



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра метеорологических прогнозов

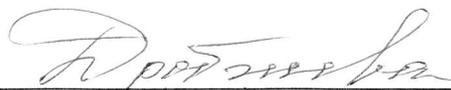
ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
(бакалаврская работа)

На тему Исследование блокирующих антициклонов

Исполнитель Веселова Яна Михайловна
(фамилия, имя, отчество)

Руководитель кандидат физико-математических наук
(ученая степень, ученое звание)
Анискина Ольга Георгиевна
(фамилия, имя, отчество)

«К защите допускаю»
Заведующий кафедрой


(подпись)

доктор физико-математических наук, доцент
(ученая степень, ученое звание)

Дробжева Яна Викторовна

(фамилия, имя, отчество)

«22» июля 2018 г.

Санкт-Петербург
2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Используемые обозначения	5
1 Блокирующие антициклоны: основные понятия и характеристики, классификация, механизм образования	7
1.1 Понятие и характеристики блокирующего антициклона	7
1.2 Механизмы образования, идентификация и прогнозирование блокирующих антициклонов	9
1.3 Блокирующие антициклоны на территории России	11
1.3.1 Погода и атмосферные процессы лета 2010 года	12
2 Моделирование блокирующих ситуаций	13
2.1 Основные уравнения модели	14
2.2 Описание мелкомасштабной вихревой диффузии	17
2.3 Расчёт неадиабатического нагрева	20
2.4 Граничные условия	27
3 Описание созданной модели, численные эксперименты и их анализ, результаты	29
3.1 Прогностические уравнения модели	29
3.2 Постановка начальных условий	30
3.3 Постановка граничных условий	41
3.4 Результаты численных экспериментов	42
Заключение	47
Список использованных источников	48

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наблюдается рост частоты возникновения блокирующих антициклонов, которые являются малоподвижными и могут стационарировать продолжительное время. Эти крупномасштабные процессы в атмосфере являются одной из основных причин крупных аномалий погоды. Именно поэтому ученые со всего мира уделяют особое внимание к блокирующим антициклонам, поскольку как раз они наносят значительный вред здоровью населения, экономической деятельности и экологии. В связи с этим остро встал вопрос о возможности прогнозирования подобных явлений. Все вышесказанное объясняет актуальность данной выпускной квалификационной работы, которая посвящена моделированию процессов, которые могут привести к блокирующим ситуациям.

Цель выпускной квалификационной работы: изучить блокирующие ситуации в атмосфере.

Для реализации поставленной цели решались следующие задачи:

1. изучить физические причины образования блокирующих антициклонов, классификацию и основные характеристики;
2. рассмотреть основные методы идентификации и прогнозирования блокирующих антициклонов;
3. разработать алгоритм математического моделирования блокирующих ситуаций на основе уравнений гидродинамики атмосферы;
4. написать программные коды для реализации математической модели;
5. провести численные эксперименты.

Предметом исследования является атмосферные процессы.

Объектом исследования является блокирующие ситуации в атмосфере.

В выпускной квалификационной работе использованы методы математического моделирования, конечно-разностные методы и метод шагов по времени.

Выпускная квалификационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения.

Во введении поставлена цель работы и определены задачи.

В первой главе описаны основные понятия, характеристика, классификация и механизмы образования блокирующего антициклона.

Во второй главе изложен метод моделирования блокирующих ситуаций.

В третьей главе представлено описание созданной модели, численные эксперименты и их анализ, отражены основные результаты моделирования.

В заключении сформулированы основные выводы.

Список использованных источников содержит 32 наименования.

Результаты выпускной квалификационной работы могут быть использованы при изучении циркуляции атмосферы, а также при проведении занятий по курсу “Математическое моделирование природных процессов”.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

t - время,

u – составляющая скорости по оси x ,

v – составляющая скорости по оси y ,

p – давление,

λ – долгота,

φ – широта,

Ψ – функция тока,

Φ - геопотенциальная высота изобарической поверхности,

χ – потенциал скорости дивергентной составляющей скорости ветра,

T – абсолютная температура,

ω – вертикальная изобарическая скорость,

F – скорость изменения завихренности за счет диффузии импульса посредством мелкомасштабных вихрей,

B – скорость изменения температуры из-за скрытой тепловой диффузии посредством мелкомасштабных вихрей,

q – скорость неадиабатического нагрева на единицу массы воздуха,

α_s - стандартное значение удельного объема,

θ_s - стандартное значение потенциальной температуры,

f – параметр Кориолиса,

R – газовая постоянная сухого воздуха, 287 Дж/кг·К,

C_p – удельная теплоёмкость воздуха при постоянном давлении,

a – радиус земли,

Ω - горизонтальная составляющая угловой скорости вращения земли,

i, j – единичные векторы (орты), направленные на восток и север,

ρ – плотность воздуха,

g - ускорение свободного падения, 9.8 м/с²,

I_0 - солнечная постоянная, 1367 Вт/м²,

t_s – выраженный в радианах часовой угол Солнца в моменты восхода, либо захода,

r – расстояние Земля-Солнце в астрономических единицах, 150 млн км,

δ – склонение Солнца.

1 Блокирующие антициклоны: основные понятия и характеристики, классификация, механизм образования

1.1 Понятие и характеристики блокирующего антициклона

Блокирующим антициклоном называется высокий устойчивый (стабилизировавшийся) антициклон, наблюдающийся в средних широтах длительное время и нарушающий (блокирующий) западный перенос в тропосфере. При этом траектории подвижных циклонов и антициклонов отклоняются от обычного западно-восточного направления. Блокирующие антициклоны могут в течение длительного времени определять погодные условия над обширными территориями [1].

В 1950 г. Рекс Д.Ф. [2] предложил подход, согласно которому необходимо выделять особенности режима общей циркуляции атмосферы при блокировании зонального потока. Следуя идеям Россби, он предложил следующие критерии для выделения блокирующих образований, которые стали первыми широко принятыми:

а) основной зональный поток расщепляется на две примерно одинаковые по интенсивности ветви;

б) данная система с двумя струйными течениями должна занимать минимум 45° по долготе;

в) в области расщепления потока должен наблюдаться резкий переход от зонального к меридиональному типу течения;

г) такая конфигурация должна существовать минимум 10 дней.

По Остину [3] условием блокирования считается наличие теплого гребня между 50° и 70° с.ш. с продолжительностью существования от 6 дней и более. Трейдл [4] считал необходимым одновременное формирование замкнутых изолиний на высотных и приземных картах к северу от 30° с.ш.,

которые наблюдаются продолжительностью 5 дней и более. Колуччи [5] дает описание уже трех типов блокирования (Рисунок 1.1): помимо описанного Рексом расщепляющегося типа блокирования, приведены меридиональный тип и тип омега-блокирования. Блокирование меридионального типа практически всегда существует в районе Скалистых гор (Северная Америка). Омега-блокирование чаще всего наблюдается над океанами. При расщепляющемся типе блокирующих ситуаций преобладает развитие восточных процессов. Омега-блокирование является одним из самых распространенных типов блокирования и встречается во все времена года. При этом необходимо отметить, что процесс блокирования может начинаться по типу омега-блокирования, а завершаться по типу расщепляющегося и наоборот. Меридиональный тип блокирования встречается существенно реже упомянутых выше [6].

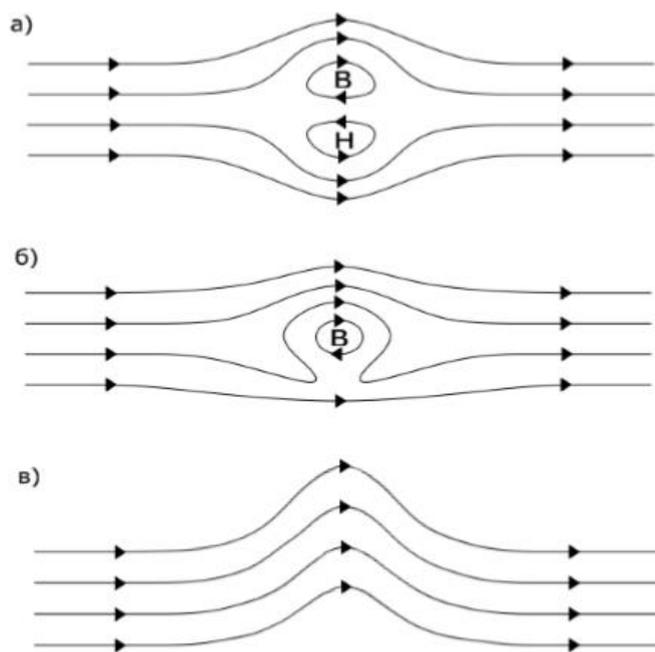


Рисунок 1.1 - Типы блокирующих образований в поле геопотенциала 500 гПа: а) расщепляющийся тип блокирования; б) омега-блокирование; в) меридиональный тип блокирования [6]

Погода в стационарных антициклонах обусловлена главным образом характером воздушных масс, в которых они сформированы. Эти антициклоны вследствие их регенерации могут находиться длительное время над одним и тем же районом. Регенерация антициклона сопровождается ростом давления, развитием нисходящих движений и образованием инверсий сжатия. В стационарных антициклонах погода характеризуется более однородным распределением температуры во всех его частях. Летом над континентом воздух в антициклонах прогревается, что обуславливает длительную жаркую, сухую, малооблачную погоду. Часто эти антициклоны вызывают засуху на больших пространствах Европейской территории России. На западной периферии антициклона при выносе с юга прогретого влажного воздуха летом развиваются ливни и грозы. Зимой с антициклонами связана ясная, безветренная, морозная погода. В малоподвижных антициклонах температура понижается до $-30 \dots -40$ °С, а в Сибири, особенно в районах Якутии и Чукотки, до $-50 \dots -55$ °С и даже ниже.

