

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

06
178

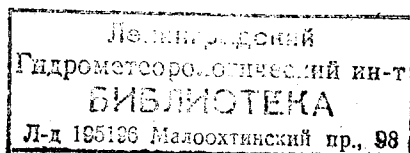
Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 355

285824

СОЛНЕЧНО-АТМОСФЕРНЫЕ СВЯЗИ

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



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1975

В сборнике рассматриваются вопросы проявления солнечной активности в термических и динамических атмосферных макропроцессах и изменениях климата. По своему содержанию статьи, представленные в сборнике, можно разделить на статьи, освещающие некоторые вопросы физического содержания механизмов воздействия солнечной активности на нижнюю атмосферу; статьи, в которых рассматриваются вопросы численного моделирования динамики и энергетики стратосферы, и статьи, посвященные исследованию периодических и циклических изменений макропроцессов в атмосфере Земли и солнечной активности.

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

Problems on effects of solar activity on thermal and dynamical atmospheric macroprocesses and on the climate changes are discussed. According to their contents the papers presented in this volume can be divided into the following groups:

papers on physical nature of the effect of solar activity on the lower atmosphere.

papers on numerical modelling of stratospheric dynamics and energetics,

papers on the investigation of periodic and cyclic changes of macroprocesses in the Earth's atmosphere and the solar activity.

These papers may be of interest to helio-geophysists, weather service workers, climatologists, meteorologists, students and post-graduates specializing in hydrometeorology.

✓ О ПРАКТИЧЕСКОМ ПРИМЕНЕНИИ ДАННЫХ О СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ К ПРОГНОЗАМ ПОГОДЫ

Литература по воздействиям солнечной активности на метеорологические явления, как известно, весьма обширна и отражает широкий круг исследований, выполненных в этой области за достаточно большой ряд лет. Однако работ, посвященных непосредственному применению или, вернее, попыткам применения сведений о связи солнечной активности с метеорологическими явлениями, значительно меньше. Главной причиной этого, безусловно, является тот факт, что устойчивые и надежные связи солнечной активности с метеорологическими и климатическими явлениями представляют большую редкость. Большинство связей, если и не лежит вполне на пределе значимости, то, во всяком случае, не настолько превосходит этот предел, чтобы можно было говорить о практической значимости только сведений о солнечной активности для целей синоптической метеорологии и климатологии. Другой причиной является отрыв исследователей проявлений солнечной активности в тропосфере от практической службы прогнозов, а также известное предубеждение оперативных (не только их) работников в области метеорологии в отношении возможности каких-либо внешних (в том числе и солнечных) воздействий на метеорологические процессы. Наконец, третьей причиной является слабое развитие проблемы прогнозов самих солнечных явлений. Излишне напоминать, что успех всякого геофизического прогноза, частично или полностью основанного на учете солнечной активности, зависит не только от выявленных связей активности Солнца с соответствующим геофизическим явлением, но так же и от того, с какой надежностью может быть прогнозирована сама солнечная активность. Следует откровенно признать, что в этом отношении гелиофизика еще не сделала решающего шага. Однако можно указать некоторые примеры более или менее успешного применения сведений о солнечной активности к задачам прогноза погоды. Говоря об истории этого вопроса, следует прежде всего коснуться работ Клейтона [11]. Как известно, Клейтон был одним из основных представителей смитсонианской школы, занимающихся проб-

лемой Солнце — тропосфера. Представители этой школы считали основным механизмом воздействия солнечной активности на нижние слои земной атмосферы колебания солнечной постоянной. Впоследствии, как известно, этот механизм был поставлен под сомнение и предлагались другие модели, но в последнее время наблюдается тенденция «воскресить» этот самый элементарный из всех механизмов воздействия солнечной активности на метеорологические явления [1]. Исторически такая концепция сыграла большую роль и на основании на ней соображениях о внедрении сведений о Солнце в практику метеорологических прогнозов следует остановиться подробнее.

Как уже говорилось, исследователи Солнца были всегда достаточно далеки от оперативных работников службы погоды, однако Клейтон, о практической деятельности которого в данной области мы намереваемся рассказать, представлял в некотором роде исключение. В течение ряда лет он был штатным сотрудником службы погоды США. Особенностью же этой службы на раннем этапе ее развития было отсутствие единой теоретической концепции, что в какой-то мере являлось следствием отсутствия в это время в США центрального метеорологического научного института или обсерватории [2]; взамен этого там долгое время бытовал чисто эмпирический подход. Может быть, именно вследствие этого служба погоды США с интересом восприняла идеи о том, что процессы погоды обусловлены колебаниями солнечной постоянной.

Среди многочисленных работ Клейтона особый интерес для данной статьи представляют те, в которых в явном виде указано на связь наблюдаемых явлений или периодичностей в метеорологии с соответствующими явлениями или циклами в солнечной активности. Клейтон установил, что при повышенной солнечной радиации (по месячным средним) наиболее высокое давление, как правило, отмечается над северной частью Американского континента, а именно над Аляской и Северной Канадой. При нормальных значениях солнечной постоянной максимальное давление наблюдается южнее, а при низких значениях солнечной радиации распределение давления было, в общем, обратным тому, какое наблюдалось при ее высоких значениях: низкое давление над Северной Канадой и Аляской, а высокое в южной части США. Подобная ситуация была характерной для середины зимы; что же касается середины лета, то высокое давление в основном было над океанами к северу от 60-й параллели. Так как, несмотря на тщательное исследование различных циклов в колебаниях солнечной постоянной, выполненной обсерваторией Смитсоновского института, прогноз этих колебаний оказывается достаточно затруднительным, было произведено сопоставление атмосферного давления непосредственно с числом солнечных пятен. Удалось установить, что при большом числе солнечных пятен зимой над сушей атмосферное давление было выше нормы на широтах, больших 40°, и ниже нормы в тропиках.

Остановимся более подробно на работах Клейтона, относящих-

ся к особенностям циклического проявления солнечной активности в метеорологических процессах. Под циклическими проявлениями подразумеваются процессы, постоянная времени которых соизмерима с 11-летним и с 22,5-летним циклами. Следует принять во внимание, что последний имеет, по Абботу и Клейтону, особо важное значение для колебаний солнечной постоянной.

Служба долгосрочных прогнозов в США была в какой-то мере налажена значительно позднее того времени, когда Клейтон был сотрудником службы погоды. Исследования Клейтона, имевшие известное практическое значение, касались прогнозов либо только краткосрочных, либо долгосрочных, но на очень небольшой срок. Особо четкую зависимость удалось установить для температур в Буэнос-Айресе, где за высоким значением солнечной радиации через 10 дней наступал первый, а через 17 — второй максимум температуры. При более низком значении солнечной радиации эти максимумы наступали раньше. На этой основе Клейтон разработал метод прогноза погоды в Аргентине на срок около недели и при такой же заблаговременности. Может быть не лишним будет упомянуть, что Аргентина и, в частности, Буэнос-Айрес еще до Клейтона привлекали внимание исследователей проблемы Солнца — тропосфера. Так, Гульд еще в 1878 г. установил по данным за 1856—1975 гг. связь между температурой, направлением ветра и относительными числами солнечных пятен для этого же пункта [12].

Известный успех прогностических правил Клейтона для Аргентины побудил Аббота предложить Клейтону разработать подобный же метод и для США. Беря в качестве реперных, в одном случае, даты, характеризующие высоким значением солнечного излучения, а в другом — его низким значением, Клейтон обнаружил что для станций, расположенных в поясе 30—40°, колебания давления после соответствующих реперных дат оказываются противоположными. Аналогичная связь давления с солнечным излучением наблюдается и для Канады, т.е. для более высокой широты. Максимумы и минимумы давления наблюдаются сначала в центральной части США, а затем смещаются к востоку. Следует добавить, что смещение должно иметь место и вне зависимости от каких-либо колебаний солнечной активности, отражая более чем хорошо известный факт западно-восточного переноса. Первый максимум давления, связанный с повышенным значением солнечного излучения, появляется в западной части США в самый первый день увеличения солнечной радиации. Удалось вообще установить связь между абсолютным значением величины солнечного излучения и местоположением центра высокого давления над США, который, как оказалось, смещается к юго-западу при уменьшении солнечного излучения почти до нормы.

Аббот, Клейтон, Аркцтовский и другие ученые — представители смитсоновского направления в проблеме Солнце — тропосфера — имели тенденцию подходить со своих специфических позиций и к явлениям мировой погоды [13].

Клейтон был одним из первых исследователей, утверждавших, что макросиноптические процессы имеют волновой характер. Ему удалось подметить своеобразный волновой характер в движениях барических систем через территорию США, и он утверждал, что именно его исследования стимулировали Россби к поискам и к теоретическому осмысливанию длинных волн в атмосфере. Сами по себе волны, которые обнаружил Клейтон, еще не свидетельствуют о какой-либо их солнечной природе, но Клейтон пытался, и притом не вполне безуспешно, установить их связь с синоптическим периодом вращения Солнца. Этому вопросу посвящены также и некоторые работы Аббота, установившего, в частности, период осадков в Вашингтоне, несколько превышающий 27 дней [14]. Гармоники 27-дневного периода, по Абботу, обнаруживают связь с изменениями погоды в США и Канаде.

Исучая 27-дневную цикличность в тропосферных явлениях, Клейтон установил, что при усиленной солнечной активности, выражающейся в увеличении числа пятен, наблюдаются следующие явления: усиленный поток воздуха из низких широт в высокие, усиленный поток воздуха с океана на материк (зимой) и с материка на океан (летом) и образование волн, смещающихся со скоростью, пропорциональной их длине. В этой группе исследований Клейтон пользуется не непосредственно характеристиками солнечной активности, связанными с солнечной постоянной, а применяет гораздо легче определяемые и притом более надежные числа пятен. Специальный цикл исследований, посвященных связи пятен с излучением, приводит Аббота и Клейтона к выводу, что при большом числе пятен солнечное излучение превышает норму. Точнее, при прохождении пятен через центральный меридиан Солнца излучение падает, а при появлении пятен на краях диска растет. Оно существенно возрастает также при наличии на Солнце факелов. Последние особо сказываются на метеорологических явлениях в период между сентябрем и апрелем. Для ст. Виннипег (Канада) обнаружено очень заметное сходство хода интенсивности солнечного излучения с ходом давления и температуры, причем с давлением связь прямая, а с температурой — обратная. Так как излучение достигает максимума вскоре после выхода группы пятен из-за края и вторичного максимума при приближении группы к западному краю и минимума при прохождении группой центрального меридиана Солнца, то именно в это время и следует ожидать соответственно роста и падения давления. Именно на связях такого рода и основаны относительно краткосрочные прогнозы Клейтона. Прогнозы погоды по методу, основанному на солнечной активности (точнее на солнечном излучении), составлялись на три, четыре и пять дней вперед, а также на 27 дней. Клейтон указывал, что сначала прогнозы от трех до пяти дней вперед основывались только на средних кривых, связывающих солнечную радиацию и атмосферное давление, позднее, кроме того, использовались результаты прямых солнечных наблюдений и средние отклонения температуры и давления от нормы при том или ином положении

пятен на диске Солнца. Таким способом предсказывались средние и максимальные температуры в Нью-Йорке.

К попыткам использовать солнечно-тропосферные связи непосредственно для прогноза относятся исследования Фартинга [15]. Им установлено, что в некоторых штатах (например, Канзас и Миссури) наблюдается связь температуры и осадков с корональной активностью Солнца и что температура в этих районах постепенно растет с приближением к центральному меридиану Солнца очага повышенной интенсивности излучения в зеленой корональной линии. После прохождения области с повышенной корональной активностью через центральный меридиан Солнца наблюдается прохождение холодного фронта, что, естественно, сопровождается понижением температуры в течение ближайших пяти дней. Усиление красной корональной линии дает более слабый эффект. Что касается осадков, то общая тенденция такова: при большом числе очагов с зеленой корональной линией отмечаются обильные осадки в том случае, если интенсивность этой линии значительно усилена; усиление красной корональной линии соответствует засушливым условиям. При ослаблении той и другой линий осадки близки к норме. Рассмотрев отношение интенсивности зеленой линии к красной, Фартинг пришел к выводу, что увеличение этого отношения ведет к увеличению осадков в теплый сезон (март — октябрь). Особенно сильные осадки наблюдались при прохождении через центральный меридиан Солнца очагов с повышенной интенсивностью зеленой линии. Выводы Фартинга были подвергнуты жестокой критике; его обвиняли в некорректном применении статистических критериев и утверждали, что статистически его работа неосновательна. Наиболее серьезным было то возражение, что оценки интенсивности корональных линий в те годы не были достаточно объективными: в то время как станция Клаймакс (Колорадо), данными которой пользовался Фартинг, давала высокое значение интенсивности какой-либо корональной линии, другая (или другие) станция могла дать для того же интервала солнечного позиционного угла нормальное или даже пониженное значение этой интенсивности. В связи с этим интерес к результатам Фартинга вскоре уменьшился. В настоящее время, однако, когда результаты корональных наблюдений получаются в надежной абсолютной шкале, следовало бы вернуться к работам типа выполненных Фартингом, произведя соответствующие исследования также и для других географических районов.

В Европе в конце 20-х годов попытки практического применения данных о солнечной активности к метеорологическим прогнозам были произведены Мирбахом и Ауфзессом [3]. Мирбах определял число вихревых бурь, т.е. циклонов, в зависимости от положения активного центра на солнечном диске. Удалось подметить, что число циклонов заметно увеличивается, когда активная область располагается близ центра диска. Основываясь на этом, Мирбах время от времени давал прогнозы. В частности, он предупредил французских летчиков, планировавших в начале 1927 г.

первый перелет из Франции в США, о возможности в ближайшее время развития штормовой ситуации над Атлантикой, ввиду того что в день, намеченный для вылета, из-за края Солнца вышла большая группа пятен. Его прогноз полностью оправдался. Шторм послужил причиной гибели французских пилотов.

Прогнозы, которые пытался делать Ауфзесс, касались антициклонических ситуаций над Европой. Изучалось распространение отрогов и ядер азорского антициклона к востоку. Ауфзесс подчеркивал, что это макросиноптическое явление связано не столько с солнечными пятнами, сколько с факелами на Солнце и наблюдается тогда, когда группа пятен приобретает тенденцию ослабевать и разрушаться. Позднее этот вывод был подтвержден пулковскими гелиогеофизиками путем применения объективного метода [3]. Ряд выводов, относящихся как к сравнительно краткосрочным прогнозам, так и к прогнозам на более долгий срок, в том числе и к попыткам предсказания климатических колебаний, был сделан Мемери [16]. В результате 47-летних наблюдений он утверждал, что всякое солнечное пятно (или группа пятен или факелов) оказывает особое воздействие, когда оно образуется или когда появляется на восточном крае Солнца, когда оно проходит через центральный меридиан Солнца, когда оно исчезает на западном крае и в особенности когда оно испытывает увеличение или уменьшение своей активности. Мемери называет такие воздействия солнечных пятен на земные явления *индивидуальными*. Степень индивидуального воздействия изменяется с изменением формы пятен, их гелиографической широты, причем как действительной, так и видимой, т.е. с учетом наклона солнечного экватора к эклиптике. Мемери подчеркивал хорошо известный факт, что время развития группы пятен всегда меньше времени ее распада, но добавлял что солнечные пятна активны в фазе своего развития и нейтральны в фазе своего уменьшения. На последнем выводе, как нам кажется, сказывается ограниченность информации, которой располагал Мемери, ибо, согласно Ауфзессу, воздействие пятна (или группы пятен) на земные явления в фазе разрушения характеризуется не штормовыми, а антициклоническими явлениями.

Мемери считал, что отдельные пятна правильной формы с четкими ядрами и полутенью оказывают более интенсивное воздействие, чем раздробленные группы пятен, быстро меняющие свой облик за время их наблюдений. С этим выводом нельзя, однако, вполне согласиться. Кроме того, Мемери указывал, что пятна, расположенные на небольших гелиографических широтах, оказывают более сильное воздействие на земные явления, чем высокоширотные, — факт, не подлежащий оспариванию.

Мы не будем останавливаться на выводе Мемери о связи температур в области Жиронда с солнечной активностью, так как подобных региональных соотношений можно найти очень много, но устойчивость таких связей не очень велика.

В области солнечно-климатических связей Мемери известен открытием 100-летнего цикла в колебаниях как солнечной актив-

ности, так и климатических явлений. Мемери указывал, что минимумы 11-летнего солнечного цикла в XIX столетии наблюдались в 1812/13, 1823 и 1843 гг. В XX столетии соответствующие минимумы были в 1913, 1923 и 1944 гг. Таким образом, за исключением последнего случая, когда получился сдвиг на один год, столетний цикл как будто выполняется. Максимум 1815 г. повторился в 1917 г., максимум 1828/29 г. — в 1928/29 г., максимум 1837 г. — в 1937 г., а максимум 1848 г. — в 1947 г. В дальнейшем 100-летний цикл несколько нарушается: максимум 1860 г. наблюдался в 1957 г., а минимум 1856 г. — в 1954 г., 1867 г. — в 1964 г. Дальше различие как будто несколько сглаживается: в XIX столетии максимум был в 1870 г., а в XX столетии — в 1969 г. Такой же период колебаний климатических данных Мемери установил для Западной Европы за историческую эпоху, однако здесь его выводы относятся к очень ограниченному числу характеристик, главным образом это годы урожайные и неурожайные в отношении сборов винограда.

Интересны заключения Мемери в отношении возможности использования этих выводов для сезонных прогнозов. Некоторые годы, в которых январь характеризовался отрицательной аномалией температуры, обнаруживают положительную аномалию температуры в июле. Из 9 таких лет в XIX столетии 5, а возможно и 6 повторились ровно через сто лет.

Важное заключение, дополняющее предшествующие несколько ограниченные выводы Мемери, сводится к следующему. Всякое появление солнечных пятен или факелов из-за края или же их образование на диске сопровождается более или менее значительным повышением температуры воздуха в исследуемом Мемери районе. Обратно, всякое исчезновение или уменьшение солнечных пятен или факелов сопровождается понижением температуры. В этом и заключается, по мнению Мемери, индивидуальное воздействие солнечных пятен на метеорологические явления. Этот вывод Мемери сделал на основе многолетних наблюдений, но в качестве весьма яркого примера он приводит похолодание, наступившее в Западной Европе после 15 декабря 1938 г. Это похолодание было связано с распространением к западу отрога сибирского антициклона и произошло в тот период, когда (с 15 по 20 декабря) быстро исчезли семь групп пятен.

Мемери приводит ряд примеров составленных им сезонных прогнозов, причем — надо отдать ему должное — он приводит примеры как удачных, так и не оправдавшихся прогнозов. К удачным относится прогноз суровой зимы 1929 г. (аналог зим, наблюдавшихся в 1729 и 1829 гг.), прогнозы жаркого лета 1934 г. (также 100-летний аналог жаркого лета 1834 г.) и жаркого лета 1937 г. (также 100-летнее повторение). Удачными были прогнозы жаркого лета 1942 г. и мягкой зимы 1942-43 г. Однако прогноз суровой зимы 1930 г., который был основан на том, что суровой была зима 1830 г., не оправдался. Мемери объясняет это тем, что в зиму 1830 г. наблюдалось разрушение ряда крупных групп солнечных

пятен, в то время как зимой 1930 г. число пятен и их размеры даже увеличились.

Говоря о практическом значении исследований по проблеме Солнце — тропосфера, следует упомянуть о такой значительной фигуре, как Франц Баур. Его работы, касающиеся применения данных о солнечной активности к прогнозам погоды, относятся к области долгосрочных прогнозов, ибо он в течение ряда лет возглавлял соответствующий институт в Западной Германии. Однако, хотя там прогнозы составлялись в основном на 10-дневный срок (отчасти, правда, также и на месяц и на сезон), Бауру принадлежат некоторые исследования, касающиеся трехдневных и пятидневных прогнозов [17]. Сама методика Баура в известной степени является эклектической [2]. В основу кладутся корреляционные уравнения (множественная корреляция), но Баур не пренебрегает также и некоторыми ритмами и аналогами. Баур впервые во всей широте поставил вопрос о природе двойной волны в ходе огромного большинства тропосферных явлений в 11-летнем цикле и смело выступил с утверждением, что такого цикла в тропосфере вообще не существует, а имеет место 5—6-летняя цикличность. При попытке объяснить ее, исходя из астрофизических соображений, Баур вступил в противоречие с данными физики Солнца. Тем не менее его засуха в статистическом обосновании реальности 5—6-летней цикличности в тропосферных явлениях не может оспариваться. Баур подчеркивает, что все данные, как-то аналоги, свойства характерных моментов в развитии погоды, уравнения регрессии, таблицы множественной корреляции, анализ ритмов — все вместе взятое оказывается лишь необходимым подспорьем до тех пор, пока мы не имеем надежных текущих наблюдений за солнечной постоянной и ультрафиолетовым излучением Солнца, а также за теми солнечными процессами, которые приводят к колебаниям излучения. Только тогда, когда такие данные будут в распоряжении исследователей, и когда должным образом будут изучены связи между колебаниями излучения и погодой, можно будет приступить к решению задачи по составлению регулярных месячных и сезонных прогнозов с видами на успех.

Из сказанного, однако, не следует, что и на том этапе, к которому относится цитируемая работа Баура, он не делал попыток применить данные о солнечной активности к долгосрочным прогнозам. Ему принадлежит интересная работа, посвященная связи внутригодовых флуктуаций солнечной активности с макросиноптическими явлениями. Он, в частности, установил следующее правило: Если сравнить суммы чисел Вольфа за декабрь, январь, февраль, март данного года (декабрь относится к предшествующему году) и за май, июнь, июль и август данного года и окажется, что вторая сумма превосходит первую более чем на четыре единицы и при этом сумма среднемесячных значений чисел Вольфа за август—сентябрь более чем на те же четыре единицы превышает такую же сумму за октябрь—ноябрь, то можно ожидать холодную зиму в Средней Европе при следующих дополнительных

условиях: а) среднемесячное число Вольфа за август—сентябрь не больше, чем 110, б) ноябрьские средние разности между давлением на Азорских островах и о. Исландия не обнаруживают отрицательной аномалии, превосходящей 8,5 мб и в) средняя температура воздуха в Берлине с 1 до 10 декабря не превышает норму более чем на 2,5°C. Как видим, это правило довольно сложно, некоторые другие правила, установленные Бауром, также не отличаются простотой. Это и ряд других обстоятельств дали повод называть методику Баура «принципиально запутанной и невыдержанной» [2]. Нам представляется, что такая оценка незаслуженно сурова.

Мы не будем здесь останавливаться на столь широко известных исследованиях, как работы Уокера, в которых солнечная активность учтена при прогнозировании муссонных дождей в Индии, и на работах Брукса, в которых на основании данных о солнечной активности прогнозировались расходы Нила [18], а лишь подчеркнем, что выводы этих климатологов справедливы только с точностью до сохранения циркуляционной эпохи [4], т.е. устойчивость связей не очень велика, что вообще характерно для всей проблемы Солнце — тропосфера.

В СССР непосредственно для прогноза погоды могли использоваться результаты исследований, выполненные в начале 30-х годов группой геофизиков в Ташкенте [5]. Они внесли весьма ощутимый вклад в разработку методов прогноза погоды с учетом солнечной активности. В этой работе основным, по существу, является впервые выполненный цикл исследований, посвященных анализу проявлений 27-дневного периода вращения Солнца в ходе макросиноптических процессов. Усовершенствовав метод 27-дневных календарей Бартельса путем более точного учета синоптической поправки, т.е. используя действительный цикл Керрингтона, ташкентские специалисты получили ряд выводов, которые без преувеличения можно назвать эпохальными в проблеме Солнце — тропосфера. На солнечный календарь наносились различные индексы активности Солнца, главным образом относящиеся к его центральной зоне как к части диска, наиболее эффективной в смысле геофизических воздействий. Отдельно подобные календари строились и для макросиноптических явлений: даты антициклонических штормов Каспийского моря, даты распространений арктических вторжений на территорию Средней Азии, а также атмосферное давление в Ташкенте и т.д. Выполняя затем суммирование по столбцам календаря и сопоставляя полученные для календарей солнечных индексов и для календарей метеорологических явлений кривые суммы индексов, относящихся, очевидно, к различным гелиографическим долготам, в соответствующие дни направленным на Землю, ташкентские исследователи получали возможность установить совпадение тех или других и выяснить, имеет ли место сдвиг одних относительно других, т.е. имеет ли место запаздывание тропосферной реакции на солнечное геоактивное возмущение. Удалось выяснить, что типичным является наличие на Солнце

одновременно двух геоактивных долгот, но в некоторых случаях их бывает и три. В первом случае они, как правило, отделены друг от друга интервалом долготы 180° , что соответствует примерно 14 дням, во втором случае этот интервал составляет 120° , т.е. около 9 дней. Ташкентские геофизики обращают внимание на большое значение дат «перестройки» активности со схемы двух на схему трех долгот и отмечают также, что в эпохи очень высокой активности число активных долгот может доходить до шести. 27-дневный, а также полугодовой циклы были названы ташкентскими исследователями *ритмами положения*, в то время как чередование истинных развитий активных центров в соответствующих долготных интервалах было названо *ритмами состояния*. Прогнозы, основанные на ритмах положения с точностью до сохранения схемы активных долгот, являются довольно элементарными, ритмы же состояния в ташкентской методике остаются неопределенными. Впрочем и сейчас, по прошествии сорока лет с того времени, когда были выполнены описываемые исследования, вопрос о законе чередования усиления активности в активных долготах не стал более ясным.

В ташкентских работах значительное внимание уделено макросиноптической стороне вопроса (разумеется, на уровне 30-х годов). В частности, было подтверждено, что запаздывание эффекта холодной волны относительно увеличения активности в центральной зоне Солнца существенно зависит от траектории, по которой распространяется соответствующее арктическое вторжение, т.е. от точки вхождения арктических масс воздуха.

Имеет смысл также остановиться на работах, которые в конце 30-х годов проводились в Пулковской обсерватории. Эти работы продолжались и в военное и в послевоенное время, но попытки прогнозирования были характерны именно для предвоенных работ. Основными предпосылками к исследованиям были сопоставления макропроцессов в тропосфере с макропроцессами на самом Солнце, конкретно с развитием активных центров. Объективный статистический анализ, основанный на разработанном в Пулкове методе отображения [3], позволил установить, в каких (по преимуществу) фазах развития солнечных активных центров развиваются те или иные тропосферные макропроцессы. Именно таким путем удалось установить, что арктические вторжения на Восточную Европу (четвертый тип циркуляционных механизмов Б. Л. Дзердзеевского) осуществляются преимущественно в фазе максимального развития пятнообразования в том активном центре, с прохождением которого через центральный меридиан Солнца и было связано возникновение соответствующей макросиноптической ситуации. Было продолжено дальнейшее усовершенствование методики ташкентских геофизиков, позволившее сделать вывод о том, что продолжительность 27,3-дневной последовательности соответствующих макросиноптических положений зависит от того, какова была мощность активного центра в фазе максимального пятнообразования. Кроме того, было показано, что надвижение ядер

азорского антициклона на Европу чаще всего осуществляется при наличии на Солнце таких активных центров, в которых максимальное развитие пятнообразования имело место за два оборота Солнца (т.е. за 54—55 дней) до этого макросиноптического процесса, что явилось объективной проверкой выводов Ауфзесса (см. выше).

Ориентируясь на улучшенный таким образом метод ташкентских исследователей, пулковские гелиогеофизики сделали весной 1939 г. попытку установить с заблаговременностью один месяц наиболее вероятные даты арктических вторжений на северное побережье Европейской части СССР. О наших работах в этой области мы поставили в известность Центральный институт прогнозов и в апреле 1939 г. там на эту тему был сделан доклад. Первые наши прогнозы были удачными, но затем их качество ухудшилось. Был установлен контакт с отделом долгосрочных прогнозов ЦИП, который тогда находился в Ленинграде. Основная цель, которую преследовали пулковские гелиогеофизики, заключалась в том, чтобы заинтересовать специалистов в области долгосрочных прогнозов погоды возможностью учета данных о солнечной активности. Надо сказать, что это удалось: один из главных специалистов по долгосрочным прогнозам Л. А. Вительс стал одним из ведущих специалистов по проблеме Солнце — тропосфера. Все его работы явно или не вполне явно, но имеют прогностический выход. Вительс занимался проблемой в различных ее аспектах, в круг его научных интересов входили и 27-дневный цикл, и активные долго-ты в сочетании с проблемой ритмов, и проявления солнечных циклов большой длительности в многолетних колебаниях барико-циркуляционного режима, и зависимость внутритропосферных прогностических связей от уровня солнечной активности. В качестве примера четкой зависимости рассматривается пространственно-временная связь октябрьских осадков на северо-западе Европейской части СССР и аномалий антициклоничности над юго-западной частью Сибири за предшествующие 1—13 месяцев [6]. Если над юго-западной частью Сибири (8-й район, согласно районированию Л. А. Вительса) в течение указанного периода преобладает антициклоническая циркуляция, т. е. основания ожидать дождливый октябрь над северо-западом ЕТС. Эта прогностическая связь сильно зависит от фазы 11-летнего солнечного цикла: в годы минимума и в начале восходящей ветви процент оправдываемости прогнозов, основанных на этой связи, оказывается наиболее низким (44), причем начало восходящей ветви дает еще более низкую оправдываемость. Для другой фазы: конец восходящей ветви, максимума и начало ветви спада, оправдываемость достигает 64%, а для нисходящей ветви цикла она повышается до 89%, доходя в самом конце цикла до 100%. Объяснение, которое Л. А. Вительс пытался дать этому явлению, основывается на изменении гелиографической широты активных центров с фазой 11-летнего цикла, т.е. с законом Шпёнера.

Из числа других исследователей надлежит упомянуть имя Ю. Б. Храброва. Им рассмотрено поведение геопотенциала H_{500} в дни, близкие к датам прохождения групп солнечных пятен через центральный меридиан (реперные дни). Выяснилось, что в зонах преобладания антициклогенеза средняя продолжительность роста геопотенциала в 1,5—2 раза больше при наличии солнечного воздействия, чем без него. Вообще, блокирующие антициклоны имеют тенденцию встречаться гораздо чаще в дни, когда наблюдалось усиление солнечной активности, чем в другие. Храбров показал, что через 1—2 дня после реперного блокирующие антициклоны возникают в 2 раза чаще, чем за 1—2 дня до него [7].

Большой цикл работ, выполненных Э. Р. Мустелем и его сотрудниками в лаборатории солнечно-земных связей при Гидрометцентре СССР, является очень полезным для усовершенствования методики применения данных о солнечной активности к краткосрочным метеорологическим прогнозам. Напомним основные положения школы Э. Р. Мустеля.

1. Репером для развития цикла тропосферных процессов следует считать не какие-либо проявления видимой солнечной активности, а безусловные свидетельства попадания Земли в солнечный корпускулярный поток; самым лучшим свидетельством такого рода попаданий являются геомагнитные возмущения.

2. Цикл тропосферных явлений, на которых сказывается такое корпускулярное воздействие, начинается в среднем через 3,5 суток после начала магнитной бури.

3. Основным следствием корпускулярного воздействия на тропосферу является возникновение определенным образом географически распределенных очагов повышения и понижения атмосферного давления.

4. Весьма существенную роль при этом играют начальные условия, т.е. тот циркуляционный режим, который имел место к моменту начала корпускулярного воздействия [8].

Следует отметить, что автор настоящей статьи не может безоговорочно согласиться со всеми выводами школы Мустеля. Наш взгляд, чисто корпускулярная концепция солнечно-тропосферных связей обедняет реальную картину этих явлений. Более чем 30-летний опыт исследований этих вопросов убедительно говорит в пользу того, что в ряде случаев имеются безусловные свидетельства индивидуальных воздействий солнечной активности на тропосферу без каких-либо существенных аномалий, возникающих в геомагнитном поле. Имеются случаи, когда солнечная активность сначала воздействует на тропосферные процессы, а затем на геомагнитное поле. Поэтому полученная Э. Р. Мустелем и его сотрудниками «естественная заблаговременность» 3,5 суток в некоторых случаях должна быть поставлена под сомнение. Поскольку же с прогнозом геомагнитных возмущений дело обстоит не лучше, а, пожалуй, даже хуже, чем с прогнозом возмущений тропосферных, заблаговременность прогнозов, основанных на результатах Мустеля, вообще является сомнительной. Тем не менее вклад Э. Р. Мус-

теля и его сотрудников в проблему Солнце — тропосфера не следует преуменьшать. На основе этих результатов Р. Ф. Усманов сделал попытку выяснить влияние усиления солнечной активности на оправдываемость краткосрочных метеорологических прогнозов [9]. Хотя его выводы и были подвергнуты критике на совещании по этим проблемам в октябре 1972 г., нам они представляются заслуживающими пристального внимания. Эти выводы Р. Ф. Усманова натолкнули автора данной статьи и А. Н. Любарского на мысль исследовать распределение оправдываемости краткосрочных и трехдневных прогнозов в 27-дневном солнечном цикле. Выполненная по материалам Ленинградского бюро погоды работа такого рода подтвердила, что имеются такие дни солнечного календаря, когда прогнозы оправдываются лучше, и дни, когда они оправдываются хуже [10].

В заключение следует сказать несколько слов о прогностической деятельности А. В. Дьякова [9]. Оставляя в стороне тот явно нездоровый ажиотаж, который возник вокруг его работ как в среде специалистов, так и среди широкой публики, нам хотелось бы отметить следующее. Из перечисленных выше исследователей по проблеме Солнце — тропосфера ближе к Дьякову стоит, по нашему мнению, Мемери. Многие из выводов А. В. Дьякова, применяемые им для службы предупреждения о предстоящих бурных метеорологических явлениях, очень близки к выводам Мемери. В то же время Дьяков, несомненно, идет дальше, когда пытается установить признаки поведения тропосферных макропроцессов на ближайшие месяцы. Не вдаваясь в подробности, что, кстати, и невозможно, так как А. В. Дьяков до сих пор не опубликовал подробного и связанного изложения своих принципов и своей методики, нам хотелось бы все же подчеркнуть следующий момент: проблема Солнце — тропосфера на современном этапе, как, впрочем, и ряд других проблем, не могут решать ученые-одиночки.

В заключение следует указать, что без продолжения самого тщательного изучения исключительно сложных внутритропосферных закономерностей, взаимодействий материков и океанов и т.д. нельзя надеяться существенно улучшить положение с прогнозами. Учет лишь одной солнечной активности явно недостаточен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев О. Б. и др. О связи возможных колебаний солнечной постоянной с некоторыми геофизическими параметрами. — «Солнечные данные», № 9, 1973, с. 100—108.
2. Хргиан А. Х. Очерки развития метеорологии. Л., Гидрометеиздат, 1948, 349 с.
3. Эйгенсон М. С. и др. Солнечная активность и ее земные проявления. М.—Л., 1948, 323 с.
4. Гирс А. А. Основы долгосрочных прогнозов погоды. Л., Гидрометеиздат, 1960, 560 с.
5. Бродовицкий К. П., Предтеченский П. П. Основные положения метода долгосрочных предсказаний погоды, учитывающего солнечную активность. — «Тр. Ташкентской геофизич. обсерватории», вып. 1. 1940, с. 9—74.

6. Вительс Л. А. Опыт анализа прогностической связи с учетом солнечной активности.— «Тр. ГГО», вып. 111, 1961, с. 153—178.
7. Бурлуцкий Р. Ф. и др. Колебание общей циркуляции атмосферы и долгосрочные прогнозы погоды. Л., Гидрометеиздат, 1967, 299 с.
8. Мустель Э. Р. Об изменении циркуляции в нижних слоях земной атмосферы после вхождения Земли в солнечный корпускулярный поток. М., Гидрометеиздат, 1970, с. 36—66.
9. Труды I Всесоюзного совещания. Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеиздат, 1974.
10. Любарский А. Е., Рубашев Б. М. Оправдываемость краткосрочных прогнозов погоды в 27-дневном периоде.— «Солнечные данные», № 12, 1973, с. 108—112.
11. Clayton H. H. Solar relations to weather and life. Canton 1943, vol. 1, p. 105, vol. 2, p. 439.
12. Wolf R. Handbuch der Astronomie Band 11, Zürich 1892, 658.
13. Arctowski H. On solar constant and Atmospheric temperature changes.— "Smiths. Misc. Coll.", 1941, vol. 101, N 5, p. 1—62.
14. Abbot C. 1947—1948 report on the 27,004 day cycle in Washington Precipitations.— "Smiths. Misc. Coll.", 1948, vol. 110, p. 1—2.
15. Farting E. D. A possible relationship between the solar corona and weather conditions in the central midwest.— "Bull. Amer. Soc.", 1955, vol. 36, N 9, p. 427—435.
16. Memery H. L'Action individuelle des Taches solaires sur les phénomènes terrestres. Talence, 1948, p. 40.
17. Baur F. Einführung in die Grosswetterkunde. Wiesbaden, 1948, S. 167.
18. Conrad F. Methods in climatology, Harvard, 1944, p. 228.

ОЗОННЫЙ МЕХАНИЗМ ВЛИЯНИЯ НА ТЕРМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И АНТРОПОГЕННЫХ ФАКТОРОВ

285824
Характерная особенность проблемы антропогенных изменений климата состоит в том, что ограниченная по своим энергетическим возможностям хозяйственная деятельность человека при некоторых условиях может оказывать влияние на атмосферу, обладающую огромной массой ($5,3 \cdot 10^{15}$ т) и огромными количествами энергии.

Здесь малые причины приводят к большим следствиям потому, что при этом осуществляется воздействие на некоторые рычаги, управляющие атмосферной машиной.

Как известно, важнейшие рычаги связаны с воздействием на радиационные потоки в атмосфере, которое осуществляется путем изменения ее состава.

В статье рассматривается роль озона в процессах формирования и изменения термического режима тропосферы и нижней стратосферы.

Влияние озона на климат может быть вызвано тем, что в ближайшее время к существующим источникам загрязнения атмосферы прибавится еще один мощный источник — сверхзвуковые самолеты в стратосфере, которые будут летать на высотах около 20 км.

Так, например, Федеральное агентство авиации США предполагает, что к концу столетия будет действовать 500 сверхзвуковых самолетов. По существующим оценкам, окислы азота, которые образуются в соплах этих самолетов из атмосферного воздуха при высоких температурах (при продолжительности полета самолета 7 ч в день), будут способны уменьшить количество озона в озоносфере на 5—40%.

Как показывают расчеты, выполненные на основе теории термического режима атмосферы, изложенной в [3 и 4], такое уменьшение общего содержания озона может привести к увеличению средней температуры атмосферы у земной поверхности на несколько

десятих градуса, т.е. вызвать в количественном отношении такой же климатический эффект, как и ожидаемое увеличение содержания углекислого газа в атмосфере [5].

Рисунки 1 и 2 поясняют, почему противоположные изменения количества озона и углекислого газа приводят к одинаковым термическим эффектам (на рисунках C — относительное содержание озона в атмосфере, современному содержанию соответствует $C=1$). Озон значительно сильнее, чем углекислый газ, поглощает солнечную радиацию, причем настолько, что уменьшение температуры ΔT_3 , связанное с уменьшением потока солнечной радиации в подозонной атмосфере при увеличении количества озона, больше, чем увеличение температуры ΔT_2 , связанное с уменьшением длинноволнового радиационного выхолаживания атмосферы (в случае углекислого газа имеет место обратное соотношение, приводящее к тепличному эффекту [5]). Поэтому результирующим эффектом увеличения содержания озона в атмосфере является понижение температуры, а уменьшения количества озона — увеличение температуры подозонной атмосферы (ΔT_1).

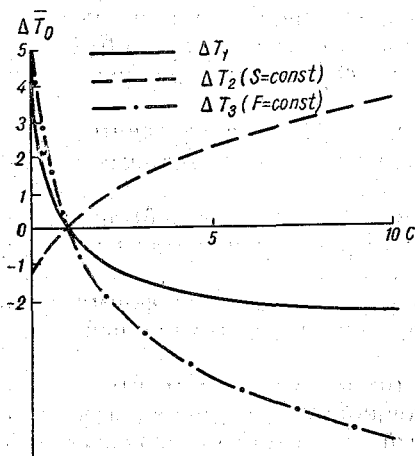


Рис. 1. Зависимость от C изменений средней температуры воздуха у земной поверхности $\Delta \bar{T}_0$ (теплое полугодие).

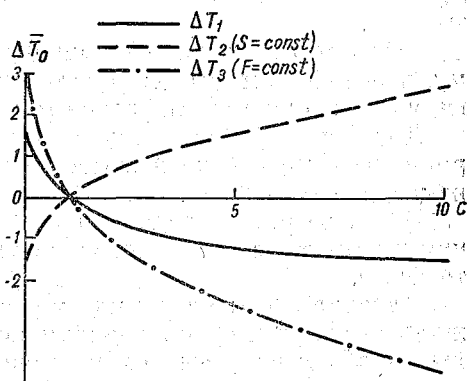


Рис. 2. Зависимость от C изменений средней температуры воздуха у земной поверхности $\Delta \bar{T}_0$ (холодное полугодие).

Таким образом, полученные нами результаты говорят о том, что климатообразующим фактором может быть не только антропогенное изменение количества углекислого газа в атмосфере (которому в настоящее время уделяют большое внимание), но и антропогенное изменение количества озона.

Условно можно считать, что под действием этих двух факторов к концу текущего столетия тенденция к понижению температуры,

возникшая в 40-х годах, может существенно уменьшиться или даже изменить знак. Условно в том смысле, что при этом не учитываются другие факторы, например запыление атмосферы, которое, вообще говоря, может перекрыть действие двух первых факторов и привести к дальнейшему понижению температуры.

