$

знак (\*) обозначает комплексное сопряжение; знак (^) обозначает Фурье-образ;  $\psi_0$  – базисная вейвлет-функция;  $N$  – количество точек в ряду.

При построении картины плотности энергии  $W_k(s)$  вейвлет-преобразования временного ряда  $X_n$  в качестве базисной вейвлет-функции нами использовался вейвлет Морле, хорошо локализованный во временном и в частотном пространствах [8]:

$$\psi_0(t) = e^{is_0 t} e^{(-t^2/2)},$$

где увеличение  $s_0$  приводит к увеличению разрешения в частотной области за счет ухудшения пространственного разрешения.

Использование вейвлет-преобразования, в отличие от Фурье-преобразования, обеспечивает двумерную свертку исследуемого одномерного сигнала, при этом частота и смещение рассматриваются как независимые координаты. Вейвлет-преобразование способно выявить положение особенностей исследуемой функции. Так, например, коэффициенты вейвлет-преобразования гладкой функции малы и резко возрастают при появлении особенности, обозначая ее расположение линиями локальных экстремумов. Обратное вейвлет-преобразование записывается как

$$X_n = \frac{\delta j \delta t^{1/2}}{C_\delta \psi_0(0)} \sum_{j=0}^J \frac{\Re \{W_n(s_j)\}}{s_j^{1/2}},$$

где  $C_\delta$  – нормирующий множитель, вытекающий из реконструкции  $\delta$ -функции;  $\delta_j$  – шаг изменения степени 2 (предполагается, что шкала изменяется по степенному закону).

Энергия спектра вейвлет-преобразований связана с дисперсией  $\sigma^2$  выражением, аналогичным теореме Парсеваля, и записывается как

$$\sigma^2 = \frac{\delta j \delta t^{1/2}}{C_\delta N} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{j=0}^J \frac{|W_n(s_j)|^2}{s_j},$$

а доверительный интервал определяется как вероятность того, что истинный вейвлет-спектр при заданных смещении  $k$  и шкале  $s$  находится внутри интервала с оцененным вейвлет-спектром мощности [9]:

$$\frac{2}{\chi_2^2(p/2)} |W_k(s)|^2 \leq |W_k(s)|^2 \leq \frac{2}{\chi_2^2(1-p/2)} |W_k(s)|^2, \quad (2)$$

где  $|W_k(s)|^2$  – истинный вейвлет-спектр;  $p$  – уровень значимости ( $p = 0,05$  для 95%-го доверительного интервала);  $\chi_2^2(p/2)$  – распределение «хи-квадрат» с  $\nu$  степенями свободы.

Усреднение по одной из координат позволяет получать ряд интересных оценок. Одной из таких оценок является *временно-усредненный спектр мощности*

$$\overline{W_n^2(s)} = \frac{1}{\Delta n} \sum_{k=n_1}^{n_2} |W_k(s)|^2,$$

где  $\Delta n = n_2 - n_1 + 1$  – число точек усреднения. Предельным случаем при этом является усреднение по всему диапазону  $n$ , а получаемая функция, называемая «глобальным» или «интегральным» вейвлет-спектром, и представляет собой сглаженный Фурье-спектр:

$$\overline{W^2(s)} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^N |W_k(s)|^2. \quad (3)$$

Так как усреднение проводится по всему интервалу  $n$ , то благодаря этому увеличивается число степеней свободы, следовательно, уменьшается доверительный интервал и тем самым увеличивается значимость пиков в вейвлет-спектре.

Другой оценкой является *шкально-усредненный спектр*, для которого взвешенная сумма вейвлет-спектра мощности от шкалы  $s_1$  до шкалы  $s_2$  записывается в виде

$$\overline{W_k^2(s)} = \frac{\delta j \delta t}{C_\delta} \sum_{j=j_1}^{j_2} \frac{|W_k(s_j)|^2}{s_j}. \quad (4)$$

Шкально-усредненные вейвлет-спектры позволяют определять модуляцию одного временного ряда другим рядом или одной отобранной частоты/шкалы другой частотой/шкалой как между различными рядами, так и внутри одного и того же ряда. Примеры анализа временных рядов индексов колебания Эль-Ниньо с использованием шкально-усредненных вейвлет-спектров приведены в [8, 9].