В холодных стационарных антициклонах на высотах более 2 км устанавливаются воздушные потоки, независимые от барического поля внизу. С этими потоками могут перемещаться более тёплые влажные массы воздуха и обширные облачные поля слоисто-кучевых и высокослоистых облаков. Как зимой, так и летом возможны радиационные туманы. При разрушении стационарных антициклонов, превращающихся в области слабо повышенного давления с несколькими центрами, когда наблюдается падение давления, в тёплых влажных массах воздуха в летние дни часто развивается конвективная облачность и даже могут быть грозы [7].

1.2 Механизмы образования, идентификация и прогнозирование блокирующих антициклонов

Механизмом образования блокирующих антициклонов, согласно современным представлениям, является неустойчивость волн Россби, ведущая их к опрокидыванию. Как всякая неустойчивость, она развивается при наличии

подходящего исходного возмущения. Нелинейность неустойчивости означает, что большую роль играет нелинейный обмен энергии как с волнами сравнимых длин (крупномасштабными), так и с синоптическими вихрями, которые могут питать блокинг своей энергией (отрицательная вязкость), а могут и ослабить его. Существует развитый математический аппарат, позволяющий рассчитывать такой энергообмен. Относительные вклады потоков энергии к блокингу от синоптических вихрей и планетарных волн варьируют в зависимости от конкретных условий. Есть указания на разницу в энергетическом бюджете блокирующих антициклонов Северного и Южного полушарий [8].

В любом исследовании ситуаций блокирования одной из сложностей является разработка объективного метода определения блокирования западного переноса в определенный момент времени. Это связано с тем, что в атмосфере не наблюдается типичных ситуаций блокирования, поэтому необходимо вводить определения их критериев. В среднем климатическом величина геопотенциала понижается от низких широт к высоким. В начальной стадии развития блокирования происходит увеличение отрицательной аномалии поля изогипс в высоких широтах и положительной аномалии в низких широтах по сравнению со средними климатическими значениями. Но уже в развитой стадии наблюдается обратная ситуация. Используя значения геопотенциала, потенциальной температуры, зональной компоненты скорости разработаны объективные методы (так называемые индексы) определения блокирующих антициклонов. Ряд авторов в своих работах используют индексы определения блокирующих событий, основанные на выявлении аномалий геопотенциала. Другие используют в качестве критерия наличие восточного переноса в выбранной области основываясь на значениях зональной компоненты скорости ветра на изобарической поверхности 500 гПа.

В отношении прогнозирования блокирующих антициклонов основные усилия исследователей направлены на прогноз наступления блокирования со значительным (в пределах среднесрочного прогнозирования) упреждением, т.е.

прогнозированием от исходного срока, в который нет признаков блокирования. Если же в начальных данных блокирующий антициклон имеется, то его сохранение и затем разрушение моделируется довольно успешно, имея в виду и тот факт, что разрушение блокирующего антициклона происходит намного медленнее, чем установление. Наиболее успешным, в плане прогноза установления блокирующего антициклона, считается ансамблевое прогнозирование, дающее значимые результаты (в рамках среднесрочного прогноза) [8].

1.3 Блокирующие антициклоны на территории России

Первый в истории метеонаблюдений аномальный по длительности блокирующий антициклон установился над территорией Восточной Европы (Центральная Россия, Поволжье, Северо-Запад России, Урал, Украина) в июле-августе 1972 года. В течении полутора месяцев не выпало никаких осадков, в результате чего началась засуха, гибель зерновых, лесные пожары, задымление населенных пунктов из-за торфяных пожаров, уничтожение деревень из-за пожаров. Антициклон распался 23 августа 1972 года.

Следующий блокирующий антициклон установился над территорией Центральной России, Белоруссии, Украины с 24 июня по 19 августа 2010 года (55 дней). За это время над указанными территориями не проходили циклоны, из-за чего были побиты рекорды максимальных температур воздуха в тени. Аномальная жара вызвала лесные пожары, засуху, ухудшение экологической обстановки в крупных городах Восточной Европы (Москва, Петербург, Киев и др.), падение урожая зерновых, повышение смертности, значительный спрос на кондиционеры и вентиляторы, увеличение потребления электроэнергии. Разрушение антициклона началось в середине августа, 19 августа пришедший скандинавский циклон прекратил существование блокирующего антициклона [9].

1.3.1 Погода и атмосферные процессы лета 2010 года

Поле давления: блокирующий антициклон занял территорию над центральными областями Европейской России и Поволжья. На территорию Европейской России (ЕР) поступали воздушные массы с Малой Азии и из Африки, вынос воздуха из Казахстана и Средней Азии. Наблюдавшийся антициклон был очень высоким, он хорошо был заметен в виде гребня даже на поверхности 100 гПа. На картах приземного давления и топографии замечены аномалии высот, которые превышают наблюдавшиеся ранее в годы с летним блокированием.

Температура у земли: поле высокого давления и адвекция тропического воздуха обусловили сухую и очень жаркую погоду. Уже в июне были превышены абсолютные максимумы температуры в ряде городов России. С наступлением июля жара усилилась. Большие положительные аномалии температур наблюдались практически по всей ЕР. В течение всего месяца температура днем поднималось выше 30°C. В первой половине августа аномальная жара продолжалась и область аномалий средней температуры охватила всю ЕР, кроме Крайнего Севера. В самом конце второй декады августа антициклон разрушился. Жара резко ослабела с прохождением циклона с запада.

Осадки: всюду в области, занятой блокирующим антициклоном, осадков было меньше нормы. Первая половина августа была тоже чрезвычайно засушливой, но в конце месяца пошли дожди [10].

2 Моделирование блокирующих ситуаций

Давно было замечено, что зональный поток разбивается на ячейчатые движения, состоящие из глубоких и теплых антициклонов или гребней, которые образуются в тылу циклонов. Поток блокируется этими вихрями и разделяется на две ветви, одна из которых расположена к северу от антициклона, а другая к югу от циклона. Характеристики этой ситуации блокировки - длительность и квазистационарность, а также распространённость на определённых долготах. Этот феномен, впервые отмеченный Гарриоттом [11], вызвал интерес многих исследователей из-за его сильного влияния на погоду и климат. Намиас [12], Эллиотт и Смит [13], Берггрэн, Болин и Россби [14], Рекс [2] и многие другие представили свое синоптическое описание. С другой стороны, теоретическое объяснение этого явления было предпринято еще Йе [15], Россби [16], Рексом [2] и Томпсоном [17]. Однако в этих предварительных теориях следует отметить, что блокирование рассматривалось как баротропный процесс.

Благодаря развитию вычислительной техники, сопровождаемому развитием методов вычисления и усовершенствованием атмосферных моделей, было проведено множество численных исследований. Например, Минц [18], Смагоринский, Манабе и Холлоуэй [19], Манабе, Смагоринский и Стриклер [20] и Касахара и Вашингтон [21].

Факты, говорящие о том, что масштабы явления блокировки очень велики и места ее возникновения хорошо определены, заставляют предположить, что топография и температурный контраст, обусловленные распределением суша-море, играют важную роль в процессе блокирования. В статье [22] следуя анализу масштабов Бургера [23] и ссылаясь на Деланда [24], приходят к выводу, что уравнение (2.1) может быть применено к сверхдлинным волнам. Таким образом, в статье [22] было исследовано, может ли явление блокировки регулироваться уравнением геострофической завихренности. Главная цель исследователей [22] - выполнить

гидродинамическое моделирование процесса блокирования с использованием геострофической системы уравнений, включающей как эффекты орографии, так и температурного контраста, связанные с распределением суша-море. По результатам моделирования могут быть изучены динамические характерные особенности процесса блокирования.