На рис. 3 представлен меридиональный профиль изменения температуры, соответствующего случаю полного разрушения озона в стратосфере ($C=0$). Меридиональный профиль рассчитан с учетом широтного хода существующего общего содержания озона. Отопляющее действие уменьшения количества озона в атмосфере наиболее интенсивно проявляется в высоких широтах. Аналогичный эффект был получен в случае увеличения содержания углекислого газа в атмосфере [5].

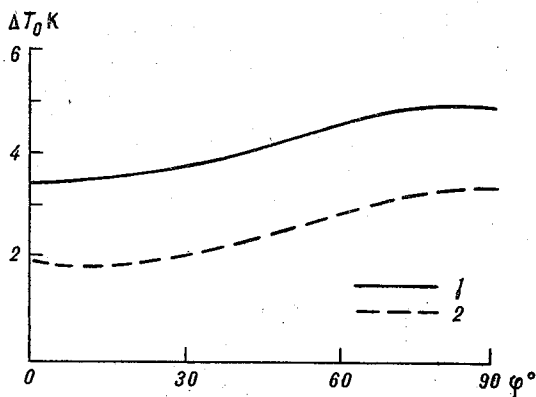


Рис. 3. Меридиональный профиль ($T_0|_{C=0} - T_0|_{C=1}$).

1) теплое полугодие, 2) холодное полугодие.

На рис. 4 представлены вертикальные профили изменения температуры подозонной атмосферы для случаев уменьшения количества озона до нуля (кривые 1) и пятикратного увеличения содержания озона в атмосфере (кривые 2). Абсолютные величины термических эффектов в обоих случаях различны.

В расчетах были использованы характеристики поглощения озонем солнечной радиации, данные в [1].

Проблема влияния озона на тепловой режим атмосферы представляет интерес также с точки зрения влияния солнечной активности на климат.

Вопрос о влиянии солнечной активности на концентрацию озона в атмосфере долгое время считался неясным. Но в настоящее время мы располагаем данными, которые подтверждают возможность связи между озоном и солнечной активностью.

Измерения концентрации озона с помощью оптического озонного зонда, выполненные на различных станциях Средней Европы

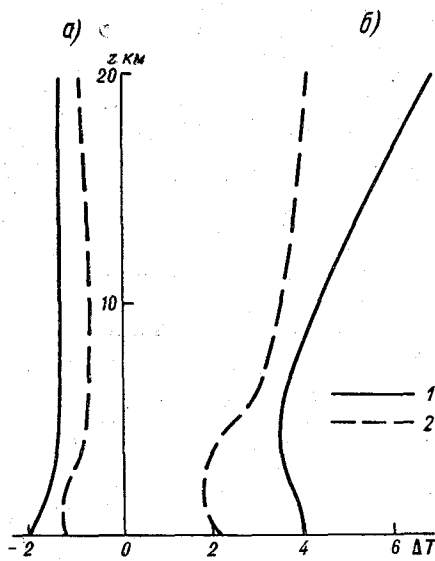


Рис. 4. Вертикальный профиль ΔT_z

а) $\Delta T = T_{C=5} - T_{C=1}$,

б) $\Delta T = T_{C=0} - T_{C=1}$;

1) теплое полугодие, 2) холодное полугодие.

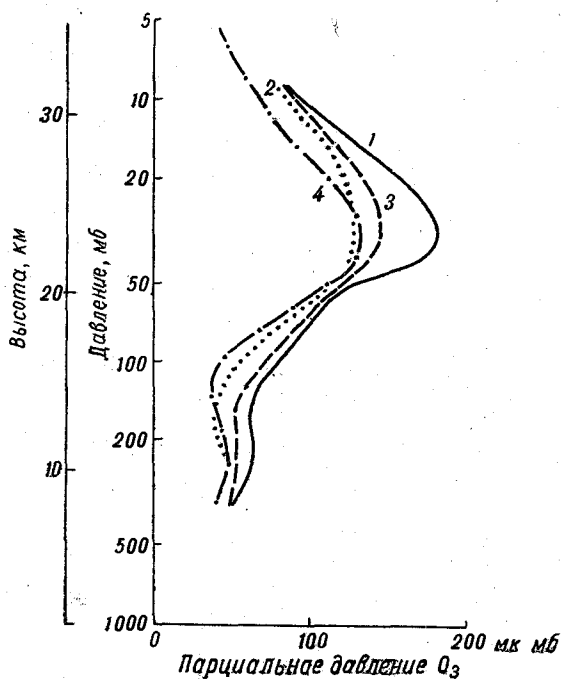


Рис. 5. Вертикальный профиль содержания озона в атмосфере в различные фазы 11-летнего цикла солнечной активности.

Оптический зонд: 1) 1957—1960, 2) 1962—1965, 3) 1966—1968; ультрафиолетовый спектрограф, 4) 1951—1953.

(Вейсенау, Уккле, Берлин, Кёльн) в период 1958—1968 гг. и представленные на рис. 5, позволили сделать вывод о том, что во время МГГ она была больше, чем во время МГСС на всех высотах от 10 до 30 км [8].

Наибольшие изменения концентрации имели место в слое 20—30 км. Спектрографические измерения концентрации озона в Вейсенау в период минимума солнечной активности (1951—1953 гг.) дали вертикальный профиль озона, весьма близкий к полученному в период МГСС.

Проводимые в ИЗМИРАН с 1951 г. наблюдения за атмосферным озоном указывают на сильное увеличение общего содержания озона (до 200%) во время хромосферных вспышек [7].

Измерения ультрафиолетовой радиации в трех участках спектра, выполненные на спутнике 1968-059А, показали, что радиация в участке 0,16—0,21 мкм, ответственном за образование озона в атмосфере, изменяется более чем на 60% в зависимости от интенсивности кальциевых флоккул (индекс CaII в период измерений 16 июля — 13 августа 1968 г. изменялся от 3 до 7) [9].

Такие вариации ультрафиолетовой радиации недостаточны для того, чтобы существенно изменить величину интегральной солнечной постоянной (они составляют 0,02% солнечной постоянной). Но они вполне достаточны для того, чтобы заметным образом изменить концентрацию озона.

По нашим расчетам, увеличению общего содержания озона вдвое относительно нормального значения соответствует понижение температуры на 0,9 К (для теплого полугодия) и на 0,6 К (для холодного полугодия).

Таким образом, антропогенные факторы и солнечная активность через озонный механизм приводят к противоположным по знаку изменениям температуры атмосферы.

Другой причиной влияния солнечной активности на климат может быть зависимость интегральной солнечной постоянной от чисел Вольфа. Изменению солнечной постоянной на 1% в зависимости от его знака и сезона, как показывают наши расчеты, могут соответствовать изменения температуры от +1,0 до -2,0 К [6].

Нелинейные изменения интегральной солнечной постоянной с ростом чисел Вольфа сопровождаются параллельными изменениями температуры атмосферы: на ветви роста солнечной постоянной температура растет, на ветви спада — уменьшается [2].

Эти два примера показывают, что механизмов воздействия солнечной активности на температуру атмосферы может быть несколько. При этом они могут давать неоднозначные связи температуры с солнечной активностью, зависящие от уровня и характера последней.

Если, например, характер солнечной активности таков, что происходят спектральные изменения солнечной постоянной, то через озонный механизм это может привести к понижению температуры тропосферы.

Если же солнечная активность вызывает изменения интегральной солнечной постоянной, то в определенном интервале чисел Вольфа это приведет к повышению температуры тропосферы.

Таким образом, в самой природе солнечно-атмосферных связей может быть заложена их неоднозначность. В связи с этим следует напомнить, что неоднозначность солнечно-тропосферных связей, получаемая статистическим путем, обычно считается одним из основных доказательств их нереальности.

Отметим еще раз, что изменения спектрального состава солнечной радиации на верхней границе атмосферы, приводящие к заметным изменениям общего содержания озона, настолько малы, что не влияют на величину интегральной солнечной постоянной. Поэтому озонный механизм влияния солнечной активности на климат можно считать триггерным (т.е. действующим по принципу «спускового крючка»).

Отсюда становится ясной важность организации измерений на спутниках не только интегральной солнечной постоянной, но и распределения энергии во внеатмосферном спектре солнечного излучения.

В заключение хотелось бы обратить внимание на общность проблем влияния на климат антропогенных факторов и солнечной активности в том смысле, что в обеих проблемах речь идет о малых причинах, приводящих к большим следствиям. Поэтому и в теоретическом рассмотрении этих проблем должно быть много общего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вишнякова О. Н. Интегральная функция пропускания озона для области спектра 0—0,9 мкм.— «Тр. ГГО», вып. 315, 1973, с. 92—93.
2. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А. Солнечная постоянная и ее возможные вариации.— В кн.: Труды симпозиума по солнечно-корпускулярным эффектам в тропосфере и стратосфере. Л., Гидрометеиздат, 1973, с. 143—148.
3. Ракинова Л. Р. Тепловой режим атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1957, с. 183.
4. Ракипова Л. Р. Изменение зонального распределения температуры атмосферы в результате активных воздействий на климат.— В кн.: Современное состояние климатологии. Л., Гидрометиздат, 1966.
5. Ракипова Л. Р., Вишнякова О. Н. Влияние вариаций концентрации углекислого газа на термический режим атмосферы.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 5, с. 23—31.
6. Ракипова Л. Р. Некоторые вопросы исследования теплового режима атмосферы.— В кн.: Проблемы общей циркуляции атмосферы. Труды 3-й Всесоюзной конференции по общей циркуляции атмосферы. 1972, с. 191—207.
7. Стеблова Р. С. Нарушение стационарного режима в атмосферном озоне.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1963, т. 3, вып. 2, с. 324—335.
8. Paetzold H. K. Variation of the vertical ozone profile over middle Europe from 1951 to 1968.— «Ann. geophys.», 1969, vol. 25, p. 347—349.
9. Prag P. B., Morse T. A. Variations in the Solar ultra-violet flux from Guly 13 to August 9, 1968.— «G. Geophys. Res.», 1970, vol. 75, N 25, p. 4613—4621.

ЭКРАНИРУЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕПЛОМ РЕЖИМЕ ОЗОНОСФЕРЫ

Введение

В общей проблеме Солнце—Земля земная атмосфера рассматривается как среда, в которой Солнце полностью расходует радиацию далекой ультрафиолетовой области спектра, частично радиацию близкой ультрафиолетовой области и незначительную часть изменения в видимом диапазоне. Других источников энергии, сравнимых по мощности с солнечной энергией, нет. Из этого логически вытекает, что солнечная радиация, особенно ультрафиолетовая, должна играть доминирующую роль в тепловом режиме атмосферы. Однако процесс передачи энергии очень сложный. Количество поглощаемой энергии зависит от структуры атмосферы. Структурным составом земной атмосферы управляет сложная система фотохимических процессов, энергетическим источником которых служит солнечная энергия.

В этом направлении целесообразно исследовать роль прямой солнечной энергии в термическом режиме атмосферы. Необходимо учитывать четыре фактора: 1) солнечную радиацию как источник энергии; 2) структуру атмосферы; 3) характер взаимодействия солнечной энергии с компонентами атмосферы; 4) характер взаимодействия отдельных слоев атмосферы друг с другом в процессе трансформации прямого солнечного излучения.

Сначала задачу упростим: будем считать, что внеатмосферное распределение энергии в спектре Солнца неизменно и соответствует измерениям Детвилера и Хинтереггера [1, 2]. Тогда различные модели атмосферы являются следствием различного набора фотохимических реакций, принятых в расчет, и крупномасштабной циркуляции воздушных масс. Число учитываемых реакций непрерывно растет. Усложнение модели преследует основную цель — приблизить теоретически рассчитанную модель озоносферы к ракетным измерениям Джонсона [3]. Принимая во внимание это обстоятельство, мы избрали комбинированную модель: а) ниже

30 км использовали пространственное распределение плотности озона в соответствии с данными американских озонозондовых станций [4—5] и бельгийской станции Уккель [6]; б) высотное распределение плотности озона выше 30 км взято близкое к данным Джонсона; в) плотности остальных компонентов соответствуют средним значениям в моделях Ханта, Хестведта и Шимазаки [7—9].

Относительная роль компонентов-поглотителей в тепловом режиме озоносферы

Плотность компонентов атмосферы подвержена различного рода вариациям. С энергетической точки зрения изменение плотности поглощающих компонентов тождественно изменению притока лучистой энергии. Оценим относительный вклад компонентов-поглотителей в общее количество прямой солнечной энергии, которое поглощает атмосфера на различных высотах.

Пусть E_{λ}^0 — энергия длины волны λ в солнечном излучении на верхней границе атмосферы, падающая на единичную площадку, перпендикулярную направлению луча. На высоте h в земной атмосфере она уменьшается до значения $E_{\lambda h}$ за счет молекулярного рассеяния и поглощения компонентами атмосферы (1)

$$E_{\lambda h} = E_{\lambda}^0 \exp \left\{ - \int_z^{\infty} ([n_1]_z \sigma_{1\lambda} + [n_2]_z \sigma_{2\lambda} + \dots + [n_k]_z \sigma_{k\lambda} + [m]_z \beta_{\lambda}) dz \cdot \sec z_{\odot} \right\}, \quad (1)$$

где $[n_1]_z \dots [n_k]_z [m]_z$ — концентрация молекул компонентов-поглотителей и общая концентрация молекул на высоте $z = h + 1, h + 2 \dots \infty$; $\sigma_{1\lambda}, \sigma_{2\lambda} \dots \sigma_{k\lambda}, \beta_{\lambda}$ — сечения реакций поглощения соответствующих компонентов и коэффициенты молекулярного рассеяния; $z_{\odot}$ — зенитное расстояние Солнца. Энергия, поглощаемая одной молекулой каждого из компонентов на высоте h , определяется соотношением

$$E_{hk} = \sum_{\lambda} E_{\lambda h} \sigma_{k\lambda}. \quad (2)$$

Каждый компонент поглощает в широком спектральном диапазоне:

Номер п/п	Компонент	Диапазон, Å
1	O ₃	1000 < λ < 3400 4000 < λ < 7600
2	O ₂	1000 2400
3	H ₂ O	1000 2050
4	H ₂ O ₂	1850 3050

5	HO ₂	1850	3050
6	N ₂	1000	1250
7	N ₂ O	1000	2400
8	NO	1000	2700
9	NO ₂	1100	2700
10	CO ₂	1000	2000
11	CO	1000	1850

Нижний предел для большинства компонентов простирается в далекую УФ область. Однако вышележащая ионосфера почти полностью не прозрачна для излучения длин волн короче 1000 Å, поэтому мы взяли 1000 Å в качестве коротковолнового предела. Все данные по сечениям взяты из обзоров [10—11] и работ [12—14].

Рассчитанные значения энергии приведены в табл. 1. Из данных табл. 1 видно, что высота атмосферы вблизи 70 км служит разделом сфер влияния. Выше 70 км основной вклад в поглощаемую энергию вносит молекулярный кислород, а ниже — озон. Эффект поглощаемой энергии каждым из остальных компонентов, так же как их суммарный эффект, ничтожен в тепловом балансе, но играет важную роль в фотохимических процессах.

Необходимо отметить, что многие использованные параметры определены с низкой точностью. Например, никаких лабораторных исследований для скорости диссоциации HO₂ до сих пор не известно. Хант сделал предположение, что спектральный диапазон энергии, а также сечения для H₂O₂ и HO₂ одни и те же. Хестведт развил это предположение и рассчитал коэффициенты пропускания HO₂ в земной атмосфере. В данной работе пришлось оперировать теми же данными.

Роль озона как основного трансформатора лучистой энергии в тепловую стала учебной истиной. Во многих монографиях и учебниках показаны сезонные вариации, суточные вариации озона и роль озона в высотном распределении температуры, в частности в образовании максимума температуры на высоте 45—50 км.

Парадоксы в температурном режиме озоносферы

Доминирующая роль озона в поглощении лучистой энергии дает право в тепловом режиме учитывать только его вклад. Сделано немало попыток использовать данные об озоне для прогноза метеорологической ситуации. Трудно перечислить количество опубликованных работ и формы сопоставлений общего содержания озона и прочих параметров озоносферы с различными метеорологическими элементами. Многолетний анализ озонметрических данных приводит к парадоксу: с одной стороны, пространственно-

Количество прямой солнечной энергии (эрг/(см²·с)) в ультрафиолетовом диапазоне, поглощаемое компонентами-поглопителями на различных высотах в земной атмосфере

Высота, км	O ₃	O ₂	H ₂ O	H ₂ O ₂	HO ₂	N ₂	N ₂ O	NO	NO ₂	CO ₂	CO
90	2,5·10 ⁻⁶	2,0·10 ⁻⁴	6,8·10 ⁻⁸	1,3·10 ⁻¹⁵	4,0·10 ⁻¹³	7,0·10 ⁻¹¹	1,1·10 ⁻⁹	3,9·10 ⁻¹⁰	4,0·10 ⁻¹⁰	4,7·10 ⁻⁷	3,6·10 ⁻⁹
80	7,1·10 ⁻⁶	4,3·10 ⁻⁶	4,3·10 ⁻¹⁰	1,5·10 ⁻¹¹	3,0·10 ⁻⁹	2,0·10 ⁻¹²	6,0·10 ⁻⁹	1,2·10 ⁻⁹	1,5·10 ⁻⁹	1,5·10 ⁻⁷	2,2·10 ⁻⁹
70	4,3·10 ⁻⁵	3,7·10 ⁻⁶	2,8·10 ⁻⁹	2,7·10 ⁻⁹	1,3·10 ⁻⁸	6,0·10 ⁻¹²	3,5·10 ⁻⁸	2,0·10 ⁻⁸	6,0·10 ⁻⁸	6,4·10 ⁻⁸	2,7·10 ⁻¹⁰
60	2,8·10 ⁻⁴	3,1·10 ⁻⁵	6,8·10 ⁻⁸	2,0·10 ⁻⁸	1,3·10 ⁻⁷	7,4·10 ⁻¹³	6,0·10 ⁻⁸	5,9·10 ⁻⁸	8,4·10 ⁻⁸	4,5·10 ⁻⁸	—
50	2,7·10 ⁻³	3,3·10 ⁻⁵	9,3·10 ⁻⁹	1,4·10 ⁻⁷	6,0·10 ⁻⁸	7,8·10 ⁻¹³	2,0·10 ⁻⁷	2,2·10 ⁻⁷	4,5·10 ⁻⁷	7,2·10 ⁻⁹	—
40	1,8·10 ⁻²	3,3·10 ⁻⁵	3,2·10 ⁻⁸	1,4·10 ⁻⁶	5,0·10 ⁻⁸	9,0·10 ⁻¹⁴	6,3·10 ⁻⁷	4,4·10 ⁻⁷	4,4·10 ⁻⁷	—	—
30	1,6·10 ⁻²	3,5·10 ⁻⁵	1,3·10 ⁻⁸	3,0·10 ⁻¹⁰	3,0·10 ⁻¹⁰	5,0·10 ⁻¹⁴	2,8·10 ⁻⁷	2,3·10 ⁻⁸	8,2·10 ⁻⁹	—	—
20	3,9·10 ⁻³	2,5·10 ⁻⁷	2,0·10 ⁻⁹	7,0·10 ⁻¹⁵	1,4·10 ⁻¹⁴	2,0·10 ⁻¹⁴	9,8·10 ⁻⁸	—	6,2·10 ⁻¹⁰	—	—
10	1,0·10 ⁻³	—	—	9,0·10 ⁻¹⁶	1,7·10 ⁻¹⁴	—	4,8·10 ⁻⁹	—	—	—	—

временное распределение температуры можно объяснить за счет поглощения лучистой энергии озоном, а с другой стороны, вариации температуры никак не связаны с плотностью озона на этой высоте. Метеорологам хорошо известен факт: повышение плотности озона чаще всего сопровождается понижением температуры. Дютч [16] отмечает отрицательную корреляцию между температурой и плотностью озона на высотах максимальной концентрации озона. Обратимся к данным американских озонметрических станций. В них приводятся корреляционные коэффициенты между плотностью озона и температурой атмосферы в диапазоне высот 0—30 км. В табл. 2 они сгруппированы для высот 28, 24, 20, 16 и 12 км (подобный выбор высот объясняется тем, что к ним отнесены наши расчеты). Данные табл. 2 говорят о наличии слабой связи между плотностью озона и температурой окружающей среды в нижней озоносфере. Выше 30 км отсутствует даже слабая связь.

Таблица 2

Коэффициенты корреляции между плотностью озона и температурой атмосферы по измерениям американских озонметрических озонзондовых станций, осредненные по сезону в течение трехлетнего периода (Херинг, 1967)

Станция	Координаты	Высота 28 км				Высота 24 км			
		Зима	Весна	Лето	Осень	Зима	Весна	Лето	Осень
Флорида	30,4° с.ш., 84,3° з.д.	—	0,10	—	—	—0,42	—0,16	—0,20	—0,90
Нью-Мехико	35,0 106,6	0,04	0,35	0,05	0,47	0,02	0,04	0,32	—0,06
Колорадо	40,6 105,1	—	0,54	0,03	0,26	0,04	0,22	0,07	—0,11
Бедфорд	42,5 71,3	0,02	0,19	0,11	0,68	—0,08	—0,11	0,06	0,46
Сиэтл	47,4 122,3	—	0,19	—	—	—	—0,05	—0,24	—0,11
Гус-Бей	53,3 60,4	—	0,21	—0,03	—	—	0,00	—0,08	—
Черчилл	58,8 94,1	—	—	—	—	—	—	0,27	—
Туле	76,5 68,8	—	—	—	—	—	—0,41	—0,21	—

Станция	Высота 20 км				Высота 16 км				Высота 12 км			
	Зима	Весна	Лето	Осень	Зима	Весна	Лето	Осень	Зима	Весна	Лето	Осень
Флорида	0,29	0,23	—0,04	—0,18	0,63	0,50	0,69	0,61	—0,03	—0,16	—0,27	0,51
Нью-Мехико	0,39	—0,06	0,46	—0,02	0,57	0,57	0,58	0,54	0,32	0,17	—0,36	—0,05
Колорадо	0,11	0,01	0,43	0,54	0,45	0,40	0,43	0,54	0,52	0,32	0,08	0,22
Бедфорд	—0,06	0,36	0,07	0,16	0,04	0,64	0,64	0,62	0,34	0,66	0,62	0,43
Сиэтл	—0,12	—0,04	—0,02	0,14	0,17	0,50	0,61	—0,47	0,30	0,73	0,53	0,52
Гус-Бей	0,06	0,16	0,19	0,03	0,20	0,18	0,55	—0,02	0,57	0,16	0,57	0,76
Черчилл	—	0,02	0,21	0,11	—	0,13	0,60	0,18	—	0,46	0,67	0,62
Туле	—	—0,20	—0,02	—	—	—0,12	0,15	—0,43	—	0,12	—0,04	0,23

Так и должно быть. Фактически сравнивают плотность озона, т.е. плотность одного из компонентов атмосферы, с температурой, которая является мерой энергии всей среды. При этом плотность озона на 5—6 порядков ниже общей плотности. Может последовать возражение, что такая корреляция приемлема, так как озон поглощает солнечную энергию и трансформирует ее в тепловую энергию. Нам кажется более целесообразно коррелировать параметры родственной физической сущности. Такими могут быть температура как мера энергии и количество солнечной энергии, поглощаемое озоном. В этом случае плотность озона также принимается во внимание.

Экранирующие эффекты в тепловом режиме озоносферы

Парадоксы — наиболее интересные явления при исследовании физических процессов, так как они четко показывают, где рассматриваемый процесс подвергается одностороннему учету. Поскольку приток энергии происходит за счет поглощения солнечной радиации, исследуем этот процесс более детально.

Учтем характер взаимодействия солнечной энергии с земной атмосферой, а также отдельных слоев атмосферы друг с другом в процессе распространения солнечной энергии. Атмосфера — это единая поглощающая среда. Энергия, пришедшая на данный уровень, представляет собой остаток энергии, не поглощенный вышележащими слоями атмосферы. Увеличение плотности любого компонента-поглотителя в вышележащих слоях приводит к дефициту энергии на данном уровне и наоборот. Таким образом, вся вышележащая атмосфера в пределах высот $(h+1, \infty)$ представляет собой экран по отношению к высоте h для прямой солнечной радиации. Свойства экрана меняются во времени. Поэтому всякий раз, оценивая разогрев за счет прямой радиации на данном уровне, необходимо знать структурные особенности экрана, т.е. структурный состав компонентов-поглотителей над данной высотой. Компоненты-поглотители на данной высоте выступают в роли резервуара тепла по отношению к остальным компонентам на этой же высоте. Так как в качестве такого резервуара мы будем рассматривать только озон, то формула (2) упрощается и принимает вид

$$E_{\text{полг. O}_3} = \sum_{\lambda} E_{\lambda h} [\text{O}_3] h \sigma_{\lambda}. \quad (3)$$

Резервуар тепла действует ограниченное время суток — светлое время, поэтому мгновенные значения $E_{\text{полг. O}_3}$ надо просуммировать дважды по зенитному расстоянию Солнца в пределах $Z_{\min} < Z_{\odot} < 90^{\circ}$. Мы получаем окончательную формулу для расчета поглощаемой энергии

$$E_{\text{полг. дн. O}_3} = 2 \sum_z \sum_{\lambda} E_{\lambda h} \cdot [\text{O}_3]_h \sigma_{\lambda} \quad (4)$$

Теперь эту величину энергии, входящую в резервуар в виде лучистой энергии, сравним с температурой среды.

Для количественных оценок мы воспользовались данными станции Уккель. Они опубликованы в форме, удобной для расчета, и к ним прилагается большое количество дополнительных данных. Все озонозондовые станции выдают, кроме высотного распределения парциального давления озона, следующие параметры: 1) Ω_T — общее содержание озона по наземным измерениям с помощью спектрофотометра Добсона, 2) Ω_i — суммарное количество озона от поверхности Земли до предельной высоты подъема озонозонда и 3) Ω_R — остаточное значение, т.е. разность между ними. Экранирующее количество озона для данной высоты h мы определяли суммой

$$\Omega_{\text{экр}} = \Omega_R + \Omega_{h+1}^{\text{lim}}, \quad (5)$$

где $\Omega_{h+1}^{\text{lim}}$ — содержание озона между высотами $h+1$ и предельной высотой подъема озонозонда. Таким путем вычисленное экранирующее содержание озона полагалось равным

$$\Omega_{\text{экр}} \approx \int_{h+1}^{\infty} [\text{O}_3]_h dh \quad (6)$$

и подставлялось в равенство (1).

Расчеты охватывают период ноябрь 1966 г. — декабрь 1968 г. и отнесены к высотам 28, 24, 20, 16 и 12 км (рис. 1—4). Даже беглый просмотр показывает, что топография значений $E_{\text{полг. дн. O}_3}$ хорошо повторяет топографию температуры. Коэффициенты корреляции между t и $E_{\text{полг. дн. O}_3}$ приведены в табл. 3, осредненные по двум месяцам.

При сравнении табл. 2 и 3 можно утверждать, что экранирующему эффекту принадлежит очень важная роль в управлении термическим режимом атмосферы. Между энергией, поглощаемой озоном, и температурой атмосферы существует высокая корреляционная связь. Плотность озона входит в эту связь, так как общее количество энергии, поглощаемое озоном, в конечном итоге равно произведению энергии, приходящейся на одну частицу озона, на общее число частиц озона в рассматриваемом объеме

$$E_{\text{полг. O}_3} = E_{\text{полг. 1 мол. O}_3} \cdot [\text{O}_3]. \quad (7)$$

Теперь мы имеем только один случай отрицательной корреляции на высоте 28 км, но положительную корреляцию в окрестности высот максимальной концентрации плотности озона вместо отмеченной Дютшем отрицательной корреляции.

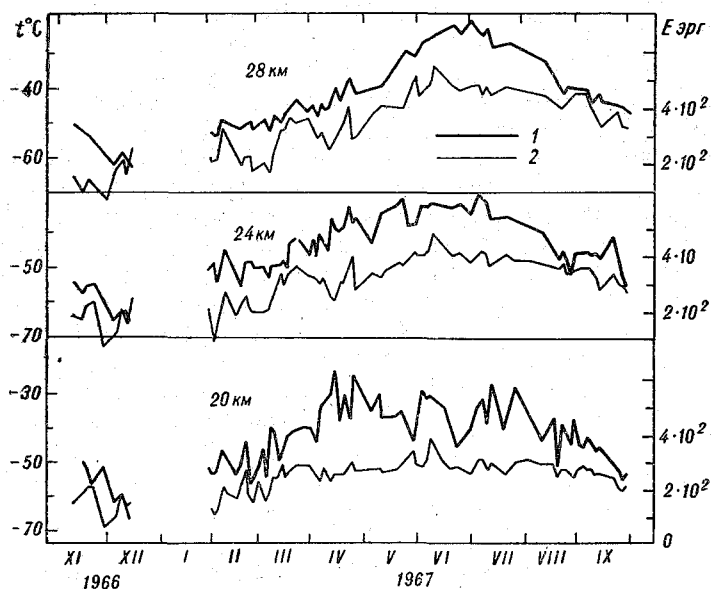


Рис. 1. Значения температуры, измеренные на озонзондах (1), и рассчитанные значения прямой солнечной энергии, поглощаемой озоном в течение дневного времени (2), на высотах 20, 24 и 28 км.

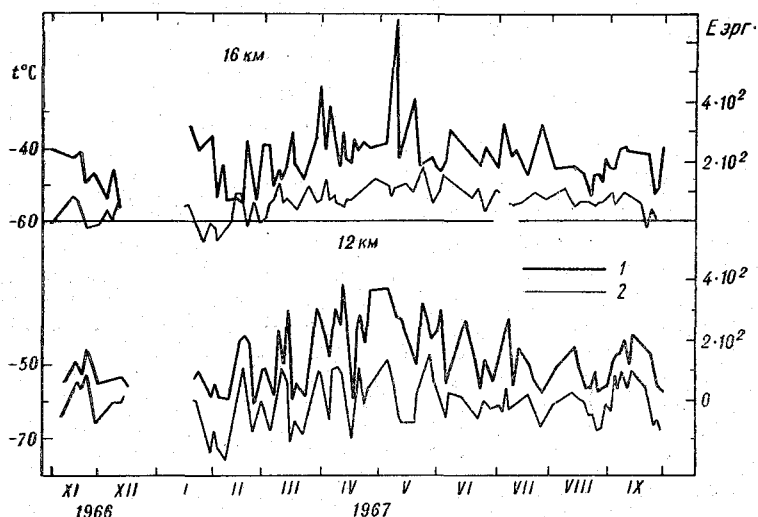


Рис. 2. Значения температуры, измеренные на озонзондах (1), и рассчитанные значения прямой солнечной энергии, поглощаемой озоном в течение дневного времени (2), на высотах 12 и 16 км.

Таблица 3

Коэффициенты корреляции между температурой атмосферы и прямой солнечной энергией, поглощаемой озоном в течение дневного времени после введения поправки за экранирующие эффекты

Период времени		Высота, км				
год	месяцы	12	16	20	24	28
1966	XI—XII	0,80	0,33	0,25	0,51	-0,42
1967	I—II	0,97	0,28	0,97	0,97	0,82
	III—IV	0,95	0,46	0,54	0,46	0,77
	V—VI	0,79	0,09	0,18	0,77	0,87
	VIV—VIII	0,96	0,72	0,60	0,77	0,89
	IX	0,97	0,78	0,78	0,86	0,82
1968	V—VI	0,68	0,30	0,00	0,00	0,38
	VII—VIII	0,64	0,92	0,28	0,42	0,00
	IX—X	0,93	0,96	0,80	0,64	0,66
	XI—XII	0,80	0,83	0,34	0,12	0,12

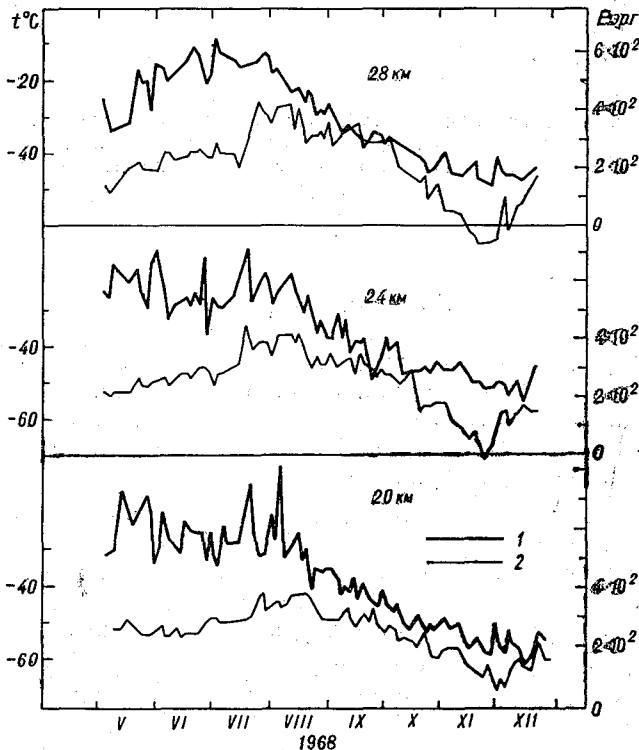


Рис. 3. Значения температуры, измеренные на озонзондах (1), и рассчитанные значения прямой солнечной энергии, поглощаемой озоном в течение дневного времени (2), на высотах 20, 24 и 28 км.

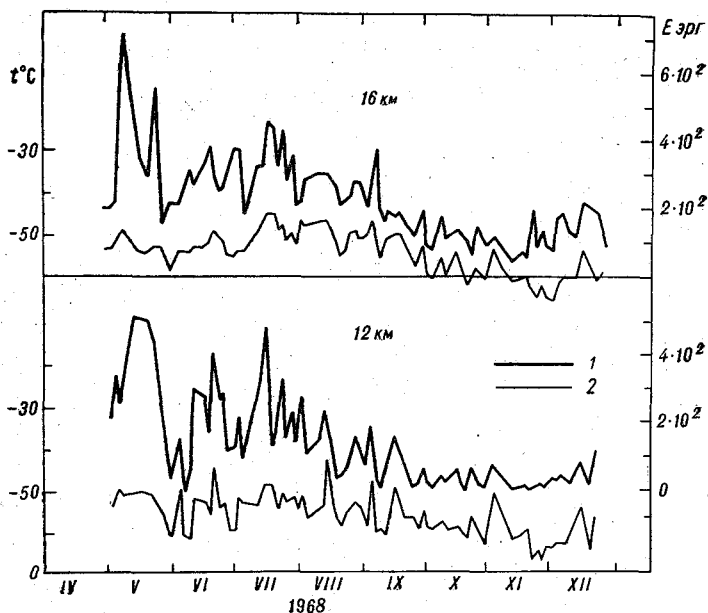


Рис. 4. Значения температуры, измеренные на озонзондах (1), и рассчитанные значения прямой солнечной энергии, поглощаемой озоном в течение дневного времени (2), на высотах 12 и 16 км.

Погрешности расчета

1. Распределение энергии в спектре Солнца $E^0(\lambda)$ принималось неизменным во времени. Однако спутниковые наблюдения [16—17] показали, что УФ излучение в той спектральной области, которая ответственна за фотохимическую структуру атмосферы, подвержена сильным вариациям.

2. В расчетах общее содержание озона и распределение плотности озона по высоте принимались для данного дня постоянными, т.е. мгновенные значения экстраполировались на все светлое время суток. Известно, что оба параметра меняются во времени, но мы не располагали данными о том, как они меняются.

3. $\Omega_{\text{ост}}$ — существенно важный параметр. Он дает информацию о вышележащей поглощающей среде. Однако в его оценке допускается много произвола. Суммированное значение озона в пределах подъема озонзонда уравнивают с общим содержанием озона по наземным измерениям путем введения двух величин: 1) поправочного коэффициента $S_{\text{попр}}$, 2) остаточного содержания озона по формуле

$$\Omega_{\text{прив}} = C_{\text{попр}} \lim_{h \rightarrow 0} \sum \rho h_3 + \Omega_{\text{ост}} \quad (8)$$

При этом для всех высот вводится один и тот же поправочный коэффициент, что строго не обосновано. В этом случае $\Omega_{\text{ост}}$ существенно зависит от поправочного коэффициента. Мы выбрали шесть дней, в течение которых озопозонд с точностью ± 1 км поднимался до высоты 40 км, и нанесли на график $\Omega_{\text{ост}}$ в функции $C_{\text{попр}}$. Получилась четкая обратная зависимость (рис. 5). Это же влияние поправочного коэффициента проявляется и в парциальном давлении озона. Однако чем ниже мы спускаемся, тем слабее влияние поправочного коэффициента. Поэтому не удивительно, что на малых высотах топография $E_{\text{погл. дв. O}_3}$ лучше повторяет топографию T при $z=h$, чем на больших высотах.

4. Мы не учитывали поглощения инфракрасного излучения в прямой солнечной радиации.

5. Не учитывались потери на излучение.

6. Не учитывалась динамика атмосферы, которой принадлежит не последнее место в управлении термическим режимом.

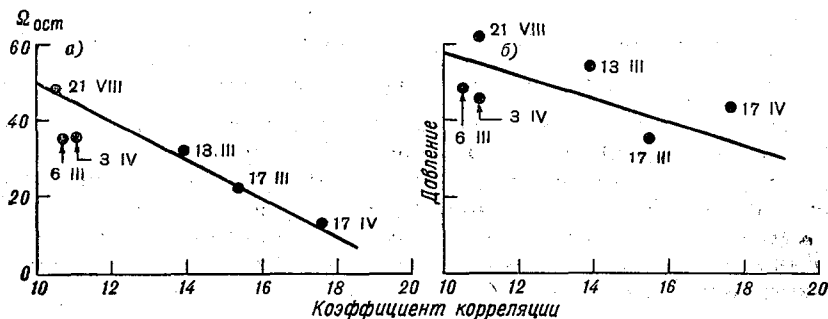


Рис. 5. Связь между введенными поправочными коэффициентами и измеренным парциальным давлением озона, а также рассчитанным значением $\Omega_{\text{ост}}$ на высоте 40 км. 1967 г.

Особенности экранирующего эффекта

Понять особенности экранирующего эффекта нельзя без рассмотрения общего разогрева атмосферы лучистой энергией. Пусть Q_h — приток лучистой энергии в данный единичный объем на высоте h . В поглощающей многокомпонентной атмосфере Q_h равно сумме, в которой каждое слагаемое соответствует вкладу одного из компонентов,

$$Q_h = Q_{h1} + \dots + Q_{hk} = E_{h1} \rho_{h1} + \dots + E_{hk} \rho_{hk}, \quad (9)$$

где E_{hk} — приток лучистой энергии за счет поглощения одной частицей k -той компоненты на высоте h , а ρ_{hk} — плотность этой компоненты. Согласно табл. 1, при расчете ослабления энергии будем учитывать каждый компонент, а в качестве разогревающего компонента — только озон. Распишем формулу (9) более подробно для дальнейшего анализа. С учетом высказанных упрощений формула (9) трансформируется в формулу (10), в которой экспоненциальный множитель характеризует особенности вышележащей среды

$$Q_{h3} = \sum_{\lambda} E_{\lambda}^0 \sigma_{\lambda 3} \rho_{h3} \exp \left[-\sigma_{\lambda} \sum_z \rho_{z1} - \dots - \sigma_{\lambda k} \sum_z \rho_{zk} - \beta_{\lambda} \sum_z m_z \right] \quad (10)$$

при $z=h+1$.

Приток лучистой энергии Q_{h3} в единичный объем в единицу времени обеспечит соответствующую скорость разогрева dT_h/dt этого объема

$$dT_h/dt = dQ_{h3}/dt \frac{1}{c_p \cdot 0,00129 m_h / m_0} = \frac{dQ_{h3}}{dt} \frac{C}{m_h}, \quad (11)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $m_0 = 0,00129 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ — плотность воздуха у земной поверхности, m_h — плотность воздуха на высоте h . Величина C/m_h монотонно убывает по направлению сверху вниз, не зависит от поглощающих свойств среды и определяется общей плотностью атмосферы. В соответствии с этим все особенности dT_h/dt в функции высоты задаются высотным распределением притока лучистой энергии.

Какие особенности можно ожидать от dQ_{h3}/dt ? Исследуем Q_{h3} на экстремум. Возьмем производную от Q_{h3} по высоте

$$Q'_{h3} = (E_{h3} \rho_{h3})' = \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 3} E_{\lambda}^0 \exp \left[-\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 1} \sum_z \rho_{z1} - \dots - \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda k} \sum_z \rho_{zk} - \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} \sum_z m_z \right] \left[\frac{d\rho_{h3}}{dh} - \rho_{h3} \left(\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sum_z \frac{d\rho_{z1}}{dh} + \dots + \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda k} \sum_z \frac{d\rho_{zk}}{dh} + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} \sum_z \frac{dm_z}{dh} \right) \right]. \quad (12)$$

Так как экспоненциальный множитель отличен от нуля, то условие экстремума выполняются там, где, согласно (12), градиент плотности озона велик, а абсолютное значение плотности не достигло максимального значения. Поскольку на высоте пика плотности озона градиент плотности равен нулю, то заранее можно сказать, что условие:

$$\left(\frac{d\rho_{h3}}{dh} \right) / \rho_{h3} = \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 1} \sum_z \frac{d\rho_{z1}}{dh} + \dots + \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda k} \sum_z \frac{d\rho_{zk}}{dh} + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} \sum_z \frac{dm_z}{dh} \quad (13)$$

экстремума, а следовательно, и максимальная скорость разогрева локализируются далеко за пределами высоты максимальной концентрации плотности озона. Условие экстремума выполняется выше и ниже высоты пика плотности озона, но величина экспоненциального множителя убывает сверху вниз, поэтому максимальный разогрев осуществляется над высотой максимальной плотности озона.