Проверка значимости полученных значений вейвлет-спектра мощности показала, что верхняя граница доверительного интервала «белого» шума при доверительной вероятности 95% равна 3. «Красный» шум моделировался процессом авторегрессии первого рода  $X_n = 0,7X_{n-1} + Z_n$ , где  $X_0 = 0$ ,  $Z_n$  – «белый» шум. Верхняя граница доверительного интервала «красного» шума при доверительной вероятности 95% в районе масштабов более 100 лет составила 19 единиц, что в несколько раз меньше значений в области

пиков плотности энергии. Для масштабов менее 65 лет шумовая составляющая определяется «белым» шумом. Границы доверительной вероятности рассчитанной плотности энергии составляют соответственно  $0,33 |W_k(s)|^2$  и  $19,5 |W_k(s)|^2$ . Таким образом, значения локальных максимумов даже для масштабов 8–16 лет являются значимыми.

## 2. Вейвлет-анализ временных рядов температуры

На рис. 1 приведены ряд среднегодовых температур для г. Томска за период 1881–1998 гг. (рис. 1,а) и картина спектра мощности  $|W_k(s)|^2$  вейвлет-преобразования этого ряда (рис. 1,б). На оси абсцисс отложены смещения  $k$ , на оси ординат – шкальная переменная  $s$ . Для вейвлета Морле значения  $s$  равны периоду Фурье. Стрелками на рис. 1,б показаны положения максимумов чисел Вольфа для данного временного интервала. Анализ спектра мощности вейвлет-преобразований позволяет выявить квазипериодические структуры нескольких временных масштабов: 2–3 года; 7–10; 12–25; 30–50 лет. Кроме того, имеется не показанная на рис. 1,б периодичность 120–150 лет.

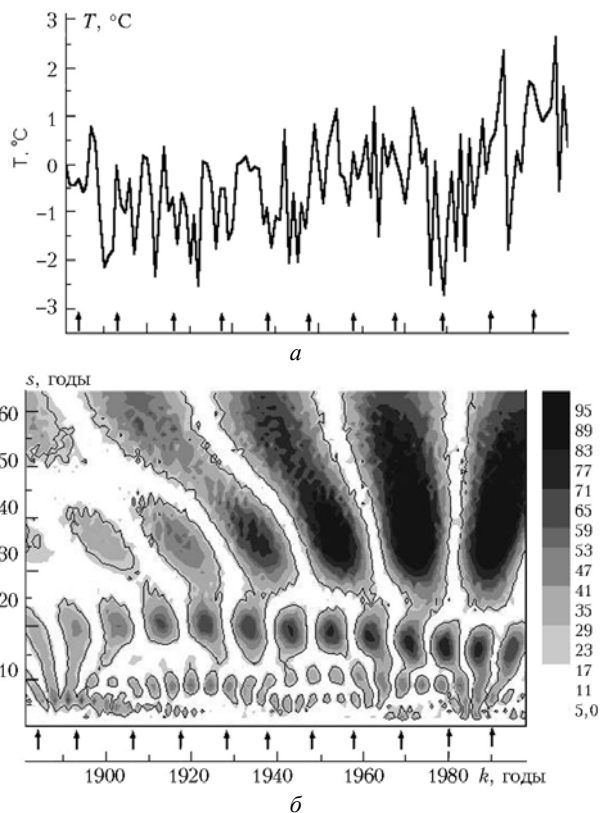


Рис. 1. Ряд среднегодовых температур для города Томска (а); спектр мощности вейвлет-преобразования (б). Стрелками указаны максимумы чисел Вольфа в 11-летнем цикле

Результат применения к исходному ряду температур быстрого преобразования Фурье показал, что указанным выше структурам соответствуют отдельные максимумы либо группы максимумов в Фурье-спектре. Полученная картина спектра мощности вейвлет-преобразований находится в качественном согласии с результатами работы [10], авторы которой выполнили вейвлет-анализ ряда среднего-

довых температур для центральной Англии за период 1659–1996 гг. Они установили наличие в этом ряду периодичностей с масштабами вблизи 7, 14, 23, 39, 65 и 100 лет. Отметим также, что спектральный анализ средних месячных температур для центральной Англии установил [11] наличие достаточно сильных спектральных пиков, соответствующих 2,1; 3,1; 5,1; 14,5; 23 и 76 годам.