Рассмотрим модель, предложенную в [22].

2.1 Основные уравнения модели

Предполагают, что изменение состояния атмосферы описывается уравнением вихря с учетом вязкости,

$$\frac{\partial \nabla^2 \Psi}{\partial t} + J(\Psi, \nabla^2 \Psi + f) + \nabla \cdot f \nabla_x = F, \quad (2.1)$$

термодинамическим уравнением с тепловой диффузией и неадиабатическим нагревом

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(\Psi, T) - \frac{P}{R} \sigma \omega = B + \frac{q}{c_p}, \quad (2.2)$$

и уравнением термического ветра

$$\nabla^2 T = - \frac{P}{R} \nabla \cdot \left(f \nabla \frac{\partial \Psi}{\partial p} \right), \quad (2.3)$$

которое получено из геострофического приближения.

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (f \nabla \Psi). \quad (2.4)$$

Давление используется в качестве вертикальной координаты.

Статическая устойчивость:

$$\sigma = -\alpha_s \frac{\partial \ln \theta_s}{\partial p}. \quad (2.5)$$

принимается равной $3 \text{ м}^2 \text{ с}^{-2} \text{ cb}^{-2}$,

$$f = 2 \Omega \sin \varphi. \quad (2.6)$$

Оператор градиента в сферической системе координат –

$$\nabla = i \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda} + j \frac{\partial}{a \partial \varphi}, \quad (2.7)$$

оператор Лапласа в сферической системе координат –

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{a^2 \cos \varphi} \left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \right], \quad (2.8)$$

якобин –

$$J(A, B) = \frac{\partial}{a^2 \cos \varphi} \left(\frac{\partial A}{\partial \lambda} \frac{\partial B}{\partial \varphi} - \frac{\partial A}{\partial \varphi} \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right). \quad (2.9)$$

Различия между системой (2.1)-(2.3) и так называемой квазигестрофической системой уравнений состоит в том, что параметр Кориолиса рассматривается как функция широты в уравнениях (2.1) и (2.3) и включает слагаемое $\nabla \chi \cdot \nabla f$, представляющее адвекцию вихря вращения Земли через дивергентную составляющую скорости ветра в уравнении завихренности (2.1). Это слагаемое необходимо для гарантии того, что система уравнений (2.1)-(2.3) является энергосберегающей при изменяющемся параметре Кориолиса. Система становится энергосберегающей, если пренебречь диффузией и неадиабатическим нагревом.

Для удобства введем новую переменную X , определяемую как:

$$X = - \int_0^p \chi dp, \quad (2.10)$$

так, что

$$\chi = - \frac{\partial X}{\partial p}, \quad (2.11)$$

$$\omega = \nabla^2 X. \quad (2.12)$$

Так как рассматривается движение в тропосфере, то поверхности 200 гПа и 1000 гПа выбраны в качестве верхней и нижней границы модельной атмосферы. Атмосфера разделена на 2 слоя поверхностью 600 гПа. Уравнение завихренности (2.1) записывается на поверхностях 400 гПа и 800 гПа, а термодинамическое уравнение и уравнение термического ветра на поверхности 600 гПа. Тогда, учитывая (2.11) и (2.12), основные уравнения модели (2.1)-(2.3) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_1 + J(\Psi_1, \nabla^2 \Psi_1 + f) - \frac{1}{\Delta p} \nabla [f \nabla (X_2 - X_0)] = F_1, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_3 + J(\Psi_3, \nabla^2 \Psi_3 + f) - \frac{1}{\Delta p} \nabla [f \nabla (X_4 - X_2)] = F_3, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T_2 + J(\Psi_2, T_2) - \frac{p_2}{R} \sigma \nabla^2 X_2 = B_2 + \frac{g}{2c_p \Delta p} Q, \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 T_2 = - \frac{p_2}{R \Delta p} \nabla [f \nabla (\Psi_1 - \Psi_3)], \quad (2.16)$$

где

Q – скорость неадиабатического нагрева в столбе воздуха единичного сечения,

$$\Delta p = p_2 - p_0 = p_4 - p_2. \quad (2.17)$$

и нижние индексы 0,1,2,3 и 4 относятся, соответственно, к поверхностям 200,400,600,800 и 1000 гПа, что иллюстрируется на схеме, приведенной на рисунке 2.1.

В статье [22] предполагается рассчитывать функцию тока на изобарической поверхности 600гПа по следующей формуле:

$$\Psi_2 = \frac{1}{2} (\Psi_1 + \Psi_3), \quad (2.18)$$

Но в данном исследовании функция рассчитывалась так же, как и на остальных уровнях.

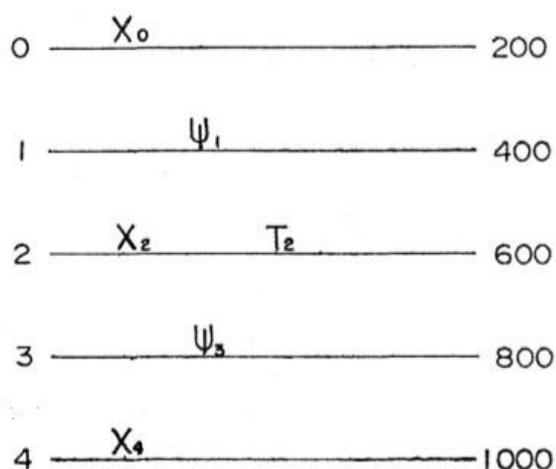


Рисунок 2.1 - Двухуровневое представление модельной атмосферы [22]

2.2 Описание мелкомасштабной вихревой диффузии

Скорость изменения завихренности за счет диффузии импульса посредством мелкомасштабных вихрей, т.е. трением, разделяют на две части следующим образом:

$$F = M + N, \quad (2.19)$$

где

M – трение, обусловленное горизонтальной диффузией,

N – трение, обусловленное вертикальной диффузией.

Они определяются следующими соотношениями

$$M = A_M \nabla^2 \left(\nabla^2 \Psi + \frac{2\Psi}{a^2} \right), \quad (2.20)$$

$$N = -g \frac{\partial \tau}{\partial p}, \quad (2.21)$$

где

A_M – коэффициент скрытой кинетической вихревой вязкости,

g – ускорение силы тяжести,

τ – напряжение кручения, действующее через горизонтальную поверхность.

Последний член уравнения (2.20) является следствием воздействия сферичности земли. Напряжение вращения в результате вертикальной диффузии принимается как

$$\tau = -\mu g \rho \frac{\partial \nabla^2 \Psi}{\partial p}, \quad (2.22)$$

где

μ – коэффициент вертикального мелкомасштабного вихревого напряжения.

Если уравнения (2.20) и (2.21) применяются для уровней 1 и 3, соответствующие уравнениям (2.13) и (2.14), то получим следующие уравнения

$$M_j = A_M \nabla^2 \left(\nabla^2 \Psi_j + \frac{2\Psi_j}{a^2} \right) \quad (j = 1,3), \quad (2.23)$$

$$N_1 = \frac{g}{\Delta p} (\tau_0 - \tau_2), \quad (2.24)$$

$$N_3 = \frac{g}{\Delta p} (\tau_2 - \tau_4). \quad (2.25)$$

Применяя уравнение (2.22) для уровня 2 и аппроксимируя производные конечными разностями, получим следующую формулу

$$\tau_2 = \frac{\Delta p}{g} k_i (\nabla^2 \Psi_1 - \nabla^2 \Psi_3), \quad (2.26)$$

где

коэффициент $k_i = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, который использовали Чарни [25] и Минц [18].

Относительно τ_0 и τ_4 предполагают следующие соотношения:

$$\tau_0 = 0, \quad (2.27)$$

$$\tau_4 = \frac{\Delta p}{g} k_s \nabla^2 \Psi_4, \quad (2.28)$$

где

$k_s = 4 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и Ψ_4 получено в результате линейной экстраполяции от 1 до 3 уровня.

Уравнения (2.27) и (2.28) являются вертикальными граничными условиями и использовались Филлипсом [26] и другими исследователями.