В табл. 4 а даны рассчитанные скорости разогрева атмосферы за счет поглощения озоном прямой солнечной радиации для условий низкоширотной стационарной озоносферы. Данные таблицы

Таблица 4

Высота, км	Зенитное расстояние Солнца, град.				
	0	30	45	60	75

а. Скорость разогрева стационарной атмосферы за счет поглощения прямой радиации только озоном (г/с)

	$\frac{dT}{dt} = \frac{dQO_3}{dt} - \frac{C}{\rho_h}$				
90	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$
85	$1,61 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-6}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$
80	$2,28 \cdot 10^{-5}$	$2,28 \cdot 10^{-5}$	$2,28 \cdot 10^{-5}$	$2,28 \cdot 10^{-5}$	$2,28 \cdot 10^{-5}$
75	$3,74 \cdot 10^{-5}$	$3,74 \cdot 10^{-5}$	$3,74 \cdot 10^{-5}$	$3,74 \cdot 10^{-5}$	$3,74 \cdot 10^{-5}$
70	$4,80 \cdot 10^{-5}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$	$4,79 \cdot 10^{-5}$	$4,76 \cdot 10^{-5}$
65	$8,95 \cdot 10^{-5}$	$8,92 \cdot 10^{-5}$	$8,86 \cdot 10^{-5}$	$8,80 \cdot 10^{-5}$	$8,70 \cdot 10^{-5}$
60	$1,67 \cdot 10^{-4}$	$1,66 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-4}$	$1,63 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$
55	$1,95 \cdot 10^{-4}$	$1,94 \cdot 10^{-4}$	$1,93 \cdot 10^{-4}$	$1,91 \cdot 10^{-4}$	$1,77 \cdot 10^{-4}$
50	$3,43 \cdot 10^{-4}$	$3,41 \cdot 10^{-4}$	$3,20 \cdot 10^{-4}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$	$2,01 \cdot 10^{-4}$
45	$3,92 \cdot 10^{-4}$	$3,76 \cdot 10^{-4}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$
40	$1,93 \cdot 10^{-4}$	$1,66 \cdot 10^{-4}$	$1,46 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$6,15 \cdot 10^{-5}$
35	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$9,37 \cdot 10^{-5}$	$8,30 \cdot 10^{-5}$	$6,86 \cdot 10^{-5}$	$6,02 \cdot 10^{-5}$
30	$6,15 \cdot 10^{-5}$	$5,70 \cdot 10^{-5}$	$5,04 \cdot 10^{-5}$	$4,40 \cdot 10^{-5}$	$3,34 \cdot 10^{-5}$
25	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$2,45 \cdot 10^{-5}$	$2,27 \cdot 10^{-5}$	$2,04 \cdot 10^{-5}$	$1,69 \cdot 10^{-5}$
20	$6,20 \cdot 10^{-6}$	$6,06 \cdot 10^{-6}$	$5,62 \cdot 10^{-6}$	$4,87 \cdot 10^{-6}$	$4,37 \cdot 10^{-6}$
15	$4,80 \cdot 10^{-6}$	$4,52 \cdot 10^{-6}$	$4,19 \cdot 10^{-6}$	$3,79 \cdot 10^{-6}$	$3,34 \cdot 10^{-6}$
10	$1,90 \cdot 10^{-6}$	$1,81 \cdot 10^{-6}$	$1,66 \cdot 10^{-6}$	$1,53 \cdot 10^{-6}$	$1,39 \cdot 10^{-6}$

б. Скорость разогрева атмосферы при увеличении плотности озона на всех высотах в 2 раза

	$\frac{dT}{dt} \Big _{\rho_h^* = 2\rho_h}$				
90	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$
85	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$
80	$4,56 \cdot 10^{-5}$	$4,56 \cdot 10^{-5}$	$4,56 \cdot 10^{-5}$	$4,56 \cdot 10^{-5}$	$4,56 \cdot 10^{-5}$
75	$7,48 \cdot 10^{-5}$	$7,48 \cdot 10^{-5}$	$7,48 \cdot 10^{-5}$	$7,48 \cdot 10^{-5}$	$7,48 \cdot 10^{-5}$
70	$9,60 \cdot 10^{-5}$	$9,60 \cdot 10^{-5}$	$9,60 \cdot 10^{-5}$	$9,59 \cdot 10^{-5}$	$9,52 \cdot 10^{-5}$
65	$1,78 \cdot 10^{-4}$	$1,78 \cdot 10^{-4}$	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	$1,70 \cdot 10^{-4}$

Высота, км	Зенитное расстояние Солнца, град.				
	0	30	45	60	75
60	$3,26 \cdot 10^{-4}$	$3,24 \cdot 10^{-4}$	$3,22 \cdot 10^{-4}$	$3,20 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$
55	$3,64 \cdot 10^{-4}$	$3,57 \cdot 10^{-4}$	$3,40 \cdot 10^{-4}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$	$2,44 \cdot 10^{-4}$
50	$5,64 \cdot 10^{-4}$	$5,30 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$3,76 \cdot 10^{-4}$	$2,18 \cdot 10^{-4}$
45	$6,18 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$3,36 \cdot 10^{-4}$	$2,59 \cdot 10^{-4}$	$1,34 \cdot 10^{-4}$
40	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$1,80 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^{-4}$	$1,19 \cdot 10^{-4}$	$8,71 \cdot 10^{-5}$
35	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$1,27 \cdot 10^{-4}$	$1,13 \cdot 10^{-4}$	$9,20 \cdot 10^{-5}$	$7,06 \cdot 10^{-5}$
30	$8,50 \cdot 10^{-5}$	$7,96 \cdot 10^{-5}$	$7,24 \cdot 10^{-5}$	$6,56 \cdot 10^{-5}$	$5,43 \cdot 10^{-5}$
25	$4,03 \cdot 10^{-5}$	$3,78 \cdot 10^{-5}$	$3,55 \cdot 10^{-5}$	$3,34 \cdot 10^{-5}$	$2,94 \cdot 10^{-5}$
20	$9,96 \cdot 10^{-6}$	$7,35 \cdot 10^{-6}$	$7,03 \cdot 10^{-6}$	$6,57 \cdot 10^{-6}$	$5,76 \cdot 10^{-6}$
15	$7,60 \cdot 10^{-6}$	$7,35 \cdot 10^{-6}$	$7,03 \cdot 10^{-6}$	$6,57 \cdot 10^{-6}$	$5,76 \cdot 10^{-6}$
10	$2,58 \cdot 10^{-6}$	$2,52 \cdot 10^{-6}$	$2,39 \cdot 10^{-6}$	$2,24 \cdot 10^{-6}$	$1,93 \cdot 10^{-6}$

в. Скорость разогрева атмосферы при увеличении плотности озона на всех высотах в 5 раз

$$\left. \frac{dT}{dt} \right|_{\rho_h^* = 5\rho_h}$$

90	$5,85 \cdot 10^{-5}$	$5,85 \cdot 10^{-5}$	$5,85 \cdot 10^{-5}$	$5,85 \cdot 10^{-5}$	$5,85 \cdot 10^{-5}$
85	$8,05 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-5}$	$8,05 \cdot 10^{-5}$
80	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$1,14 \cdot 10^{-4}$
75	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$1,84 \cdot 10^{-4}$
70	$2,40 \cdot 10^{-4}$	$2,40 \cdot 10^{-4}$	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$2,37 \cdot 10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$
65	$4,42 \cdot 10^{-4}$	$4,41 \cdot 10^{-4}$	$4,39 \cdot 10^{-4}$	$4,36 \cdot 10^{-4}$	$4,23 \cdot 10^{-4}$
60	$7,95 \cdot 10^{-4}$	$7,80 \cdot 10^{-4}$	$7,46 \cdot 10^{-4}$	$6,97 \cdot 10^{-4}$	$5,55 \cdot 10^{-4}$
55	$7,54 \cdot 10^{-4}$	$7,13 \cdot 10^{-4}$	$6,40 \cdot 10^{-4}$	$5,15 \cdot 10^{-4}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$
50	$7,70 \cdot 10^{-4}$	$6,77 \cdot 10^{-4}$	$5,05 \cdot 10^{-4}$	$3,98 \cdot 10^{-4}$	$2,32 \cdot 10^{-4}$
45	$5,10 \cdot 10^{-4}$	$4,45 \cdot 10^{-4}$	$3,66 \cdot 10^{-4}$	$2,82 \cdot 10^{-4}$	$2,03 \cdot 10^{-4}$
40	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$1,31 \cdot 10^{-4}$
35	$1,81 \cdot 10^{-4}$	$1,68 \cdot 10^{-4}$	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,22 \cdot 10^{-4}$
30	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$1,41 \cdot 10^{-4}$	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$
25	$7,90 \cdot 10^{-5}$	$7,65 \cdot 10^{-5}$	$7,40 \cdot 10^{-5}$	$6,85 \cdot 10^{-5}$	$6,20 \cdot 10^{-5}$
20	$2,08 \cdot 10^{-5}$	$2,00 \cdot 10^{-5}$	$1,90 \cdot 10^{-5}$	$1,81 \cdot 10^{-5}$	$1,49 \cdot 10^{-5}$
15	$1,90 \cdot 10^{-5}$	$1,83 \cdot 10^{-5}$	$1,76 \cdot 10^{-5}$	$1,64 \cdot 10^{-5}$	$1,52 \cdot 10^{-5}$
10	$5,33 \cdot 10^{-6}$	$5,15 \cdot 10^{-6}$	$4,85 \cdot 10^{-6}$	$4,70 \cdot 10^{-6}$	$4,27 \cdot 10^{-6}$

г. Скорость разогрева атмосферы при увеличении плотности озона на всех высотах в 10 раз

$$\left. \frac{dT}{dt} \right|_{\rho_h^* = 10\rho_h}$$

90	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$
85	$1,61 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$	$1,61 \cdot 10^{-4}$
80	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$2,28 \cdot 10^{-4}$
75	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$3,73 \cdot 10^{-4}$	$3,72 \cdot 10^{-4}$
70	$4,77 \cdot 10^{-4}$	$4,75 \cdot 10^{-4}$	$4,73 \cdot 10^{-4}$	$4,71 \cdot 10^{-4}$	$4,66 \cdot 10^{-4}$
65	$8,68 \cdot 10^{-4}$	$8,65 \cdot 10^{-4}$	$8,60 \cdot 10^{-4}$	$8,47 \cdot 10^{-4}$	$7,30 \cdot 10^{-4}$
60	$1,40 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$7,11 \cdot 10^{-4}$
55	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$9,45 \cdot 10^{-4}$	$7,87 \cdot 10^{-4}$	$6,00 \cdot 10^{-4}$	$3,47 \cdot 10^{-4}$
50	$7,95 \cdot 10^{-4}$	$7,35 \cdot 10^{-4}$	$5,30 \cdot 10^{-4}$	$4,33 \cdot 10^{-4}$	$2,80 \cdot 10^{-4}$
45	$5,54 \cdot 10^{-4}$	$5,28 \cdot 10^{-4}$	$4,58 \cdot 10^{-4}$	$3,86 \cdot 10^{-4}$	$2,73 \cdot 10^{-4}$
40	$3,52 \cdot 10^{-4}$	$3,28 \cdot 10^{-4}$	$3,03 \cdot 10^{-4}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$
35	$3,18 \cdot 10^{-4}$	$3,00 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-4}$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	$2,32 \cdot 10^{-4}$
30	$2,59 \cdot 10^{-4}$	$2,45 \cdot 10^{-4}$	$2,38 \cdot 10^{-4}$	$2,19 \cdot 10^{-4}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$
25	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,32 \cdot 10^{-4}$	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$1,24 \cdot 10^{-4}$	$1,04 \cdot 10^{-4}$
20	$3,59 \cdot 10^{-5}$	$3,53 \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-5}$	$3,24 \cdot 10^{-5}$	$2,25 \cdot 10^{-5}$
15	$2,76 \cdot 10^{-5}$	$2,72 \cdot 10^{-5}$	$2,69 \cdot 10^{-5}$	$2,47 \cdot 10^{-5}$	$2,21 \cdot 10^{-5}$
10	$9,39 \cdot 10^{-6}$	$9,25 \cdot 10^{-6}$	$9,10 \cdot 10^{-6}$	$8,35 \cdot 10^{-6}$	$5,28 \cdot 10^{-6}$

отражают хорошо известный факт, что скорость разогрева, а следовательно, и максимальная температура достигаются в пределах высот 45—50 км. При увеличении зенитного расстояния Солнца абсолютное значение максимума уменьшается, а его локализация сдвигается в сторону больших высот.

Как проявится экранирующий эффект при увеличении плотности озона? Положим, что плотность озона увеличилась в l раз на всех высотах.

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\rho_{h3}}{dh} \right) / \left(l\rho_{h3} \right) &= \frac{1}{l} \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 1} \Sigma \frac{d\rho_{z1}'}{dh} + \\ &+ \dots + \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda 3} \Sigma \frac{d\rho_{z3}}{dh} + \dots + \\ &+ \frac{1}{l} \sum_{\lambda} \sigma_{\lambda k} \Sigma \frac{d\rho_{zk}}{dh} + \frac{1}{l} \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} \Sigma \frac{dm_z}{dh}. \end{aligned} \quad (14)$$

Из (14) видно, что условие экстремума в этом случае выполняется там, где отношение градиента плотности озона к самой плотности озона в l раз меньше по сравнению со стационарным распределением (13). При этом вклад молекулярного рассеяния необходимо уменьшить в таком же соотношении, т.е. высота локализации экстремума соответственно передвинется вверх. В табл. 4 б, в, г приведены рассчитанные скорости разогрева при увеличении плотности озона в 2, 5 и 10 раз. При увеличении плотности озона в 5 раз максимум передвигается на высоту 50 км, а при увеличении в 10 раз при зенитном расстоянии Солнца 75° он располагается на высотах 60—65 км.

Корреляция между температурой атмосферы и плотностью озона с точки зрения экранирующего эффекта

Попытаемся с точки зрения экранирующего эффекта объяснить наличие низкой, а часто и отрицательной корреляции (см. табл. 2) между плотностью озона и температурой. Качественно особенности экранирующего эффекта отражены на рис. 6, где сравниваются скорости разогрева возмущенной озоносферы со скоростью разогрева стационарной озоносферы. На больших высотах при увеличении плотности озона в l раз скорость разогрева увеличивается в таком же соотношении вплоть до высот 60—65 км.

$$(dT_h^*/dt)/(dT_h/dt) \approx \rho_{h3}^*/\rho_{h3} = l. \quad (15)$$

Затем соотношение пропорциональности нарушается, отношение (15) резко убывает и достигает минимума на высоте, где сам разогрев имеет наибольшее значение, т.е. при увеличении плотности озона в одинаковое число раз на всех высотах; может понизиться температура там, где нарушается соотношение (15). На рис. 6 хорошо видно, что при $l=2$ инверсия в температуре создается при

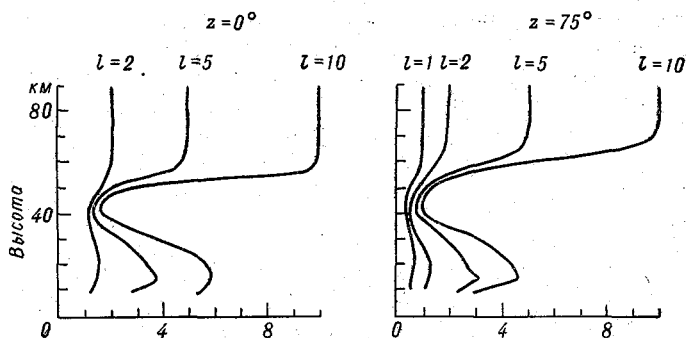


Рис. 6. Сравнение скорости разогрева возмущенной озоносферы при одинаковом увеличении плотности озона на всех высотах со скоростью разогрева стационарной озоносферы.

$Z_{\odot}=45^{\circ}$. Даже при увеличении общей плотности озона в 10 раз инверсия не исключается, при $Z_{\odot}=75^{\circ}$ разогрев на высоте 45 км составляет 0,697 стационарного разогрева.

Из рис. 6 видно, что на высотах 30—35 км возможна отрицательная корреляция между плотностью озона и температурой. При равномерном увеличении плотности озона и низком положении Солнца на высоте 45 км корреляция всегда отрицательна. В окрестности 30 км она может быть знакопеременной, так как не всегда изменение общего содержания озона над фиксированной высотой сопровождается изменением плотности на этой высоте в том же соотношении. На высоте 20 км для моделированного изменения плотности корреляция будет максимальной. Она не превысит величин 0,58 при $l=10$; 0,63 при $l=5$ и 0,70 при $l=2$, что, в общем, хорошо согласуется с данными американских озонозондовых станций (табл. 2).

Экранирующий эффект в работах других авторов

Известны работы, в которых авторы в общем виде учитывают ослабление поглощающих возможностей нижележащей озоносферы, вызванное действием верхней озоносферы. Крейг и Прессман [17, 18] представили графически количество энергии, которое может поглотить данная порция озона в зависимости от того количества озона, которое лежит по лучу зрения на пути Солнце — фиксированная высота. Названия экранирующего эффекта в их диаграммах нет, но по существу они его учитывают.

Мы рассчитывали подобные диаграммы дважды, меняя протяженность спектра поглощения озона. На рис. 7 кривая 1 соответствует поглощению $\Delta\lambda$, равному 1800—3600, 4000—7600 Å и 0,95—16 мкм, кривая 2 — поглощению $\Delta\lambda$, равному 1350—3600,

4000—7600 Å, 8,5—10,5 мкм с центром в 9,6 мкм. Данные Крейга отмечены звездочками.

Различие двух кривых не превышает 15%. Однако в области больших озонных толщ, где основной вклад в приходящую лучистую энергию составляют видимая и инфракрасная области, расхождение достигает одного порядка. Это уже существенное различие, которое изменит на порядок теоретически рассчитанную скорость разогрева в средней и нижней озоносфере.

Нижняя часть кривой соответствует малому содержанию озона, т.е. отражает характер поглощения в верхней озоносфере. Приток лучистой энергии на этих высотах увеличивается пропорционально плотности озона. Наклонная часть кривой соответствует облас-

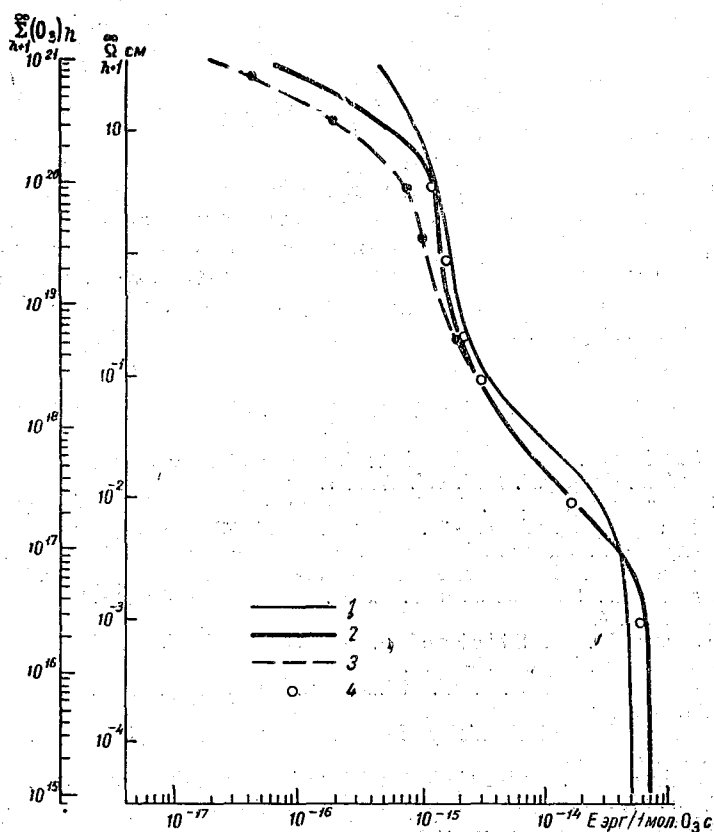


Рис. 7. Энергия, поглощенная озоном в зависимости от пройденного пути.

Кривая 1 соответствует $\Delta\lambda$, равному 1800—3600 Å, 4000—7600 Å, 8,5—10,5 мкм; кривая 2 соответствует $\Delta\lambda$, равному 1350—3600 Å, 4000—7600 Å, 8,5—10,5 мкм; кривая 3 соответствует введению поправки на молекулярное рассеяние; 4 — данные Крейга.

ти проявления экранирующего эффекта. Очень удобно иметь такую графическую зависимость для экспресс-анализа. Действительно, зная содержание озона над данной высотой, можно сразу получить количество энергии, которое поглощает одна молекула озона в данном объеме E_{H_3} . Умножая E_{H_3} на число частиц озона в 1 см^3 , можно получить приток лучистой энергии в данный элементарный объем.

Однако, как ни заманчиво располагать возможностями быстрого расчета, диаграмма на рис. 7 пригодна в основном для качественного анализа. При ее построении учитывался только один поглощающий компонент: O_3 . В реальной атмосфере присутствуют другие поглотители, часть из них приведена в табл. 1. В нижней озоносфере большой удельный вес в ослаблении радиации принадлежит молекулярному рассеянию. Как меняется диаграмма при учете молекулярного рассеяния, на рис. 7 показано пунктиром. Введенная поправка справедлива для низкоширотной озоносферы при прямом падении лучей. В каждом конкретном случае исправление носит индивидуальный характер в соответствии с пространственным распределением плотности озона и вариациями плотности озона. Ввиду этого мы отказались от использования диаграмм и расчеты провели по формуле (4).

Исследование экранирующих эффектов в термическом режиме озоносферы убеждает в необходимости тщательного изучения структурного состава атмосферы и взаимосвязи солнечной энергии с компонентами атмосферы, а также в недопустимости рассмотрения отдельных слоев атмосферы без учета их взаимодействия с остальной атмосферой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Detwiler C. R., e.a.—The intensity distribution in the ultraviolet solar spectrum.—“Ann. Geophys.” 1961, vol. 17, N 1.
2. Hinteregger H. E. Preliminary data on solar extreme ultraviolet radiation in the upper atmosphere.—“J. Geophys. Res.” 1961, vol. 66, N 21.
3. Johnson F. S., e.a. Direct measurement of the vertical distribution of the atmospheric ozone to 70 kilometers altitude.—“J. Geophys. Res.” 1952, vol. 57, N 2.
4. Hering W. S., Borden T. S. Jr. Ozonosonde observations over North America, 1967, vol. 4.
5. Komhyz W. D., Sticksei P. R. Ozonosonde observations 1962—1966, vol. 1—2. ESSA Tech. Rep., 1967—1968.
6. Observations d'ozone. Bull. trimestrial. Inst. Roy. Met. de Belgique, 1966—1968 (anon.).
7. Hunt B. G. Photochemistry of ozone in a moist atmosphere.—“J. Geophys. Res.” 1966, vol. 71, N 5.
8. Hesstvedt E. On the photochemistry of ozone in the ozone layer. Geophys. Publ. 1968, vol. 27, N 5. On the effect of vertical eddy transport on atmospheric composition in the mesosphere and lower thermosphere. Geophys. Publ. 1968, vol. 27, N 4.
9. Shimazaki T., Laird A. R. A model calculation of the diurnal variation in minor neutral constituents in the mesosphere and lower thermosphere including transport effects.—“J. Geophys. Res.” 1970, vol. 75, N 16.
10. Schultz E. D., Holland A. C., Marmo F. F. A congeries of absorption cross-sections for wavelengths less than 3000 Å.—“Planetary Aeronomy”, 1963, vol. 8.

11. Watanabe K. Ultraviolet absorption processes in the upper atmosphere.—
"Advances in Geophys." 1958, vol. 5.

12. Vigroux E. Contribution à l'étude expérimentale de l'absorption de l'ozone.— "Ann. Phys.", 1953, N 8. Coefficients d'absorption de l'ozone dans la bande de Hartley. Contributions de l'Institut d'Astrophysique de Paris, S. B. N 365, 1969.

13. Thompson B. A., Horteek P., Reeves R. R. Ultraviolet absorption coefficient of CO₂, CO, O₂, H₂O, N₂O, NH₃, NO, SO₂ and CH₄ between 1850—4000 Å.— "J. Geophys. Res.", 1963, 68, 24.

14. Walshaw C. D. Integrated absorption by the 9.6 μ band of ozone.—
"Quart. J. Roy. Met. Soc.", 1957, N 83.

15. Dütsch H. U., Zulling W., Ling Ch. Regular ozone observations at Thalwil, Switzerland and at Boulder, Colorado, 1970.

16. Heath D. F. Observations of the solar long term variability and irradiance in the near and far ultraviolet. Preprint X-651-71-116 GSFC, 1971.

17. Prag A. B. and Morse F. A. Variation in the solar ultraviolet flux from July 13 to August 9, 1968.— "J. Geophys. Res." 1970, vol. 75, N 27.

18. Pressman J. The latitudinal and seasonal variations of the absorption of solar radiation by ozone.— "J. Geophys. Res." 1954, vol. 59, N 2.

19. Craig R. A. Radiative temperature changes in the ozone layer.— In: Compendium of Meteorology, Boston, Amer. Met. Soc., 1951.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА МЕЖГОДОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДЫ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛИВОВ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЗАСУХ НА ТЕРРИТОРИИ СССР

Теория лунных полусуточных атмосферных приливов [10, 11] позволяет рассчитать характеристики атмосферных приливов при различных вертикальных распределениях температуры воздуха и показывает, что изменения характеристик приливов в нижних слоях определяются изменениями температуры в верхних слоях атмосферы.

В работе [10] была рассмотрена зависимость приливов у земной поверхности от изменений температуры ионосферы. В расчетах использовались температурные профили, в которых верхний атмосферный слой выше 100 км принимался изотермическим, бесконечной высоты. Были рассчитаны приливы, соответствующие каждому из таких профилей с различной температурой.

Результаты расчетов показали, в частности, что с увеличением температуры верхнего изотермического слоя амплитуда приливов изменяется по закону затухающих синусоидальных колебаний.

Полученная зависимость может быть использована для исследования влияния солнечной активности на характеристики приливов, поскольку температура верхнего изотермического слоя, как известно зависит от солнечной активности. Однако ее использованию мешает то обстоятельство, что под действием солнечной активности температура верхнего изотермического слоя меняется в иных пределах, чем полагалось в работе [10].

Это привело автора настоящей статьи к необходимости произвести расчеты приливов для того интервала значений температуры верхнего слоя, который соответствует фактическим изменениям солнечной активности.

В результате была получена зависимость, изображенная на рис. 1.

Из рисунка видно, что с повышением температуры верхнего изотермического слоя, т.е. с ростом солнечной активности от минимальных значений до максимальных, происходит колебание значе-

ний амплитуды приливов. Размах колебаний уменьшается с ростом температуры верхнего изотермического слоя.

Наблюдается три максимума (при температуре 570, 900 и 1500 K) и три минимума амплитуды приливов (при температуре 700, 1200 и 1750 K).

Еще одним препятствием к использованию полученной зависимости для анализа влияния солнечной активности на межгодовые изменения приливов служит отсутствие определенной связи между числами Вольфа, сведениями о которых мы располагаем за большой промежуток лет, и температурой верхнего изотермического слоя атмосферы, расположенного на высотах более 100 км.

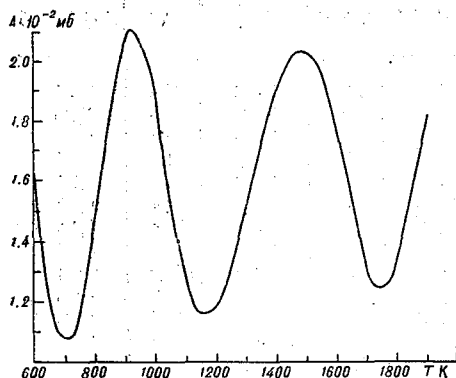


Рис. 1. Зависимость амплитуды прилива от температуры верхнего изотермического слоя.

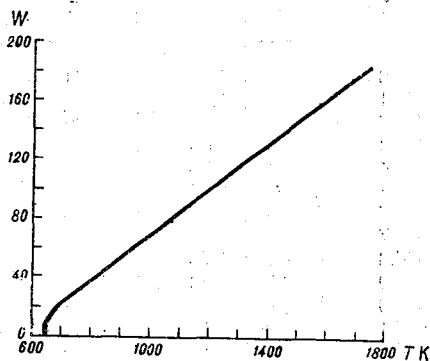


Рис. 2. Зависимость температуры верхнего изотермического слоя от числа Вольфа.

Получению такой зависимости помогли результаты исследования Харриса и Пристера [9], которые разработали теоретическую модель для солнечно-циклических вариаций верхней атмосферы. Они представили физические свойства атмосферы, в частности температуру, как функцию местного времени, высоты, а также уровня солнечной активности. Уровень солнечной активности характеризовался средними месячными значениями плотности потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см, которое отражает изменения интенсивности ультрафиолетовой радиации и корпускулярного потока.

Сопоставление значений солнечного радиоизлучения с числами Вольфа показывает, что связь между ними носит линейный характер лишь при числах Вольфа больше 20 единиц. При числах Вольфа от 0 до 10 радиоизлучение остается неизменным и равно 70 единицам.

В соответствии с этим в расчетах была использована зависимость между числами Вольфа и температурой верхнего изотерми-

ческого слоя, изображенная на рис. 2, для которой характерно следующее. Числам W от 0 до 10 соответствует постоянная $T=650$ К, числу $W=20$ соответствует $T=685$ К, числу $W=210$ соответствует $T=1910$ К.

Для расчета величины атмосферных приливов были использованы цюрихские средние годовые значения чисел Вольфа за 1900—1970 гг.

Таблица 1

Расчет средних годовых значений амплитуды приливов (A) по средним годовым значениям чисел Вольфа (W)

Год	W	$A \cdot 10^{-2}$ мб	Год	W	$A \cdot 10^{-2}$ мб	Год	W	$A \cdot 10^{-2}$ мб
1900	10	1,14	1924	17	1,08	1948	136	1,97
1901	3	1,14	1925	44	1,80	1949	135	1,95
1902	5	1,14	1926	64	2,00	1950	84	1,28
1903	24	1,08	1927	69	1,87	1951	69	1,87
1904	42	1,58	1928	78	1,54	1952	31	1,17
1905	64	2,00	1929	65	2,00	1953	14	1,10
1906	54	2,06	1930	36	1,40	1954	4	1,14
1907	62	2,04	1931	21	1,07	1955	38	1,47
1908	48	1,90	1932	11	1,14	1956	142	2,03
1909	44	1,80	1933	6	1,14	1957	190	1,28
1910	19	1,07	1934	9	1,14	1958	185	1,25
1911	6	1,14	1935	36	1,40	1959	180	1,30
1912	4	1,14	1936	80	1,42	1960	112	1,40
1913	1	1,14	1937	114	1,45	1961	54	2,06
1914	10	1,14	1938	110	1,38	1962	38	1,47
1915	47	1,92	1939	89	1,22	1963	28	1,14
1916	57	2,06	1940	68	1,87	1964	10	1,14
1917	104	1,20	1941	48	1,90	1965	15	1,10
1918	81	1,40	1942	31	1,17	1966	47	1,92
1919	64	2,00	1943	16	1,09	1967	94	1,18
1920	38	1,47	1944	10	1,14	1968	106	1,24
1921	26	1,10	1945	33	1,24	1969	106	1,24
1922	14	1,10	1946	93	1,18	1970	105	1,22
1923	6	1,14	1947	152	1,94			

В табл. 1 приводятся средние годовые значения амплитуды атмосферных приливов, рассчитанные с помощью зависимостей, изображенных на рис. 1 и 2. Средние годовые значения амплитуды приливов сопоставлены с ходом чисел Вольфа (рис. 3).

В межгодовых изменениях солнечнообусловленных атмосферных приливов имеются две основные особенности, которые привлекают к себе внимание.

Первая особенность — минимумы чисел Вольфа совпадают с минимумами амплитуды атмосферных приливов; вторая особенность — в годы, когда значение солнечной активности близко к его

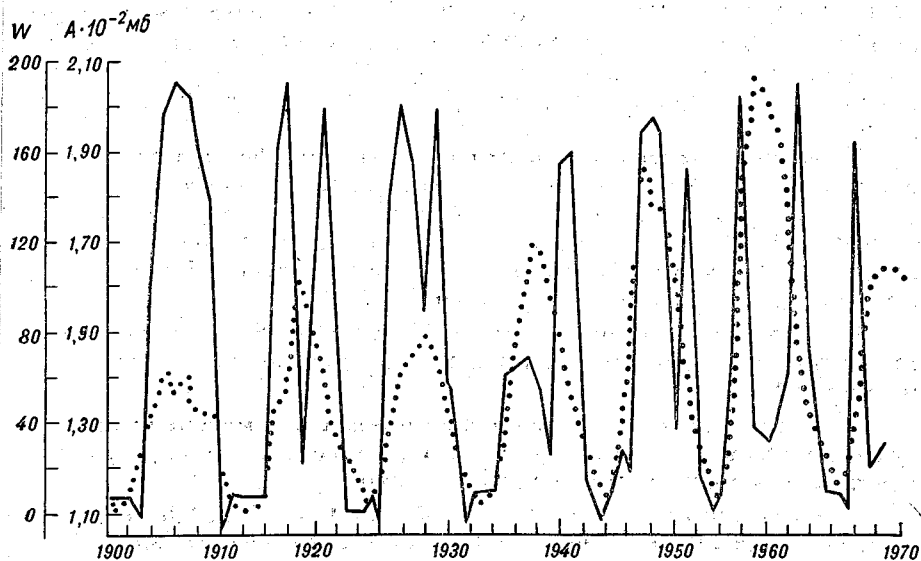


Рис. 3. Солнечно-обусловленные изменения амплитуды приливов и числа Вольфа,

максимуму или совпадает с ним, происходит резкое уменьшение амплитуды атмосферных приливов.

Таким образом, в эпоху минимума и максимума солнечной активности значения амплитуды приливов одинаково малы.

Имеется еще одна особенность: низкоамплитудный 11-летний цикл 1902—1912 гг. не сопровождался раздвоением максимума. С увеличением же амплитуды 11-летнего цикла появляется раздвоение максимума, которое, усиливаясь с увеличением амплитуды 11-летнего цикла, достигает наибольшего размаха в самом высоком цикле 1954—1965 гг.

Наличие минимумов амплитуды атмосферных приливов — одного, приходящегося на максимум солнечной активности, и другого, приходящегося на минимум, говорит о существовании 4—6-летней цикличности в межгодовых изменениях атмосферных приливов.

Причины проявления 4—6-летней цикличности в межгодовых изменениях атмосферных приливов можно установить, обратившись к рис. 1. Очевидно, что все зависит от того, как меняются числа Вольфа и соответствующая им температура изотермического слоя. При этом имеет значение, во-первых, интервал, в котором происходят изменения температуры верхнего слоя, во-вторых, величина изменения температуры, в-третьих, величина отрезка времени, за которое произошло изменение.

Можно определить интервалы солнечнообусловленных изменений температуры верхнего слоя атмосферы, в которых амплитуда приливов почти не меняется. Имеется четыре таких интервала температуры с низкими значениями амплитуды приливов: 650—750,

1100—1200, 1700—1800 К и 880—980 К. При росте температуры от 750 до 880 и от 1200 до 1450 К происходит увеличение амплитуды прилива. В интервалах 980—1100 и 1550—1700 К рост температуры сопровождается, наоборот, уменьшением величины прилива.

Изменение температуры верхнего слоя атмосферы в более широких пределах вызывает волны в межгодовых изменениях приливов. Если, например, за некоторое время температура изменится от 650 до 1750 К, то в изменениях амплитуды приливов это вызовет двойную волну с максимумами при температуре 910 и 1490 К и с минимумами при температуре 1150 и 1750 К.

При изменении температуры от 750 до 1100 К в колебаниях амплитуды приливов будет наблюдаться одна волна с максимумом при 910 К.

Продолжительность возникающих циклов в изменениях амплитуды приливов зависит от времени, в течение которого происходят изменения температуры верхнего слоя атмосферы.

Если температура изменится от 650 до 1750 К за 5,5 лет, что возможно при быстром росте солнечной активности, то амплитуда атмосферных приливов будет изменяться с периодом, равным 2,25 года. При таком же изменении температуры верхнего слоя, но за 11 лет, возникает пятилетняя цикличность.

Таким образом, отмеченные выше особенности межгодовых изменений приливов связаны с изменениями, которые произошли в межгодовых колебаниях солнечной активности. Они сводятся к следующему: с 1900 по 1932 г. циклические изменения солнечной активности отличались сравнительно малой амплитудой; это привело к преимущественно линейной зависимости между уровнем солнечной активности и амплитудой атмосферных приливов. Пятилетняя цикличность совсем не проявлялась в цикле 1902—1912 гг., в более высоком цикле 1924—1932 гг. она уже заметна и наиболее четко проявилась в цикле 1914—1924 гг., который был наибольшим по амплитуде в рассматриваемом промежутке лет.

С 1932 г. началась эпоха роста амплитуды циклических изменений солнечной активности. Цикл 1954—1964 гг. имел наибольшую амплитуду. В этот период уже не наблюдается линейной зависимости между числами Вольфа и амплитудой приливов. В циклах 1932—1944 и 1954—1964 гг. происходит изменение знака связи между этими явлениями на обратный и особенно отчетливо проявляется пятилетняя цикличность. Например, в период с 1951 по 1966 г. пики значений амплитуды атмосферных приливов наблюдаются в 1951, 1956, 1961, 1966 гг., т.е. ровно через 5 лет.

Известно, что 4—6-летняя цикличность широко представлена в атмосферных процессах. Этот вопрос исследовался в ряде работ [1—8].

Их результаты свидетельствуют о том, что связь между солнечной активностью и атмосферной циркуляцией носит сложный нелинейный характер и имеет следующие особенности:

1. При малых и средних значениях показателей солнечной активности 11-летняя цикличность может проявляться в характеристиках атмосферной циркуляции и связь носит преимущественно линейный характер.

2. При высоких значениях солнечной активности происходит изменение знака связи, которое сопровождается проявлением 5—6-летней цикличности, т.е. двойной волны в 11-летнем цикле.

Как видно из вышесказанного, солнечнообусловленные изменения амплитуды атмосферных приливов обладают аналогичными особенностями. Это дает основание предположить, что существует причинная связь между солнечнообусловленными изменениями амплитуды приливов и тропосферными процессами.

Дополнительным аргументом в пользу такого предположения могут служить результаты сопоставления солнечнообусловленных изменений амплитуды приливов с данными о засухах на территории СССР.

Таблица 2

Амплитуда прилива < $1,5 \cdot 10^{-2}$ мб		Амплитуда прилива > $1,5 \cdot 10^{-2}$ мб	
годы с засухой	годы без засухи	годы с засухой	годы без засухи
1	1900		1905
2	1901		1910
3	1903		1912
4	1911		1913
5	1914		1922
6	1917		1925
7	1918		1930
8	1920		1935
9	1921		1943
10	1923		1945
11	1924		1958
12	1931		1960
13	1932		1962
14	1933		
15	1934		
16	1936		
17	1937		
18	1938		
19	1939		
20	1942		
21	1944		
22	1946		
23	1950		
24	1952		
25	1953		
26	1954		
27	1955		
28	1957		
29	1959		
30	1963		

Для характеристики засух были использованы следующие данные, опубликованные в монографии Т. В. Покровской [6]: для Европейской территории СССР в целом — ряд А. М. Алпатьева, В. Н. Ивановой с 1900 по 1955 г. включительно, ряд продлен до 1961 г. по Н. Г. Каменьковой; для Украины — весенние засухи с охватом не менее 31% территории и летние засухи с охватом не менее 51% территории, ряды И. Б. Бучинского, с 1900 по 1959 г.; для Казахстана — данные М. Х. Байдала, А. С. Утешева и А. В. Процепова с 1900 по 1963 г.

Таблица 2 представляет собой сводку упомянутых данных о четырех видах засухи.

Было выделено две группы лет. Первую группу составили годы, когда наблюдалась хотя бы одна из засух. Вторую — годы без засух.

Как видно из табл. 2, засухи за период с 1900 по 1963 г. на территории СССР наблюдались в 55% случаев.

Однако, как показывает сопоставление данных о засухах с амплитудой приливов, засухи чаще возникают в годы с малыми значениями амплитуды прилива. Из таблицы видно, что в годы, когда амплитуда приливов была меньше $1,5 \cdot 10^{-2}$ мб (43 года), засухи наблюдались в 70% случаев. В годы с амплитудой больше $1,5 \cdot 10^{-2}$ мб (21 год) засухи наблюдались лишь в 24% случаев.