Для выяснения картины высокочастотных периодичностей, слабо проявляющихся при анализе ряда среднемесячных температур, нами было выполнено вейвлет-преобразование ряда аномалий среднегодовых температур за период 1875–2000 гг. и затем вычислен интегральный спектр мощности по формуле (3) (рис. 2).

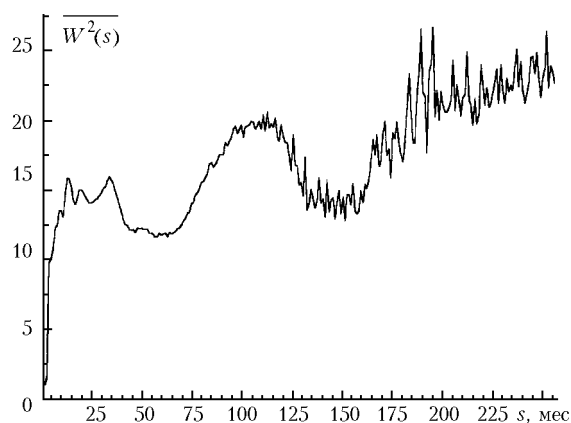


Рис. 2. Интегральный спектр мощности вейвлет-преобразования ряда аномалий среднемесячных температур за период 1875–2000 гг.

Видно, что периодичности в масштабе 2–3 года формируются исключительно аномалиями среднемесячных температур, которые также дают вклад в формирование периодичностей с масштабом 7–10 лет. Колебания в масштабах 1,5–2 года чаще всего объединяются термином «квазидвухлетний цикл». Этот цикл присутствует в колебаниях зональных ветров и температур и проявляется наиболее четко в нижней стратосфере в тропиках. Механизм квазидвухлетнего цикла в настоящее время окончательно не выяснен, хотя наиболее часто в качестве такового рассматривается захват на верхних уровнях распространяющейся вверх энергии горизонтальных вихрей синоптического или несколько большего масштаба и распространения этой энергии через резонансные механизмы, заложенные в структуре атмосферы и океана [12].

Масштаб 7–10 лет, как это следует из рис. 1,б, не носит четко выраженного периодического характера. Интенсивные пики, отвечающие периодам потепления, отмечаются в конце 19-го столетия, в 20–40-х гг. 20-го столетия и после 1960 г. Делались многочисленные попытки связать периодичность этого масштаба с 11-летним циклом солнечной активности [13]. Спектральный анализ длительных рядов наблюдений показал, что на кривой спектральной мощности средних годовых значений чисел Вольфа имеются максимумы, отвечающие 5,5; 8,1; 9,7; 11,2; 100; 180 годам. Главным из этих максимумов является 11-летний, причем его связь с колебаниями температуры, по данным различных авторов, является противоречивой. Для различных станций наблюдения была обнаружена как положительная, так и отрицательная корреляция с коэффициентами, изменяющи-

мися в диапазоне 0,27–0,58 [13]. Типичным является нарушение корреляции, включая смену знака коэффициента.

### 3. Вейвлет-анализ временных рядов солнечной активности

Ряд среднегодовых чисел Вольфа для периода 1700–1998 гг. и распределение спектральной мощности вейвлет-преобразования этого ряда приведены на рис. 3 (стрелками показаны положения 11-летних максимумов). Как видно из рисунка, отчетливо выделяются интенсивные пики в 1750–1800; 1850–1900 гг. и после 1950 г. При этом 22-летний хейловский цикл выражен слабо. До конца XIX в. имеет место периодичность с масштабом 40–60 лет, которая затем исчезает и трансформируется после 1950 г. в периодичность с масштабами 30–40 лет с одновременным усилением активности в 11-летнем цикле.