Изменение температуры обуславливается скрытой тепловой диффузией, определяется формулой:

$$B = A_T \nabla^2 T, \quad (2.29)$$

где

A_T – коэффициент скрытой вихревой диффузии. Учитывая исследования Филлипса [26], предполагается что:

$$A_T = A_M = A = 10^5 \text{ м}^2\text{с}^{-1}, \quad (2.30)$$

В соответствии с уравнением (2.15), B_2 записывается как:

$$B_2 = A\nabla^2 T_2. \quad (2.31)$$

2.3 Расчёт неадиабатического нагрева

В термодинамическом уравнении (2.15) скорость неадиабатического нагрева Q может быть разделена на три части следующим образом:

$$Q = Q_{SR} + Q_{LR} + Q_{CS}, \quad (2.32)$$

где

Q_{SR} – скорость нагрева столба воздуха с единичным поперечным сечением, обуславливаемые поглощением коротковолнового излучения,

Q_{LR} – скорость нагрева столба воздуха с единичным поперечным сечением, обуславливаемые поглощением длинноволнового излучения,

Q_{CS} – скорость нагрева столба воздуха с единичным поперечным сечением в результате конденсации в атмосфере и физического теплопереноса от земной поверхности в атмосферу.

Метод Адема [27,28] использован для оценки радиационного нагрева. Что касается длинноволнового излучения, предполагается, что атмосфера прозрачна для длин волн от 8 μ до 13 μ , в то время как атмосфера ведет себя как черное тело для других длин волн. Поэтому энергия, испускаемая с единичной площадки пограничного атмосферного слоя с температурой T , или излучение,

испускаемое единичной площадкой перемещающегося в атмосфере черного тела с температурой T , поглощенная атмосферой, определяется формулой:

$$E(T) = \sigma T^4 - F(T), \quad (2.33)$$

где

σT^4 – энергия, излученная единичной площадью поверхности черного тела с температурой T ,

$F(T)$ – часть энергии, которая содержится в окне прозрачности.

Используя обозначения $E(T)$ и $F(T)$, для энергии на верхней и нижней границах атмосферы, суммарные потоки восходящего длинноволнового излучения на единицу площади L_T и L_E записываются как:

$$L_T = (1 - \varepsilon)F(T_s) + E\left(T - \frac{\beta}{2}H\right) + \varepsilon F(T_c), \quad (2.34)$$

$$L_E = \alpha T_s^4 - E\left(T + \frac{\beta}{2}H\right) - \varepsilon F(T_c), \quad (2.35)$$

где

T_s – температура земной поверхности,

$T_c = 261\text{K}$ – температура облака,

$\varepsilon = 0,5$ – балл облачности,

$\beta = 6,5 \text{ K км}^{-1}$ – градиент температуры,

T – средняя температура атмосферы,

H – высота атмосферы,

$T - \beta/2$ – температура в верхней части атмосферы,

$T + \beta/2$ – температура в нижней части атмосферы.

Уравнение (2.34) показывает, что восходящее длинноволновое излучение в верхней части атмосферы состоит из излучения земной поверхности, которое частично поглощается облаками, излучение атмосферы в окне прозрачности и

излучение облаков в окне прозрачности. Баланс восходящего излучения в нижней части атмосферы определяется разницей между восходящим излучением от земной поверхности и нисходящим излучением от нижней части атмосферы плюс излучение от облаков и земной поверхности.

Чтобы линеаризовать уравнения (2.34) и (2.35), представляют T_s , T и H через постоянные и флуктуации следующим образом:

$$T_s = \bar{T}_s + T'_s, \quad (2.36)$$

$$T = \bar{T} + T', \quad (2.37)$$

$$H = \bar{H} + H'. \quad (2.38)$$

В результате линеаризации уравнения (2.34) и (2.35) записываются следующим образом:

$$L_T = a_0 + a_1 T'_s + a_2 T', \quad (2.39)$$

$$L_E = b_0 + b_1 T'_s + b_2 T', \quad (2.40)$$

где H' определяется как

$$H' = T' \frac{2\bar{H}}{4\bar{T} - \beta_H}. \quad (2.41)$$

Если принять в качестве средних следующие значения $\bar{T}_s = 288$ К, $\bar{T} = 255.5$ К, $H = 10^6$ см, получим:

$$a_0 = 436.7 \text{ ly/day}$$

$$a_1 = 2.187 \text{ ly/day K}$$

$$a_2 = 3.719 \text{ ly/day } K$$

$$b_0 = 181.0 \text{ ly/day}$$

$$b_1 = 11.296 \text{ ly/day } K$$

$$b_2 = -8.335 \text{ ly/day } K$$

Так как разность $L_E - L_T$ равна количеству тепла, поступающего к атмосферному столбу с единичным поперечным сечением за счет длинноволнового излучения, то Q_{LR} представляется как

$$Q_{LR} = (b_0 - a_0) + (b_1 - a_1)T's + (b_2 - a_2)T', \quad (2.42)$$

В результате из-за солнечного излучения атмосферный столб с единичным поперечным сечением нагревается следующим образом:

$$Q_{SR} = (\alpha_a - \varepsilon\alpha_c)I, \quad (2.43)$$

где

$\alpha_a = 0.15$ – скорость поглощения солнечной радиации атмосферой,

$\alpha_c = 0.04$ – скорость поглощения солнечной радиации облаками.

Скорость нагрева, обуславливается конденсацией и скрытой теплотой от поверхности земли, Q_{CS} оценивается по эмпирической формуле. В общем случае можно считать, что скорость нагрева обуславливается этими эффектами и зависит от статической устойчивости атмосферы. Поскольку температура в модели представлена на двух уровнях, т.е. на поверхности 600 гПа и поверхности земли, то в модели статическая устойчивость может быть

вычислена через разницу между температурой на этих уровнях. Таким образом, в [22] предпринята попытка создать эмпирическую формулу для Q_{CS} как функцию этой разницы температур.

Согласно статье [22] доказано, что для Q_{CS} можно использовать следующее соотношение

$$Q_{CS} = C_N + c[(T_s - T) - \Gamma_m], \quad (2.46)$$

где

$\Gamma_m = 18.6$ – среднее по полусфере значение $T_s - T$,

C_N и C определяются по [22] как:

$$C_N = 210 \text{ ly day}^{-1}$$

$$C = 16.667 \text{ ly day}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Переписывая (2.46) в обозначения T_s' и T' , получим:

$$Q_{CS} = C_0 + C_1 T_s' + C_2 T', \quad (2.47)$$

где

$$C_0 = 441.7 \text{ ly/day},$$

$$C_1 = 16.667 \text{ ly/day K},$$

$$C_2 = -C_1.$$

Подставляя (2.42),(2.43) и (2.47) в (2.32), уравнение для Q получается таким:

$$Q = (\alpha_a - \varepsilon\alpha_c)I + (b_0 + c_0 - a_0) + (b_1 + c_1 - a_1)T_s' + (b_2 + c_2 - a_2)T' \quad (2.48)$$

T_S в уравнении (2.48) определяется нижним граничным условием, которое записано следующим образом:

- 1) На море T_S будет выражаться средними январскими значениями.
- 2) На суше и льду T_S определяется на поверхности из необходимого условия теплового баланса.

Предполагается, что теплоемкость поверхности суши и льда равна 0, состояние теплового баланса на единицу площади поверхности может быть записано так:

$$S_E = L_E + E_{LS}, \quad (2.49)$$

где

S_E – баланс нисходящей радиации,

E_{LS} – поток скрытой и турбулентной энергии, передаваемая с земной поверхности в атмосферу.

В верхней части атмосферы баланс нисходящей радиации S_T может быть записан следующим образом:

$$S_T = (1 - \gamma)I, \quad (2.50)$$

где

γ – планетарное альbedo, заданное эмпирической формулой (рисунок 2.3):

$$\gamma = 0,34 + 0,11 \left(\frac{\varphi}{45} - 1 \right)^2 + 0,15 \left(\frac{\varphi}{45} - 1 \right). \quad (2.51)$$

Вышеприведенное уравнение получено Ченом Юн Саном [29], используя данные Федосеевой А.И. [30].