На основании сказанного можно сделать предположение, что рассчитанная в данной работе величина амплитуды солнечнообусловленных изменений атмосферных приливов является важной косвенной характеристикой интенсивности атмосферных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баур Р. Долгосрочный прогноз погоды. Вопросы предсказания погоды. — В кн.: Сборник переводных статей. Под ред. Н. А. Багрова и Г. А. Морского. Л., Гидрометеиздат, 1958.
2. Вителс Л. А. Многолетние изменения повторяемости форм атмосферной циркуляции и их преобразований в связи с солнечной активностью. — «Тр. ГГО», 1960, вып. 90.
3. Дроздов О. А., Логинов В. Ф., Покровская Т. В. Изменчивые солнечно-тропосферные связи и методы установления их надежности. — «Изв. АН СССР». Серия географ., 1969, № 6.
4. Логинов В. Ф. Колебания увлажненности территории Европы и их возможная причина — «Тр. ААНИИ», 1968, вып. 289.
5. Покровская Т. В. О воздействии солнечной активности на режим температуры в СССР. — «Тр. ГГО», 1956, вып. 65 (127).
6. Покровская Т. В. Синоптико-климатические и гелиогеофизические долгосрочные прогнозы погоды. Л., Гидрометеиздат, 1969.
7. Рубашёв Б. М. Проблемы солнечной активности. М., «Наука», 1964.
8. Сазоиов Б. И., Логинов В. Ф. Солнечно-тропосферные связи. Л., Гидрометеиздат, 1969.
9. Harris G., Priestner W. Theoretical models for the solar-cycle variations of the upper atmosphere. — «J. Geophys. Res.», 1962, vol. 67, N 2.
10. Sawada R. The atmosphere lunar tides and temperature profile in the upper atmosphere. — «Geophys. Mag.», vol. 27.
11. Weekes K. and Wilkes M. Y. Atmospheric oscillations and resonance-theory. — «Proc. Roy. Met. Soc.», 1947, A. 192.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ В ЗИМНЕЙ СТРАТОСФЕРЕ

В работах [2, 3] представлена схема динамического и термического взаимодействия между различными слоями атмосферы, состоящая из шестиуровневой модели циркуляции в тропосфере, пятиуровневой модели циркуляции в стратосфере и модели циркуляции в мезосфере. В последней модели учитывается приток тепла, связанный с рекомбинацией атомарного кислорода, концентрация которого в нижней термосфере зависит от солнечной активности. Эта схема взаимосвязи между слоями была реализована на ЭВМ большого быстрогодействия.

Интегрирование проводилось в течение пяти «модельных» суток от начальных полей геопотенциала и температуры, близких к реальным за 15 января 1968 г., с геострофическим согласованием полей ветра и геопотенциала.

Результаты моделирования тропосферной циркуляции представляют самостоятельный интерес и здесь не приводятся.

Сами по себе результаты численного интегрирования в виде конкретных расчетных полей геопотенциала, температуры и ветра без дополнительных расчетов энергетических характеристик процесса не позволяют выявить механизмы взаимодействия слоев по вертикали.

На ЭВМ М-220 была проведена серия расчетов трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии K_E согласно методике, изложенной в [4], тензоров внешних напряжений, создаваемых на границах данного слоя с выше- и нижележащими слоями. К этому комплексу характеристик при анализе привлекались поля дивергенции горизонтальной скорости ветра и геопотенциала, соответствующие уровням стратосферной модели 90, 70, 50, 30, 10 мб.

Для разделения спектральных интервалов среднего и макротурбулентного движения были определены величины трансформации Tr кинетической энергии между волнами в следующих интервалах чисел m : 1—3 и 4—9, 1—4 и 5—9, 1—5 и 6—9, 1—6 и 7—9,

1—7 и 8—9 и был сделан вывод о том, что среднее движение для смоделированного циркуляционного процесса в стратосфере определяется интервалом волновых чисел 1—4, а макротурбулентное — волновыми числами 5—9. Основанием для такого вывода явились результаты расчетов, показавшие, что трансформационный перенос кинетической энергии между этими системами движений минимален в обоих направлениях [6]. Энергетическое взаимодействие между ними могут осуществлять только бароклинные процессы.

Перейдем к анализу каждой из рассчитанных характеристик. Генерация турбулентной кинетической энергии $G = -V_E \nabla \Phi_E$ происходит в результате работы пульсаций горизонтальных сил барического градиента. Величина G определяется трехмерной дивергенцией турбулентного потока геопотенциала Φ_E и конверсией потенциальной энергии в кинетическую. Энергия K_E в некоторой замкнутой области атмосферы возрастает при наличии восходящих вертикальных движений и дивергенции геопотенциала.

Средние по полушарию величины G даны в табл. 1, из которой видно, что в слое 90—10 мб на всех уровнях происходил переход кинетической турбулентной энергии K_E в потенциальную турбулентную энергию P_E причем от первых модельных суток к пятым интенсивность этого процесса увеличилась. На уровне 10 мб знак его стал обратным.

Таблица 1

Средние энергетические характеристики для северного полушария

p мб	$\overline{T_r}(0,16 \cdot 10^{-6} \frac{M^2}{C^3})$	$\overline{G}(0,16 \cdot 10^{-6} \frac{M^2}{C^3})$	$-\frac{\partial}{\partial p}(\overline{W_E \Phi_E}) \times$ $\times (10^{-6} \frac{M^2}{C^3})$	$\overline{W_E \Phi_E} (10^{-2} \frac{H}{C^3})$
Первые сутки				
10	-0,011	-4,04	-2,079	-2,1
30	-0,52	-0,098	-0,689	-2,4
50	-0,038	-0,14	0,496	-1,0
70	-0,09	-2,36	-1,435	-1,2
90	-0,10	-2,38	-0,291	-2,9
Пятые сутки				
10	0,02	7,3	0,391	2,1
30	3,5	-9,51	3,442	6,4
50	0,16	-1,80	-2,129	7,8
70	2,18	-10,68	5,018	6,5
90	8,76	-21,57	1,313	2,4

На пятые сутки в нижней части слоя (90—70 мб) переход K_E в P_E происходил значительно быстрее, чем в средней стратосфере. Таким образом, эта ветвь энергетического цикла имела характерное для средних климатологических условий нижней стратосферы направление, полученное в работах [11], [8] при другом способе определения среднего движения. В этих работах средним движением является зональное, которому соответствует волновое число $m=0$. Из средних меридиональных разрезов (рис. 1 и 2) видно, что от первых к пятым суткам в низких и высоких широтах возросла скорость увеличения P_E за счет K_E , а в средних широтах — возросла генерация K_E . Этот процесс был особенно четко выражен в нижней стратосфере.

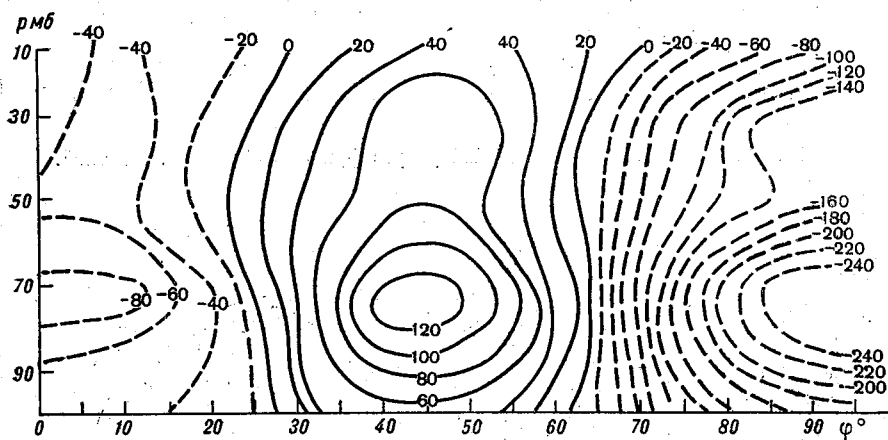


Рис. 1. Средний меридиональный разрез функции $G \cdot a$ ($G \frac{M^3}{c^3}$, a — радиус Земли в дкм, первые сутки).

Профиль вертикального турбулентного потока геопотенциала $W_E \Phi_E$, также принимавшего участие в генерировании K_E , имел следующие особенности (табл. 1). В первые сутки поток был направлен в основном вверх, на пятые сутки его направление стало обратным на всех уровнях, а значения больше. Непосредственный вклад этого потока в генерирование энергии K_E — дивергенция вертикального турбулентного потока геопотенциала $[-\frac{\partial}{\partial p}(W_E \Phi_E)]$ в первые сутки была отрицательной, на пятые сутки стала положительной, (исключение представлял только уровень 50 мб). В последнем случае его максимальные значения приходились на уровень 70 мб, в первом случае наибольшая отрицательная величина была на уровне 10 мб (табл. 1). Отсюда видно, что нормальное для нижней стратосферы изменение K_E за счет притока геопотенциала

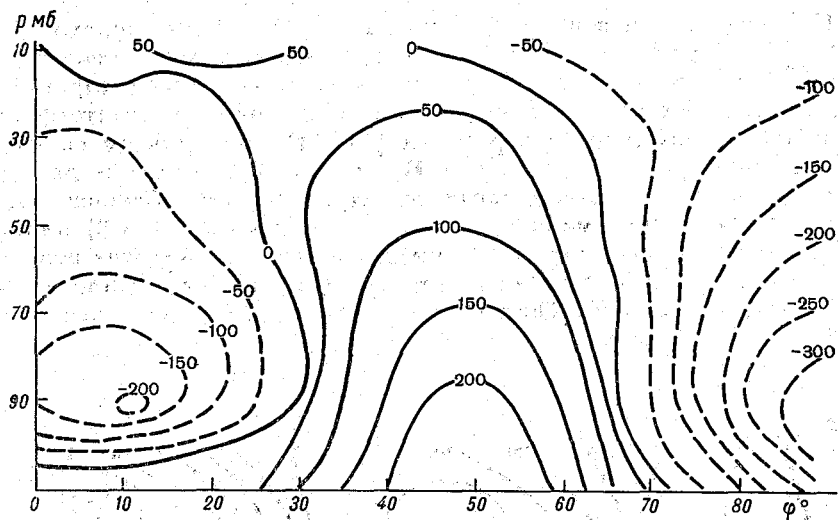


Рис. 2. Средний меридиональный разрез функции $G \cdot a$ (пятые сутки).

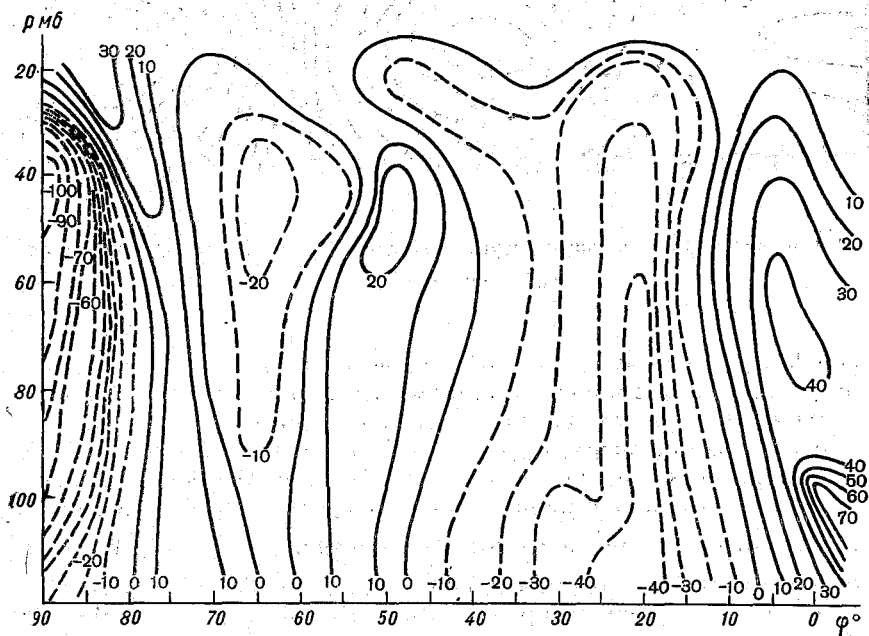


Рис. 3. Средний меридиональный разрез вертикального турбулентного потока геопотенциала $W_E \Phi_E \left(\frac{H}{c^3} \cdot 10^{-2} \right)$, первые сутки).

тенциала [8] наступило в конце рассмотренного пятидневного периода. Существенно то, что энергия K_E при этом увеличилась за счет вертикального потока геопотенциала, направленного сверху вниз. В первые сутки поток геопотенциала имел обратное направление. В конце периода интегрирования конверсия K_E в P_E и трансформация K_E в $\bar{K}$ превышали величину дивергенции геопотенциала, что и явилось причиной убыли K_E в нем.

В начале периода интегрирования восходящие потоки геопотенциала $W_E \Phi_E$ господствовали севернее 80° с.ш. на всех уровнях за исключением 20 мб, а также в зоне $10-45^\circ$ с.ш. (рис. 3). К концу периода в высоких широтах стали доминирующими нисходящие потоки.

Средние зональные величины дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала в первые сутки были отрицательны над большей частью полушария (рис. 4). Область интенсивной положительной дивергенции была сосредоточена в умеренных широтах в слое 50—10 мб. Максимальная величина дивергенции $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ была на 55° с.ш. на уровне 25 мб. Интенсивная область отрицательной дивергенции находилась в высоких широтах севернее 75° с.ш. в средней стратосфере. Наибольшую величину $8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ приток геопотенциала имел над полюсом на уровне 30 мб. На пятые сутки на уровнях 70—30 мб к северу от 60° с.ш. было уже область интенсивного стока геопотенциала. Максимальное значение его $-20 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ было также над полюсом на уровне 50 мб. Области стока геопотенциала в низких широтах увеличили свою интенсивность и распространились из средней стратосферы в нижнюю.

Наиболее интенсивные области притока геопотенциала образовались в умеренных и субтропических широтах.

Максимальные величины притока в них составляли $(4-5) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и приходились на уровень 50 мб.

Из сравнения средних меридиональных разрезов потоков и притоков геопотенциала видно, что областям восходящих потоков, в общем, соответствуют отрицательные области дивергенции потока геопотенциала и наоборот.

Дивергенция горизонтальной скорости ветра $\text{div } V$ характеризует динамическое взаимодействие слоев атмосферы в вертикальном направлении. Области горизонтального оттока массы в некотором слое ($\text{div } V > 0$) должна соответствовать область притока массы ($\text{div } V < 0$) в слоях, расположенных выше или ниже этого слоя. В первом случае обе области будут связаны между собой нисходящими движениями воздуха ($W > 0$), во втором случае — восходящими движениями ($W < 0$), которые осуществляют компенсационный приток массы воздуха в область положительной дивергенции горизонтальных течений.

Средние меридиональные разрезы $\text{div } V$ отличаются весьма интересными особенностями. В первые сутки в северном полуша-

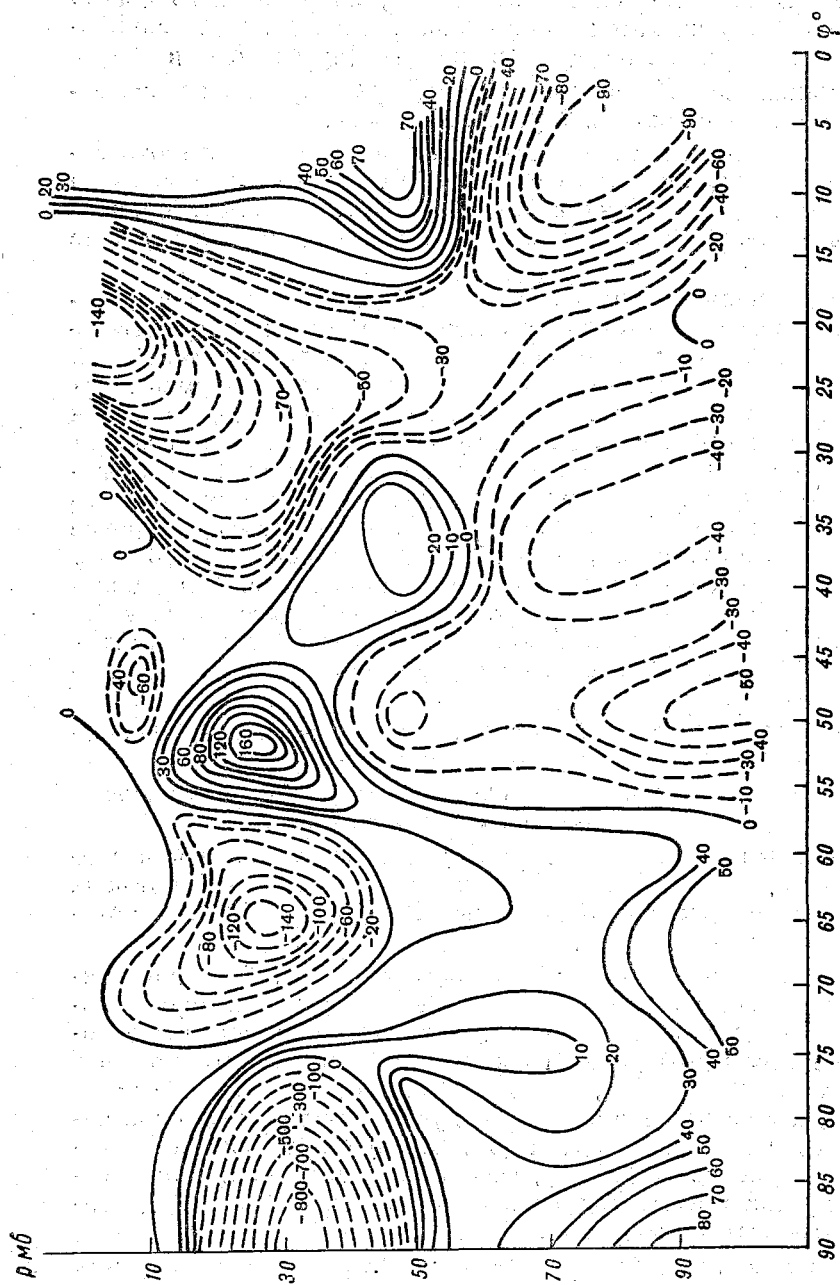


Рис. 4. Средний меридиональный разрез дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала

$$\left[- \frac{\partial}{\partial p} (W_E \Phi_E) \right] (10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{c}^3}, \text{ первые сутки}).$$

рии имелось пять зон, характеризовавшихся противоположным распределением областей дивергенции и конвергенции по вертикали (рис. 5). Так, в полярной зоне области дивергенции в нижней стратосфере соответствовала область конвергенции в средней стратосфере, в соседней зоне (75—55° с.ш.), наоборот, в нижней стратосфере располагалась область конвергенции, а в средней — область дивергенции и т.д. Отсюда можно сделать вывод, что в соседних зонах направления вертикальных движений также были противоположными, но в каждой зоне они сохраняли знак на всех уровнях.

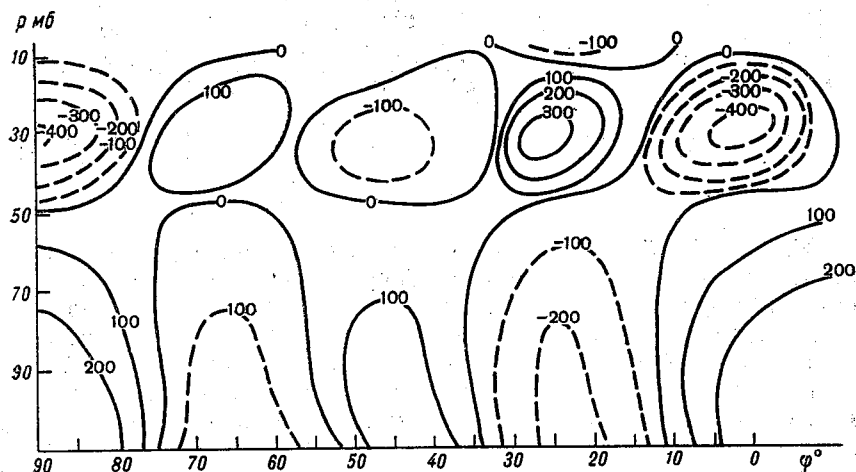


Рис. 5. Средний меридиональный разрез $\text{div } V$ (ед.: 10^{-8} с^{-1} , первые сутки).

На пятые сутки пять зон сохранились, но в каждой из них был уже один знак дивергенции, а именно такой, который в первые сутки был характерен для нижней стратосферы (рис. 6). Поэтому можно высказать предположение, что в это время осуществлялось динамическое взаимодействие всего слоя 90—10 мб с вышележащими слоями или тропосферой по схеме, описанной выше. По форме изолиний на рис. 6 видно, что в каждой зоне области с противоположным знаком дивергенции скорее всего располагались не в тропосфере, а выше уровня 10 мб. Следовательно, чередующиеся по направлению в соседних зонах вертикальные движения пронизывали уже всю стратосферу, включая верхнюю. Предположение о чередовании по вертикали дивергентных и конвергентных течений лежит в основе механизма связи между слоями, предложенного в [5]. Как видим, результаты выполненных численных экспериментов не противоречат этому предположению.

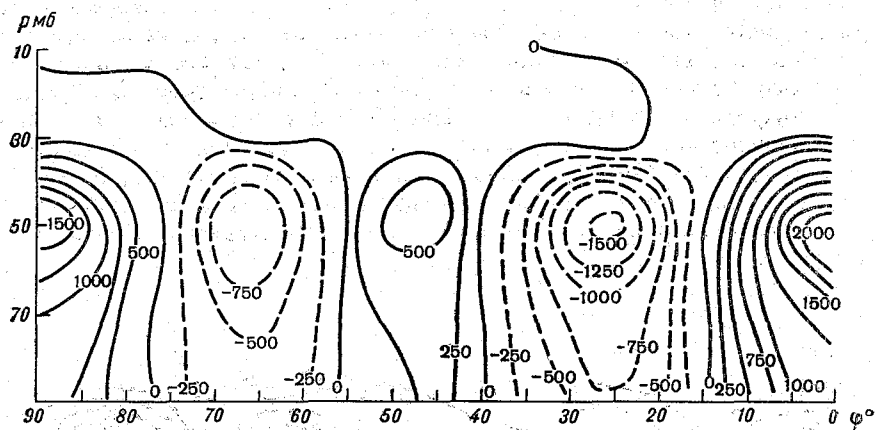


Рис. 6. Средний меридиональный разрез $\text{div } \mathbf{V}$ (10^{-8} с^{-1} , пятые сутки).

Из рис. 5 и 6 видно, что в первые сутки вертикальные скорости претерпевали наибольшие изменения на уровне 30 мб, на пятые сутки активным уровнем в смысле изменения величины вертикальной скорости и обмена массой между соседними слоями стал уровень 50 мб. Общий динамический процесс от первых к пятым суткам характеризовался сильными изменениями в поле вертикальных скоростей всего слоя 90—10 мб. Особенно резкие изменения произошли в слое 50—10 мб.

Зонами усиления вертикальных скоростей, и, следовательно, усиления вертикального взаимодействия между слоями являются зоны, которые отличаются большими значениями как дивергенции горизонтальной скорости ветра, так и генерации G . Так, на пятые сутки на уровне 10 мб области максимальных величин обеих функций возникли в районе Канадской Арктики. Иными словами, в этом районе осуществлялась наиболее сильная связь с другими слоями. На уровне 30 мб связь между слоями в Арктике была меньше, область совпадения увеличенных значений $\text{div } \mathbf{V}$ и G сместилась в средние широты восточного полушария. На более низких уровнях 70 и 90 мб вертикальная связь в районе полюса опять увеличилась.

Рассмотрим примеры процесса взаимодействия слоев атмосферы, описываемого тензором внешних напряжений. Компонента $-v_r v_\phi$, определяемая произведением турбулентных пульсаций вертикальной и зональной составляющих скорости ветра, в нашем эксперименте на уровнях ниже 30 мб имела большую величину, чем компонента $-v_r v_\theta$. По картам компонент тензора внешних напряжений, построенным для пятых суток, можно определить области, где под влиянием этого фактора происходило изменение

интенсивности зональной и меридиональной циркуляции. Так, выше уровня 10 мб меридиональная циркуляция тормозилась в районе Канадской Арктики и Северной Европы, а зональная циркуляция усиливалась в районах Гренландии, Дальнего Востока и в Северном полярном бассейне. Выше уровня 50 мб в высоких широтах восточного полушария произошло усиление меридионального и зонального переноса. Так как значения $\text{div } \mathbf{V}$ максимальны, как отмечалось, тоже на этом уровне, то отсюда можно заключить, что усиление горизонтальных движений сопровождалось усилением изменения вертикальных скоростей.

Рассмотрим трансформацию Tr кинетической энергии среднего движения $\bar{K}$ в турбулентную кинетическую энергию K_E . Из определения среднего движения, данного выше, следует, что полученные нами величины Tr имели наименьшие возможные для атмосферного энергетического цикла значения. Положительные величины Tr соответствуют процессу баротропного перехода K_E в $\bar{K}$ (отрицательная вязкость). Отрицательные величины Tr соответствуют процессу усиления баротропной неустойчивости, при котором кинетическая энергия турбулентных движений K_E возрастает за счет энергии $\bar{K}$ (положительная вязкость).

В первые сутки средняя трансформация $\bar{Tr}$ на всех уровнях была отрицательной. На пятые сутки она стала положительной (т.е. приняла нормальное для средних климатологических условий нижней стратосферы направление [8]). При этом величины Tr возросли на порядок (табл. 1).

Средние меридиональные разрезы Tr для первых суток характеризуются локализацией зоны баротропного усиления среднего движения севернее 55° с.ш., причем в этой зоне трансформация была наибольшей в нижней части слоя. На пятые сутки область положительной трансформации Tr в высоких широтах сохранилась только в нижней стратосфере севернее 80° с.ш. Но при этом в низких широтах южнее 35° с.ш. возникла интенсивная зона усиления среднего движения с максимальными значениями $0,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$ в нижней стратосфере. В [9] для высоких широт также получены $Tr > 0$. Процессы с положительной вязкостью сначала имели очень малую интенсивность и в течение пяти суток переместились из южной части северного полушария в умеренные и высокие широты. При этом их интенсивность возросла на порядок (до $-0,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$). Усиление положительной дивергенции $\text{div } \mathbf{V}$ в районе полюса и умеренных широт отразилось в поле трансформации Tr следующим образом.

В районе Северной Америки на уровне 50 мб сформировался очаг положительной трансформации, отсутствовавший в первые сутки, что соответствует интенсификации меридиональной и зональной циркуляции в этом районе на пятые сутки, выявленной ниже поверхности 50 мб в поле компонент внешних напряжений. Этот факт подтверждает, что усиление зональной и меридиональ-

ной циркуляции сопровождалось передачей энергии турбулентного движения волнам, характеризующим среднее движение.

В районе северного полюса и Дальнего Востока интенсификация горизонтальных движений в условиях положительной дивергенции $\text{div } V$ совпадала с зоной отрицательных значений Tr , причем этот очаг был выражен только в слое 90—50 мб. Здесь энергия среднего движения шла на усиление турбулентных движений, тогда как в слое 30—10 мб над этим районом преобладала положительная трансформация.

На уровне 50 мб на пятые сутки процессы трансформации кинетической энергии отличались наибольшей интенсивностью. При этом все восточное полушарие было занято областью отрицательной трансформации, а западное полушарие областью положительной трансформации. В обоих очагах величина максимальной трансформации была одинаковой ($0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$). За время интегрирования его интенсивность на этом уровне также, как и во всем слое, увеличилась на порядок.

Численный эксперимент показал, что высокие широты были зоной наиболее резких изменений всех характеристик преобразования кинетической энергии. Здесь увеличились за пятидневный период отрицательные максимальные величины генерации G . Максимальные значения дивергенции горизонтальной скорости и дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала в начале периода интегрирования были отрицательными, а к концу периода стали положительными, причем абсолютные значения их увеличились в 2—3,5 раза.

Одна из причин особой интенсивности динамических и энергетических процессов в высоких широтах может быть связана с тем, что в период, охваченный численным экспериментом, в стратосфере над восточной частью Канады заканчивалось одно из самых продолжительных и мощных потеплений. В связи с этим, вероятно, не случайно именно к концу периода интегрирования трансформация кинетической энергии Tr приняла нормальное, характерное для средних климатических условий нижней стратосферы, направление и таким же нормальным, в среднем для слоя 90—10 мб, стал знак изменения турбулентной кинетической энергии за счет дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала.

Интервал времени 15—20 января 1968 года относится к периоду разрушения стратосферного потепления, длившегося в течение декабря 1967 г. — января 1968 г. Особенностью потепления было распространение перестройки циркуляции снизу вверх. Роль тропосферной циркуляции в развитии стратосферных меридиональных процессов в январе 1968 г. отмечена в [1].

Построенные нами карты вертикального турбулентного потока геопотенциала показывают, что поток $W_E P_E$ в высоких широтах был направлен снизу вверх в первые сутки, а на пятые сутки выше 90 мб изменил свое направление на обратное. В первом случае поток был особенно большим через поверхность 40 мб, во вто-

ром — через поверхность 80 мб. На каждой поверхности величина потока, как правило, возрастала со временем. Отсюда можно сделать вывод, что процесс разрушения потепления не был вызван уменьшением турбулентного потока геопотенциала. Этот вывод подтверждают и карты дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала. На всех уровнях, за исключением 90 мб, дивергенция возрастала от первых к пятым суткам. На поверхности 30 мб произошло особенно сильное ее увеличение (рис. 7, 8): в первые сутки в полярных широтах находилась мощная область притока геопотенциала, которая на пятые сутки сменилась двумя еще более интенсивными областями стока. Несмотря на это энергия K_E убывала, превращаясь в P_E в результате конверсии, вызванной вертикальными движениями. Это уже было отмечено при анализе средних меридиональных разрезов генерации G кинетической энергии. Карты G для отдельных уровней, естественно, под-

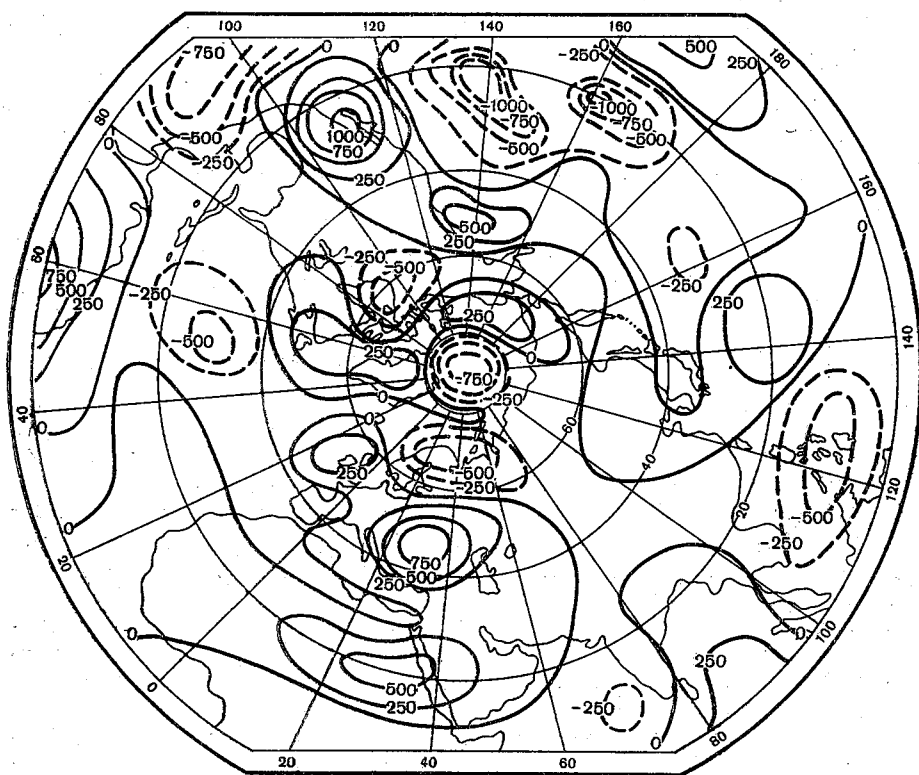


Рис. 7. Поле дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала

$$\left[-\frac{\partial}{\partial p} (W E \Phi_E) \right] \text{ для поверхности 30 мб } (10^{-6} \frac{\text{М}^2}{\text{с}^3}, \text{ первые сутки}).$$

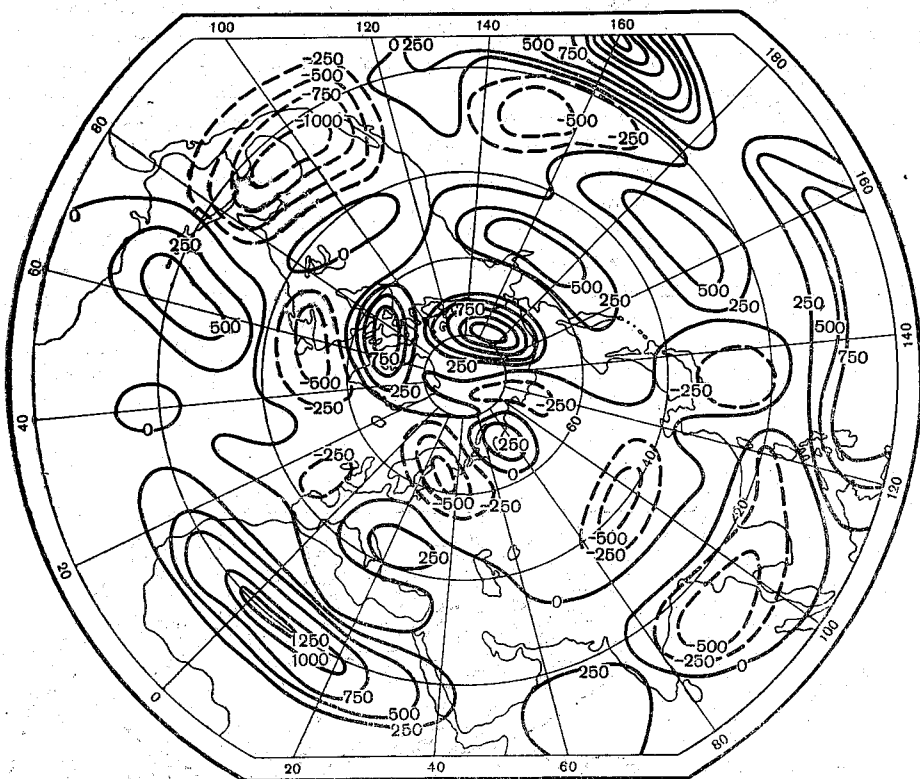


Рис. 8. Поле дивергенции вертикального турбулентного потока геопотенциала

$$\left[- \frac{\partial}{\partial p} (W_E \Phi_E) \right] \text{ для поверхности } 30 \text{ мб } (10^{-6} \frac{\text{М}^2}{\text{с}^3}, \text{ пятые сутки}).$$

тверждают этот результат, полученный для периодов затухания потеплений также и в других работах [7], [10], [12].

Баротропный переход Tr энергии K_E в энергию среднего движения $\bar{K}$ был в высоких широтах, как и в других зонах, на порядок меньше G . Рид получил $Tr > 0$ для всего периода потепления 1957 г. [12].

Исходя из общих соображений, можно предположить, что принятый нами метод разделения среднего и макротурбулентных движений в стратосфере целесообразно применять в основном для исследования энергетики потеплений, характеризующихся интенсивными меридиональными макротурбулентными процессами. Для всех других динамических процессов в стратосфере характерна ярко выраженная зональность полей геопотенциала, в силу чего в этих случаях почти вся кинетическая энергия должна быть сосредоточена в интервале волн среднего движения, а в интервале волновых чисел 5—9 она будет малой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геохланян Т. Х. Сильные потепления в стратосфере зимой. 1967/68 г.—«Тр. ГМЦ». 1971, вып. 75, с. 17—29.
2. 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.
3. Ефимов В. А., Ефимова Л. К. Моделирование взаимосвязанной циркуляции тропосферы, стратосферы и мезосферы.—«Тр. ГГО», 1973, вып. 315, с. 114—122.
4. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса энергии турбулентности.—«Тр. ГГО», 1974, вып. 298, с. 00.
5. Ракипова Л. Р. О механизме связи между тропосферой и верхними слоями атмосферы.—«Тр. ГГО», 1951, вып. 28 (90), с. 5—35.
6. Юдин М. И. К определению среднего движения в задачах долгосрочного прогноза и теории климата.—«Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 3—14.
7. Julian P. R., Labitzke K. A study of atmospheric energetics during the January—February 1963 stratospheric warming.—«J. Atmos. Sci.», 1965, vol. 22, N 6, p. 597—610.
8. Manabe S., Smagorinsky J., Strickler H. Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle.—«Mon. Wea. Rev.», 1965, vol. 93, N 12, p. 769—798.
9. Miyakoda K., Strickler R. F., Hembree G. D. Numerical simulation of the breakdown of a polar-night vortex in the stratosphere.—«J. Atm. Sci.», 1970, vol. 27, N 1, p. 139—154.
10. Miyakoda K. Some characteristic features of winter circulation in the troposphere and lower stratosphere. Univ. Chicago Tech. Rept., 1963, 14 p.
11. 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.
12. Reed R. G., Wolf J. L., Nishimoto H. A. A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957.—«G. Atmos. Sci.», 1963, vol. 20, N 4, p. 256—275.

К РАЗРАБОТКЕ АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОГО БАРОКЛИННОГО ПРОЦЕССА В АТМОСФЕРЕ

При моделировании бароклинных процессов в реальной атмосфере особое внимание уделяется процессам, происходящим в тропосфере. Для описания вертикальной структуры верхних слоев атмосферы, в частности стратосферы, обычно ограничиваются малым числом уровней. Увеличение числа уровней за счет верхних слоев атмосферы приводит к резкому увеличению затрат машинного времени для реализации экспериментов, проводимых по многоуровневым моделям.

Наблюдения, проводимые в верхних слоях атмосферы, указывают на хорошо выраженную зональную циркуляцию в стратосфере. Это свойство позволяет при моделировании стратосферных процессов применить спектральные системы низкого порядка. Эти малокомпонентные системы, допускающие аналитическое решение, позволяют проводить исследование нелинейного механизма взаимодействия различных волновых масштабов, а также каскадной передачи энергии по спектру и выявлять эффекты труктационных ошибок.

Вопросу аналитического исследования моделей атмосферы, в основу которых положены малокомпонентные спектральные системы, посвящен ряд работ отечественных и зарубежных авторов [5—8, 11—13]. В работе [5] была рассмотрена возможность применения общих методов нелинейной механики к изучению динамики земной атмосферы, в связи с чем было введено специальное понятие «система гидродинамического типа». Простейшая система гидродинамического типа получила название триплет [8].

В настоящей работе изложена методика нахождения приближенного решения трехкомпонентной спектральной системы, аппроксимирующей процессы в стратосфере при хорошо выраженной зональной циркуляции с полным учетом бароклинных факторов.

Поставленную задачу можно интерпретировать как изучение взаимодействия трех зональных волн с волновыми числами

$l=1, 2, 3$. Согласно определению [8], здесь рассматривается система гидродинамического типа «зональный триплет».