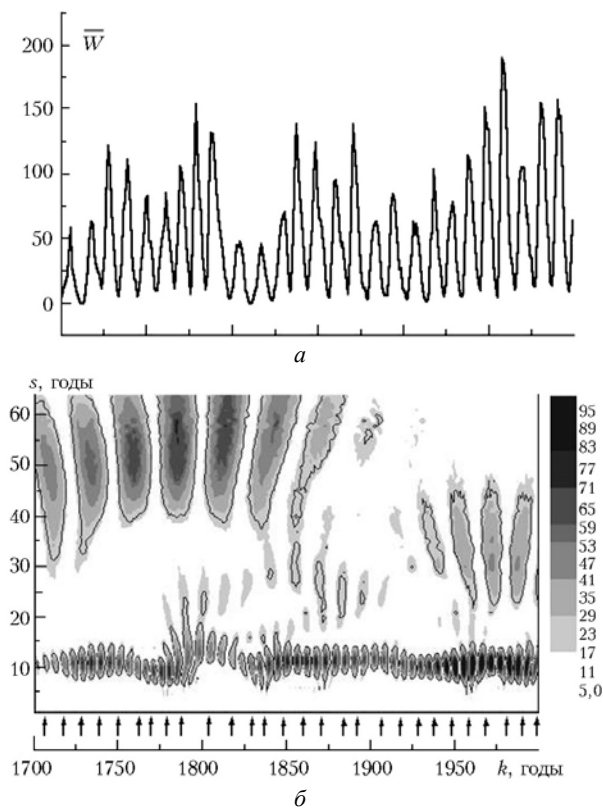


Рис. 3. Ряд среднегодовых чисел Вольфа за период 1700–1998 гг. (а) и распределение спектральной мощности вейвлет-преобразования (б)

Нами был проведен также вейвлет-анализ критических частот слоя  $F2$  ионосферы за период 1936–1998 гг. Данные наблюдений этих частот были получены на ионосферной станции Сибирского физико-технического института (г. Томск) [14] (рис. 4). Стрелками на рис. 4,б показаны максимумы солнечной активности в 11-летнем цикле.

Из рис. 4 видно, что изменения критических частот имеют отчетливый характер как в 11-летнем, так и в 22-летнем цикле. Отметим, однако, что реакция ионосферы на 22-летние изменения солнечной активности, проявляющаяся в критических частотах слоя  $F2$ , имеет нестационарный характер. Из рис. 4,б видно, что пики в 22-летней шкале смещаются относительно максимумов

чисел Вольфа в 11-летнем цикле. Причина такого поведения, по-видимому, заключается в том, что 11-летний и 22-летний циклы изменения жесткой, ионизирующей компоненты солнечного излучения имеют различную природу.

Следующим этапом наших исследований стало установление корреляционных связей между изменениями температуры, чисел Вольфа и критических частот в масштабах 11 и 22 лет. Для анализа этих периодичностей использовались шкально-усредненные спектры мощности  $\overline{W}_n^2(s)$ , рассчитанные в соответствии с выражением (4).

Анализ рассчитанных спектров мощности  $|W_k(s)|^2$  (см. рис. 1, 3, 4) и временно-усредненных глобальных спектров (см. рис. 2), построенных для каждого ряда, позволил определить области масштабов, необходимых для вычисления  $\overline{W}_n^2(s)$ . Так, например, для 11-летней периодичности выделен диапазон 6–15 лет для ряда чисел Вольфа и ряда критических частот  $f_0 F2$ , а также диапазон 4–12 лет для ряда температурных данных. Двадцатидвухлетняя периодичность заключена в диапазоне 18–35 лет для ряда чисел Вольфа и ряда критических частот  $f_0 F2$ , а в диапазоне 13–24 года – для ряда температурных данных.