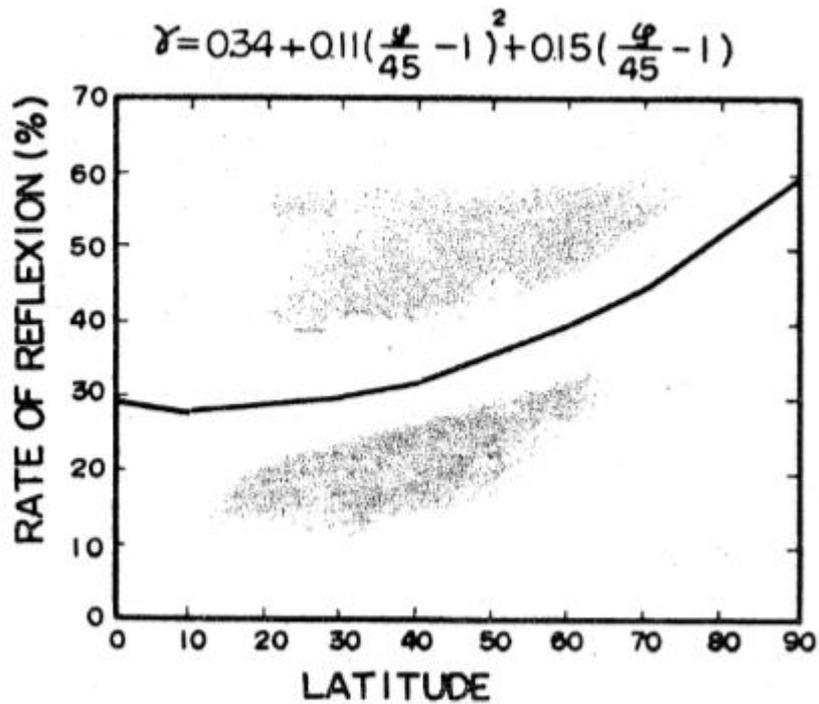


Рисунок 2.3 - Широтное распределение планетарного альбедо в %, принятое в модели [22]

Так как поглощение солнечной радиации атмосферой задается формулой (2.43), то суммарная нисходящая инсоляция на поверхности земли:

$$S_E = (1 - \alpha_a - \varepsilon\alpha_c - \gamma) I, \quad (2.52)$$

Что касается E_{LS} , мы будем предполагать следующее:

$$E_{LS} = Q_{CS}. \quad (2.53)$$

Подставим (2.40), (2.52), (2.53) в (2.49), используя (2.47), состояние теплового баланса можно переписать следующим образом:

$$(1 - \alpha_a - \varepsilon\alpha_c - \gamma) I = (b_0 + c_0) + (b_1 + c_1)T'_s + (b_2 + c_2)T'. \quad (2.54)$$

Уравнение (2.54) является одним из нижних граничных условий, применяемых на суше и льде. Если в уравнении (2.48) T'_s пренебречь, то с использованием

уравнения (2.54), Q по суше и льду оценивается только по атмосферной температуре. Таким образом, мы имеем следующую функцию нагрева:

$$Q = E(\lambda, \varphi) - G(\lambda, \varphi)T', \quad (2.55)$$

где

E, G – известные функции λ и φ , заданные формулами:

1) На море

$$E = (1 - \alpha_a - \varepsilon\alpha_c - \gamma)I + (b_0 + c_0 - a_0) + (b_1 + c_1 - a_1)T's, \quad (2.56)$$

$$G = -(b_2 + c_2 - a_2). \quad (2.57)$$

2) На суше и льду

$$E = (1 - \alpha_a - \varepsilon\alpha_c - \gamma)I + (b_0 + c_0 - a_0) + (b_1 + c_1 - a_1) \frac{(1 - \alpha_a - \varepsilon\alpha_c - \gamma)I - b_0 - c_0}{b_1 + c_1}, \quad (2.58)$$

$$G = (b_1 + c_1 - a_1) \frac{b_2 + c_2}{b_1 + c_1} - (b_2 + c_2 - a_2). \quad (2.59)$$

2.4 Граничные условия

Предполагается, что поля скорости и температуры симметричны относительно экватора. Это означает, что взаимодействием между полушарием (северным и южным) пренебрегают.

В верхней части атмосферы предполагается следующее условие:

$$X = 0. \quad (2.60)$$

В нижней части атмосферы учитывают эффект орографии, задав следующим образом:

$$\nabla(f\nabla X) = f_0\rho_s gJ(h, \Psi_3), \quad (2.61)$$

где

f_0 – параметр Кориолиса при 45° с.ш.,

ρ_s – плотность вблизи земной поверхности,

H – высота рельефа.

3 Описание созданной модели, численные эксперименты и их анализ, результаты.

На основе положений предыдущей главы была создана модель.

3.1 Прогностические уравнения модели

В модели были использованы следующие уравнения:

Уравнение завихренности, записанное для изобарической поверхности 400 гПа (2.13), производная по времени аппроксимирована направленными разностями вперед:

$$\nabla^2 \Psi_{1ij}^{s+1} = \nabla^2 \Psi_{1ij}^s + \Delta t \cdot \left[-J(\Psi_1, \nabla^2 \Psi_1 + f) + \frac{1}{\Delta p} \nabla [f \nabla (X_2 - X_0)] + F_1 \right]. \quad (3.1)$$

Аналогично записано уравнение завихренности для изобарической поверхности 800 гПа (2.14):

$$\nabla^2 \Psi_{3ij}^{s+1} = \nabla^2 \Psi_{3ij}^s \cdot \Delta t \cdot \left[-J(\Psi_3, \nabla^2 \Psi_3 + f) + \frac{1}{\Delta p} \nabla [f \nabla (X_4 - X_2)] + F_3 \right]. \quad (3.2)$$

Уравнение притока тепла, записанное для изобарической поверхности 600 гПа (2.15), аппроксимируется также по схеме Эйлера:

$$T_{2ij}^{s+1} = T_{2ij}^s \cdot \Delta t \cdot \left[-J(\Psi_2, T_2) + \frac{P_2}{R} \sigma \nabla^2 X_2 - B_2 + \frac{g}{2c_p \Delta p} Q \right]. \quad (3.3)$$

Лапласиан (2.8) и якобиан (2.9) аппроксимированы следующим образом:

$$J(A, B)_{ij} = \frac{\frac{(A_{i+1j}-A_{i-1j})(B_{ij+1}-B_{ij-1})}{\Delta\varphi\Delta\lambda} - \frac{(A_{ij+1}-A_{ij-1})(B_{i+1j}-B_{i-1j})}{\Delta\varphi\Delta\lambda}}{4a^2\cos(\varphi)}. \quad (3.4)$$

$$\nabla^2(f)_{ij} = \frac{f_{i+1j}-2f_{ij}+f_{i-1j}}{a^2\cos^2(\varphi)\Delta\lambda^2} + \frac{\cos_{j+\frac{1}{2}}(f_{ij+1}-f_{ij})-\cos_{j-\frac{1}{2}}(f_{ij}-f_{ij-1})}{\Delta\varphi^2a^2\cos(\varphi)}. \quad (3.5)$$

3.2 Постановка начальных условий

Решить систему уравнений (3.1) – (3.3) это значит решить смешанную задачу – задачу Коши (начальную) и краевую задачу (граничную). Признаком начальной задачи – это производная по времени, а она есть в каждом уравнении системы (3.1) – (3.3). Начальная задача требует постановки начальных условий. Постановка начальных условий – это определение значений функции в начальный момент времени.

В качестве начальных данных для задания полей составляющих ветра и температуры использовались результаты анализа Европейского центра среднесрочных прогнозов. Для примера на рисунке 3.1 приведены поля ветра на уровнях 200 гПа и 1000 гПа.

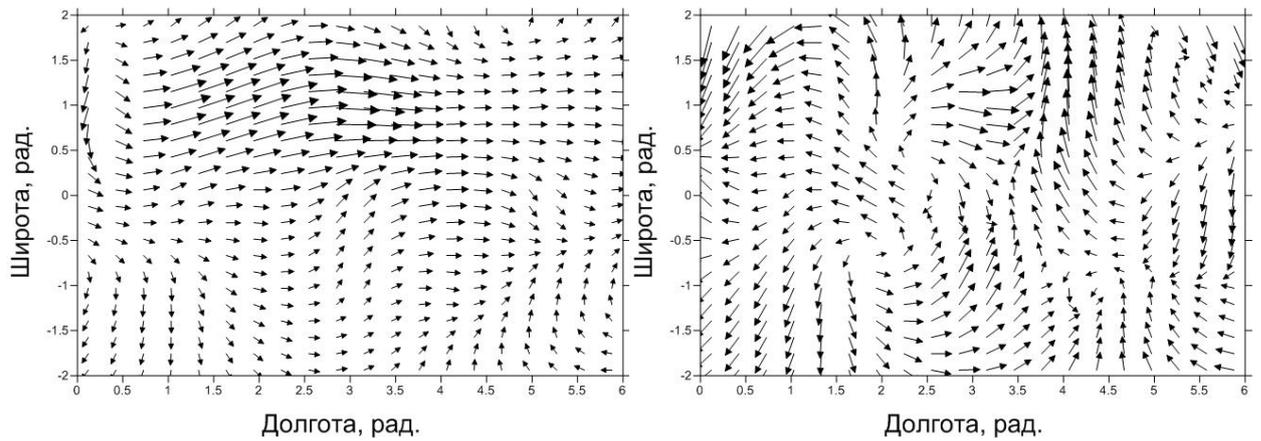


Рисунок 3.1 – Поле ветра на изобарической поверхности 200 гПа (слева) и 1000 гПа (справа) 22 января 2017 года

Так как прогностическими переменными являются функция тока и потенциал скорости, то начальные поля составляющих ветра необходимо было преобразовать, используя следующие соотношения между завихренностью и функции тока (3.8) и дивергенцией и потенциалом скорости (3.14).