В качестве исходной системы гидродинамических уравнений воспользуемся спектральной системой в обобщенных сферических функциях для зонально осредненного потока, приведенной в [3], которую запишем в виде:

$$i\sigma V - 2\omega l \left[V_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(2l+3)(l+1)} + V_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} \right] = \\ = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) V_l; \quad (1)$$

$$i\sigma U + 2\omega l \left[U_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(l+1)(2l+3)} + U_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} \right] = \\ = \frac{l(l+1)}{a} \Phi_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) U_l; \quad (2)$$

$$S_l(t, p) = -\frac{P}{R} \frac{\partial \Phi_l(t, p)}{\partial p}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial S_l}{\partial t} + \sum_{k=0}^3 \sum_{q=1}^3 \delta[c(k, q, l; 0, 0, 0) \tau_k \times \\ \times \left(\frac{\partial S_q}{\partial p} - \frac{z-1}{z} \frac{S_q}{P} \right) + \frac{q(q+1)}{2a} c(k, q, l; 1, -1, 0) V_k S_q + \\ + \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; -1, 1, 0) U_k S_q] = \\ = \varepsilon_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) S_l; \quad (4)$$

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

В систему (1)–(5) введены следующие обозначения:

$$\Phi_l(t, p), V_l(t, p), U_l(t, p), S_l(t, p)$$

— коэффициенты рядов

$$\Phi_l = \sum_{l=1}^L \Phi_l(t, p) P_{0,0}^l(\cos \theta),$$

$$V = \sum_{l=1}^L V_l(t, p) P_{0,0}^l(\cos \theta),$$

$$U = \sum_{l=1}^L U_l(t, p) P_{-1,0}^l(\cos \theta),$$

$$T = \sum_{l=1}^L S_l(t, p) P_{0,0}^l(\cos \theta),$$

где $P_{m,n}^l(\cos \theta)$ — обобщенные сферические функции,

$c(k, q, l; s, j, s+j)$ — коэффициенты Клебша — Жордана, Φ — геопотенциал, U, V — составляющие скорости ветра, T — температура, τ — аналог вертикальной скорости, a — радиус Земли, ω — угловая скорость вращения Земли, R — универсальная газовая постоянная, K — коэффициент макротурбулентности, $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$

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

После несложных, но трудоемких преобразований систему (1) — (5) приводим к системе из трех уравнений, записанных относительно аналога вертикальной скорости для $l=1, 2, 3$:

$$f_1 \frac{P}{R} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \tau_1}{\partial p^2} + f_3 \frac{P}{R} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \tau_3}{\partial p^2} + L_I(\tau) = \varepsilon_1; \quad (6)$$

$$\vartheta_2 \frac{P}{R} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial p^2} + L_{II}(\tau) = \varepsilon_2; \quad (7)$$

$$h_1 \frac{P}{R} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \tau_1}{\partial p^2} + h_3 \frac{P}{R} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \tau_3}{\partial p^2} + L_{III}(\tau) = \varepsilon_3, \quad (8)$$

где

$$f_1 = \frac{a^2 i \sigma}{2} + K;$$

$$f_3 = \frac{\sqrt{3} a^4 \omega^2}{5(a^2 i \sigma + 2K)};$$

$$\vartheta_2 = \frac{a^2 i \sigma}{\sqrt{6}} + K + \frac{a^4 \omega^2}{10(a^2 i \sigma + 2K)} + \frac{8a^4 \omega^2}{35\sqrt{9}(a^2 i \sigma + 12K)};$$

$$h_1 = \frac{\sqrt{2} \omega^2 a^4}{10\sqrt{3}(a^2 i \sigma + 6K)};$$

$$h_3 = \frac{a^2 i \sigma}{12} + K + \frac{10a^4 \omega^2}{63(a^2 i \sigma + 20K)} + \frac{4a^4 \omega^2}{105(\omega^2 i \sigma + 6K)},$$

$$\begin{aligned} L_I(\tau) = & \sum_{i=1}^3 f_{0,i} \tau_i - \sum_{i=1}^3 f_{0,i}^0 \frac{\partial \tau_i}{\partial p} + \sum_{i=1}^2 f_{0,i}^2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \\ & + \sum_{i=1,3}^3 f_{0,i}^3 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \sum_{i=1}^3 f_{1,i}^2 \tau_1 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 f_{1,i}^3 \tau_1 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \\ & + \sum_{i=1}^3 f_{2,i}^2 \tau_2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 f_{2,i}^3 \tau_2 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \sum_{i=1}^3 f_{3,i}^2 \tau_3 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \\ & + \sum_{i=1}^3 f_{3,i}^3 \tau_3 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} - \tilde{f}_{1,2} \frac{\partial \tau_1}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial p^2} - \\ & - \sum_{i=1,3} \tilde{f}_{2,i} \frac{\partial \tau_2}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - \tilde{f}_{3,2} \frac{\partial \tau_3}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial p^2} - F_1; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{II}(\tau) = & \sum_{i=1}^3 \vartheta_{0,i} \tau_i - \sum_{i=1}^3 \vartheta_{0,i}^0 \frac{\partial \tau_i}{\partial p} + \\
& + \sum_{i=2,3}^3 \vartheta_{0,2}^2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{1,i}^2 \tau_1 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{1,i}^3 \tau_1 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \\
& + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{2,i}^2 \tau_2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{2,i}^3 \tau_2 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{3,i}^2 \tau_3 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \\
& + \sum_{i=1}^3 \vartheta_{3,i}^3 \tau_3 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} - \sum_{i=1,3}^3 \tilde{\vartheta}_{1,i} \frac{\partial \tau_1}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - \tilde{\vartheta}_{2,2} \frac{\partial \tau_2}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial p^2} - \\
& - \sum_{i=1,3}^3 \tilde{\vartheta}_{3,i} \frac{\partial \tau_3}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - F_2;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{III}(\tau) = & \sum_{i=1}^3 h_{0,i} \tau_i - \sum_{i=1}^3 h_{0,i}^0 \frac{\partial \tau_i}{\partial p} + \\
& + \sum_{i=1}^3 h_{0,i}^2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 h_{0,i}^3 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + h_{1,2}^2 \tau_1 \frac{\partial^2 \tau_2}{\partial p^2} + \\
& + h_{1,2}^3 \tau_1 \frac{\partial^3 \tau_2}{\partial p^3} + \sum_{i=1}^3 h_{2,i}^2 \tau_2 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 h_{2,i}^3 \tau_2 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} + \\
& + \sum_{i=1}^3 h_{3,i}^2 \tau_3 \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} + \sum_{i=1}^3 h_{3,i}^3 \tau_3 \frac{\partial^3 \tau_i}{\partial p^3} - \sum_{i=1}^3 \tilde{h}_{1,i} \frac{\partial \tau_1}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - \\
& - \sum_{i=1,3}^3 h_{2,i} \frac{\partial \tau_2}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - \sum_{i=1}^3 h_{3,i} \frac{\partial \tau_3}{\partial p} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial p^2} - F_3;
\end{aligned}$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — неадиабатические притоки тепла.

Коэффициенты при τ в выражениях $L_I(\tau)$, $L_{II}(\tau)$, $L_{III}(\tau)$ представлены формулами вида:

$$\begin{aligned}
f_{0,1} = & \vartheta_3 \vartheta_4 \frac{1}{R} \left(1 - \frac{x-1}{x} \right) \frac{\partial^2 \tau_4}{\partial p^2} + \vartheta_3 \vartheta_4 \frac{P}{R} \frac{\partial^3 \tau_4}{\partial p^3} + \\
& + \vartheta_1 \left(\frac{\partial S_0}{\partial p} - \frac{x-1}{xP} S_0 \right); \\
\vartheta_{0,2} = & M_5 \vartheta_4 \frac{P}{R} \frac{\partial^3 \tau_4}{\partial p^3} + M_5 \vartheta_2 \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \tau_4}{\partial p^2} - M_5 \frac{x-1}{xR} \vartheta_4 \frac{\partial^2 \tau_4}{\partial p^2} + \\
& + M_6 h_5 \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \tau_5}{\partial p^2} - M_6 \frac{x-1}{xR} h_5 \frac{\partial^2 \tau_5}{\partial p^2} + M_1 \left(\frac{\partial S_0}{\partial p} - \frac{x-1}{xR} \frac{S_0}{P} \right) + \\
& + M_6 h_5 \frac{P}{R} \frac{\partial^3 \tau_5}{\partial p^3}; \\
h_{0,1} = & N_4 \vartheta_4 \frac{1}{R} \left(P \frac{\partial^3 \tau_4}{\partial p^3} + \frac{\partial^2 \tau_4}{\partial p^2} - \frac{x-1}{x} \frac{\partial^2 \tau_4}{\partial p^2} \right); \\
f_{1,1} = & f_1 \vartheta_2 \left(\frac{1}{R} - \frac{x-1}{xR} \right); \\
\vartheta_{1,1}^2 = & \frac{1}{R} \left(M_3 f_1 - M_3 \frac{x-1}{x} f_1 + M_2 h_2 - M_2 \frac{x-1}{x} h_1 \right),
\end{aligned}$$

$$h_{1,2}^2 = N_4 \vartheta_2 \frac{1}{R} \left(1 - \frac{z-1}{z} \right).$$

Другие коэффициенты системы (6) — (8) не представлены из-за ограниченного размера статьи.

$\theta_1, \theta_2, M_1, M_2, M_3, M_5, M_6, N_4$ — коэффициент взаимодействия, являющиеся произведениями коэффициентов Клебша—Жордана.

Для решения системы (6) — (8) применялся метод Галеркина [10]. В качестве координатных функций была выбрана следующая система:

$$e^{\frac{i2\pi n \left(P - \frac{P_s}{2} \right)}{P_s}} \quad (n = 1, 2, 3 \dots), \quad (9)$$

где P — давление, P_s — давление на изобарической поверхности S .

Согласно (9), приближенное решение системы (6) — (8) будем искать в виде:

$$\tau_i = \frac{P}{P_s} \tau_i^H \Big|_{P=P_s} + \sum_{n=1}^N \alpha_{ij}(t) \left[e^{\frac{i2\pi n \left(P - \frac{P_s}{2} \right)}{P_s}} - 1 \right] \quad (i=1, 2, 3), \quad (9')$$

$$\tau_i^H = \tau_i \Big|_{P=P_s}$$

Для определения коэффициентов α подставляем выражение (9') в уравнения (6) — (8), умножаем каждое из уравнений на φ_i ($i=1, 2, 3$ соответственно) и полученную систему из девяти уравнений интегрируем в интервале $P_b - P_s$. В результате этого получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений с неизвестными $\alpha_{i,k}$ ($i, k=1, 2, 3$):

$$\sum_{k=1}^3 c_{1k} \frac{\partial \alpha_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{2k} \frac{\partial \alpha_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_I(\alpha) = \varphi_1 \varepsilon_1; \quad (10)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{3k} \frac{\partial \alpha_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{4k} \frac{\partial \alpha_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_{II}(\alpha) = \varphi_2 \varepsilon_1; \quad (11)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{5k} \frac{\partial \alpha_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{6k} \frac{\partial \alpha_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_{III}(\alpha) = \varphi_3 \varepsilon_1; \quad (12)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{7k} \frac{\partial \alpha_{2k}}{\partial t} + \tilde{L}_{IV}(\alpha) = \varphi_1 \varepsilon_2; \quad (13)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{8k} \frac{\partial \alpha_{2k}}{\partial t} + \tilde{L}_V(\alpha) = \varphi_2 \varepsilon_2; \quad (14)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{9k} \frac{\partial \alpha_{2k}}{\partial t} + \tilde{L}_{VI}(\alpha) = \varphi_3 \varepsilon_2; \quad (15)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{10k} \frac{\partial \alpha_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{11k} \frac{\partial \alpha_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_{VII}(\alpha) = \varphi_1 \varepsilon_3; \quad (16)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{12k} \frac{\partial \alpha_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{13k} \frac{\partial \alpha_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_{VIII}(\alpha) = \varphi_2 \varepsilon_3; \quad (17)$$

$$\sum_{k=1}^3 c_{14k} \frac{\partial a_{1k}}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 c_{15k} \frac{\partial a_{3k}}{\partial t} + \tilde{L}_{IX}(\alpha) = \varphi_3 \varepsilon_3, \quad (18)$$

где $C_1, k, C_2, k, \dots (k=1, 2, 3)$, $L_I(\alpha)$, $L_{II}(\alpha) \dots$ — трансформируемые коэффициенты $f_1 \frac{P}{R}$, $f_3 \frac{P}{R}, \dots, h_3 \frac{P}{R}$ и операторы $L_I(\tau)$, $L_{II}(\tau)$, $L_{III}(\tau)$ в результате применения метода Галеркина к системе уравнений (6) — (8).

Для решения системы (10) — (18) используем метод степенных рядов. С этой целью систему уравнений приведем к виду, в котором каждое уравнение содержит одну производную от α по времени. Для этого систему (10) — (18) запишем в матричной форме:

$$C \frac{\partial A}{\partial t} = B; \quad (19)$$

где

$$C = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 & c_{21} & c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & 0 & 0 & 0 & c_{41} & c_{42} & c_{43} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & 0 & 0 & 0 & c_{61} & c_{62} & c_{63} \\ 0 & 0 & 0 & c_{71} & c_{72} & c_{73} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{81} & c_{82} & c_{83} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{91} & c_{92} & c_{93} & 0 & 0 & 0 \\ c_{10,1} & c_{10,2} & c_{10,3} & 0 & 0 & 0 & c_{11,1} & c_{11,2} & c_{11,3} \\ c_{12,1} & c_{12,2} & c_{12,3} & 0 & 0 & 0 & c_{13,1} & c_{13,2} & c_{13,3} \\ c_{14,1} & c_{14,2} & c_{14,3} & 0 & 0 & 0 & c_{15,1} & c_{15,2} & c_{15,3} \end{pmatrix};$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \begin{pmatrix} \frac{\partial a_{11}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{12}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{13}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{21}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{22}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{23}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{31}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{32}}{\partial t} \\ \frac{\partial a_{33}}{\partial t} \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} \varphi_1 \varepsilon_1 - \tilde{L}_I(\alpha) \\ \varphi_2 \varepsilon_1 - \tilde{L}_{II}(\alpha) \\ \varphi_3 \varepsilon_1 - \tilde{L}_{III}(\alpha) \\ \varphi_1 \varepsilon_2 - \tilde{L}_{IV}(\alpha) \\ \varphi_2 \varepsilon_2 - \tilde{L}_V(\alpha) \\ \varphi_3 \varepsilon_2 - \tilde{L}_{VI}(\alpha) \\ \varphi_1 \varepsilon_3 - \tilde{L}_{VII}(\alpha) \\ \varphi_2 \varepsilon_3 - \tilde{L}_{VIII}(\alpha) \\ \varphi_3 \varepsilon_3 - \tilde{L}_{IX}(\alpha) \end{pmatrix}$$

При условии $\det C \neq 0$ существует обратная матрица C^{-1} . Умножая обе части матричного уравнения (19) на C^{-1} , получаем

$$C^{-1}C\frac{\partial A}{\partial t} = C^{-1}B, \quad (20)$$

ИЛИ:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = C^{-1} B. \quad (21)$$

Для удобства в процедуре вычислений обратную матрицу C^{-1} заменим присоединенной матрицей по формуле

$$C^{-1} = \frac{1}{\Lambda} \tilde{C},$$

где $\mathbf{C}$ — присоединенная матрица, Δ — определитель матрицы.

Согласно этому, матричную формулу (21) представим в виде

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} CB$$

ИЛИ

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \alpha_{11}}{\partial t} \\ \frac{\partial \alpha_{12}}{\partial t} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \frac{\partial \alpha_{33}}{\partial t} \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} \Delta_1 \\ \Delta_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \Delta_9 \end{bmatrix}, \quad (22)$$

где $\Delta_i, i=1, \dots, 9$ — определители, получающиеся из определителя Δ путем замены его i -того столбца столбцом B .

Из равенства (22) получаем

$$\frac{\partial \alpha_{11}}{\partial t} = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad \frac{\partial \alpha_{12}}{\partial t} = \frac{\Delta_2}{\Delta}, \quad \dots, \quad \frac{\partial \alpha_{33}}{\partial t} = \frac{\Delta_9}{\Delta}. \quad (23)$$

При начальных условиях $\alpha_{11} = (\alpha_{11})_0$, $\alpha_{12} = (\alpha_{12})_0 \dots \alpha_{33} = (\alpha_{33})_0$ разложим α_{11} , $\alpha_{12} \dots \alpha_{33}$ в ряд Тейлора:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{11}(t) &= \left(\frac{\Delta_1}{\Delta}\right)_0 + \left(\frac{\Delta_1}{\Delta}\right)'_0 t + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta_1}{\Delta}\right)''_0 t^2 + \dots \\ \alpha_{12}(t) &= \left(\frac{\Delta_2}{\Delta}\right)_0 + \left(\frac{\Delta_2}{\Delta}\right)'_0 t + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta_2}{\Delta}\right)''_0 t^2 + \dots \\ &\vdots \\ \alpha_{33}(t) &= \left(\frac{\Delta_9}{\Delta}\right)_0 + \left(\frac{\Delta_9}{\Delta}\right)'_0 t + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta_9}{\Delta}\right)''_0 t^2 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Далее, применяя известную процедуру решения систем уравнений методом степенных рядов, получим искомые значения.

Настоящая модель, в плане работ, изложенном в [1, 4 и 2, 3]¹ по гидродинамическому долгосрочному прогнозированию, выполняемому в ААНИИ, представляет алгоритм конкретизации бароклиного процесса, позволяющий оценить высокочастотную часть спектра, обусловленную бароклиными факторами.

Эффект бароклиной неустойчивости, как отмечено в статье настоящего сборника В. А. Ефимова, является одной из наиболее важных нерешенных задач в вопросах моделирования бароклиных процессов в атмосфере. На примере волновой диаграммы, представленной на рис. 1, которая построена на результатах работы спектральной модели планетарной динамики атмосферы [3],

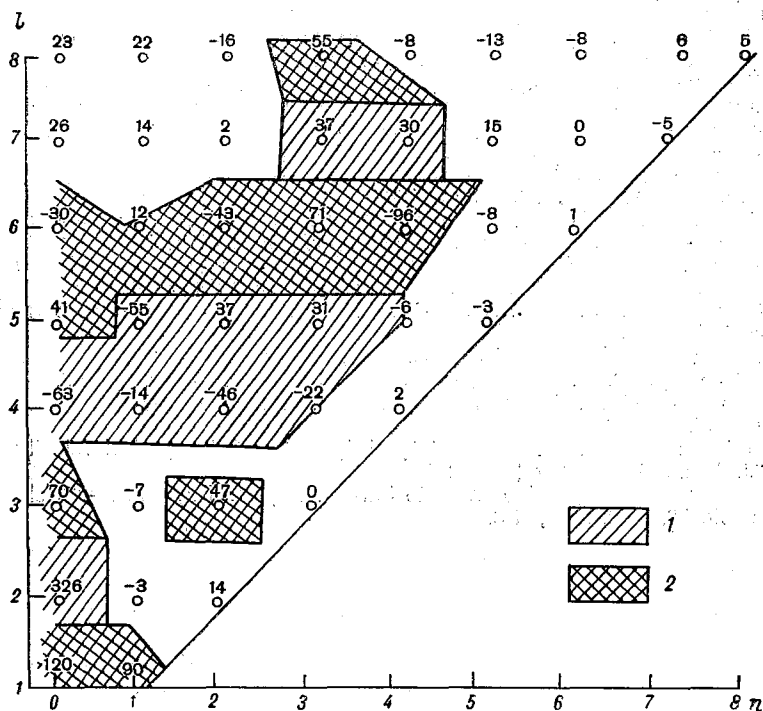


Рис. 1. Волновая диаграмма.

l — меридиональные волновые числа, n — зональные волновые числа.

работающей в течении 15 суток, можно получить представление о прогнозируемом эффекте этой модели в конце периода. Незаштрихованное поле относится к области пассивного в прогнозе спектра и заштрихованное поле — к области активного спектра. Участок активной области 1 относится к прогнозируемой части спектра. Участок 2 является частью спектра, не прогнозируемой

моделью: Нетрудно заметить, что основная часть непрогнозируемого спектра находится в области волн с волновыми числами более пяти. В реальной атмосфере эти волны соответствуют волнам циклонического масштаба, в которых эффект бароклинной неустойчивости проявляется наиболее ярко.

Изложенная модель также может быть применена для анализа вертикальной структуры циркумполярного вихря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимов В. А. Численное моделирование нестационарных процессов в системе океан — атмосфера. Тезисы докладов на совещании по методам долгосрочных метеорологических прогнозов погоды. М., изд. ГМЦ, 1974.
2. Трешников А. Ф. и др. Проект программы полярного эксперимента южной полярной области. Л., Гидрометеоиздат, 1973.
3. Ефимов В. А. Основные принципы постановки задачи гидродинамического прогноза на средние сроки. См. настоящий сборник.
4. Ефимов В. А. и др. К гидродинамическому прогнозу атмосферной циркуляции и процессов взаимодействия для полярных областей. Тезисы докладов на симпозиуме: «Циркуляция атмосферы в полярных областях и ее связь с циркуляцией умеренных и низких широт». Л., изд. ААНИИ, 1974.
5. Обухов А. М. Об интегральных инвариантах в системах гидродинамического типа. — ДАН СССР, 184, № 2, 1969.
6. Блинова Е. Н. Решение нелинейной задачи о нестационарных атмосферных движениях планетарного масштаба. — «ДАН СССР», 1968, 183, № 2.
7. Галин М. Б. К вопросу о нелинейном взаимодействии планетарных волн. — «Изв. АН СССР». Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 4.
8. Обухов А. М. и др. Нелинейные системы гидродинамического типа. М., «Наука», 1974.
9. Кунц К. С. Численный анализ. Киев, «Техника», 1964.
10. Михлин С. Г. Прямые методы в математической физике. М., 1950.
11. Lorenz E. N. Maximum simplification of the dynamic equations. — "Tellus", 1960, vol. 12, N 3.
12. Platzman G. W. The analytical dynamics of the spectral velocity equation. — "J. Atm. Sci.", 1962, vol. 19, N 4.
13. Baer F. Analytical solution to low-order spectral systems. — "Arch. Met. Geophys. Biocl.", 1970, A 19, N 3.

В. А. ЕФИМОВ

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТАВКИ ЗАДАЧИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОГНОЗА НА СРЕДНИЕ СРОКИ

Под прогнозом на средние сроки понимается предвычисление метеорологических полей на срок до 10—15 суток. Это срок, при котором в результатах численного интегрирования уравнений планетарной динамики существенно проявляются даже небольшие отклонения в начальных условиях. Этот эффект приводит к появлению так называемого барьера предсказуемости. Поэтому одной из самых основных проблем гидродинамического долгосрочного прогноза является определение обусловленных начальных условий, т.е. таких условий, которые не приводят к существенным ошибкам прогноза при допустимом отклонении в задании начальной информации.

В определении корректных начальных условий основную роль играет то, каким образом основные уравнения долгосрочного прогноза отфильтрованы относительно спектра короткопериодных плохопрогнозируемых «шумовых» колебаний и настроены на спектр долгопериодных волновых процессов, определяющих основу прогнозируемого комплекса волновых движений. Тогда, определив начальные условия относительно основного спектра движений, получаем обусловленные уравнения прогноза, в которых барьер предсказуемости смещен на 25—30 суток, поскольку функция ошибки начальной информации прямо пропорциональна числу осцилляций в прогнозируемом волновом движении.

За основу прогноза можно принять гидродинамическую модель, допускающую неточность в расчетах отдельных факторов, но основным условием для которой является то, чтобы функция ошибки прогноза имела долгопериодный характер изменения во времени. В этих условиях ошибка прогноза, восстановленная по предварительной за достаточно большой срок до прогноза информации, может быть экстраполирована на период прогноза. Прогнозируемая функция ошибки прогноза определяет в значительной мере в самом гидродинамическом прогнозе фактор

предыстории развития процесса. Фактор предыстории вводится в начальные условия в процессе четырехмерного анализа поля ветра, согласованного с реальным долговременным предварительным макропроцессом.

Известно, что уравнения гидродинамического прогноза включают три производные по времени. Совместно с тремя начальными условиями они дают конкретное частное решение, определяющее прогноз. Тогда, если начальное поле ветра вычислено согласованным с уравнениями принимаемой модели прогноза и с ходом предшествующего прогнозу процесса, а начальное поле геопотенциала соответствует последнему сроку, величина рассогласования ветра и геопотенциала, определяемая весом вспомогательного оператора в уравнениях прогноза, позволяющего достичь точной аппроксимации процесса, в свою очередь задает ход расчета прогнозируемого процесса. При этом процесс такого согласования работает как фильтр шумовых короткопериодных колебаний, затирая их роль в уравнениях начальных условий.

Из численных экспериментов нами было установлено, что лучше прогнозируют уравнения гидродинамики, непрокорректированные на устранение эффекта бароклинной неустойчивости. Любой навязанный корректор моделируемого бароклинного процесса, изменяя способность модели сохранять инварианты движения, в то же время моментально лишает уравнения возможности следовать реальному процессу. Поскольку эффект бароклинной неустойчивости во многом определен рассогласованностью уравнения статики с двумя другими уравнениями движения, сохраняющими полную форму проекции основного уравнения движения на соответствующие оси координат, устранение его возможно лишь посредством полной записи всех проекций уравнений движения. Однако, такой подход неизбежно приводит к парадоксу практической неразрешимости задачи, так как условия устойчивости решения задачи Коши для такой системы требуют не только детального разрешения по вертикали, но и ничтожно малого шага по времени, достаточного, чтобы учесть эффект акустических волн. Эффект бароклинной неустойчивости приводит к асимптотической неустойчивости любого частного решения системы уравнений гидро-термодинамики атмосферы по истечении шести-восьми суток интегрирования. До этого срока прогноз осуществляется с соблюдением условий квазистатического приближения и во многом следует реальному процессу, пока эффект ошибки рассогласования проекций уравнения движения не станет существенным. Особо четко этот эффект проявляется в полях рассчитываемой дивергенции на разных вертикальных уровнях. При этом поля дивергенции течения становятся рассогласованными по вертикальной координате, что и приводит к дальнейшему проявлению эффекта бароклинной неустойчивости.

Поэтому для преодоления эффекта бароклинной неустойчивости, приводящего к «вычислительному барьеру непредсказуемости», необходимо в уравнениях бароклинного движения определять

связь факторов бароклинности с векторными характеристиками течения, минуя характеристики связи поля дивергенции или вертикальных токов на различных уровнях.

Влияние на качество прогноза ошибок, связанных с ограничением разрешения по спектральному интервалу учитываемых волновых возмущений, может быть устранено вводом проэкстраполированной функции ошибки предшествующего прогноза, поскольку трункационная ошибка такого типа носит долгопериодный характер.

Функция ошибки прогноза в основной своей части описывает недоучитываемый в уравнениях модели фактор взаимодействия динамики течений со сложной орографией и термической неоднородностью подстилающей поверхности. Вклад внутренних неадиабатических факторов в моделируемый процесс в основном определяется эволюцией облачных систем, существование которых во многом обуславливается состоянием подстилающей поверхности. Однако изменение термических характеристик подстилающей поверхности и испарение с нее носит существенно долгопериодный характер, что и обуславливает медленную эволюцию поля ошибки прогноза по модели, способной достаточно подробно описывать высокочастотные характеристики течения.

Таким образом, уравнения долгосрочного прогноза, в отличие от уравнений модели планетарной циркуляции, будут наилучшим образом соответствовать своему предназначению, если допускаемая ими ошибка прогноза медленно изменяется во времени и легко прогнозируется на срок предполагаемого прогноза. Указанная ошибка при этом может иметь большие абсолютные значения. Все основные высокочастотные характеристики движения должны описываться уравнениями прогноза достаточно подробно. К таким высокочастотным волновым процессам относятся в основном линейные колебания свободной атмосферы, описываемые достаточно хорошо в рамках модели бароклинного течения. К высокочастотным факторам бароклинного неадиабатического процесса следует отнести конвективные и адвективные переносы теплосодержания и орографическое воздействие на динамику атмосферы.

Ряд высокочастотных процессов порождает меридиональные волновые движения, генерируемые на полярных фронтах в зоне резких термических контрастов, причем собственные периоды таких колебаний будут двое суток и менее. Тем самым условия «скольжения» на экваторе существенно огрубляют модель высокочастотных процессов в системе уравнений долгосрочного прогноза и принцип глобальности становится одним из наиболее существенных. Если рассмотреть энерговклад каждой гармоники в общую функцию макропроцесса, то окажется, что основная доля энергии определяется в области чисто меридиональных волновых возмущений, что и обуславливает их главенствующую роль в высокочастотной динамике. Поэтому ограничение разрешения в рамках полусферной схемы вносит одну из наиболее грубых ошибок в уравне-

ния прогноза, так как вносит искажения в описание основного высокочастотного процесса, выражающиеся в виде волнового взаимодействия в динамике атмосферы обоих полушарий. Меридиональные процессы во многом определяют динамику циркумполярного вихря и энергообмен между различными широтами. Во взаимодействии энергии циркумполярных вихрей северного и южного полушарий с энергозапасами тропического пояса определяется основной энергообмен в атмосфере как высокочастотного, так и низкочастотного характера.

Перечисленные принципы выведены автором после ряда численных экспериментов на моделях глобальной циркуляции атмосферы, результаты которых анализировались им и рядом его сотрудников в отделе долгосрочных метеорологических прогнозов ААНИИ. Предварительные результаты были доложены на Всесоюзном совещании по методам долгосрочных прогнозов погоды в 1974 г. [1], и на Всесоюзном симпозиуме по циркуляции атмосферы в полярных областях [2]. Во многом численные эксперименты с моделями планетарной динамики формируют лишь индивидуальный опыт экспериментатора, так как бесчисленное многообразие возможных постановок исключает четкое индуктивное обозрение результатов. Поэтому приведение в данной работе каких-либо конкретных результатов экспериментов проиллюстрировало бы лишь малую цепочку индукционного вывода и ни в коем случае не определило бы проблему в целом и тем более не усилило бы доказательную сторону вопроса.

Приведем уравнения долгосрочного прогноза, определенные нами как оптимальные с практической и теоретической точки зрения. Выбор приводимой компоновки модели обосновывается на апробировании ряда предварительных моделей, сводка которых приведена в [3, 4]. Относя гидродинамический долгосрочный прогноз к чисто вспомогательным средствам, которые позволяют синоптику конкретнее определить общую схему глобального процесса и затем уже сделать дедуктивные выводы о его проявлении в конкретных районах, по которым дается прогноз, мы тем самым к задаче гидродинамического долгосрочного прогнозирования относим определение основы процесса в будущем, на который могут быть нанизаны дальнейшие дедуктивные выводы синоптика. Поэтому не следует стремиться методом гидродинамического описания процесса определить полную картину его проявления во всех возможных эволюциях частотно-волнового спектра. Напротив, к задаче такого прогноза в первую очередь следует отнести проблему выделения спектра прогнозируемых движений, который может создать некий «репер» в будущем для последующего анализа возможных отражений этого репера в частных особенностях процесса. Тогда уравнения модели прогноза должны позволять осуществлять непрерывный контроль результатов прогноза посредством синоптического анализа на основе подбора гомолога процесса либо на основе прогноза функции ошибки гидродинамического прогноза, во многом определяющей развитие аperiodического про-

цесса. План конкретных исследований по этой методике изложен автором в [5].

Система уравнений прогноза глобальной циркуляции выписывается согласно следующей схеме:

а) уровень 500 мб

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_{\theta}^*}{\partial t} - 2\omega \cos \theta v_{\varphi}^* + \frac{v_{\theta}^*}{aA} \frac{\partial v_{\theta}^*}{\partial \theta} + \frac{v_{\varphi}^*}{aA \sin \theta} \frac{\partial v_{\theta}^*}{\partial \varphi} - \frac{v_{\varphi}^{*2}}{aA} \operatorname{ctg} \theta = \\ & = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi^*}{\partial \theta} + \frac{1}{a} \frac{\overline{v_{\theta}'^2}}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\overline{\partial v_{\theta}' v_{\varphi}'}}{\partial \varphi} - \frac{\overline{v_{\varphi}'^2} \operatorname{ctg} \theta}{a} + \frac{\overline{v_{\theta}'^2} \operatorname{ctg} \theta}{a}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_{\varphi}^*}{\partial t} + 2\omega \cos \theta v_{\theta}^* + \frac{v_{\theta}^*}{aA} \frac{\partial v_{\varphi}^*}{\partial \theta} + \frac{v_{\varphi}^*}{aA \sin \theta} \frac{\partial v_{\varphi}^*}{\partial \varphi} + \frac{v_{\theta}^* v_{\varphi}^*}{aA} \operatorname{ctg} \theta = \\ & = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \Phi^*}{\partial \varphi} + \frac{1}{a} \frac{\overline{\partial v_{\theta}' v_{\varphi}'}}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\overline{\partial v_{\varphi}'^2}}{\partial \varphi} + \frac{\overline{v_{\theta}' v_{\varphi}'}}{a} \operatorname{ctg} \theta; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{p_0}{p_0} \frac{a}{A} A(p_0) \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} + \frac{\partial v_{\theta}^*}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v_{\varphi}^*}{\partial \varphi} + v_{\theta}^* \operatorname{ctg} \theta = \\ & = \varepsilon_{500} + \frac{\rho_0 g}{p_0} c \left(\frac{\widehat{v_{\theta}}}{a} \frac{\partial H_s}{\partial \theta} + \frac{\widehat{v_{\varphi}}}{a \sin \theta} \frac{\partial H_s}{\partial \varphi} \right); \end{aligned} \quad (3)$$

б) уровень 750 мб

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\widehat{v_{\theta}}}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{\widehat{v_{\varphi}}}{a \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \tau \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{T}{p} \tau = \\ & = \frac{K}{a^2} \Delta T + \varepsilon_{\pi} + \varepsilon_{\Phi}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\widehat{v_{\theta}}}{a} \frac{\partial S}{\partial \theta} + \frac{\widehat{v_{\varphi}}}{a \sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \varphi} + \tau \frac{\partial S}{\partial p} - \beta \frac{\tau}{p} = \\ & = \frac{K}{a^2} \Delta S + \varepsilon_{\pi} + \varepsilon_{\Phi}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\beta = \operatorname{const};$$

$$\frac{\partial \Phi^*}{\partial t} \sim \varepsilon_{500} = \frac{\partial \Phi_{1000}}{\partial t} - \frac{R \Delta p}{p} \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{p=750 \text{ мб}};$$

$$\Delta p = 500 \text{ мб}, \quad p = 750 \text{ мб};$$

$$\widehat{v_{\theta}} = \frac{v_{\theta}^* + \widetilde{v_{\theta}}}{2}; \quad \widehat{v_{\varphi}} = \frac{v_{\varphi}^* + \widetilde{v_{\varphi}}}{2};$$

$$\widetilde{\tau} = \frac{\partial p_0}{\partial t} = \rho_0 g \frac{\partial z}{\partial t} = \rho_0 \frac{\partial \Phi_{1000}}{\partial t};$$

$$\hat{\tau} = \tau = \frac{\tau^* + \tilde{\tau}}{2};$$

v_θ, v_φ — компоненты скорости ветра на уровне 1000 мб, v_θ^*, v_φ^* , Φ^* — значения компонент скорости и геопотенциала на уровне 500 мб, A — константа параметризации эквивалентно-баротропного уровня, c — эмпирический множитель; ρ_0, P_0 — плотность и давление воздуха у земной поверхности, Φ_{1000} — геопотенциал поверхности 1000 мб, H_s — высота рельефа, земной поверхности; $\tilde{v}_\theta^*, \tilde{v}_\varphi^*, \hat{v}_\theta, \hat{v}_\varphi$ — компоненты скорости для среднего движения; v'_θ, v'_φ — компоненты скорости, которые определяют область пульсационного движения; $\epsilon_L, \epsilon_\phi$ — лучистый и фазовый притоки тепла; T, s — температура и дефицит точки росы на уровне 750 мб.

Ввиду того что динамика атмосферы на уровне 1000 мб во многом обуславливается орографией и в многоуровневных моделях бароклинного течения определяется согласно вертикальному профилю рассчитанной дивергенции течения, значения $\frac{\partial \Phi_{1000}}{\partial t}, \tilde{v}_\theta, \tilde{v}_\varphi$ должны быть определены параметрически от функций $v_\theta^*, v_\varphi^*, T, \Phi^*$. В первом приближении их можно полагать пропорциональными $\frac{\partial T}{\partial t}, v_\theta^*, v_\varphi^*$ соответственно.

В следующем приближении следует в прогнозе величины $\frac{\partial \Phi_{1000}}{\partial t}$ оценить основные амплитуды при меридиональных гармониках, несущих основную энергетическую нагрузку в глобальном процессе [6].

В уравнениях (4) — (5) притоки $\epsilon_L, \epsilon_\phi$ определяются согласно любой возможной схеме и рассчитываются по информации о температуре и влажности на уровне 750 мб. Поскольку в системе уравнений динамики атмосферы учтено уравнение переноса влаги (5), притоки тепла $\epsilon_L, \epsilon_\phi$ удобно параметризовать как функцию облачности. При правильном прогнозе температуры на уровне 750 мб и по значению Φ^* легко определить поле Φ_{1000} . Тогда, введя Φ_{1000} , но знаку разности $\Phi_{1000} - \bar{\Phi}_{1000}$ можно определить, в пределах какого барического образования локализуется тот или иной очаг отрицательного или близкого к нулю значения в поле s . Этим приемом удастся ввести в гидродинамический прогноз признак облачности в циклоне и в антициклоне. Очаги отрицательного значения s определяют интенсивность насыщения воздуха влагой и посредством функции интенсивности стока влаги в моделируемом процессе с некоторым временем релаксации устремляются к нулю или к положительным значениям. Также удобно, согласно знаку барического образования, параметризовать в модели конвективный и лучистый приток тепла. Спектральная форма

системы уравнений (1) — (5) приведена в [7]. Предварительные результаты прогнозов по такой модели представлены в [8, 9]. Дальнейший план экспериментов соответствует [10], более подробный план для южной полярной области изложен в [5] и принят как основной по численному моделированию атмосферных процессов в программе эксперимента ПОЛЭКС-юг.

Рассмотрим спектральную модель бароклинного процесса для зональных составляющих спектра волновых возмущений:

$$\begin{aligned}\Phi &= \sum_{l=0}^L \Phi_l(t, p) P_{00}^l(\cos \theta); \\ -v_\varphi - i v_\theta &= V = \sum_{l=1}^L V_l(t, p) P_{10}^l(\cos \theta); \\ v_\varphi - i v_\theta &= U = \sum_{l=1}^L U_l(t, p) P_{-10}^l(\cos \theta); \\ T &= \sum_{l=0}^L S_l(t, p) P_{00}^l(\cos \theta); \\ \tau &= \sum_{l=0}^L \tau_l(t, p) P_{00}^l(\cos \theta),\end{aligned}\quad (6)$$

где P_{m0}^l — зональные обобщенные сферические функции.

Тогда система спектральных уравнений относительно коэффициентов рядов (6) будет:

$$\begin{aligned}& \frac{\partial V_l}{\partial t} + \sum_{k=1}^L \sum_{q=1}^L \tilde{\sigma} [c(k, q, l; 0, 1, 1) \tau_k \frac{\partial V_q}{\partial p} + \\& + \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; 1, 0, 1) V_k V_q + \frac{\sqrt{(q+2)(q-1)}}{2a} c(k, q, l; -1, 2, 1) U_k V_q] - \\& - 2 \omega l \left[V_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(2l+3)(l+1)} + V_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} \right] = \\& = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) V_l; \\& \frac{\partial U_l}{\partial t} + \sum_{k=1}^L \sum_{q=1}^L \tilde{\sigma} [c(k, q, l; 0, -1, -1) \tau_k \frac{\partial V_q}{\partial p} + \\& + \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; -1, 0, -1) U_k U_q + \\& + \frac{\sqrt{(q+2)(q-1)}}{2a} c(k, q, l; 1, -2, -1) \cdot V_k U_q] + \\& + 2 \omega l \left[U_{l+1} \frac{\sqrt{(l+2)(l+1)^2 l}}{(l+1)(2l+3)} + U_{l-1} \frac{\sqrt{(l^2-1)l^2}}{(2l-1)l} \right] =\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\sqrt{l(l+1)}}{a} \Phi_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) U_l; \\
&\frac{\partial S_l}{\partial t} + \sum_{k=0}^L \sum_{q=1}^L \tilde{\sigma} [c(k, q, l; 0, 0, 0) \tau_k \left(\frac{\partial S_r}{\partial p} - \frac{z-1}{z} S_q \right) + \\
&\quad + \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; 1, -1, 0) V_k S_q + \\
&\quad + \frac{\sqrt{q(q+1)}}{2a} c(k, q, l; -1, 1, 0) U_k S_q] = \varepsilon_l - \frac{K}{a^2} l(l+1) S_l; \\
&\frac{\partial \tau_l}{\partial p} + \frac{\sqrt{l(l+1)}}{2a} (V_l + U_l) = 0; \\
&S_l = -\frac{p}{R} \frac{\partial \Phi_l}{\partial p}, \tag{7}
\end{aligned}$$

где ε_l — спектр притока тепла.

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

Система (7) легко интегрируется на ЭВМ с применением детального разрешения по вертикальной координате и позволяет определить значения спектральных амплитуд, несущих основную энергетическую нагрузку, в том числе и амплитуд поля Φ_{1000} .

Сформулируем особенности записи оператора корректора, определяемого нами как гидродинамический гомолог процесса. Функцию ошибки прогноза удобно выделить, введя в уравнение неразрывности (3) дополнительный оператор, т.е.

$$\begin{aligned}
&\frac{\rho_0}{P_0} \frac{a}{A} A(P_0) \frac{\partial \Phi_{l,n}^*}{\partial t} + \frac{\sqrt{l(l+1)}}{2a} (V_{l,n} + U_{l,n}) = \\
&= \frac{\bar{\Phi}_{l,n}(t) - \Phi_{l,n}^*}{\Delta t_p}, \tag{8}
\end{aligned}$$

где $\bar{\Phi}_{l,n}(t)$ есть развернутая во времени спектральная амплитуда в поле геопотенциала, определяющая динамику аппроксимируемого уравнениями прогностической модели процесса, Δt_p — размерный параметр наилучшей релаксации моделируемого процесса с реальным.