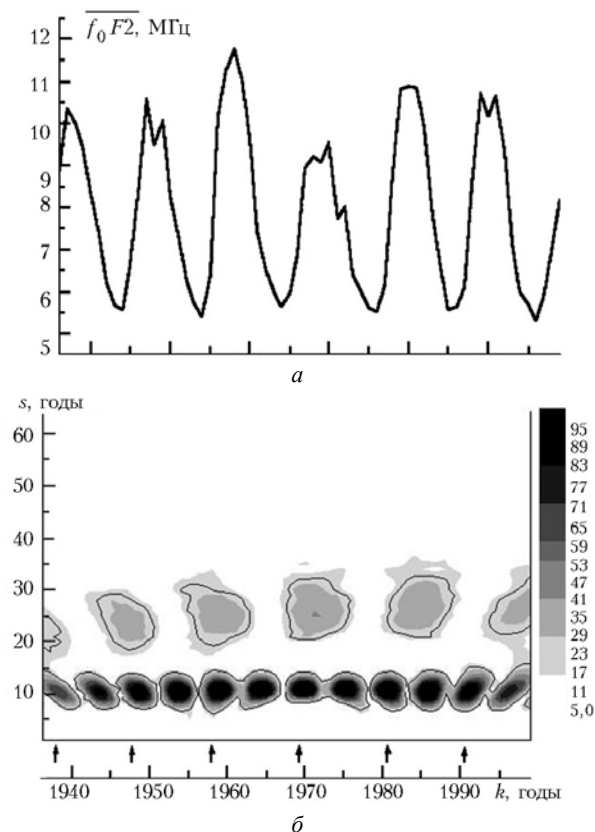


Рис. 4. Ряд среднегодовых критических частот слоя  $F2$  ионосферы над Томском (а); спектр мощности вейвлет-преобразования (б). Стрелками указаны максимумы чисел Вольфа в 11-летнем цикле

Анализируемые ряды разбили на две группы:

1. Временной интервал 1936–1998 гг. На этом интервале определены три ряда данных, используемых нами: ряд  $\overline{f_0 F2}$ , ряд чисел Вольфа и ряд среднегодовых температур.

2. Временной интервал 1881–1998 гг. На этом интервале определены два ряда данных – ряд чисел Вольфа и ряд среднегодовых температур.

Для выделенных рядов шкально-усредненные спектры мощности  $\overline{W_n^2}(s)$  были нормализованы и подвергнуты корреляционному анализу. Полученные результаты, а именно значения нормированных коэффициентов взаимной корреляции и доверительные границы по уровню 90%, представлены в таблице.

**Сравнение нормированных коэффициентов взаимной корреляции.  $I$  – ряд критических частот слоя F2;  $\overline{W}$  – ряд чисел Вольфа;  $\overline{T}$  – ряд среднегодовых температур воздуха г. Томска**

Интервал	Цикл	$R_{I\overline{W}}$	$R_{\overline{W}\overline{T}}$	$R_{I\overline{T}}$
1936–1998 гг.	11-летний	$0,940 \pm 0,024$	$0,184 \pm 0,202$	$0,195 \pm 0,201$
	22-летний	$0,686 \pm 0,110$	$-0,152 \pm 0,204$	$-0,086 \pm 0,207$
1881–1998 гг.	11-летний	–	$0,055 \pm 0,153$	–
	22-летний	–	$0,327 \pm 0,137$	–

Наибольшие значения нормированного коэффициента взаимной корреляции, как и следовало ожидать, приходятся на пару  $I - \overline{W}$ , т.е. числа Вольфа – критические частоты  $f_0 F2$ . Наименьшие значения на уровне  $\pm 0,2$  приходятся на пары  $\overline{W} - \overline{T}$  и  $I - \overline{T}$ , т.е. пары с участием температурного ряда  $\overline{T}$ . Только для 22-летней периодичности во временном интервале 1881–1998 гг. коэффициент взаимной корреляции принимает значения 0,327. Для того чтобы определить значимость полученных оценок, были найдены доверительные границы одиночных корреляций белого шума [15]. Поскольку стандартное отклонение выборочной оценки одиночного значения коэффициента корреляции равно  $1/\sqrt{N}$ , то 90%-е доверительные границы для одиночной корреляции  $R_{XY}$  приблизительно равны  $\pm 0,209$  и  $\pm 0,153$  для выборок, объем которых равен 64 и 117 соответственно. Поэтому, исходя из доверительного уровня 90%, можно сделать вывод, что значения коэффициента взаимной корреляции  $R_{I\overline{W}}$  для 11-летнего и 22-летнего масштабов, а также значение  $R_{\overline{W}\overline{T}}$  для 22-летнего масштаба являются значимыми.