Формула вихря скорости в сферической системе координат:

$$\Omega = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} . \quad (3.6)$$

Формула вихря скорости (3.6), производные по пространству аппроксимированы центральными разностями:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{v_{i+1j} - v_{i-1j}}{2 \Delta \lambda} - \frac{1}{a} \frac{u_{ij+1} - u_{ij-1}}{2 \Delta \varphi} . \quad (3.7)$$

Уравнение Пуассона относительно функции тока:

$$\Omega = \nabla^2 \Psi. \quad (3.8)$$

Конечно-разностный аналог оператора Лапласа уравнения (3.8) :

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{i-1,j}}{a^2 \cos^2(\varphi) \Delta \lambda^2} + \frac{\Psi_{ij+1} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{ij-1}}{a^2 \Delta \varphi^2}. \quad (3.9)$$

Подставим (3.9) в уравнение (3.8) и получим:

$$\Omega_{ij} = \frac{\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{i-1,j}}{a^2 \cos^2(\varphi) \Delta \lambda^2} + \frac{\Psi_{ij+1} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{ij-1}}{a^2 \Delta \varphi^2}. \quad (3.10)$$

Итерационный метод решения уравнения Пуассона (3.6): шаг сетки $\Delta \varphi = 4.0 \cdot \pi / 180$, $\Delta \lambda = 5.0 \cdot \pi / 180$.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\Delta \varphi^2 (\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{i-1,j})}{a^2 \cos^2(\varphi) \Delta \lambda^2} + \frac{\cos^2(\varphi) \Delta \lambda^2 (\Psi_{ij+1} - 2\Psi_{ij} + \Psi_{ij-1})}{a^2 \Delta \varphi^2} - \Omega_{ij} a^2 \cos^2(\varphi) \Delta \lambda^2 \Delta \varphi^2 \quad (3.11)$$

где

ε_{ij} -невязка.

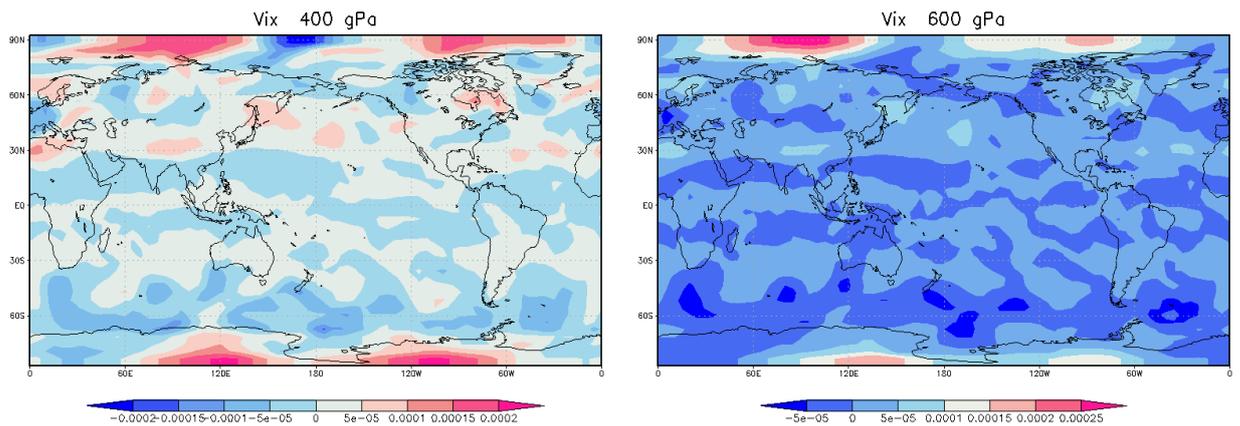


Рисунок 3.2 – Поле вихря скорости на изобарической поверхности 400 гПа (слева) и 600 гПа (справа) 22 января 2017 года

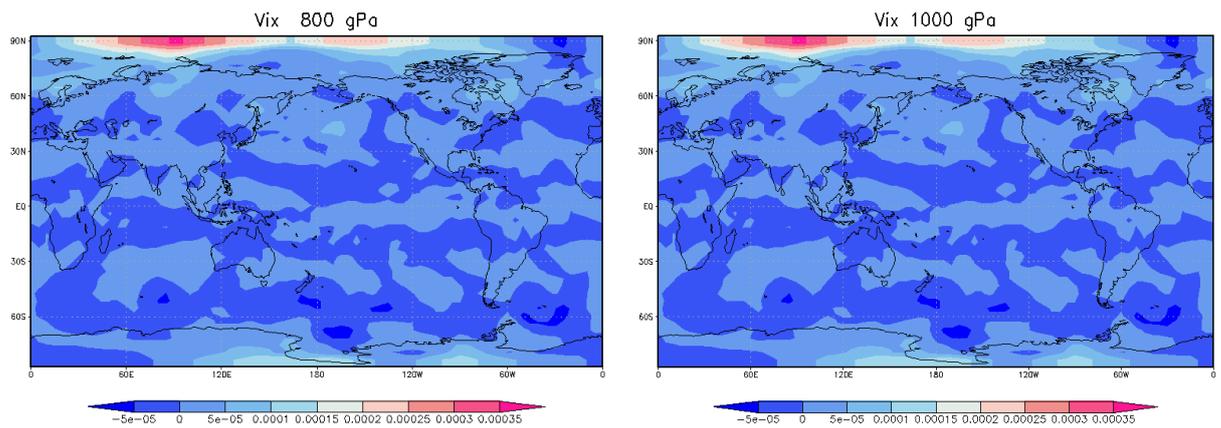
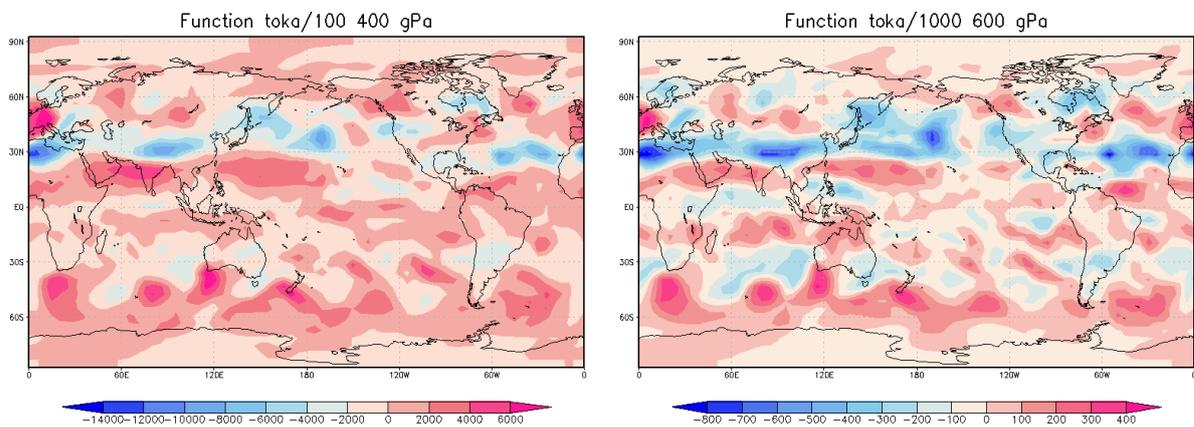


Рисунок 3.3 – Поле вихря скорости на изобарической поверхности 800 гПа (слева) и 1000 гПа (справа) 22 января 2017 года