Оператор гидродинамического гомолога удобно параметризуется в операторе планетарной турбулентности. Для этого определяем функцию ошибки в виде отклонения в спектре $V_{l,n}$ и $U_{l,n}$. Далее, согласно [11], определяем спектр коэффициента планетарной турбулентности из решения следующей системы алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned}
& \sum_{q=1}^L \sum_{j=-q}^q \left\{ k_{q,j}^1 \sum_{k=1}^L \sum_{s=-k}^k x [c(q, k, l; 1, 0, 1) (-k(k+1) V_{k,s}) - \right. \\
& - \frac{1}{a^2} c(k, q, l; 2, -1, 1) \sqrt{(k+2)(k-1)(q+1)q} V_{k,s} + \\
& + \left. \frac{\sqrt{q(q+1)}}{a} c(k, q, l; 0, 1, 1) \frac{\partial w_{k,s}}{\partial z} \right] + \frac{\partial k_{q,j}^2}{\partial z} \sum_{k=1}^L \sum_{s=-k}^k x \times \\
& \times c(q, k, l; 1, 0, 1) \left(-\frac{\sqrt{k(k+1)}}{a} w_{k,s} + \frac{\partial V_{k,s}}{\partial z} - \frac{V_{k,s}}{a} \right) \Big\} = V'_{l,h} \\
& \sum_{q=1}^L \sum_{j=-q}^q \left\{ k_{q,j}^1 \sum_{k=1}^L \sum_{s=-k}^k x [c(q, k, l; -1, 0, -1) (-k(k+1) U_{k,s}) - \right. \\
& - \frac{1}{a^2} c(k, q, l; -2, 1, -1) \sqrt{(k+2)(k-1)(q+1)q} U_{k,s} + \\
& + \left. \frac{\sqrt{q(q+1)}}{a} c(k, q, l; 0, -1, -1) \frac{\partial w_{k,s}}{\partial z} \right] + \frac{\partial k_{q,j}^2}{\partial z} \sum_{k=1}^L \sum_{s=-k}^k x \times \\
& \times c(k, q, l; -1, 0, -1) \left(-\frac{\sqrt{k(k+1)}}{a} w_{k,s} + \frac{\partial U_{k,s}}{\partial z} - \frac{U_{k,s}}{a} \right) \Big\} = U'_{l,h} \quad (9)
\end{aligned}$$

где

$$x = \begin{cases} c(k, q, l; s, j, s+j) & \text{при } s+j=n; |k-q| \leq l \leq R+q; \\ 0 & \text{иначе} \end{cases}$$

$k_{q,j}^1$; $k_{q,j}^2$ определяют спектр поля макромасштабного коэффициента турбулентного обмена для процессов горизонтального и вертикального макрообмена соответственно. В поле таким образом определенного коэффициента наложенной на моделируемый процесс турбулентности заключается информация о длительной тенденции развития процесса, и поэтому это поле возможно как медленно эволюционирующее экстраполировать в уравнения прогностической модели на срок прогноза. Проведенные численные эксперименты с конкретными прогнозами показали долгопериодный характер колебаний спектральных амплитуд и поля k , что позволяет, сохраняя характер колебания, экстраполировать его в будущее на срок до 10—15 суток. Такую экстраполяцию можно осуществлять как синоптическим, так и чисто гидродинамическим методом, используя математический аппарат теории турбулентности. С этой целью выпишем уравнения прогноза компонент тензора макромасштабной турбулентности:

$$\left\| \begin{array}{cc} \overline{V'^2} & \overline{U'V'} \\ \overline{U'V'} & \overline{U'^2} \end{array} \right\| \quad (10)$$

В сферической системе координат эти уравнения будут:

$$\begin{aligned}
\overline{\frac{\partial v'_\theta v'_\varphi}{\partial t}} = & -\overline{v'^2_\theta} \left(\frac{1}{a} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial \theta} + \frac{\overline{v_\varphi}}{a} \operatorname{ctg} \theta + 2\omega \cos \theta \right) - \\
& - \overline{v'^2_\varphi} \left(\frac{2\overline{v_\varphi}}{a} \operatorname{ctg} \theta + 2\omega \cos \theta \right) - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \left(\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial \varphi} + \right. \\
& + \frac{\overline{v_\theta}}{a} \operatorname{ctg} \theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \overline{v_\theta}}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \overline{v_\theta}}{\partial \varphi} \left. \right) - \left(\overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \theta} + \right. \\
& + \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \theta} \left. \right) \frac{\overline{v_\theta}}{a} - \left(\overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \varphi} + \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \varphi} \right) \frac{\overline{v_\varphi}}{a \sin \theta} + \\
& + \left(\overline{v'^2_\theta v'^2_\varphi} - \overline{v'_\varphi v'^2_\theta} \right) \frac{\operatorname{ctg} \theta}{a} - \overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{\Phi'}}{\partial \varphi} \frac{1}{a \sin \theta} - \\
& - \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{\Phi'}}{\partial \theta} \frac{1}{a} - \overline{v'^2_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \theta} \frac{1}{a} - \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \varphi} \frac{1}{a \sin \theta} - \\
& - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \varphi} \frac{1}{a \sin \theta} - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \theta} \frac{1}{a} ; \tag{11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\frac{\partial v'^2_\theta}{\partial t}} = & -\overline{v'^2_\theta} \frac{2}{a} \frac{\partial \overline{v_\theta}}{\partial \theta} - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \left(\frac{2}{a \sin \theta} \frac{\partial \overline{v_\theta}}{\partial \varphi} - \right. \\
& - \frac{2\overline{v_\varphi}}{a} \operatorname{ctg} \theta - 4\omega \cos \theta \left. \right) - \overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \theta} \left(\frac{2\overline{v_\theta}}{a} \right) - \\
& - \overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \varphi} \cdot \left(\frac{2\overline{v_\varphi}}{a \sin \theta} \right) - \overline{v'_\theta} \frac{\partial \overline{\Phi'}}{\partial \theta} \frac{2}{a} + \\
& + \overline{v'_\theta v'^2_\varphi} \frac{2}{a} \operatorname{ctg} \theta - \overline{v'^2_\theta} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \theta} \frac{2}{a} - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\theta}}{\partial \varphi} \cdot \frac{2}{a \sin \theta} ; \tag{12}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\frac{\partial v'^2_\varphi}{\partial t}} = & -\overline{v'^2_\varphi} \left(\frac{2}{a \sin \theta} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{2\overline{v_\varphi}}{a} \operatorname{ctg} \theta \right) - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \left(\frac{2}{a} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial \theta} + \right. \\
& + \frac{2\overline{v_\varphi}}{a} \operatorname{ctg} \theta + 4\omega \cos \theta \left. \right) - \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \theta} \frac{2\overline{v_\theta}}{a} - \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \varphi} \times \\
& \times \frac{2\overline{v_\varphi}}{a \sin \theta} - \overline{v'_\varphi} \frac{\partial \overline{\Phi'}}{\partial \varphi} \frac{2}{a \sin \theta} - \overline{v'^2_\theta v'^2_\varphi} \frac{2}{a} \operatorname{ctg} \theta - \\
& - \overline{v'^2_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \varphi} \frac{2}{a \sin \theta} - \overline{v'_\theta v'_\varphi} \frac{\partial \overline{v'_\varphi}}{\partial \theta} \frac{2}{a} . \tag{13}
\end{aligned}$$

Уравнения (11)—(13) разрешимы спектральным методом, основанным на базе обобщенных сферических функций. Тогда для инвариантных относительно вращений компонент вектора скорости они будут:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{V'^2}}{\partial t} = & 2 \left[\frac{\partial \overline{V}}{\partial p} \overline{V' \tau'} + \overline{\tau' V'} \frac{\partial V'}{\partial p} + \overline{V} \tau' \frac{\partial V'}{\partial p} + \right. \\ & + \left. \overline{V' \tau' \frac{\partial V'}{\partial p}} \right] - \frac{i}{a} \left[\overline{V'^2 L_1(\overline{V})} - 2 \overline{V V' L_1(V')} + \right. \\ & + \left. \overline{V'^2 L_1(V')} \right] - \frac{i}{a} \left[L_2(\overline{V}) \overline{V' U'} + \overline{V U' L_2(V')} + \right. \\ & + \left. \overline{U V' L_2(V')} + \overline{V' U' L_2(V')} \right] + \\ & + 4\omega i \cos \theta \overline{V'^2} + \frac{2i}{a} \overline{V' L_6(\Phi')} - \frac{2K}{a^2} \overline{V \Delta V}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U'^2}}{\partial t} = & -2 \left[\frac{\partial \overline{U}}{\partial p} \overline{U' \tau'} + \overline{\tau' U'} \frac{\partial U'}{\partial p} + \right. \\ & + \left. \overline{U} \tau' \frac{\partial U'}{\partial p} + \overline{U' \tau' \frac{\partial U'}{\partial p}} \right] - \frac{i}{a} \left[L_3(\overline{U}) \overline{V' U'} + \right. \\ & + \left. \overline{V U' L_3(U')} + \overline{U V' L_3(U')} + \overline{U V' L_3(U')} + \right. \\ & + \left. \overline{V' U' L_3(U')} \right] - \frac{i}{a} \left[\overline{U'^2 L_4(\overline{U})} + \right. \\ & + \left. 2 \overline{U U' L_4(U')} + \overline{U'^2 L_4(U')} \right] - 4\omega i \cos \theta \overline{U'^2} + \\ & + \frac{2i}{a} \overline{U' L_5(\Phi')} - \frac{2K}{a^2} \overline{U \Delta U}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{V' U'}}{\partial t} = & \overline{V' \tau'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial p} + \overline{\tau' V'} \frac{\partial U'}{\partial p} - \overline{U \tau'} \frac{\partial U'}{\partial p} - \\ & - \overline{V' \tau' \frac{\partial U'}{\partial p}} - \frac{i}{2a} \left[\overline{V'^2 L_3(\overline{U})} + 2 \overline{V V' L_3(U')} + \right. \\ & + \left. \overline{V'^2 L_3(U')} \right] - \frac{i}{2a} \left[\overline{V' U' L_4(\overline{U})} + \overline{U V' L_4(U')} + \right. \\ & + \left. \overline{V U' L_4(U')} + \overline{V' U' L_4(U')} \right] + \frac{i}{a} \overline{V' L_5(\Phi')} - \\ & - \frac{K}{a^2} \overline{V \Delta V} - \overline{U' \tau'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial p} + \overline{U' \frac{\partial V'}{\partial p}} \overline{\tau} + \\ & + \overline{U \tau' \frac{\partial V'}{\partial p}} + \overline{U' \tau' \frac{\partial V'}{\partial p}} - \frac{i}{2a} \left[\overline{V' U' L_1(\overline{V})} + \right. \\ & + \left. \overline{U V' L_1(V')} + \overline{V U' L_1(V')} + \overline{V' U' L_1(V')} \right] - \end{aligned}$$

$$-\frac{i}{2a}[\overline{U'^2 L_2(\bar{V})} + 2\overline{U' U' L_2(V')} + \overline{U'^2 L_2(V')} + \frac{i}{a}\overline{U' L_6(\Phi')} - \frac{K}{a^2}\overline{U \Delta \bar{V}}], \quad (16)$$

где

$$L_j = \frac{\partial}{\partial \theta} - (-1)^j \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} + b_j \operatorname{ctg} \theta(\dots); \quad j = 1, 2, \dots, 6;$$

$$b_j = 1 \quad (j = 1; 4); \quad b_j = -1 \quad (j = 2; 3); \quad b_j = 0 \quad (j = 5; 6).$$

Операторы $\Delta \bar{V}$ и ΔU соответствуют уравнению обобщенных сферических функций. Система (14)–(16) решается для одноуровневой модели атмосферы, поэтому производные $\frac{\partial V}{\partial p}$, $\frac{\partial U}{\partial p}$ определяются соотношением термического ветра, остальные значения определяются на уровне 500 мб.

Начальные условия определяются по данным динамической реконструкции поля ветра и следующими соотношениями, согласно [12]:

$$\begin{aligned} \overline{V'^2_{l,n}} &= -\frac{\mu}{a} \sqrt{(l+2)(l-1)} \overline{V_{l,n}}; \\ \overline{V'^2_{l,n}} &= -\frac{\mu}{a} \sqrt{(l+2)(l-1)} \overline{U_{l,n}}; \\ \overline{U'_{l,n} V'_{l,n}} &= \frac{\mu}{a} \sqrt{l(l+1)} (\overline{V_{l,n}} + \overline{U_{l,n}}); \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \overline{V'^2} &= \sum_{l=2}^{L'} \sum_{n=-l}^l \overline{V'^2_{l,n}} T_{2n}^l; \\ \overline{U'^2} &= \sum_{l=2}^{L'} \sum_{n=-l}^l \overline{U'^2_{l,n}} T_{-2n}^l; \\ \overline{U' V'} &= \sum_{l=0}^{L'} \sum_{n=-l}^l \overline{U'_{l,n} V'_{l,n}} T_{0n}^l. \end{aligned} \quad (18)$$

В процессе интегрирования уравнений (14)–(16) значения спектральных амплитуд среднего движения определяются согласно системе (17), тогда как значения спектральных амплитуд при волновых числах, больших L' , задающих область пульсационного движения, определяются согласно системам нелинейных алгебраических уравнений типа

$$\overline{V'^2_{l,n}} = \sum_{k=L'+1}^{L'+N} \sum_{s=-k}^k \sum_{q=L'+1}^{L'+N} \sum_{j=-q}^q \sigma c(k, q, l; 1, 1, 2) V'_{k,s} V'_{q,j}$$

по спектральным амплитудам среднего движения.

Значения $\Phi'_{l,n}$ определяются согласно уравнению

$$\frac{p_0}{p_0} \frac{a}{A} A(p_0) \frac{\partial \Phi'_{l,n}}{\partial t} + \frac{V \sqrt{l(l+1)}}{2a} (V'_{l,n} + U'_{l,n}) = 0.$$

Определяя компоненты тензора рейнольдсовых напряжений по информации о разности реконструированного поля ветра и поля ветра, полученного в результате предшествующего прогноза, имеем возможность осуществить прогноз фона наложенной турбулентности, параметризующей ошибку прогноза.

Для параметризации факторов взаимодействия с океаном и неадиабатических притоков тепла следует проводить аппроксимацию предшествующего прогнозу процесса в классе периодических функций времени. Поиск решения уравнений относительно спектральных амплитуд в виде экспоненциальных рядов Фурье по времени позволяет получить частные периодические приближенные решения нелинейной задачи и тем самым определить возможность оценки будущей ситуации без предварительного численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений. В данном случае функция времени определяется аналитически и решение легко восстанавливается в любом заданном моменте будущего. Подробно такого рода модель изложена в [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимов В. А. Численное моделирование долговременных нестационарных процессов в системе океан — атмосфера. Тезисы докладов на Всесоюзном совещании по методам долгосрочных прогнозов погоды. М., изд. ГМЦ, 22—24 января, 1974.
2. Ефимов В. А. и др. К гидродинамическому прогнозу атмосферной циркуляции и процессов взаимодействия для полярных областей. Тезисы докладов на Всесоюзном научном симпозиуме: Циркуляция атмосферы в полярных областях и ее связь с циркуляцией умеренных и низких широт. Л., изд. ААНИИ, 1974.
3. Ефимов В. А. Моделирование совмещенной планетарной динамики системы океан — атмосфера. Тезисы докладов на симпозиуме: Термодинамическое взаимодействие атмосферы и океана в Арктике. Л., изд. ААНИИ, 1972.
4. Ефимов В. А. Математическое моделирование долговременных нестационарных планетарных процессов в системе океан — атмосфера. Автореферат диссертации. Л., изд. ААНИИ, 1973.
5. Трешников А. Ф. и др. Проект программы полярного эксперимента южной полярной области. Л., 1973.
6. Евсеев М. П., Ефимов В. А. Основные формы циркуляции атмосферы и нелинейная механика длинных волн. Тезисы докладов на Всесоюзном научном симпозиуме: Циркуляция атмосферы в полярных областях и ее связь с циркуляцией умеренных и низких широт. Л., изд. ААНИИ, 1974.
7. Ефимов В. А. К численному моделированию динамического режима атмосферы в высоких широтах южного полушария. — «Труды ГГО», 1970, вып. 256.
8. Швец М. Е. и др. Интегрирование уравнений динамики атмосферы для решения задач теории климата. — «Труды V Всесоюзного метеорологического съезда». Т. 3, 1973.

9. Ефимов В. А. Процесс установления решения при долгосрочном численном интегрировании уравнений планетарной динамики атмосферы.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 9 с. 27—39.

10. Трешников А. Ф. Итоги и перспективы полярного эксперимента (докл. на заседании ГКНТ 30 мая 1973 г.), Л., 1973.

11. Ефимов В. А., Рейнюк Г. И. Нелинейные факторы в планетарной динамике и их связь с макромасштабной турбулентностью.— «Труды ААНИИ», 1972, т. 313, с. 251—264.

12. Ефимов В. А., Рейнюк Г. И. Спектральный анализ компонент корреляционного тензора макромасштабной турбулентности.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 273, с. 50—59.

13. Ефимов В. А. Периодические спектральные решения совмещенной системы уравнений планетарной динамики атмосферы и гидросферы.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 24—43.

О ВОЗДЕЙСТВИИ КОРПУСКУЛЯРНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА НА ЭНЕРГЕТИКУ АТМОСФЕРЫ

1. В настоящее время при статическом исследовании солнечно-атмосферных связей наиболее широкое распространение получил метод наложенных эпох (МНЭ), позволяющий просто и наглядно оценить вид импульсной реакции параметров атмосферы на внешнее (солнечное) воздействие [3—8]. К сожалению, успешность применения этого метода во многом определяется количеством случаев «чистых» внешних воздействий¹ и соответствующей метеорологической информации. Если учесть, что в течение одного десятилетия число таких случаев около двух десятков, то становится совершенно очевидным, что ограниченность гелиогеофизического и метеорологического архивов становится серьезным препятствием на пути дальнейшего повышения достоверности получаемых результатов.

Другой принципиальной трудностью указанного метода является сложность учета в рамках МНЭ роли начальных условий и возможной нелинейности эффектов [4], в предположении которой вид импульсной реакции как определяющей характеристики линейного приближения должен оцениваться на основании анализа по всей совокупности (ансамблю) внешних воздействий, а не по отдельным, специально выбранным.

В силу вышесказанного становится вполне закономерной (более полное использование архивной информации) постановка задачи о выявлении структуры солнечно-атмосферных связей с помощью кросс-анализа непрерывных рядов. При этом естественно на первом этапе исследования отдать предпочтение аппарату временного спектрального анализа (в противоположность построению конечно-разностных моделей подобным авторегрессии — скользящего среднего), дающему наиболее полную информацию

¹ Чистыми считаются ярко выраженные геомагнитные возмущения, свободные от наложения с соседними.

о внутренней статистической структуре исследуемых рядов и их связи.

Сразу оговоримся, что предлагаемый подход не удовлетворяет принципу сезонности, выдвинутому в [3], и поэтому его нельзя формально переносить на все параметры атмосферы, а только на эффекты или их части, инвариантные относительно сезонов года. Основываясь на результатах, полученных в [5—7], естественно положить, что таким свойством (отчасти в силу квадратичности формы) обладает поведение кинетической энергии атмосферы, осредненной по кругу широты.

2. В настоящей работе излагаются результаты временного спектрального анализа эквидистантных рядов планетарного индекса геомагнитной возмущенности A_p и поширотных значений аналога кинетической энергии атмосферы $K-K'$. Исходным материалом для вычисления полусуточных значений K послужили карты северного полушария поверхности H_{500} с августа 1970 г. по апрель 1972 г. включительно. Предполагалось, что общее движение атмосферы (тропосферы) хорошо описывается движением на этом уровне и что с достаточной точностью аппроксимации компоненты скорости ветра могут быть определены из геострофических соотношений:

$$u(\theta, \lambda, t) = - \frac{1}{2a\omega} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda}; \quad (1)$$

$$v(\theta, \lambda, t) = \frac{1}{2a\omega} \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad t = 1, 2, \dots, 609. \quad (2)$$

Здесь $a = 6,4 \cdot 10^5$ м, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{с}^{-1}$, H — геопотенциал поверхности 500 мб, θ — дополнение до широты, λ — долгота.

Кинетической энергии на некоторой широте становилось в соответствие выражение

$$K(\theta; t) = \frac{1}{2} \int_{\theta-2,5}^{\theta+2,5} \int_0^{2\pi} a^2 M(u^2 + v^2) \sin \theta' d\theta' d\lambda, \quad (3)$$

где M — средняя масса атмосферы (тропосферы), приходящаяся на единицу земной поверхности.

Аналогичным образом вычислялся вклад в кинетическую энергию за счет меридиональной составляющей скорости:

$$K_0(\theta, t) = \frac{1}{2} \int_{\theta-2,5}^{\theta+2,5} \int_0^{2\pi} a^2 M u^2 \sin \theta' d\theta' d\lambda. \quad (4)$$

Известно, что существенные временные изменения кинетической энергии обуславливаются сезонными преобразованиями [1]. При этом меняются оценки как средних значений (μ_K), так и дисперсий (D_K). Для приведения исходной информации к инвариант-

но- сезонному виду (необходимому в силу постановки задачи) был сделан переход к новой безразмерной величине K' :

$$K'(\theta, t) = K/\tilde{K}; \quad (5)$$

$$\tilde{K}(\theta, t) = A \cos \omega_1 t + B \sin \omega_1 t + C; \quad (6)$$

$$\omega_1 = 2\pi/365,25.$$

Коэффициенты сезонного хода $A(\theta)$, $B(\theta)$, $C(\theta)$ вычислялись методом наименьших квадратов как дающие наилучшее приближение $\tilde{K}$ к K в течение всего промежутка времени.

Эквидистантные ряды новой безразмерной величины K' можно охарактеризовать математическим ожиданием ($\mu(\theta)$) и стандартом ($\sigma(\theta)$). Оценки этих величин, вычисленные по формулам:

$$\mu(\theta) = \frac{1}{T} \sum_t K'; \quad (7)$$

$$\sigma^2(\theta) = \frac{1}{T} \sum_t (K' - \mu)^2, \quad T = 609, \quad (8)$$

приведены в табл. 1. Как и следовало ожидать, для всех θ полученные значения μ близки к единице. Меридиональное распределение σ характеризует интенсивность удельного энергообмена. Как прямое следствие большей временной изменчивости воспринимается максимум σ в приполярной области. Некоторую неуверенность

Таблица 1

θ°	σ	σ_θ	η	η'	η_θ	η'_θ
5	0,56	0,61	20	22	19	21
10	0,40	0,44	7	9	28	31
15	0,35	0,41	10	12	15	12
20	0,30	0,41	4	4	14	14
25	0,28	0,40	8	9	11	11
30	0,28	0,36	12	13	16	16
35	0,25	0,32	25	24	20	19
40	0,22	0,31	20	22	26	28
45	0,19	0,28	16	14	27	29
50	0,14	0,26	23	26	22	27
55	0,12	0,23	16	16	8	9
60	0,11	0,25	13	12	9	9
65	0,13	0,30	26	26	10	10
70	0,20	0,34	15	18	24	25
75	0,38	0,31	8	10	17	18
80	0,34	0,35	33	30	11	13
85	—	0,44	—	—	31	29

может вызвать степень увеличения σ вблизи экваториальной зоны, хотя к исходной информации (картам H_{500}) был применен пространственный фильтр, значительно уменьшающий вычислительную неустойчивость геострофических соотношений в этом районе.

Анализ распределения K' с помощью критерия χ^2 показал, что оно близко к нормальному, особенно для тех θ , где сравнительно невелико.

3. Дальнейший взаимный временной спектральный анализ рядов A_p и K' производился по методике Блэкмана и Тьюки [2], для чего оценивались:

а) нормированные авто- и кросс-корреляционные функции

$$R_{xx}(\tau) = \overline{x(t)x(t+\tau)} / \sigma_x^2; \quad (9)$$

$$R_{xy}(\tau) = \overline{x(t)y(t+\tau)} / \sigma_x \sigma_y, \quad (10)$$

где x и y — исследуемые ряды, черта сверху означает осреднение по t ;

б) сглаженные, нормированные спектры мощности

$$C_x(f) = \int_{-L}^L R_{xx}(\tau) w(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau, \quad (11)$$

где w — спектральное окно Тьюки,

$$w(\tau) = \begin{cases} 0,5(1 + \cos \pi \tau / L), & |\tau| \leq L, \\ 0, & |\tau| > L. \end{cases} \quad (12)$$

При этом применялась методика стягивания окна (L варьировалось от 30 до 120), позволяющая судить об устойчивости спектральных оценок;

в) квадрат сглаженного спектра когерентности Ch^2 ,

$$Ch_{xy}^2(f) = \frac{Co^2 + Q^2}{C_x C_y}, \quad (13)$$

где Co и Q — ко и квадратурные спектры,

$$Co_{xy}(f) = \int_{-L}^L R'_{xy}(\tau) w(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau, \quad (14)$$

$$Q_{xy}(f) = \int_{-L}^L R''_{xy}(\tau) w(\tau) \sin 2\pi f \tau d\tau; \quad (15)$$

R' и R'' — четная и нечетная части кросс-корреляционной функции (10).

Напомним, что нормированный спектр мощности $C_x(f)$ показывает сравнительное распределение мощности переменных составляющих рассматриваемого сигнала x по частоте f .

При одновременном рассмотрении двух процессов x и y , из которых x полагается предиктором, а y — предиктантом, для y возможно представление

$$y(t) = y_1(t) + y_2(t), \quad (16)$$

где y_1 — линейный процесс от x , т. е. полностью определяется поведением x в рамках линейной модели, а для y_2 выполняется условие

$$R_{x, y_2} \equiv 0. \quad (17)$$

Функция частоты

$$\varphi(f) = \frac{C y_1}{C y} \quad (18)$$

является по определению Ch^2 процессов x и y и показывает в зависимости от частоты сравнительную мощность (зависимой части) y_1 к y .

4. На рис. 1 представлены полученные оценки для C и спектра когерентности. На оси абсцисс, соответствующей оси частот f ,

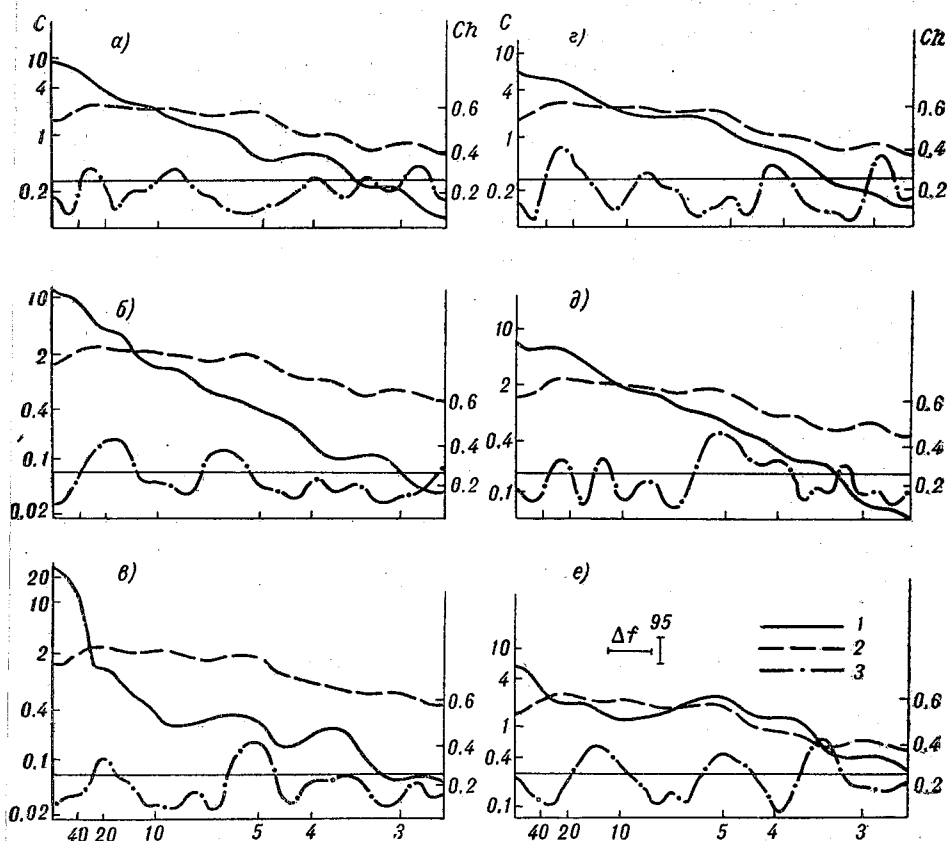


Рис. 1 Сглаженные нормированные оценки:

1 — спектры мощности K' и θ -компоненты, 2 — спектр мощности A_p , 3 — спектры когерентности; а, б, в — расчеты для полной кинетической энергии (θ соответственно равно 5, 40 и 70°), г, д, е — для θ -компоненты ($\theta = 10, 40, 85^\circ$).

отмечены характерные точки для целочисленных периодов (в сутках). Значения C нанесены в логарифмическом масштабе, что позволяет построить 95% доверительный интервал ξ (вертикальный отрезок на графиках), не зависящий от f . Из тех же соображений Ch нанесено в масштабе z -преобразования Фишера. Полученная из-за этого неравномерность шкалы почти не заметна для $Ch \leq 0,5$ ¹. Горизонтальный отрезок Δf на графиках соответствует спектральной ширине окна ω . Как показала практика, при выявлении достоверности отдельных элементов C является одинаково необходимым нанесение в масштабе графика ξ и Δf , что кроме естественного требования к амплитуде выдвигает дополнительное условие и к горизонтальному масштабу.

Спектр мощности A_p сравнительно плавно меняется по частоте. Можно говорить только о некоторых изгибах для периодов: $T \approx 27$ и $T \approx 5$ суткам. Спектры K' более изменчивы как по частоте, так и в зависимости от широты. Как правило все они представляют монотонно убывающие кривые от $T = \infty$ к $T = 2$. Исключение составляют несколько высокоширотных спектров K_0 , в которых абсолютный максимум сдвинут к $T \approx 27$. Как общую закономерность для C и C_0 можно отметить, что при увеличении θ от 5° до $\approx 70^\circ$ роль высоко-частотных компонент ($T > 10$) убывает и при этом увеличивается абсолютный максимум низких частот, а на частоте $T \approx 10$ все резче обозначается излом, разделяющий левую круто восходящую ветвь низких частот от сравнительно плавно убывающей ветви высоких частот. При дальнейшем увеличении θ ветвь высоких частот, практически параллельно самой себе, опять начинает подниматься, что сопровождается уменьшением основного максимума на низких частотах.

¹ Известно, что оценки сглаженного спектра мощности распределены как χ^2_ν , $\nu = 2 \left(\frac{T}{L} \right) b$, где b — нормированная ширина полосы частот спектрального окна ω .

Соответственно доверительный интервал значимости α для $\ln C$ вычислялся по формуле:

$$\ln C(f) + \ln \frac{\nu}{\chi^2_{\nu} [1 - (\alpha/2)]}; \quad \ln C(f) + \ln \frac{\nu}{\chi^2_{\nu} [\alpha/2]}.$$

Уровень значимости для Ch определялся из положения, что z — преобразование Фишера от Ch :

$$z = \frac{1}{2} \text{Arth} [|Ch|]$$

имеет дисперсию $\approx 1/\nu$ и, следовательно, 95%-ный доверительный интервал равен

$$z(f) \pm 1,96 \sqrt{1/\nu}.$$

Дальнейшие результаты интерпретируются для $\nu = 54$.

Наибольший интерес представляет анализ полученных оценок для спектров когерентности в свете ответа на вопрос о влиянии вариаций солнечной корпускулярной активности на энергетику атмосферы.

На рис. 1 тонкой горизонтальной линией проведен 5%-ный уровень значимости. Естественно, что нулевая гипотеза об отсутствии связи между A_p и K' или K'_0 может быть отвергнута для некоторого θ только в том случае, если η — процентное отношение точек, выходящих за данный уровень, к общему числу точек¹ значительно превосходит $\eta_0=5$.

Очевидность, с которой отвергается H_0 , хорошо иллюстрируется, приведенными в табл. 1 значениями η и η_0 . Все они (без исключения) превосходят η_0 , причем среднее отношение η/η_0 , равно около 3,5.

Известно, что теоретические спектры когерентности не изменяются, если на исходные ряды подействовать невырожденными линейными операторами. Иными словами, степень зависимости исходных рядов (Ch) инвариантна относительно невырожденных линейных преобразований. Изменчивость оценок Ch , порожденная чисто случайными соотношениями для конкретных реализаций при таких преобразованиях, может служить показателем реальности сделанных выводов о зависимости исследуемых процессов.

Для выяснения данного вопроса в нашем случае был использован простейший разностный оператор, переводящий K' в $\Delta K'$,

$$\Delta K'(t) = K'(t+1) - K'(t). \quad (19)$$

Выбор такого преобразования обусловливается тем, что оно практически трансформирует спектр K' в спектр белого шума, оценки Ch для которого наиболее репрезентативны [2].

Графики Ch , вычисленные для $\Delta K'$ и $\Delta K'_0$, визуальнo трудно отличимы от соответствующих Ch для K и K'_0 (сохраняются все элементы) и приведение их в статье нецелесообразно. В табл. 1 в графах η' и η'_0 даны для каждой широты процентные отношения точек выходящих за уровень значимости к общему количеству точек для $\Delta K'$ и $\Delta K'_0$. Полученная слабая изменчивость оценок Ch служит еще одним доказательством реальности связи вариаций A_p и K' .

Опишем в самых общих чертах полученные оценки для спектров когерентности A_p и K' .

Среднее значение Ch около 0,1—0,2.

Основные пики следующие:

27-дневный цикл. Наиболее устойчив, проявляется почти на всех широтах, где его значение не меньше 0,3. Правда, не всегда

¹ Графики Ch , как и все остальные, вычислялись в 200 точках.

выделяется в отдельный, самостоятельный пик, а сливается с соседними.

10-дневный цикл. Слабо устойчив, проявляется не на всех широтах. Есть предпосылки считать, что состоит из двух ($T_1 \approx 15$ и $T_2 \approx 8$), близко стоящих взаимодействий.

5-дневный цикл. Почти не проявляется при $\theta \leq 25^\circ$, но при увеличении θ растет и становится основным на средних широтах ($40^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$), где достигает значений 0,4—0,5, и довольно протяженным по частоте.

3-дневный цикл. Отличается хорошей стабильностью только в θ — компоненте K' , где прослеживается почти на всех широтах со средним значением около 0,3.

Вид спектров когерентности и широтные распределения η позволяют сделать заключение, что солнечно-атмосферное взаимодействие рассматриваемых периодов ($30 \geq T \geq 2$) проявляется на всех широтах и вопреки распространенному мнению не сходит на нет по мере удаления от полюса. Наоборот, дополнительно к высокоширотному району ($\theta \leq 15^\circ$) можно выделить пояс средних широт ($30^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ для K' и $30^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$ для K_6), где влияние не менее интенсивно. Интерпретировать увеличение η в приэкваториальной зоне наверно преждевременно, хотя прямых указаний на сбйность результатов нет.

Зная среднее значение Ch можно грубо оценить порядок отношения K'_1 и K' , где K'_1 — в соответствии с (16) часть энергии, обусловленная солнечной корпускулярной активностью. Вследствие сравнительно равномерного распределения Ch по f и в силу определения Ch (18) справедливо оценочное соотношение:

$$\sigma(K'_1)/\sigma(K') \approx 0,1 - 0,2, \quad (20)$$

для доказательства которого достаточно воспользоваться теоремой Парсевала.

5. Резюмируя полученные результаты, можно сказать:

А. Метод кросс-анализа непрерывных временных рядов (спектральный аппарат) позволил на основании сравнительно небольшой временной протяженности исходной информации (2 года) с достаточной степенью достоверности установить наличие солнечно-атмосферных связей.

Б. Влияние солнечной корпускулярной активности на кинетическую энергию тропосферы почти равномерно распределено по всему северному полушарию. Стандарт солнечно обусловленного процесса предположительно составляет 10—20% реально наблюдаемого. Иными словами, мощность механизма передачи энергии из магнитосферы составляет около 0,1—0,2 общей мощности генерации кинетической энергии в тропосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П. Сезонные преобразования энергии в атмосфере северного и южного полушарий.— «Тр. ААНИИ», 1963, т. 253, с. 109—121.
2. Джсенкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Т. 2, М., «Мир», 1972, 288 с.
3. Мустель Э. Р. Солнечные корпускулярные потоки и их воздействие на атмосферу Земли.— Научные информации. Астросовет АН СССР, 1968, т. 10, с. 98—175.
4. Мустель Э. Р. О реальности воздействия солнечных корпускулярных потоков на нижние слои атмосферы.— Научные информации. Астросовет АН СССР, 1972, т. 24, с. 5—55.
5. Полоскин Г. Е. Об изменении энергетических характеристик атмосферы в связи с вторжением в магнитосферу Земли солнечных корпускулярных потоков.— «Тр. ГМИ». 1973, вып. 106, с. 96—103.
6. Полоскин Г. Е. Изменения кинетической энергии атмосферы, связанные с попаданием Земли в корпускулярный поток. Труды I Всесоюзного совещания «Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды». 1974, с. 121—126.
7. Смирнов Р. В. Изменения в тропосферной циркуляции после попадания магнитосферы Земли в быстрый поток солнечной плазмы. Труды I Всесоюзного совещания «Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды». 1974, с. 33—42.
8. Усманов Р. Ф. Изменения барического поля в тропосфере и нижней стратосфере после солнечно-геомагнитных возмущений.— Научные информации. Астросовет, 1972, т. 24, с. 56—63.

Н. И. ЯКОВЛЕВА

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПРОЯВЛЕНИЯ КВАЗИДВУХЛЕТНЕГО ЦИКЛА В ПОКАЗАТЕЛЯХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И В МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ

В настоящее время поиски причин происхождения квазидвухлетнего цикла в атмосферных процессах продолжают параллельно с анализом фактов проявления этого цикла. Высказано достаточно много гипотез о причинах возникновения цикла, которые можно разделить на две группы. Одна группа объединяет гипотезы происхождения цикла на основе чисто земных причин (глобальное проявление автоколебаний в атмосфере Земли [4, 10, 11], взаимодействие длинных гравитационных волн с зональным потоком [14] и др.), вторая группа — на основе причин внеземного происхождения (наличие квазидвухлетнего цикла в показателях солнечной активности [9, 12—13, 17 и др.], влияние приливных сил между планетами в солнечной системе [5, 8, 15] и др.).

Сейчас трудно отдать предпочтение какой-то одной гипотезе, хотя каждая из них основана на определенных эмпирических или расчетных данных. Не исключено, что в рассматриваемом явлении участвуют несколько причин в комплексе. Допустим, например, что факт влияния приливных сил между планетами и Солнцем можно принять за основную причину многих квазипериодических явлений на Солнце и планетах [5, 8, 15]. Тогда вызванный этими силами ряд периодических изменений в солнечной активности в свою очередь дополнительно влияет на процессы, происходящие на планетах. В том числе эта сила может быть спусковым механизмом для некоторых процессов в атмосфере Земли (например, типа автоколебаний) и т. д.

В моделях, которые описывают квазидвухлетний цикл за счет внутренних (присущих земной атмосфере) причин, пока еще имеется ряд ограничений, требующих своего дальнейшего обоснования. В частности, в работе [14] рассматривается модель взаимодействия длинных вертикально распространяющихся гравитационных волн с зональным потоком в стратосфере как возможная причина таких колебаний.

Вместе с тем фактические сведения о гравитационных волнах в атмосфере пока весьма скудны и нет достаточно хорошо разработанной теории волн. Ценным в указанной работе является то, что квазидвухлетние колебания поставлены во взаимосвязь с полугодовыми колебаниями зонального ветра в стратосфере выше 30 км. Получается, что средний период в 26 месяцев складывается из двух 24-месячных и одного 30-месячного, т. е. периоды квазидвухлетних колебаний кратны шести месяцам в соответствии с полугодовыми колебаниями зонального ветра в верхней стратосфере.

Тот же вывод получен в работах [1, 16] на основе анализа эмпирического материала, причем предполагается, что 6-месячные колебания есть результат годового хода солнечной ультрафиолетовой радиации. Таким образом, западный поток может проникать из верхней стратосферы преимущественно весной или осенью, когда там устанавливается поток указанного направления, но не каждый год, а как уже отмечалось, через $\tau = (P+1) \times 6$ месяцев, ($P=2, 3$ или 4).

Отсюда следует, что переходные сезоны имеют важное значение в определении характера процессов в стратосфере в другие периоды и сезоны года.

В настоящей статье представлены некоторые статистические результаты, касающиеся географического распределения вклада квазидвухлетнего цикла в колебания метеорологических параметров по северному полушарию и индексов солнечной активности. Вначале были получены спектральные функции по двум характеристикам солнечной активности (относительные числа пятен (W) и геомагнитный индекс (K_p) по ряду средних месячных значений с января по декабрь 1875—1970 гг. Каждый ряд был обработан идентично: из исходных значений вычитался средний годовой ход. Автор понимает условность нахождения таких отклонений, но в данном анализе акцент делается на сравнимость спектров одинаково обработанных исходных рядов. Сопоставление спектров от нормированной автокорреляции показало, что спектральный вклад $S(\omega_i)$ с периодом 24—26 месяцев (максимальная величина $S(\omega_i)$ в диапазоне указанного периода) в данных K_p составляет 0,50, а в данных по W — в том же диапазоне частот $S(\omega_i)$ равен 0,16, что близко к случайному «шуму». Таким образом, в геомагнитном индексе квазидвухлетний цикл проявляется отчетливо, а в данных чисел Вольфа — слабо.

В ряде работ для более четкого выявления квазидвухлетнего цикла, особенно если он маскируется сильными «шумами», используются различные фильтры. Такие приемы вполне оправданы для исследовательских целей, для понимания отдельных сторон сложной многокомпонентной системы. С другой стороны, если в короткопериодной части спектра, в частности в рядах по солнечной активности, 26-месячный цикл находится на уровне шумов по сравнению с вкладами по другим частотам, то возникает воп-

рос, возможно ли его действительное влияние на атмосферные процессы.

Спектральный анализ нами был применен, кроме того, к рядам, составленным для каждого месяца отдельно ($W - \overline{W}_{\text{ср. год.}}$, $K_p - (\overline{K_p})_{\text{ср. год.}}$). На рис. 1 представлен вклад $S(\omega_i)$ для спектральной функции от нормированной автокорреляции таких рядов по каждому месяцу отдельно для среднего периода 2,2 года (от 2,0 до 2,4). Из этого рисунка видно, что в целом квазидвухлетний период имеет больший вес в рядах геомагнитного индекса, хотя следует отметить, что в данных по W вклад квазидвухлетнего цикла в июле месяце довольно значителен. Спектральный анализ по другим параметрам солнечной активности (средней гелиографической широте солнечных пятен, площади солнечных пятен, плотности радиоизлучения на волне 10,7 см) также показал, что вклад квазидвухлетнего цикла оказался при идентичной обработке исходных рядов довольно слабым.