Что касается масштабов 30–50 лет, то как это следует из рис. 1,б, для рассматриваемого временного ряда наблюдается квазипериодическая структура, причем интенсивности спектральных пиков нарастают в течение 20-го столетия с одновременной перестройкой масштабов периодической структуры от больших к меньшим. Природа этой периодичности в настоящее время не ясна и, вероятно, связана с изменением режима циркуляции атмосферы.

Следует отметить, что периодичности с масштабами свыше 60 лет исследовались детально в работе [16] на примере длительных рядов наблюдений температуры воздуха в Европе. Авторы этой работы не нашли убедительных доказательств существования отмечавшейся в различных наблюдениях периодичности с масштабами 60–80 лет, поскольку колебания температуры воздуха таких масштабов оказались несинхронными в разные сезоны года.

Таким образом, можно утверждать, что представленный на рис. 1,б спектр мощности вейвлет-преобразования ряда приземных температур г. Томска демонстрирует наличие достаточно четко выраженной 22-летней периодич-

ности, отвечающей периодичности в вариациях солнечной активности. Величина коэффициента корреляции для 22-летнего цикла (0,327) говорит о том, что эта связь является статистически значимой. Полученные результаты не показывают статистически значимой связи колебаний температуры с 11-летним циклом солнечной активности.

Совместный анализ спектров мощности рядов температуры, чисел Вольфа и критических частот слоя F2 ионосферы заставляет предполагать, что между 40-ми и 50-ми годами XX в. произошло событие, повлекшее за собой глубокие изменения в динамике глобальной циркуляции атмосферы и нашедшее отражение в динамике температуры. Таким событием может являться обнаруженное Абботом [13] монотонное возрастание интенсивности солнечного излучения между 40-ми и 60-ми годами с увеличением солнечной постоянной за это время на 0,25% и возрастанием чисел Вольфа с 25 до 175. Связанный с увеличением солнечной постоянной дополнительный нагрев атмосферы и подстилающей поверхности мог вызвать изменения в атмосферной циркуляции, признаки которых рассмотрены в работе [16]. Авторы [16] на основе анализа 105-летних рядов атмосферного давления выяснили, что с 1950 г. наблюдался приблизительно линейный рост давления в центре зимнего сибирского антициклона с 1025 до 1035 мбар к 1980 г. Эти же авторы показали, что на кривых разностей давления, разностей широт и долгот для различных центров действия атмосферы северного полушария 1950 г. приходится на точку экстремума.

Если рассматривать крупномасштабные элементы атмосферной циркуляции (циклоны, антициклоны) как турбулентные образования, то изменения динамики (спектра) масштабов и температуры должны быть взаимно увязаны, а именно: рост температуры должен соответствовать преобразованию спектра турбулентности в сторону меньших масштабов, что хорошо видно на рис. 1,б.

## Заключение

При обсуждении полученных результатов анализа нами не рассматривался парниковый эффект как возможный главный источник климатических изменений. Тем самым показано, что не исчерпаны возможности объяснения межгодовых колебаний климатической системы за счет сочетания внешних и внутренних факторов. Эти факторы, по мнению ряда авторов (краткий обзор см. в [17]), могут вызывать «броуновский» характер изменения динамики климата, а низкочастотные компоненты этой динамики могут объяснять наблюдаемый в последние 100–150 лет долговременный тренд изменения температуры. Важную роль при этом могут играть отчетливые доказательства того, что климатическая система обладает свойством «почти интразитивности», по крайней мере в региональных масштабах. Такие доказательства помогли бы установить тот факт, что циркуляция атмосферы колеблется между несколькими различными квазиравновесными состояниями, а вариации солнечной постоянной играют роль вынуждающей силы, вызывающей переходы между этими состояниями и связанные с ними изменения климатических характеристик. На наш взгляд, таким путем могли быть выявлены различия между чисто стохастическим поведением климатической системы и наличием в ней, как в нелинейной динамической системе, индуцированных шумом переходов [18] и проведена корректная оценка влияния парникового эффекта.