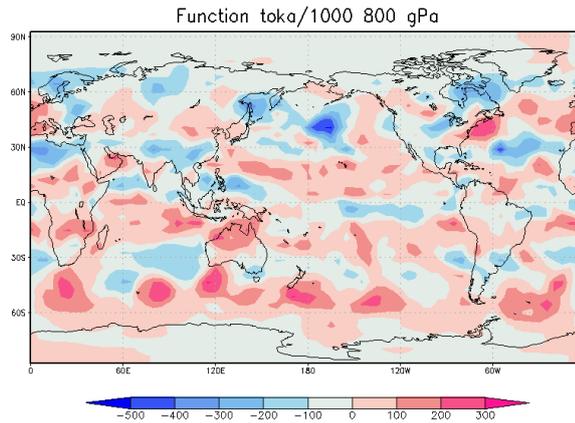


Рисунок 3.4 – Поле функции тока на изобарической поверхности 400 гПа, 600 гПа и 800 гПа 22 января 2017 года

Уравнение дивергенции в сферической системе координат:

$$Div = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi}. \quad (3.12)$$

Уравнение дивергенции (3.10), производные по пространству аппроксимированы центральными разностями:

$$Div_{ij} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{u_{i+1j} - u_{i-1j}}{2 \Delta \lambda} - \frac{1}{a} \frac{v_{ij+1} - v_{ij-1}}{2 \Delta \varphi}. \quad (3.13)$$

Уравнение Пуассона относительно дивергенции:

$$Div = \nabla^2 \chi. \quad (3.14)$$

Конечно-разностный аналог оператора Лапласа уравнения (3.12) :

$$\nabla^2 \chi = \frac{\chi_{i+1,j} - 2\chi_{ij} + \chi_{i-1,j}}{a^2 \cos^2(\varphi) \Delta\lambda^2} + \frac{\chi_{ij+1} - 2\chi_{ij} + \chi_{ij-1}}{a^2 \Delta\varphi^2}. \quad (3.15)$$

Итерационный метод решения уравнения Пуассона (3.12): шаг сетки $\Delta\varphi = 4.0 \cdot \pi / 180$, $\Delta\lambda = 5.0 \cdot \pi / 180$.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\Delta\varphi^2 (\chi_{i+1,j} - 2\chi_{ij} + \chi_{i-1,j})}{a^2 \cos^2(\varphi) \Delta\lambda^2} + \frac{\cos^2(\varphi) \Delta\lambda^2 (\chi_{ij+1} - 2\chi_{ij} + \chi_{ij-1})}{a^2 \Delta\varphi^2} - \text{Div}_{ij} a^2 \cos^2(\varphi) \Delta\lambda^2 \Delta\varphi^2 \quad (3.16)$$

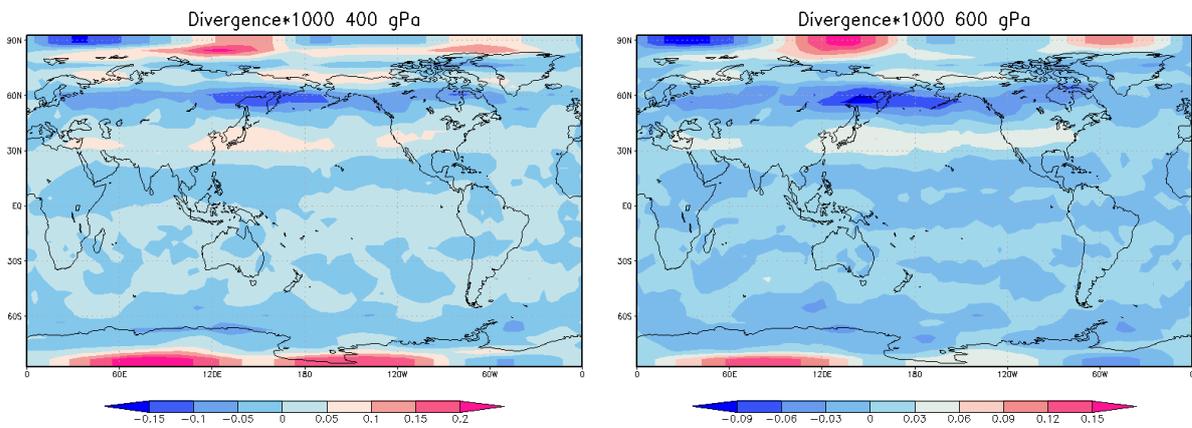


Рисунок 3.5 – Поле дивергенции на изобарической поверхности 400 гПа (слева) и 600 гПа (справа) 22 января 2017 года

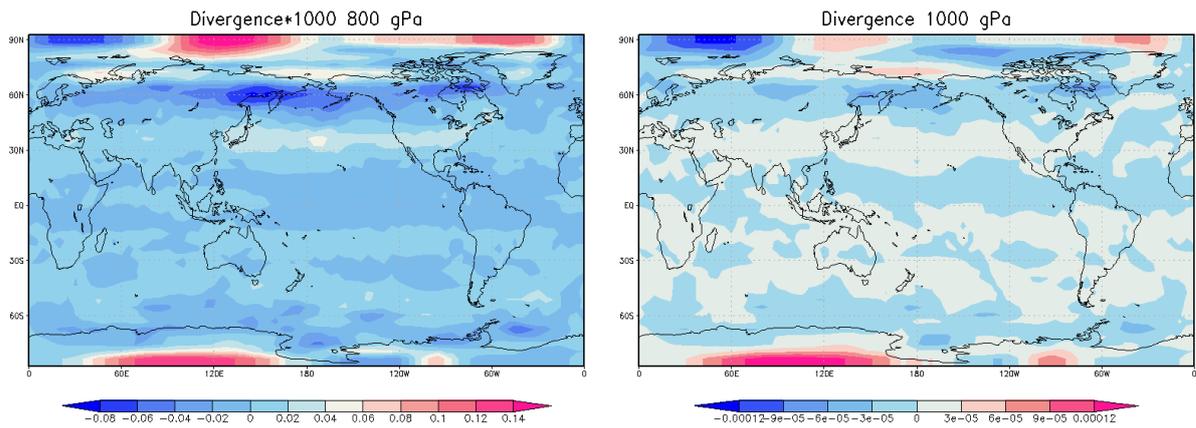


Рисунок 3.6 – Поле дивергенции на изобарической поверхности 800 гПа (слева) и 1000 гПа (справа) 22 января 2017 года

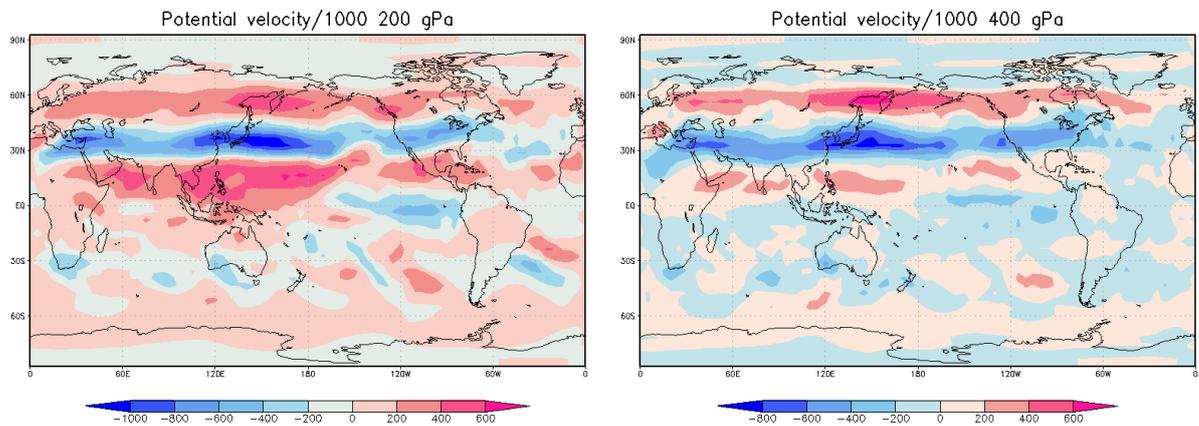


Рисунок 3.7 – Поле потенциала скорости на изобарической поверхности 200 гПа (слева) и 400 гПа (справа) 22 января 2017 года