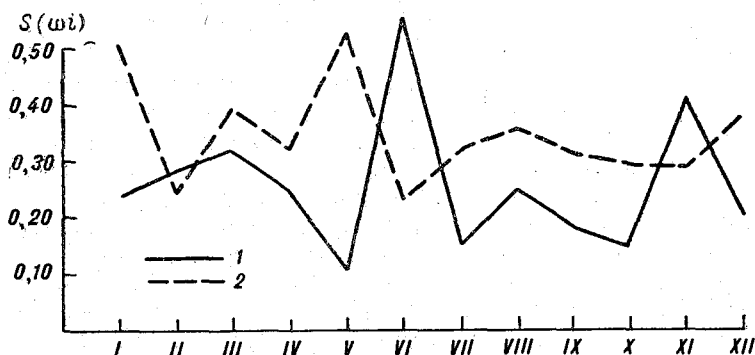


Рис. 1. Спектральный вклад квазидвухлетнего цикла (средний период 2,2 года) в геомагнитном индексе ($K_p - (\overline{K_p})_{\text{ср. год.}}$) (2) и относительном числе солнечных пятен ($W - \overline{W}_{\text{ср. год.}}$) (1) за отдельные месяцы года.

Оценка вклада двухлетнего цикла простейшим способом, путем подсчета так называемых итераций [6, 7], дала менее определенные результаты. Для выявления двухлетней цикличности следует по этому способу подсчитать число одночленных итераций, т.е. число чередования знаков соседних членов рассматриваемого ряда (в процентах к общему числу итераций оценка случайного проявления двухлетнего цикла составляет 50%). Для примера в табл. 1 приводится оценка одночленных итераций по каждому месяцу в рядах $W - \overline{W}_{\text{ср. год.}}$, $K_p - (\overline{K_p})_{\text{ср. год.}}$, а также по давлению на о. Визе ($\varphi = 80^\circ$ с. ш.), температуре в Ленинграде.

Таблица 1

Число одночленных итераций в процентах к общему числу итераций в ряду

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Среднее
$W - \bar{W}_{\text{ср.год}}$	63	62	61	62	58	70	57	60	71	66	64	62	63
$K_p - (K_p)_{\text{ср.год}}$	58	53	61	66	61	67	65	68	62	58	58	57	61
p на о. Визе	68	65	65	69	58	59	65	61	70	52	72	68	65
$t^\circ\text{C}$	74	65	69	63	44	64	68	65	67	68	59	67	65

Как видно из табл. 1, все оценки превышают случайную величину в 50%. Однакостораживает то, что средние оценки одночленных итераций в разнородных рядах оказались близкими по значению. Поэтому была произведена аналогичная оценка одночленных итераций в случайном ряду, который составлялся с помощью таблицы случайных чисел. Случайный ряд составлен из 12 колонок, имитирующих 12 месяцев (в каждой колонке по 100 случаев). Ниже приводится оценка одночленных итераций в процентах для случайного ряда.

Месяц	I	I	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Среднее
%	66	58	48	64	59	61	59	60	56	56	66	66	60

Как видно, среднее значение для случайного ряда составляет 60%, что выше случайной (50%) и сравнимо со средними данными табл. 1. Это свидетельствует о том, что метод итераций довольно грубый и мало надежный способ оценки. В лучшем случае он может только давать указание на то, что ряд содержит двухлетнюю компоненту, но в количественном отношении эти оценки мало определены.

Спектральный анализ был также проведен по среднему месячному давлению на уровне моря по ряду станций северного полушария за январь и июль с 1890 по 1970 г. В диапазоне периодов от 2,0 до 2,5 лет в спектре от нормированной автокорреляции выделялось наибольшее значение $S(\omega_i)$ по каждой станции. В среднем максимум $S(\omega_i)$ в указанном диапазоне приходился на период в 2,3 (январь) и 2,2 года (июль). Выделенный максимум $S(\omega_i)$ по каждой из 76 станций северного полушария по давлению был нанесен на карту отдельно для января (рис. 2) и июля (рис. 3). Интересно отметить, что в количественном отношении рассматриваемый вклад $S(\omega_i)$ закономерно распределен по территории с довольно отчетливо выраженными областями повышенных и пони-

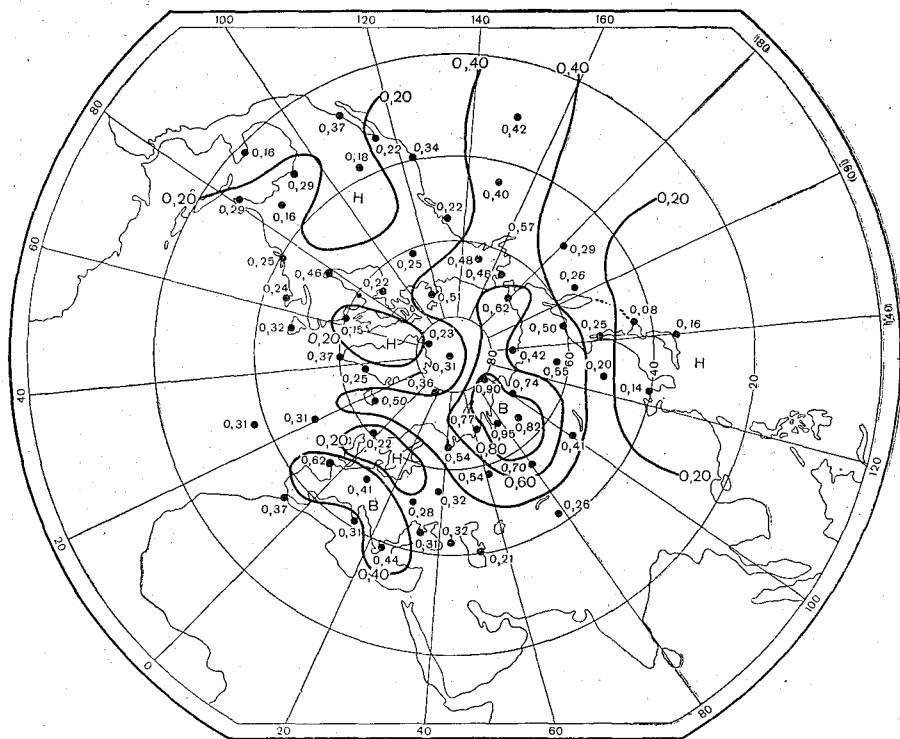


Рис. 2. Географическое распределение вклада квазидвухлетнего цикла в данных среднемесячного давления за январь по 76 точкам северного полушария (за период 1891—1970 гг.).

женных значений. Наилучшее проявление квазидвухлетнего цикла в поле давления наблюдается прежде всего в северной части Евразийского материка и в прилегающей к нему части Северного Ледовитого океана.

Кроме того, оказалось, что и в январе, и в июле распределение вкладов квазидвухлетнего колебания по территории северного полушария в значительной степени одинаково. В январе в отличие от июля в целом по территории вклад квазидвухлетнего цикла несколько выше, причем область с наибольшим вкладом над северной частью Евразийского материка более обширная с тенденцией распространения на северные районы Тихого и Атлантического океанов. Абсолютный максимум вклада находится в районе о. Визе и к западу от п-ова Таймыр.

В поле средней месячной температуры воздуха у поверхности Земли за январь область максимального вклада $S(\omega_i)$ также приходится на центральную часть Евразийского материка с абсолютным максимумом в Сибири. Кроме того, область повышен-

ных значений располагается над юго-востоком Северной Америки, к западу от Гренландии и над Индией.

Пока трудно объяснить выявленные географические особенности вклада квазидвухлетних колебаний на уровне Земли. Вполне вероятно, что с высотой распределение вкладов будет изменяться, однако пока не представляется возможным произвести статистическую оценку спектральным методом на высотах, особенно в стратосфере, из-за коротких рядов наблюдений. Поэтому на высотах был сделан другой анализ: мы проанализировали междугодовые разности геопотенциала (δH_{1-2}) одноименных месяцев по ряду точек над северным полушарием. Были выделены экстремальные значения δH_{1-2} над территорией с положительным и отрицательным знаками, так как оказалось, что на картах северного полушария выявляется по крайней мере две обширные области δH_{1-2} разных знаков. Это означает, что если над одним районом давление падает от одного года к другому, то обязательно в другом районе оно будет расти. По таким экстремальным значениям δH_{1-2} определялись пространственные амплитуды междугодовых разностей $A_H = +\delta H_{1-2} - (-\delta H_{1-2})$ для каждой пары лет от 1960—1959 до

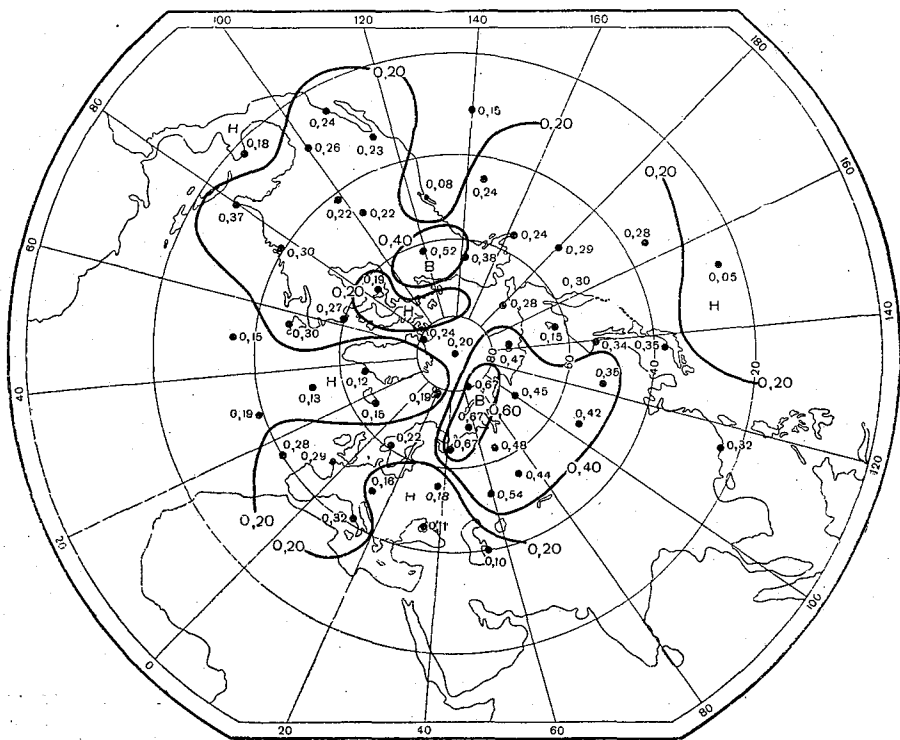


Рис. 3. Географическое распределение вклада квазидвухлетнего цикла в данных среднемесячного давления за июль по 76 точкам северного полушария (за период 1891—1970 гг.)

1970—1969 гг. по всем месяцам года. Такие амплитуды в зимнее время оказались наибольшими (октябрь — март), в летнее — наименьшими на всех рассматриваемых уровнях (уровень моря, $AT=500, 300, 100, 50$ и 10 мб).

Затем аналогичные междугодовые разности по одноименным месяцам были определены по данным геомагнитного индекса (δK_p) и солнечных пятен (δW)₁₋₂. В этих рядах междугодовые разности имеют другой ход для разных месяцев. В частности, экстремальные значения (δK_p)₁₋₂ чаще приходятся на переходные месяцы, а (δW)₁₋₂ — на летние. Чтобы исключить сезонный ход, были найдены годовые амплитуды: выбирались наибольшие значения с отрицательным и положительным знаками, относящиеся к каким-то двум месяцам, и определялась их разность $A_{K_p} = (+\delta K_p) - (-\delta K_p)$. Подобная процедура выполнена в каждой паре лет и по данным пространственной амплитуды A_H геопотенциала на разных уровнях (также находилась разность A_H по двум месяцам года с экстремальными значениями, причем для геопотенциала этими месяцами были — один зимний, другой — летний).

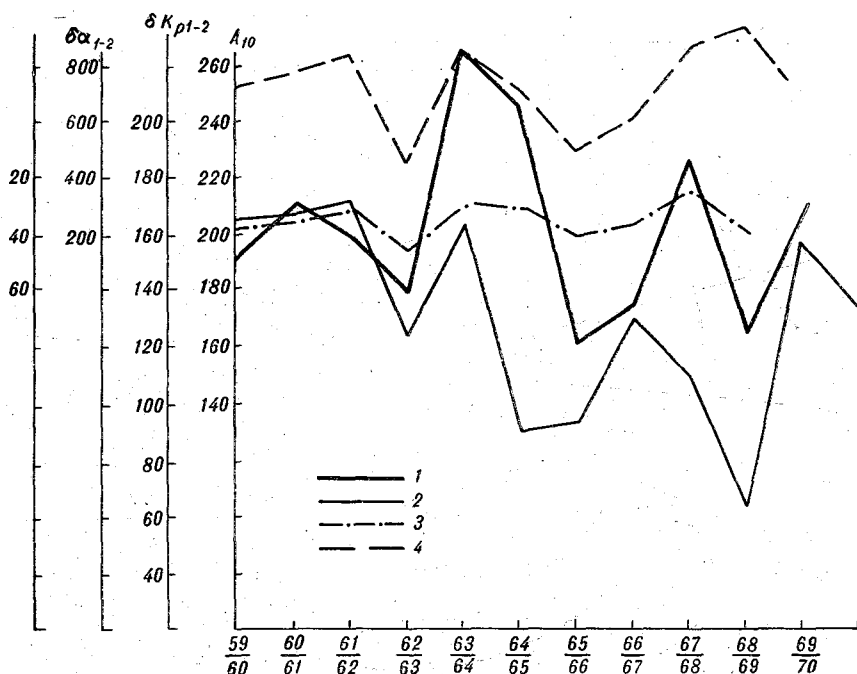


Рис. 4. Пространственно-временные междугодовые амплитуды за последовательные пары лет.

По данным: 1 — геопотенциала AT_{10} , 2 — геомагнитного индекса K_p , 3 — первого коэффициента разложения по е.о.ф. геопотенциала AT_{10} над северным полушарием, 4 — давления на уровне земли.

Таким способом была получена крупномасштабная пространственно-временная характеристика изменения от года к году рассматриваемых рядов. Эти характеристики по геопотенциалу по пяти уровням, по геомагнитному индексу и солнечным пятнам для каждой пары лет с 1959/60 по 1970/69 гг. были сопоставлены между собою. Оказалось, что некоторые характеристики имеют подобные ходы. Такими характеристиками являются амплитуда геомагнитного индекса, геопотенциала на уровне АТ-10 мб и давление на уровне Земли. Эти кривые представлены на рис. 4. На уровне моря пространственно-временные междугодовые амплитуды не велики. Здесь же представлена кривая междугодовой разности первого коэффициента разложения δa_1 поля геопотенциала АТ-10 мб по естественным ортогональным функциям над полушарием. В общем ее ход совпадает с ходом пространственно-временных амплитуд геопотенциала на уровне АТ-10 мб.

Таким образом, если исключить указанным способом сезонный ход, то междугодовые амплитуды в геомагнитном индексе, в геопотенциале АТ-10 мб и давлении на уровне Земли изменяются в целом одинаково.

Междугодовые разности можно рассматривать как составляющие двухлетнего цикла. Следовательно, в двухлетнем цикле намечается взаимосвязь геомагнитного индекса K_p и крупномасштабных элементов циркуляции над полушарием в нижней стратосфере (по крайней мере) и на уровне Земли. Из такого соответствия можно было бы сделать вывод о влиянии геомагнитных процессов, управляемых изменением солнечной активности, на циркуляцию атмосферы.

Однако нам представляется, что с такими выводами пока следует быть осторожными. Имеются работы [2, 3 и др.], в которых обосновывается мнение о том, что геомагнитные возмущения и полярные сияния хотя и зависят от солнечной активности и космических факторов, но одновременно существенно зависят от циркуляционного режима атмосферы, особенно в области E ионосферы.

Для более обоснованных выводов требуются дальнейшие исследования по выяснению отдельных звеньев рассматриваемой системы на более обширном материале наблюдений.

В процессе анализа геомагнитного индекса K_p получено подтверждение о существовании его годовых колебаний. Как известно, в сезонном ходе геомагнитного индекса имеется два максимума, приходящиеся на переходные месяцы (в среднем сентябрь и март—апрель), т. е. хорошо выраженный полугодовой цикл. Однако, если выделить абсолютный максимум в переходные месяцы в средних месячных значениях K_p за каждый год, между осенне-весенними максимумами существует обратная корреляционная связь. По данным за 1959—1970 гг. коэффициент корреляции между весенними и осенними наибольшими значениями K_p составляет $-0,76$, а по данным за весь период с 1884 по 1970 г. он равен

$-0,35 \pm 0,10$. Это означает, что в каждом конкретном году по весеннему максимуму геомагнитного индекса можно оценивать (прогнозировать) осенний максимум.

В спектре от нормированной автокорреляции геомагнитного индекса K_p (полученного по данным всех 12 месяцев) вклад годовой компоненты составляет $S(\omega_i) = 0,27$, т. е. он меньше вклада квазидвухлетнего цикла.

В заключение коротко сформулируем основные выводы данной статьи:

1. Получены географические особенности распределения вклада квазидвухлетнего цикла в колебаниях среднего месячного давления на уровне моря за январь и июль и температуры воздуха за январь. Наиболее четкое проявление этого цикла наблюдается над Евроазиатским материком, с максимумом в полях давления в районе о. Визе — к западу от Таймыра и в полях температуры — район Евроазиатского материка.

2. В индексе геомагнитной возмущенности K_p спектральный вклад квазидвухлетнего цикла в целом получен выше, чем в индексах солнечной активности (числа Вольфа, средняя гелиоширота солнечных пятен и др.).

3. Сделано предварительное заключение о почти параллельном ходе пространственно-временных характеристик междугодовых изменений геопотенциала АТ-10 мб и геомагнитного индекса K_p и обратном ходе давления на уровне Земли.

4. Получено подтверждение наличия годовой компоненты в колебаниях K_p по максимальным значениям в осенне-весенний период.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кац А. Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере. Л., Гидрометеиздат, 1968, 202 с.
2. Красовский В. И. Верхняя атмосфера как регулятор геомагнитных бурь, суббурь и полярных сияний. — «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 1, с. 29—40.
3. Красовский В. И. Штили и штормы в верхней атмосфере. М., «Наука», 1971, с. 133.
4. Лесгафт Э. Влияние температуры Гольфстрима на общий ход атмосферной циркуляции в Европе в зимнее время. — Известия Императорского Русского Географического общества, т. 35, 1899. С.-Петербург.
5. Максимов И. В., Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. Океан и космос. Л., Гидрометеиздат, 1970. 215 с.
6. Мамонтова Л. И. Инерция аномалий средней месячной температуры над территорией СССР. — «Метеорология и гидрология», 1949, № 2, с. 32—46.
7. Покровская Т. В. Синоптико-климатологические и гелиогеофизические долгосрочные прогнозы погоды. Л., Гидрометеиздат, 1969. 253 с.
8. Сазонов Б. И. Основные частоты геофизических процессов. — «Тр. ГГО», 1973, вып. 299. Общая и синоптическая климатология, с. 25—36.
9. Слепцов-Шевелевич Б. А. Короткие возмущения солнечной активности и возможные причины неоднозначности их связи с колебаниями гидрометеорологических элементов. — В кн.: Проблемы Арктики и Антарктики, 1963, вып. 14, с. 41—46.

10. Яковлева Н. И. О пространственно-временной структуре двухлетнего цикла основных метеорологических элементов.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 298. с.

11. Яковлева Н. И. Эмпирические исследования автоколебательных процессов глобального масштаба в гидросфере и атмосфере Земли.— Проблемы Арктики и Антарктики, 1973, вып. 43—44 (с. 37—44).

12. Böhme W. Über den etwa 2—jährigen Zyklus der Allgemeinen Zirkulation und seine Ursachen.— "Geodätische und geophysikalische Veröffentlichungen", 1969, R. 2, H. 9, p. 40.

13. Cloygh H. W. The 28-month period in solar activity and corresponding periods in magnetic and meteorological data.— "Mon. Wea. Rev.", 1928, vol. 56, N 7, p. 251—264.

14. Lindzen R. S. and Holton J. R. A Theory of the Quasi-biennial oscillation.— "J. Atm Sci", 1968, vol. 25, N 6, p. 1095—1107.

15. Trellis M. Sur une relation possible entre l'aire des taches solaires et la position des planetes.— "Comptes Rendus", 1966 t. 262, N 4—5, Acad. Sci, Paris.

16. Wallace J. M., Kousky V. E. Observational evidence of Kelvin Waves in the tropical Stratosphere.— "J. Atm Sci", 1968, vol. 25, N 5, p. 900—907.

17. Westcott P. The 25 or 26-month periodic tendency in sunspots.— "J. Atm. Sci", 1964, vol. 21, N 5, p. 572—573.

Т. М. ЗУШИНСКАЯ

ПРОЯВЛЕНИЕ И ПРОГНОЗ 80-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА В ПОКАЗАТЕЛЯХ КЛИМАТА И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Часть I (показатели климата)

Работа посвящена одному из аспектов проблемы солнечно-земных связей, относящемуся к 80-летнему циклу солнечной активности и его отражению в ходе некоторых показателей климата. Важность этого вопроса подчеркивал М. С. Эйгенсон [16—20] и другие [2, 4, 6, 11, 12, 14] в связи с перспективами долгосрочного прогнозирования.

Исходным в работе явилось исследование 80-летнего цикла в приросте деревьев, который, как известно, хороший показатель климата в тех районах, где прирост лимитирован климатическим фактором (например, влаго- или теплообеспеченностью). Указания на отражение 80-летнего цикла солнечной активности в приросте деревьев получили И. В. Максимов [11], Л. А. Вительс [15], С. И. Костин [9].

Рассматривался ряд Шульмана [31], характеризующий прирост деревьев различных разновидностей в бассейне р. Колорадо. Этот ряд является исключительно длинным (более 2000 лет), тогда как длительность рядов индексов солнечной активности (например, чисел Вольфа) и метеорологических элементов в лучшем случае едва превышает 200 лет. В работе использовалась та часть ряда Шульмана, которой соответствуют надежно определенные числа Вольфа (1744—1943 гг., т. е. период, охватываемый 11-летними циклами (л.ц.) № 0—17 по цюрихской нумерации, согласно которой цикл № 1 охватывает период с 1755 по 1765 г. и т. д.).

Исследование проводилось в предположении, что главными по амплитуде циклами в приросте деревьев являются следующие (в порядке возрастания ранга): квазидвухлетний¹ цикл, 11- и 22-летние циклы солнечной активности, затем 80-летний цикл.

¹ На глобальность квазидвухлетнего цикла указывал Л. А. Вительс [3].

Метод исследования 80-летнего цикла заключался в последовательном исключении из исходного ряда циклов меньшего ранга.

Остановимся подробно на методике исключения каждого из трех упомянутых выше циклов.

Квазидвухлетний цикл обнаруживают многие исследователи в различных метеорологических элементах. Так как литература по этому вопросу слишком обширна, укажем только работы [3, 13, 30]. Указания на проявление двухлетнего цикла в приросте деревьев имеются в работах [1, 25].

Тот факт, что ряд Шульмана дан в виде средних (нескользящих) значений прироста за три года, отнесенных к центральному году, означал, что в этом ряде уже исключен квазидвухлетний цикл.

Для исключения 11-л. ц.¹ были получены три характеристики, которые в дальнейшем можно было рассматривать независимо друг от друга. Такими характеристиками служили средний ($\bar{L}$), минимальный ($L_{\min}$) и максимальный ($L_{\max}$) прирост за отдельный 11-л. ц. (табл. 1).

Таблица 1

Характеристики прироста деревьев в бассейне р. Колорадо за отдельные 11-летние циклы солнечной активности

Номера 11-летних циклов	$L_{\min}$	$L_{\max}$	$\bar{L}$
1	2	3	4
0	81	127	102
1	78	105	94
2	81	108	93
3	62	85	73
4	94	112	104
5	80	97	88
6	81	110	99
7	71	120	98
8	102	138	119
9	79	122	104
10	84	98	92
11	86	137	100
12	74	100	84
13	75	100	91
14	67	125	98
15	117	146	131
16	106	120	113
17	75	101	89

¹ Среди исследователей не существует единой точки зрения по вопросу, проявляется ли 11- и 22-летние циклы солнечной активности в метеорологических элементах. Так как литература по этому вопросу также слишком обширна, укажем лишь работы [2, 10, 13, 21, 22].

Итак, каждый из трех рядов, представленных в табл. 1 (графы 2—4), можно рассматривать как результат исключения квазидвухлетнего цикла и 11-л. ц. из ряда годовичного прироста деревьев.

22-л. ц. исключался из полученных рядов этих трех характеристик с учетом результатов работы [7], т. е. 11-л. ц. объединялись в пары, начинающиеся четным 11-л. ц. и завершающиеся нечетным.

Для полученных таким образом отдельных 22-л. ц. формировались суммы каждой из трех характеристик за I и II 11-л. ц., образующие пару (табл. 2).

Из табл. 2 выявляется 80-л. ц. прироста деревьев с фазами максимума (см. выделенные жирным шрифтом цифры) на следующих 22-л. ц.: 0 и 1, 8 и 9, 14 и 15.

Таблица 2

Характеристики прироста деревьев за отдельные
22-летние циклы солнечной активности

Номера 11-летних циклов, образующих пару	$L_{\min}^I + L_{\min}^{II}$	$L_{\max}^I + L_{\max}^{II}$	$\overline{L}^I + \overline{L}^{II}$
0, 1	159	232	196
2, 3	143	193	166
4, 5	174	209	192
6, 7	152	230	197
8, 9	181	260	223
10, 11	170	235	192
12, 13	149	200	175
14, 15	184	271	229
16, 17	181	221	202

На какой именно цикл из пары 11-л. ц. приходится фаза максимума выявленного 80-л. ц., можно уточнить с помощью граф 2—4 табл. 1, т. е. из выделенных пар выбирается 11-л. ц. с наибольшим приростом: 11-л. ц. № 0, 8, 15 (см. выделенные жирным шрифтом цифры в табл. 1). В предположении, что такой ход 80-л. ц. прироста деревьев сохранится и в дальнейшем, можно ожидать очередной максимум в 11-л. ц. № 23.

Возникает вопрос, как найденные фазы максимума 80-л. ц. прироста деревьев соотносятся с соответствующими фазами 80-л. ц. солнечной активности. Однако в числах Вольфа (W), являющихся показателем солнечной активности, 11-л. ц. № 0, 8, 15 ничем особенным не отличаются в 80-летнем ходе (см. [19]). Если же использовать иные показатели солнечной активности, физически более обоснованные, какими, например, пользуется М. Копецкий [8], то можно видеть (рис. 1, взятый из [8]), что 11-л. ц. № 15

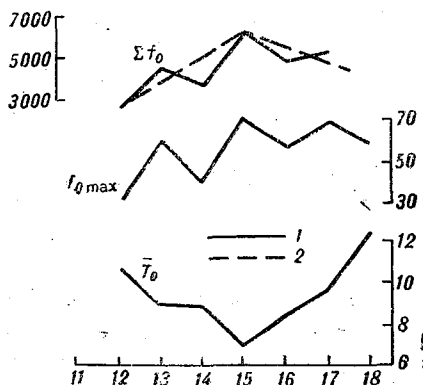
представляет особую точку в 80-летнем ходе солнечной активности.

Как показал М. Копецкий [8], W является комбинацией индексов, физически более обоснованных, — числа возникших групп пятен в единицу времени f_0 (как индекса частоты явления пятнообразования на Солнце) и их средней продолжительности жизни T_0 (как индекса средней мощности явления). К сожалению, f_0 и T_0 имеются лишь с 11-л. ц.

Как утверждает М. Копецкий [8], ему удалось разложить цикличность чисел Вольфа в два цикла физически разнородных индексов пятнообразовательной деятельности Солнца: 11-л. ц. частоты явления и вековой (или 80-л. ц.) средней мощности явления.

Рис. 1. Ход общих индексов отдельных 11-летних циклов.

Σf_0 — числа групп пятен, возникших в течение всего 11-летнего цикла, $f_{0 \max}$ — максимальных величин f_0 в отдельных циклах, $\bar{T}_0$ — средней продолжительности жизни групп пятен, возникших в течение всего цикла.
1 — по Копецкому, 2 — по автору.



Как видно из рис. 1, где по оси абсцисс отложены номера 11-л. ц., а по осям ординат — относительные единицы Σf_0 , $f_{0 \max}$ и $\bar{T}_0$, 11-л. ц. № 15 является особой точкой в ходе 80-л. ц. мощности пятнообразования на Солнце (T_0) — его минимумом (кривая $\bar{T}_0$). Однако, по мнению автора, 11-л. ц. № 15 может быть также отнесен к фазе максимума 80-л. ц. частоты пятнообразования (f_0), который можно выявить по данным М. Копецкого (кривая 2), если после исключения 11-л. ц. в ряде f_0 (кривая Σf_0) исключить также 22-л. ц. (кривая 2).

Исходя из того, что 11-л. ц. № 15, отнесенный к фазе максимума 80-л. ц. прироста деревьев, соответствует фазе минимума 80-л. ц. мощности пятнообразования и фазе максимума 80-л. ц. частоты пятнообразования, автор склонен считать, что 80-л. ц. частоты пятнообразования обуславливает 80-л. ц. прироста деревьев, т. е. в ходе 80-л. ц. наиболее геоэффективными являются резкие перемены в процессе пятнообразования на Солнце.

Если выявленный 80-л. ц. прироста деревьев действительно является солнечнообусловленным, то 11-л. ц. № 0, 8, 15 (фазы максимума 80-л. ц. прироста деревьев) должны быть также особыми точками в 80-летнем ходе других показателей климата. Если взять такой показатель климата, как аномалии температуры воздуха северного полушария (как показал А. Д. Геденов [5], они хорошо улавливают такой глобальный процесс, как 80-л. ц. в изменении площадей, охватываемых аномалиями температуры одного знака, на внетропической части северного полушария), установленный А. Д. Геденовым [5]), то оказывается, что 11-л. ц. № 15 (20-е годы¹ нашего столетия) приходится на резкую смену преобладания отрицательных аномалий температуры преобладанием положительных аномалий, т. е. на начало, так сказать, потепления в масштабе полушария Земли (в соответствии с известным потеплением в Арктике), после 60-х годов сменившегося похолоданием, которое, как ожидает А. Д. Геденов [5], сохранится в течение нескольких ближайших десятилетий.

В предположении, что отмеченное выше соотношение между фазой максимума 80-л. ц. прироста деревьев и характером распространения аномалий температуры во внетропической части северного полушария сохранится и в дальнейшем, можно ожидать окончания похолодания и начала потепления в 11-л. ц. № 23 (примерно первое десятилетие 21 века).

В предположении, что совпадение фаз максимума 80-л. ц. прироста деревьев и 80-л. ц. частоты пятнообразования сохранялось прежде и сохранится в дальнейшем можно дать эгипноз фаз максимума последнего, отнесенных к 11-л. ц. № 0 и 8, и прогноз очередной фазы его максимума, отнесенной к 11-л. ц. № 23.

Для выяснения, являются ли 11-л. ц. № 0 и 8 также особыми точками в ходе других показателей климата, привлечены данные довольно локальных показателей климата (данные глобальных показателей климата ранее 1881 г. отсутствуют), отличающихся исключительной продолжительностью рядов наблюдений, превышающей 200 лет. С этой целью была использована февральская² температура в Ленинграде за 1755—1963 гг., или 11-л. ц. № 1—19, и в Центральной Англии за 1734—1953 гг., или 11-л. ц. от № —1 до № 18, осадки над Британскими островами за 1734—1922 гг., или 11-л. ц. от № —1 до № 15.

¹ Для 20-х годов нашего столетия характерен резкий перелом в ходе многих солнечно-атмосферных связей, что заставило даже некоторых исследователей солнечно-земных связей отдельно рассматривать метеорологические ряды до и после 1920 г., имея в виду нарушение однородности исследуемой солнечно-земной связи в этот период.

² Взяты именно февраль, так как многие исследователи лучшие связи температуры с солнечной активностью получили для зимы.

Результаты применения метода, предложенного в настоящей работе (см. выше) для выявления 80-л. ц., представлены в табл. 3¹, где приведены некоторые характеристики отдельных 22-л. ц. в указанных выше очень длинных рядах метеорологических элементов. В связи с большей долей случайности в этих данных, характеризующих слишком локальные процессы², по сравнению с приростом деревьев все три характеристики (минимальное, максимальное и среднее значение элемента за отдельный 11- и 22-л. ц.) в каждом из рассматриваемых рядов метеорологических элементов ведут себя более сложным образом — не так согласованно, как в ряде прироста деревьев.

Таблица 3

Некоторые характеристики отдельных 22-л. ц. в ходе метеорологических элементов

Номера 11-л. ц., образующих 22-л. ц.	$\overline{T}_{\text{Л}}^{\text{I}} + \overline{T}_{\text{Л}}^{\text{II}}$	$T_{\text{min Ц.А.}}^{\text{I}} + T_{\text{min Ц.А.}}^{\text{II}}$	$q_{\text{min}}^{\text{I}} + q_{\text{min}}^{\text{II}}$
0, 1	-15,6	5,5	138
2, 3	-17,6	5,7	175
4, 5	-24,2	5,0	175
6, 7	-17,0	7,1	194
8, 9	-16,8	3,8	182
10, 11	-17,8	6,5	185
12, 13	-15,9	5,2	193
14, 15	-14,6	7,4	181
16, 17	-16,3	5,0	
18, 19	-14,9		

Примечания. 1. Сумма средних значений февральской температуры в Ленинграде $(\overline{T}_{\text{Л}}^{\text{I}} + \overline{T}_{\text{Л}}^{\text{II}})$ °С за I и II 11-л. ц., образующие 22-л. ц.

2. Сумма минимальных значений февральской температуры в Центральной Англии $(T_{\text{min Ц.А.}}^{\text{I}} + T_{\text{min Ц.А.}}^{\text{II}})$ °С за I и II 11-л. ц., образующие 22-л. ц.

3. Сумма минимальных среднегодовых значений осадков над Британскими островами $q_{\text{min}}^{\text{I}} + q_{\text{min}}^{\text{II}}$ в процентах от многолетней средней за I и II 11-л. ц., образующие 22-л. ц.

¹ Хотя данные по февральской температуре в Ленинграде $\overline{T}_{\text{Л}}$ за 11-л. ц. № 0 (фаза максимума 80-л. ц. прироста деревьев) отсутствуют, из затруднительного положения можно выйти, привлекая добавочные материалы [23—24, 26—29]. По данным работ [23—24, 26—29], а также из выводов Крафта (G. W. Krafft [24]) следует, что 11-л. ц. № 0 по температуре февраля был в целом теплее 11-л. ц. № 1. Поэтому в табл. 3 за 11-л. ц. № 0 значение $\overline{T}_{\text{Л}}$ взято равным значению $\overline{T}_{\text{Л}}$ за 11-л. ц. № 1.

² На картах Клейтона [22] демаркационная линия, разделяющая районы с противоположным знаком реакции в поле температуры на максимум чисел Вольфа в 11-л. ц., проходит примерно через середину Англии.

В характеристиках, приведенных в табл. 3, рассматриваемых трех рядов четко выделяются 22-л. ц. № 0 и 1; № 8 и 9, соответствующие 11-л. ц. № 0 и 8, причем максимуму 80-л. ц. прироста деревьев соответствует наиболее теплый период в 80-летнем ходе февральских температур в Ленинграде и наиболее холодный период в 80-летнем ходе февральских температур в Центральной Англии и период с минимальным количеством осадков над Британскими островами в их 80-летнем ходе.

В итоге можно сделать вывод, что выявленный в работе 80-л. ц. прироста деревьев в полусасушливой зоне Америки (бассейн р. Колорадо) отражает некий глобальный процесс, который условно можно назвать «геофизическим» 80-л. ц., обусловленный 80-л. ц. частоты пятнообразования на Солнце.

Приведем основные полученные результаты:

1. В приросте деревьев в бассейне р. Колорадо предложенным автором методом выявлен 80-л. ц. с фазами максимума за период с 1744—1943 гг. в 11-л. ц. № 0, 8, 15.

2. В предположении, что выявленный 80-л. ц. сохранится и в дальнейшем, дан прогноз очередной его фазы максимума, отнесенной к 11-л. ц. № 23.

3. Выявлен 80-л. ц. частоты пятнообразования на Солнце с фазой максимума в 11-л. ц. № 15.

4. Сделан вывод относительно обусловленности 80-л. ц. прироста деревьев 80-летним циклом частоты пятнообразования на Солнце.

5. В предположении, что совпадение фаз максимума указанных двух 80-л. ц. сохранялось прежде и сохранится в дальнейшем, дан эпигноз и прогноз фаз максимума 80-л. ц. частоты пятнообразования на Солнце, отнесенных к 11-л. ц. № 0, 8 и 23 соответственно.

6. На независимом материале — февральской температуре в Ленинграде и Центральной Англии, осадках над Британскими островами и аномалиях температуры в северном полушарии, сделана попытка подтвердить вывод, что 80-л. ц. прироста деревьев отражает глобальный процесс, который условно назван 80-летним геофизическим циклом.

7. В предположении, что соотношение между фазой максимума 80-л. ц. прироста деревьев и характером распространения аномалий температуры во внетропической части северного полушария сохранится и в дальнейшем, дан климатический прогноз: окончание похолодания, предсказанного А. Д. Геденовым, и начало потепления во внетропической части северного полушария в 11-л. ц. № 23 (первое десятилетие 21 в.).

В заключение следует отметить, что результаты статьи имеют предварительный характер. Вопрос о трансформации 80-л. ц. в приросте деревьев других районов подлежит дальнейшему исследованию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адаменко В. Н. и др. О квазиритмичности дендрохронологических индексов. Дендроклиматохронология и радиоуглерод. (Материалы II Всесоюзн. совещ. по дендрохронологии и дендроклиматологии). Каунас, Ин-т ботаники АН ЛитССР, 1972, с. 141—147.
2. Вительс Л. А. Аномалии циклического хода солнечной активности и тенденции современных колебаний климата.— «Тр. ГГО», 1962, вып. 133, с. 35—54.
3. Вительс Л. А. О космической природе двухлетней цикличности.— «Солнечные данные», 1965, № 2, с. 69—75.
4. Витинский Ю. И. Об эпохах экстремумов 80—90-летних циклов солнечной активности.— «Солнечные данные», 1968, № 2, с. 90—95.
5. Гедеонов А. Д. Изменения температуры воздуха на северном полушарии за 90 лет. Л., Гидрометеиздат, 1973, 145 с.
6. Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1971, 280 с.
7. Гневыхов М. Н. и Оль А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности.— «Астрономический журнал», 1948, т. 25, № 1, с. 18—20.
8. Копецкий М. Цикличность физических индексов, отвечающих за цикличность пятнообразовательной деятельности Солнца.— «Солнечные данные», 1959, № 3, с. 79—82.
9. Костин С. И. Влияние 11-летних и вековых солнечных циклов на рост деревьев.— «Солнечные данные», 1968, № 4, с. 108—112.
10. Костин С. И. Влияние четных и нечетных 11-летних солнечных циклов на прирост дуба.— «Солнечные данные», 1971, № 8, с. 111—114.
11. Максимов И. В. Вековые колебания ледовитости северной части Атлантического океана.— «Труды Ин-та океанологии АН СССР», 1954, т. VIII, с. 41—91.
12. Оль А. И. О фазах векового цикла солнечной активности.— «Солнечные данные», 1967, № 9, с. 74—78.
13. Покровская Т. В. Синоптико-климатологические и гелиогеофизические долгосрочные прогнозы погоды. Л., Гидрометеиздат, 1969, 254 с.
14. Рубашёв Б. М. Проблемы солнечной активности. М.-Л., «Наука», 1964, 362 с.
15. Тезисы докладов на I Всесоюзном совещании «Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды (30 X—1 XI 1972 г.)». М., Гидрометеиздат, 1972, 46 с.
16. Эйгенсон М. С. Солнце и климат.— «Природа», 1945, № 1, с. 3—9.
17. Эйгенсон М. С. Вековое изменение солнечной активности и его геофизические последствия.— «ДАН СССР», 1946, т. 53, № 5, с. 413—415.
18. Эйгенсон М. С. Вековое изменение солнечной активности.— «Природа», 1947, № 6, с. 3—9.
19. Эйгенсон М. С. Геофизические проявления векового цикла деятельности Солнца.— «Изв. ВГО», 1951, т. 83, вып. 1, с. 32—39.
20. Эйгенсон М. С. Солнце, погода и климат. Л., Гидрометеиздат, 1963, 273 с.
21. Abbot C. G. Solar radiation and weather studies.— "Smith. Misc. Coll.", 1935, vol. 94, N 10, p. 1—89.
22. Clayton H. World Weather and Solar Activity. Smiths. Misc. Coll., 1934, vol. 89, N 15 (publ. 3245), p. 1—52.
23. Commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1751, C. 13, 474 p.
24. Commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1751, T. 14, 392 p.