1. *Кабанов М.В.* Региональный мониторинг атмосферы. Часть 1. Научно-методические основы. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 210 с.
2. *Заде Г.О., Катаев С.Г., Кусков А.И.* // Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 4. Природно-климатические изменения. Томск: МГП «Раско», 2000. С. 11–56.
3. *Предстоящие изменения климата* / Под ред. М.И. Будыко, Ю.А. Израэля, М.С. Маккракена, А.Д. Хекта. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 137 с.
4. *Mass C.F., Portmann D.A.* // J. Clim. 1989. V. 2. P. 566–593.
5. *Вулканы. Стратосферный аэрозоль и климат Земли* / Под ред. С.С. Хмелевцова. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
6. *Frohlich C.* // Long and Short-Term Variability of Climate. Springer-Verlag, 1988. № 4. P. 6–17.
7. *Currie R.G.* // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 5627–5632.
8. *Астафьева Н.М.* // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
9. *Torrence C., Compo G.P.* // Bulletin of the American Meteorological Society. 1998. V. 79. № 1. P. 61–78.
10. *Balinnas S., Frick P., Sokoloff D., Soon W.* // Geophys. Res. Letters. 1997. V. 24. № 11. P. 1351–1354.
11. *Mason B.I.* // Quart. J. R. Meteorol. Soc. 1976. № 102. P. 473–486.
12. *Физические основы теории климата и его моделирования* // Труды международной научной конференции, организованной ВМО и МСНС при поддержке программы ООН по окружающей среде (Стокгольм, 29 июня – 10 августа 1974 г.). Л.: Гидрометеоздат, 1977. 277 с.
13. *Герман Дж.Р., Голдберг Р.А.* Солнце, погода и климат. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 319 с.
14. *Таращук Ю.Е.* // Сибирское совещание по климатологическому мониторингу: Тезисы докл. Томск, 1995. С. 4–7.
15. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. Т. 1. М.: Мир, 1971. 318 с.
16. *Доценко Н.М., Сонечкин Д.М., Табалова М.В.* // Метеорология и гидрология. 2000. № 7. С. 33–41.
17. *Вакуленко Н.В., Мошин А.С., Шутков Ю.А.* // Доклады РАН. 2000. Т. 371. № 6. С. 802–805.
18. *Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л.* // УФН. 1999. Т. 169. № 1. С. 7–38.

*I.I. Ippolitov, M.V. Kabanov, S.V. Loginov.* **Wavelet-transform application to analysis of interannual oscillations of surface temperature and solar activity in Tomsk.**

Analysis of latent periodicity of interannual temperature changes was made using a series of annual mean temperatures in Tomsk over 1881–1998 as an example. Fourier transform and wavelet transform were used in the analysis. Power spectrum,  $|W_k(s)|^2$ , of observational series on near-ground temperature revealed periodic structures on the scales of 2–3, 7–10, 12–25, and 30–50 years. The least scale of 2–3 years has been assigned to quasi-two-year cycle. Wavelet analysis has been made for both Wolf number series over 1700–1998 and critical frequencies of F2 ionosphere layer over 1936–1998. Correlation analysis showed significant correlation only between 22-year cycle of Wolf numbers and temperature oscillations on the scale of 12–25 years. Quasi-periodic structure on the scale of 30–50 years has been noted. This structure tended to a smaller scale during 20<sup>th</sup> century. The time interval between 1940 and 1960 is characterized by sufficient increase in solar constant. We suggested that this increase might result in change of atmosphere circulation regime, which had finished by the end of 70s. This, in turn, might result in changes in temperature regime.