25. Douglass A. E. Researches in dendrochronology.—“Bull. Univ. Utah”, 1946, vol. 37, N 2, p. 1—19.
26. Novi commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1750, T. 1, 500 p.
27. Novi commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1751, T. 2, 471 p.
28. Novi commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1753, T. 3, 473 p.
29. Novi commentarii academiae scientiarum imperialis petropolitanae, 1758, T. 4, 494 p.
30. Schove D. J. The biennial and Triennial cycles stratosphere reversals.—“J. Interdisc Cycle Res.”, 1972, vol. 3, N 3—4, Amsterdam, p. 349—354.
31. Schulman Edmund. Dendroclimatic changes in semiarid America. Tucson, Arizona, 1956, 142 p

ПРОЯВЛЕНИЕ И ПРОГНОЗ 80-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА В ПОКАЗАТЕЛЯХ КЛИМАТА И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Часть II (показатели солнечной активности)

1. Введение. В работе [15] сделан вывод о том, что выявленный в приросте деревьев и других показателях климата 80-летний цикл (условимся для простоты называть его геофизическим) обусловлен 80-летним циклом (л. ц.) частоты пятнообразования, замеченным автором [15] по данным М. Копецкого [16]. Оказывается, можно попытаться показать наличие связи между 80-летним геофизическим циклом и 80-л. ц. солнечной активности, обнаруживаемым по числам Вольфа.

Как известно, числа Вольфа — это фундаментальный показатель солнечной активности, широко используемый в исследованиях солнечно-атмосферных связей. Ряд наблюдений чисел Вольфа отличается исключительно большой продолжительностью, что делает их незаменимыми в исследованиях, имеющих отношение к долгосрочному прогнозированию.

Поиски связи 80-летнего геофизического цикла с 80-л. ц. чисел Вольфа (80-л. ц. ч. В.) привели к необходимости пересмотра фаз последнего (что и сделано в работе), для выявления которых предложены два независимых метода, позволяющие проконтролировать результат.

Применение принципа динамического анализа к полученной в работе выборке фаз максимума и минимума 80-л. ц. ч. В. позволило удвоить первоначальную выборку его экстремумов и получить ряд выводов.

2. Исследование особенностей хода 80-л. ц. ч. В. В 1949 г. М. С. Эйгенсон [24] пришел к выводу, что фазы максимума 80-летнего цикла, который проявляется в числах Вольфа (W) за период их надежных наблюдений (с 1744 г.), приходятся на 11-л. ц. № 3, 11, 18 по цюрихской нумерации, что как будто указы-

вает на систематический сдвиг фаз максимумов двух 80-л. ц. (геофизического и чисел Вольфа), равный трем 11-л. ц.¹.

Впоследствии, однако, 11-л. ц. № 19 оказался более высоким по среднему годовому числу Вольфа в год его максимума ($W_{\max}$), чем цикл № 18, что заставило большинство исследователей [10, 11, 27] отнести к фазе максимума текущего 80-л. ц. ч. В. 11-л. ц. № 19 (а не № 18).

У автора возникло подозрение, что такое замечательное соотношение — сдвиг фаз максимума указанных двух 80-л. ц. на три 11-л. ц. — действительно существует и обусловлено, по-видимому, таким же сдвигом соответствующих фаз 80-л. ц. частоты пятнообразования на Солнце и 80-л. ц. ч. В. Иными словами, возник вопрос, можно ли показать, что к фазе максимума текущего 80-л. ц. ч. В. относится 11-л. ц. № 18, а не № 19.

Имеются дополнительные указания² на то, что в некотором отношении 11-л. ц. № 18 был более мощным, чем 11-л. ц. № 19 [2, 11].

Предложен метод, позволяющий отнести к фазам максимума 80-л. ц. ч. В. за период с 1744 г. 11-л. ц. № 3, 11, 18. Применение этого метода к ряду Шове [29], где приведены оценки $W_{\max}$ в 11-л. ц. начиная с 16 в., полученные главным образом по данным об интенсивности полярных сияний, позволило пересмотреть экстремумы 80-л. ц. ч. В. за период³ с 11-л. ц. № 11—19 (см. табл. 1, где приведены характеристики отдельных 11-л. ц.).

Метод включает в себя, помимо рассмотрения мощности 11-л. ц., характеризующей $W_{\max}$, учет ряда установленных свойств 22-л. ц. и некоторых предположений.

Во-первых, используется правило Гневышева—Оля [13], понимаемое в том смысле, что 22-л. ц. начинается четным и завершается нечетным 11-л. ц.

Во-вторых, используется хорошо установленное (см. например, [21]) свойство мощных 11-л. ц. быть короче по ветви роста по сравнению с более слабыми.

В-третьих, используется высказанное М. С. Эйгенсоном [24] предположение, которое автор предлагает назвать правилом Эйгенсона ввиду исключительной его эвристической ценности, состоящее в том, что эффект чередования мощности 11-л. ц. (каждый четный 11-л. ц. слабее примыкающих к нему нечетных и каждый

¹ Напомним (см. [15]), что фазы максимума 80-летнего геофизического цикла относятся к 11-л. ц. № 0, 8, 15.

² В 11-л. ц. № 19 отдельные пятна по площади были значительно меньше, чем в 11-л. ц. № 18 [2], а также величина $\Delta_{\max}$ для сильных флуктуаций чисел Вольфа в 11-л. ц. № 19 была систематически ниже, чем в 11-л. ц. № 18 [11].

³ Использована наиболее надежная часть ряда Шове — период телескопических наблюдений (1619—1954 гг., или 11-л. ц. № —11—18). С 11-л. ц. № 19 (1954—1964 гг.) использован цюрихский ряд $W_{\max}$.

нечетный 11-л. ц. мощнее примыкающих к нему четных) нарушается только «видимым» (кажущимся) образом из-за влияния 80-л. ц.

В-четвертых, используется предположение автора, отличающееся от мнения М. С. Эйгенсона [24], утверждавшего, что 80-л. ц. влияет на 11-л. ц. только вблизи своего максимума, в минимуме же его влиянием можно пренебречь, и состоящее в том, что 80-л. ц. является основным (из ближайших циклов большего ранга) циклом солнечной активности, управляющим ходом 11-л. ц. (в смысле нарушения правила Эйгенсона) как на его фазе максимума, так и на его фазе минимума.

Итак, суть метода, использованного в работе,—отыскание фаз минимума и максимума 80-л. ц. ч. В. главным образом по нарушению правила Эйгенсона. Результаты применения указанного метода приведены в табл. 2, а также на рис. 1 (линия 1).

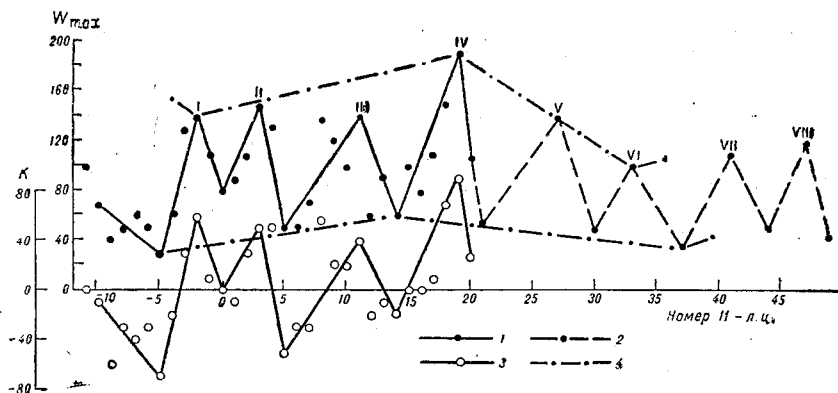


Рис. 1. Ход 80-летнего цикла чисел Вольфа.

$$1 - W_{\max}, \text{ фактическое; } 2 - W_{\max}, \text{ ожидаемое; } 3 - K = \begin{cases} W_{\max}^{2n} - W_{\max}^{16} \\ W_{\max}^{2n-1} - W_{\max}^{15} \end{cases}$$

($n=5, -4, \dots, +10$). 4 — 600-летний цикл.

Автором предложен также количественный метод учета влияния 80-л. ц. ч. В. на ход 11-л. ц., позволяющий выявить 80-л. ц. ч. В. и тем самым независимо проконтролировать правильность выбора экстремумов 80-л. ц. ч. В. первым методом (основным). Остановимся на этом подробнее.

Если рассмотреть ветвь роста текущего 80-л. ц. ч. В. (см. рис. 1, линия 1), к которой отнесены 11-л. ц. № 14—19, то легко заметить, что циклы № 15, 16, 17 находятся вблизи нормы в смысле эффекта чередования, т.е. имеем почти правильное чередование

высот их максимумов, тогда как 11-л. ц. № 14 явно занижен, а 11-л. ц. № 18 и 19 явно завышены. Тогда примем 11-л. ц. № 16 в качестве условной нормы для всех рассматриваемых четных 11-л. ц., а 11-л. ц. № 15 — соответственно для всех нечетных. Отклонения K всех рассматриваемых циклов (по $W_{\max}$) от принятых условных норм ($W_{\max}^{15}$ и $W_{\max}^{16}$) нанесены на рис. 1, линия 3.

Положение центра тяжести отклонений соответствующего знака подтверждает правильность выделения как фаз 80-л. ц. ч. В, так и времени их наступления (табл. 2 и рис. 1).

В результате анализа табл. 1, 2 и рис. 1 можно вывести следующее правило:

Если фаза минимума 80-л. ц. ч. В. приходится на четный 11-л. ц. или фаза его максимума приходится на нечетный 11-л. ц., то не происходит нарушения правила Эйгенсона; если же фаза минимума 80-л. ц. ч. В. приходится на нечетный 11-л. ц., то правило Эйгенсона нарушается и соответствующий нечетный 11-л. ц. оказывается слабее примыкающих к нему четных 11-л. ц.; если фаза максимума 80-л. ц. ч. В. приходится на четный 11-л. ц., то происходит одностороннее нарушение правила Эйгенсона, т.е. такой четный 11-л. ц. оказывается выше предыдущего нечетного, но ниже последующего.

Применим полученное правило в прогностических целях. Для этого необходимо иметь прогноз соответствующей фазы (в данном случае — фазы минимума) 80-л. ц. ч. В.

Автор, как и А. Д. Бонов [6] и Жозе [28], считает, что 11-л. ц. № 4 и 5 являются аналогами 11-л. ц. № 20 и 21. Тогда 11-л. ц. № 21 (примерно 1989 г.) будет отнесен к ближайшей фазе минимума 80-л. ц. ч. В.

Применяя выведенное автором правило, можно ожидать, что 11-л. ц. № 21 будет слабее 11-л. ц. как № 20, так и № 22, т.е. в этом 11-л. ц. должно нарушиться правило Эйгенсона.

Следует отметить *дополнительность* двух правил: правила Гневышева—Оля и правила Эйгенсона. Если первое утверждает связь между 11-л. ц. внутри 22-л. ц., то второе указывает на связь между 11-л. ц. вне 22-л. ц. И если закономерность, которую отражает второе правило, пробивает себе дорогу сквозь искажающее влияние циклов большего ранга (правило, выведенное автором, дополняет правило Эйгенсона в смысле учета лишь одного цикла большего ранга — 80-летнего), то закономерность, отражаемая правилом Гневышева—Оля, в этом отношении действует независимо и, по мнению автора, является законом так же, как и правило Эйгенсона.

В подтверждение тому, что правило Гневышева—Оля является законом, можно привести результаты А. Я. Безруковой [3], которая по $W_{\max}$ с 1744 по 1960 г. путем отделения четных 11-л. ц. от

Таблица 1

**Характеристики отдельных 11-летних циклов солнечной активности
(с использованием данных Шове)**

Номер цикла	Длина ци- кла (годы)	W_{min}	W_{max}	Год макси- мума цикла	Чи- сло лет в ци- кле	Ветвь роста цикла, вклю- чая год макси- мума (число лет)	Ветвь спада цикла (число лет)
-11	1619—1633	—	100	1626	15	8	7
-10	1634—1644	—	70	1639	11	6	5
-9	1645—1654	—	40	1649	10	5	5
-8	1655—1665	—	50	1660	11	6	5
-7	1666—1678	—	60	1675	13	10	3
-6	1679—1688	—	50	1685	10	7	3
-5	1689—1697	—	30	1693	9	5	4
-4	1698—1711	—	60	1705	13	8	5
-3	1712—1722	0	130	1718	11	7	4
-2	1723—1733	12	140	1727	11	5	6
-1	1734—1743	20	110	1738	10	5	5
0	1744—1754	6	80	1750	11	7	4
1	1755—1765	10	90	1761	11	7	4
2	1766—1774	11	110	1769	9	4	5
3	1775—1783	7	150	1778	9	4	5
4	1784—1797	10	130	1788	14	5	9
5	1798—1809	4	50	1805	12	8	4
6	1810—1822	0	50	1816	13	7	6
7	1823—1832	2	70	1829	10	7	3
8	1833—1842	9	137	1837	10	5	5
9	1843—1855	11	120	1848	13	6	7
10	1856—1866	4	100	1860	11	5	6
11	1867—1877	7	140	1870	11	4	7
12	1878—1888	3	60	1883	11	6	5
13	1889—1900	6	90	1894	12	6	6
14	1901—1912	3	60	1907	12	7	5
15	1913—1922	1	100	1917	10	5	5
16	1923—1932	6	80	1928	10	6	4
17	1933—1943	6	110	1937	11	5	6
18	1944—1953	10	150	1947	10	4	6
19	1954—1963	6	190	1958	10	5	5
20	1964—(1976)	12	107	1969	(13)	6	(7)

Таблица 2

**Время наступления фаз минимума и максимума 80-летних циклов чисел
Вольфа по Глайсбергу и по автору (годы и номера 11-л.ц.)**

По Глайсбергу							
Минимум	—	1655	(-8)	1723	(-2)	1810 (6)	1900 (14)
Максимум	—	1695	(-5)	1778 (3)		1860 (10)	1958 (19)
По автору							
Минимум	—	1689	(-5)	1754 (0)		1809 (5)	1901 (14) 1989 (21)
Максимум	1639 (-10)	1727	(-2)	1778 (3)		1870 (11) 1947 (18)	2035 (26)

Примечание. Здесь и в табл. 2 и 3 выделенные годы и номера 11-л. ц. спрогнозированы автором.

нечетных получила три четных (как она дала им название) и три нечетных 80-л. ц. ч. В. (рис. 2 а и б соответственно).

Совместное рассмотрение соответствующего четного и нечетного 80-л. ц. ч. В. (рис. 2, взятый из [3]) дает соответствующий полный 80-л. ц. ч. В., выявленный автором (рис. 1, линия I). Результаты автора соответствуют высказанному А. И. Олем [20] мнению, что при установлении границ вековых циклов необходимо учитывать правило Гневышева—Оля и проводить эти границы таким образом, чтобы не отделять четные 11-л. ц. от следующих за ними нечетных 11-л. ц.

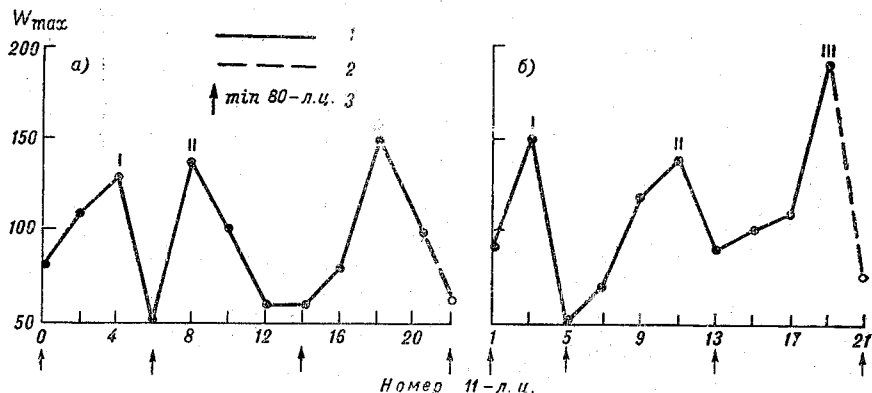


Рис. 2. Четные (а) и нечетные (б) 80-летние циклы чисел Вольфа (по А. Я. Безруковой).

I — фактические значения, 2 — линия, проведенная автором на основе прогноза А. Я. Безруковой.

А. Я. Безрукова [3] обратила внимание на то, что минимумам четных 80-л. ц. ч. В. предшествуют минимумы нечетных 80-л. ц. ч. В., на основании чего она дала прогноз очередных фаз минимума четного 80-л. ц. ч. В. (11-л. ц. № 22) и нечетного 80-л. ц. ч. В. (11-л. ц. № 21), что вполне согласуется с прогнозом автора и А. И. Оля [20] и с правилом Гневышева—Оля.

В добавление к результатам, которые соответствуют результатам А. И. Оля [20], автор получил, что не только весь 80-л. ц. ч. В. состоит из целого числа 22-л. ц., но и ветвь его роста и ветвь его спада содержат целое число 22-л. ц. (см. рис. 1).

Следует обратить внимание на расхождение результатов А. Я. Безруковой и автора (см. рис. 1 и 2), касающееся максимума II четного 80-л. ц. ч. В., который, согласно правилу автора, должен относиться к 11-л. ц. № 12, примыкающему справа к макси-

муму соответствующего полного 80-л. ц. ч. В. (11-л. ц. № 11), тогда как А. Я. Безрукова¹ формально отнесла его к 11-л. ц. № 8.

Это расхождение можно объяснить тем, что вклад числа новообразований в число Вольфа очень велик в 11-л. ц. № 8, по эпигнозу [15] являющийся максимумом 80-л. ц. частоты пятнообразования, тогда как в 11-л. ц. № 12 велик отрицательный вклад их в число Вольфа (11-л. ц. № 12 является минимумом 80-л. ц. частоты пятнообразования, что видно из рис. 1 (линия Σf_0) работы [15], т. е. 11-л. ц. № 12 сильно занижен. То, что он был мощным, видно из рис. 1 (линия $\bar{T}_0$) работы [15] — он относится к фазе максимума 80-л. ц. мощности пятнообразования.

Сравнение результатов автора и А. Д. Бонова [5], который с 1744 г. получил три 80-л. ц. ч. В. (рис. 3, взятый из [5]) по вполне независимой характеристике мощности 22-л. ц.:

$$m = W_{\min-1} + W_{\min} + W_{\min+1}$$

(сумма средних годовых чисел Вольфа за три года: год минимума 22-л. ц., или начало II из двух 11-л. ц., образующих пару по правилу Гневешева—Оля, и два примыкающих к нему года), дает полное их согласие, т. е. и у автора, и у А. Д. Бонова к максимумам 80-л. ц. ч. В. отнесены одни и те же 22-л. ц.

Сравнение результатов автора и Глайсберга [27], которые он получил по тому же ряду и за тот же период, что взят и автором, показывает (см. табл. 2) наряду с более или менее удовлетворительным согласием за период с 1755 г. также ряд существенных расхождений за период, предшествующий 1755 г. Причем в этих случаях результаты Глайсберга крайне не соответствуют данным Шове, которыми он пользовался. Это отмечено также В. Ф. Чистяковым [23]. Так, в данных Глайсберга в табл. 2 следует помечать местами 11-л. ц. № —5 и № —2. Это связано с тем, что 11-л. ц. № —5 по Шове [29] (см. табл. 1) слабее всех окружающих его 11-л. ц. (в радиусе половины 80-л. ц. ч. В.) и, следовательно, к фазе максимума 80-л. ц. ч. В. не может относиться. Противо-

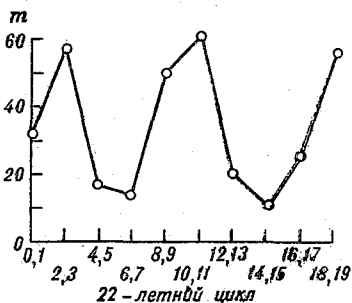


Рис. 3. Ход 80-летнего цикла чисел Вольфа по m .

¹ Подход А. Я. Безруковой [3] интересен именно тем, что она, во-первых, не применяет никакого сглаживания (использует непосредственные величины $W_{\max}$), как и автор, а во-вторых, тем, что она в отличие от подхода автора не опирается ни на какие правила или предположения.

Непредвзятость, если так можно выразиться, ее подхода и обеспечивает независимость при сравнении результатов ее и автора.

положное можно сказать о 11-л. ц. № —2. По мнению автора, упомянутые расхождения вызваны тем, что метод векового сглаживания, использованный Глайсбергом, является неадекватным методом для решения подобных задач. В этом отношении метод, предложенный Л. А. Вительсом [8], обладает преимуществом в смысле однозначности.

Подтверждением мнения автора, что правило Эйгенсона отражает реально существующую закономерность, служит: во-первых, успешность его применения в данной работе, как можно заключить из сравнения результатов автора и других исследователей, и, во-вторых, результаты А. Д. Бонова [7], который получил тесную корреляционную связь между тремя последовательными 11-л. ц.

К полученной в работе выборке фаз минимума и максимума 80-л. ц. ч. В. (табл. 2) применен принцип динамического анализа, состоящий в том, что к имеющейся выборке присоединяются спрогнозированные элементы и дальше продолжается анализ и прогноз по полученной новой выборке, причем спрогнозированные элементы рассматриваются равноправно с имеющимися фактически. Рассмотрим это несколько подробнее.

Если к полученному списку фаз минимума 80-л. ц. ч. В. (табл. 2) присоединить спрогнозированную — 11-л. ц. № 21 (примерно 1989 г.), то становится заметным чередование в этом списке четных и нечетных 11-л. ц., отстоящих друг от друга на интервал, равный примерно шести-восьми 11-л. ц., что позволяет продлить этот список еще двумя фазами минимума 80-л. ц. ч. В., отнесенными к 11-л. ц. № 30 и 37 в предположении, что замеченное чередование сохранится и в дальнейшем.

Продлить полученный список фаз максимума 80-л. ц. ч. В. (табл. 2) можно на основании прогноза фазы максимума очередного 80-л. ц. прироста деревьев (11-л. ц. № 23, согласно [15]) в предположении, что сдвиг фаз этих двух 80-л. ц., равный трем 11-л. ц., сохранится и в дальнейшем, что дает 11-л. ц. № 26 (примерно 2035 г.) Присоединяя его к имеющемуся списку фаз максимума 80-л. ц. ч. В., легко заметить чередование в нем пар четных и пар нечетных 11-л. ц., причем интервал между такими 11-л. ц. составляет примерно шесть-восемь 11-л. ц., что (в предположении сохранения отмеченного чередования и впредь) позволяет дополнить этот список еще двумя элементами: 11-л. ц. № 33 и 41.

Эти прогностические рассуждения представляют собой пример использования принципа динамического анализа экстремумов 80-л. ц. ч. В., что позволило получить характеристики восьми 80-л. ц. ч. В., представленные в табл. 3 (см. также рис. 1, линию 2). Анализ табл. 3 и рис. 1 позволяет сделать ряд выводов и высказать некоторые предположения.

1. По мнению автора, основным, или, лучше сказать, полным циклом солнечной активности является не 11-летний, а 22-летний, в том смысле, что 11-л. ц. является лишь половиной единого процесса, который представляет 22-л. ц.

2. Основным следующим по рангу циклом солнечной активности является 80-л. ц.

Что же касается 44-л. ц., обнаруженного рядом исследователей [1, 12, 26] в показателях солнечной активности, который, казалось бы, сразу замечен по чередованию 22-л. ц. различных показателей солнечной активности и которому в геофизических процессах ставится в соответствие цикл Брикнера [26], то он, как и цикл Брикнера, является кажущимся, т.е. не имеет самостоятельности, а является результатом особенностей хода 22-л. ц. на фоне 80-л. ц.

3. По-видимому, правильнее экстремумы 80-л. ц. ч. В. относить к 22-л. ц. Однако, влияя на весь 22-л. ц., экстремум 80-л. ц., по мнению автора, локализуется во времени узко, что должно исключать возможность неоднозначного решения при поисках конкретной даты наступления экстремума 80-л. ц. Иными словами, существующая до сих пор неоднозначность (в пределах нескольких 11-л. ц.) присуща не процессу, который формирует 80-л. ц., а существующим методам. И как можно надеяться, в сравнительно недалеком будущем исследователи будут иметь возможность определять даты наступления экстремумов 80-л. ц. ч. В. с точностью определения экстремумов 11-л. ц.

4. Как правило, 80-л. ц. ч. В. состоит из трех 22-л. ц. (два — на ветви роста, один — на ветви спада) или из четырех 22-л. ц. (три — на ветви роста, один — на ветви спада). Это исключительно резкая асимметрия, т.е., как правило, ветвь спада 80-л. ц. состоит лишь из одного 22-л. ц.

5. В отличие от 11-л. ц. имеется прямая связь между длиной ветви роста и мощностью 80-л. ц. ч. В. (в 11-л. ц. связь обратная) и обратная — между длиной ветви спада и мощностью 80-л. ц. ч. В. Б. М. Рубашев [22], а впоследствии и Глайсберг [12], показал, что имеется прямая связь между длиной ветви роста и мощностью 80-л. ц. ч. В., что по мнению Б. М. Рубашева [22] свидетельствует о различии физической природы 11-л. ц. ч. В. и 80-л. ц. В отличие от мнения автора, что связь между длиной ветви спада и мощностью 80-л. ц. ч. В. — обратная, Б. М. Рубашев [22] считает, что она отсутствует. Можно надеяться, что дальнейшие исследования помогут окончательно решить этот вопрос.

По мнению автора, самые мощные 80-л. ц. ч. В. имеют длинную ветвь роста, состоящую из трех 22-л. ц. и короткую ветвь спада, состоящую из одного 22-л. ц. Тогда как наиболее слабые 80-л. ц. ч. В. имеют короткую ветвь роста, состоящую из одного или двух 22-л. ц., и длинную ветвь спада, состоящую из двух 22-л. ц. Иначе говоря, 80-л. ц. ч. В. не может быть длиннее четырех 22-л. ц., что вытекает из указанных выше особенностей связи ветвей роста и спада с мощностью 80-л. ц. ч. В.

Характеристики 80-летних циклов чисел Вольфа (по W max), полученных и спрогнозированных автором

Номер 80-л.ц. ч.В. (по авто- ру)	Фазы мини- мума 80-л.ц. ч.В. по № 11-л.ц.	Даты насту- пления фаз мини- мума 80-л.ц. ч.В. (годы)	Фазы макси- мума 80-л.ц. ч.В. по № 11-л.ц.	Даты насту- пления фаз макси- мума 80-л.ц. ч.В. (годы)	Продолжительность 80-л.ц.ч.В.						Ветвь роста 80-л.ц.ч.В., включая фазу макси- мума	
					по фазам минимума		по фазам максимума					
					по № 11-л.ц.	годы (число лет)	по № 11-л.ц.	годы (число лет)	по № 11-л.ц.	годы (число лет)	по № 11-л.ц.	годы (число лет)
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		
0	—	—	—10	1639	—	—	от —10 до —2	1639—1727 (89)	—	—		
I	—5	1689	—2	1727	—5 —0	1689—1744 (56)	—2 —3	1727—1778 (52)	от —4 до —3	1698—1722 (25)		
II	0	1744	3	1778	0—5	1744—1808 (66)	3—11	1778—1870 (93)	0—3	1744—1783 (40)		
III	5	1809	11	1870	5—14	1809—1901 (93)	11—18	1870—1947 (78)	6—11	1810—1877 (68)		
IV	14	1901	18	1947	14—21	1901—(1989) (89)	18—(26)	1947—(2035) (89)	14—19	1901—1963 (63)		
V	(21)	(1989)	(26)	(2035)	(21)—(30)	(1989)— (—)	(26)—(33)	(2035)— (—)	(22)—(27)	(1989)— (—)		
VI	(30)	—	(33)	—	(30)—(37)	—	(33)—(41)	—	(30)—(33)	—		
VII	(37)	—	(41)	—	(37)—(44)	—	(41)—(46)	—	(38)—(41)	—		
VIII	(44)	—	(46)	—	(44)—(49)	—	—	—	(44)—(47)	—		

Ветвь спада 80-л.ч.в.		Продолжительность 80-л.ч.в., начиная с ветви роста, кончая ветвью спада			Фазы минимума 80-л.ч.в. по 22-л.д.		Фазы максимума 80-л.ч.в. по 22-л.д.	
по № 11-л.д.	годы (число лет)	по № 11-л.д.	годы (число лет)	по № 11-л.д.	годы (число лет)	по № 11-л.д.	годы (число лет)	
12	13	14	15	16	17	18	19	
от -8 до -5	1655—1697 (43)	—	—	-6, -5	1679—1697 (19)	-10, -9	1634—1654 (21)	
от -2 до -1	1723—1743 (21)	(-4, -3) — (-2, -1)	1698—1743 (46)	0, 1	1744—1765 (22)	-2, -1	1723—1743 (21)	
4—5	1784—1809 (26)	0, 1—4, 5	1744—1809 (66)	4, 5	1784—1809 (26)	2, 3	1766—1783 (18)	
12—13	1878—1900 (23)	6, 7—12, 13	1810—1900 (91)	12, 13	1878—1900 (23)	10—11	1856—1877 (22)	
20—(21)	1964—(1989) (26)	14, 15—20, 21	1901—(1989) (89)	20, 21	1964—(1989) (26)	18, 19	1944—1963 (20)	
(28) — (29)	—	(22, 23) — (28, 29)	—	(30, 31)	—	(26, 27)	—	
(34) — (37)	—	(30, 31) — (36, 37)	—	(36, 37)	—	(32, 33)	—	
(42) — (43)	—	(38, 39) — (42, 43)	—	(44, 45)	—	(40—41)	—	
(48) — (49)	—	(44, 45) — (48, 49)	—	(48, 49)	—	(46—47)	—	

Имеющаяся в литературе [12] максимальная длина 80-л. ц. ч. В., равная 120 годам, по мнению автора, фиктивная, появляющаяся в результате применения векового сглаживания.

6. Наличие эффекта чередования 80-л. ц. ч. В. по различным свойствам (выше уже упоминались особенности чередования такого рода при описании, как использовался принцип динамического анализа) указывает на существование двойного 80-л. ц., который отмечают многие исследователи [4, 5, 28]. Как правило, пара коротких 80-л. ц. ч. В. сменяется парой длинных (см. табл. 3, графы 6—7 и 14—15). Нарушение этого чередования происходит вблизи 22-л. ц. (18, 19), что, по мнению автора, связано с влиянием фазы максимума цикла большего ранга, который четко намечается (см. рис. 1, линия 4; линия 2 изображает ожидаемые с учетом эффекта чередования 80-л. ц. ч. В. значения $W_{\max}$ в экстремумах 80-л. ц. ч. В.) — это текущий 600-л. ц.¹, состоящий, подобно 80-л. ц. ч. В., из трех пар 80-л. ц.: две пары на его ветви роста (по нумерации автора это 80-л. ц. ч. В. № I—IV, табл. 3), и одна пара (№ V—VI) на его ветви спада. Фаза минимума предыдущего 600-л. ц. (конец его ветви спада), по мнению автора, приходится на 22-л. ц. (—6, —5), фазу минимума текущего 600-л. ц. (конец его ветви спада) следует ожидать в 22-л. ц. (36, 37), т.е. в текущем 600-л. ц. самый мощный из 80-л. ц. ч. В. — это текущий. Очередной 80-л. ц. (№ V), как можно ожидать, должен быть слабее текущего, но все же достаточно мощным, судя по ветви роста (см. табл. 3 и рис. 1), что объясняется близостью фазы максимума 600-л. ц., но последующий 80-л. ц. ч. В. (№ VI) ожидается очень слабым, судя по ветви спада (см. табл. 3 и рис. 1), так как в нем ожидается фаза минимума текущего 600-л. ц.

7. Обращает на себя внимание дискретный характер в развертывании процессов солнечной активности, состоящий в том, что каждый цикл начиная с 22-л. ц., по мнению автора, содержит целое число циклов меньшего ранга. Так, 22-л. ц. содержит два 11-л. ц. Следующий по рангу, 80-л. ц., содержит целое число 22-л. ц. По мнению автора, как не существует независимый 11-л. ц., так же не существует независимый 80-л. ц. — существует пара таких циклов (176-л. ц.).

По отношению к такой паре должны существовать и дополняющие друг друга два правила, аналогичные правилам Гневнышева—Оля и Эйгенсона. По предположению автора,

первое правило: пара образуется нечетным по нумерации автора и следующим за ним четным 80-л. ц.;

второе правило: наличие эффекта чередования 80-л. ц. как по мощности, так и по другим свойствам (при этом нечетный 80-л. ц. слабее двух примыкающих четных).

¹ Исследованием 600-л. ц. занимались Б. М. Рубашев [22] и др. (см. например, [14]).

Можно ожидать, что по нарушению второго правила, т.е. уже по *третьему правилу*, аналогично тому, как это сделано в настоящей работе, можно будет проследить фазы максимума и минимума следующего по рангу цикла — 600-л. ц.

Нельзя отрицать, что числа Вольфа являются сложным показателем¹. Поэтому вряд ли можно рассчитывать на строгую гармонию в их ходе, тем не менее тенденция к этому имеется. Несмотря на довольно неправильный характер поведения 11-л. ц. и 80-л. ц., как следует из работ [19, 21], 80-л. ц. так же, как и 11-л. ц., ведет себя как период с возмущениями. В связи с этим возможность выделить одну характеристику — частоту пятнообразования (см. [15]) — при рассмотрении косвенных показателей климата открывает перспективы проверки результатов работы, полученных по $W_{\max}$, на независимом материале — на очень длинных рядах косвенных показателей климата. При этом также не исключено получение шкалы солнечной активности подобно ряду Шове по такого рода данным.

Заключение

В работе показано, что с 1744 г. имеется систематический сдвиг фаз максимума 80-летнего геофизического цикла относительно фаз максимума 80-л. ц. ч. В. (опережение на три 11-л. ц.). Такой сдвиг, по мнению автора, обусловлен тем, что фаза максимума 80-л. ц. частоты пятнообразования на Солнце, ответственного за 80-летний геофизический цикл, опережает фазу максимума 80-л. ц. ч. В. на три 11-л. ц. Предложены два независимых метода выявления 80-л. ц. и применен принцип динамического анализа. Кроме того, получены выводы относительно особенностей структуры и хода 80-л. ц. ч. В.

Следует отметить, что, по существу, в основе метода решения задачи, поставленной в работе (какова связь 80-летнего геофизического цикла с 80-л. ц. ч. В.), лежит идея, состоящая в том, что мы постулируем то, что требуется доказать, выводим из этого ряд следствий, справедливость которых означает решение задачи. В нашем случае задача, разумеется, решена не окончательно (на некотором уровне приближения). Полученные в работе результаты имеют предварительный характер. Поясним, почему две статьи ([15] и настоящая работа) объединены одним названием. Дело в том, что выявленные в [15] особенности 80-л. ц. в ходе дендроклиматических и собственно климатологических характеристик позволили пересмотреть и уточнить особенности 80-л. ц. в ходе ха-

¹ По М. Копецкому [16], числа Вольфа отражают и частоту и мощность пятнообразования на Солнце. Близкой к этому точки зрения придерживается Г. В. Куклин [18].

По М. С. Эйгенсону [25], числа Вольфа отражают главным образом ход ультрафиолетовой радиации Солнца.

рактических характеристик солнечной активности, ответственного за 80-л. ц. в геофизических процессах.

М. С. Эйгенсон [24] объединил общим названием две статьи такой же тематики, но он исходил из особенностей солнечных процессов и пришел к изучению их геофизических последствий, тогда как автор шел обратным путем — тем самым круг замкнулся.

Подход, развитый автором в этих двух статьях, может явиться одним из путей поиска ключа к высвобождению солнечной информации из данных косвенных показателей климата, что очень важно для долгосрочного прогнозирования солнечной активности и течения геофизических процессов, контролируемых ею.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безрукова А. Я. Нечетные циклы и долгосрочный прогноз относительных чисел пятен.— «Солнечные данные», 1957, № 2, с. 118—121.
2. Безрукова А. Я. Развитие групп солнечных пятен в текущем девятнадцатом 11-летнем цикле.— «Солнечные данные», 1961, № 1, с. 80—85.
3. Безрукова А. Я. О возможном характере изменения среднегодовых чисел Вольфа в 11-летнем цикле № 21.— «Солнечные данные», 1962, № 7, с. 75—78.
4. Бонов А. Д. О 176-летнем изменении активности Солнца.— «Солнечные данные», 1957, № 3, с. 110—111.
5. Бонов А. Д. Относительно векового изменения солнечной активности.— «Солнечные данные», 1964, № 3, с. 67—70.
6. Бонов А. Д. Прогноз 11-летних циклов № 20, 21 и 22 солнечной активности.— «Солнечные данные», 1967, № 10, с. 68—74.
7. Бонов А. Д. Взаимосвязь между тремя последовательными 11-летними циклами солнечной активности.— «Солнечные данные», 1969, № 2, с. 93—95.
8. Вительс Л. А. Аномалии циклического хода солнечной активности и тенденция современных колебаний климата.— «Тр. ГГО», 1962, вып. 133, с. 35—54.
9. Вительс Л. А. О влиянии циклов солнечной активности разной длительности на некоторые характеристики атмосферных процессов.— Труды Всесоюзного научн. совещ., т. 3, Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 161—171.
10. Витинский Ю. И. Об особенностях пятнообразовательной деятельности Солнца в текущем 11-летнем цикле.— «Солнечные данные», 1962, № 7, с. 66—75.
11. Витинский Ю. И. О флуктуациях чисел Вольфа в текущем 11-летнем цикле.— «Солнечные данные», 1962, № 11, с. 56—58.
12. Витинский Ю. И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л., «Наука», 1973, 257 с.
13. Гневыхов М. Н. и Оль А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности.— «Астрономический журнал», 1948, т. 25, № 1, с. 18—20.
14. Голубцов В. В. О реальности сверхвековых циклов солнечной активности.— «Солнечные данные», 1965, № 6, с. 70—75.
15. Зушинская Т. М. Проявление и прогноз 80-летнего цикла в показателях климата и солнечной активности. Часть I (показатели климата). См. наст. сборник.
16. Копецкий М. Цикличность физических индексов, отвечающих за цикличность пятнообразовательной деятельности Солнца.— «Солнечные данные», 1959, № 3, с. 79—82.
17. Копецкий М. Замечание о физической природе относительных чисел Вольфа и вековом цикле.— «Солнечные данные», 1966, № 9, с. 89—90.

18. Куклин Г. В. О двух популяциях групп солнечных пятен.— «Солнечные данные», 1973, № 2, с. 53—61.
19. Оль А. И. О возможной периодичности солнечной активности.— «Солнечные данные», 1959, № 6, с. 85—88.
20. Оль А. И. О фазах векового цикла солнечной активности.— «Солнечные данные», 1967, № 9, с. 74—78.
21. Рубашев Б. М. Некоторые свойства 80—90-летних циклов солнечной активности.— «Солнечные данные», 1962, № 10, с. 52—54.
22. Рубашев Б. М. Проблемы солнечной активности. М.-Л., «Наука», 1964, 362 с.
23. Чистяков В. Ф. О зеркальной симметрии ветвей вековых циклов солнечной активности.— «Солнечные данные», 1963, № 6, с. 65—70.
24. Эйгенсон М. С. Вековое изменение солнечной активности и его геофизические последствия. Часть 2. Геофизические последствия.— Бюлл. КИСО, 1949, № 3—4 (17—18), с. 51—56.
25. Эйгенсон М. С. Солнце, погода и климат. Л., Гидрометеониздат, 1963, 273 с.
26. Abbot C. G. Solar radiation and weather studies.— "Smiths. Misc. Coll.", 1935, vol. 94, N 10, p. 1—89.
27. Gleissberg M. The 80-year solar cycle and its use for solar activity forecasting.— "J. Interdisc. Cycle Res.", 1972, vol. 3, N 3—4, Amsterdam, p. 391—394.
28. Jose P. D. Sun's motion and sunspots.— "The Astronomical J." 1965, vol. 70, N 3, p. 193—200.
29. Schöve D. J. The sunspot cycle 649 B.C. to A.D. 2000.— "J. Geophys. Res.", 1955, vol. 60, N 2, p. 127—146.

СОДЕРЖАНИЕ

Б. М. Рубашев. О практическом применении данных о солнечной активности к прогнозам погоды	3
Л. Р. Ракипова. Озонный механизм влияния на термический режим атмосферы солнечной активности и антропогенных факторов	17
Р. С. Стеблова. Экранирующие эффекты в тепловом режиме озоносферы	23
Б. Б. Елекоев. Влияние солнечной активности на межгодовые изменения амплитуды атмосферных приливов и возникновение засух на территории СССР	42
Л. Р. Ракипова, Л. К. Ефимова. Преобразование макротурбулентной энергии в зимней стратосфере	49
В. К. Куражов. К разработке аналитической модели нелинейного бароклинного процесса в атмосфере	
В. А. Ефимов. Основные принципы постановки задачи гидродинамического прогноза на средние сроки	
Г. Е. Полоскин. О воздействии корпускулярной активности на энергетику атмосферы	
Н. И. Яковлева. Некоторые вопросы проявления квазидвухлетний цикла в показателях солнечной активности и в метеорологических данных	
Т. М. Зушинская. Проявление и прогноз 80-летнего цикла в показателях климата и солнечной активности. Часть I (показатели климата)	
Т. М. Зушинская. Проявление и прогноз 80-летнего цикла в показателях климата и солнечной активности. Часть II (показатели солнечной активности)	

Труды ГГО, вып. 355 Солнечно-атмосферные связи

Редактор Л. В. Царькова
Техн. редактор Л. М. Шишкова
Корректор Г. Н. Римап

Сдано в набор 6/II 1975 г. Подписано к печати 11/IX 1975 г. М. 17310. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 1. Печ. л. 8,25 Уч.-изд. л. 8,85. Тираж 600 экз. Индекс МЛ-137. Заказ № 00145. Цена 62 коп. Гидрометеониздат. 199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23.
Республиканская типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров УАССР. Ижевск, ул. Пастухова, 13.