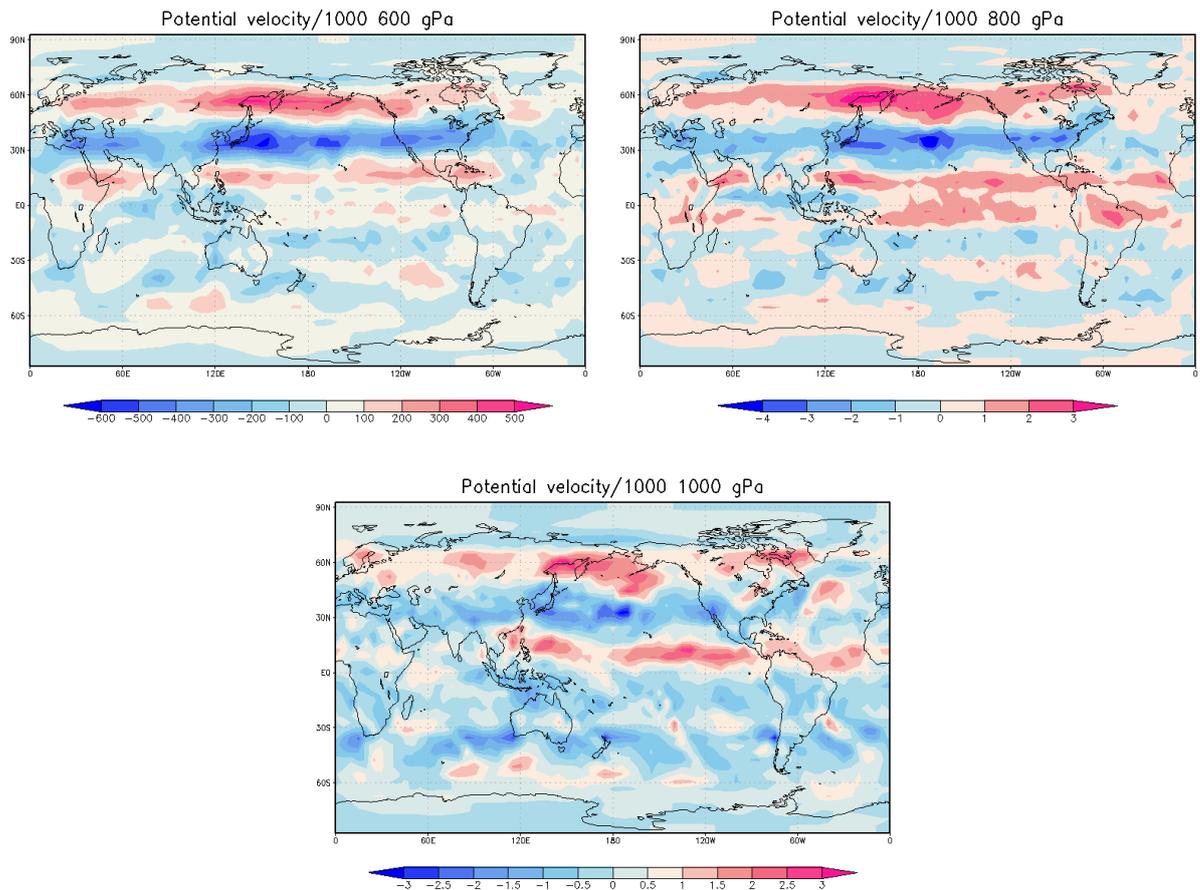


Рисунок 3.8 – Поле потенциала скорости на изобарической поверхности 600 гПа, 800 гПа и 1000 гПа 22 января 2017 года

В уравнениях (2.56) и (2.58) поток солнечной радиации на верхнюю границу атмосферы I (инсоляция) рассчитывается по формуле Миланковича [31]:

$$I = \frac{I_0}{r^2 \pi} (t_s \sin(\varphi) \sin(\delta) + \cos(\varphi) \cos(\delta) \sin(t_s)). \quad (3.17)$$

Склонение Солнца рассчитывается по формуле Купера [32]:

$$\delta = 23.45^\circ \sin \left[\frac{360}{365} (d - 81) \right]. \quad (3.18)$$

где

d – день года (1 января = 1).

В данном исследовании I измеряется в лэнгли за день: $1 \text{ Дж/с}\cdot\text{м}^2 = 0.00002390057361377 \text{ Лн/с}$

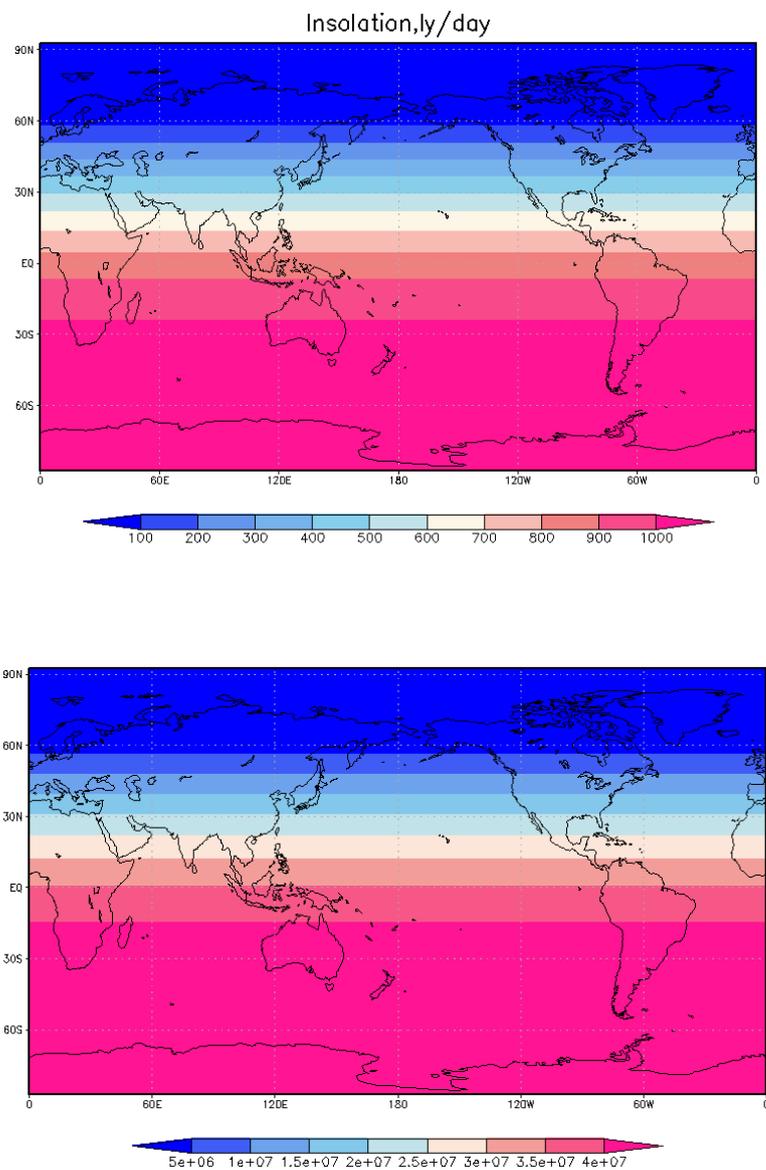


Рисунок 3.9 – Распределение потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы (инсоляция) 22 января 2017 года

Альbedo на верхней границе атмосферы, рассчитанное по формуле (2.51) представлено на рисунке:

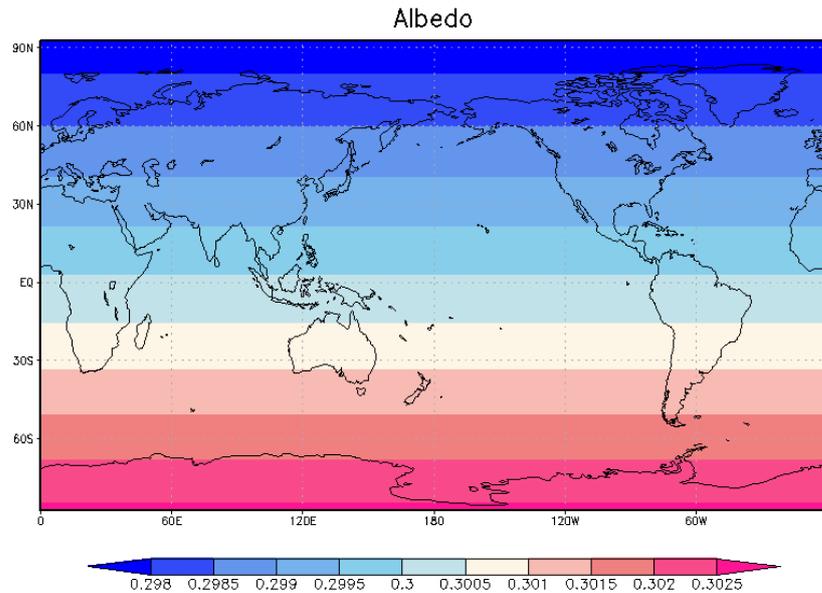


Рисунок 3.10 – Распределение альbedo на верхней границе атмосферы 22 января 2017 года

На рисунке 3.11 представлена диффузия импульса, рассчитанная по формуле (2.19) с использованием (2.23), (2.24), (2.26) и (2.27).

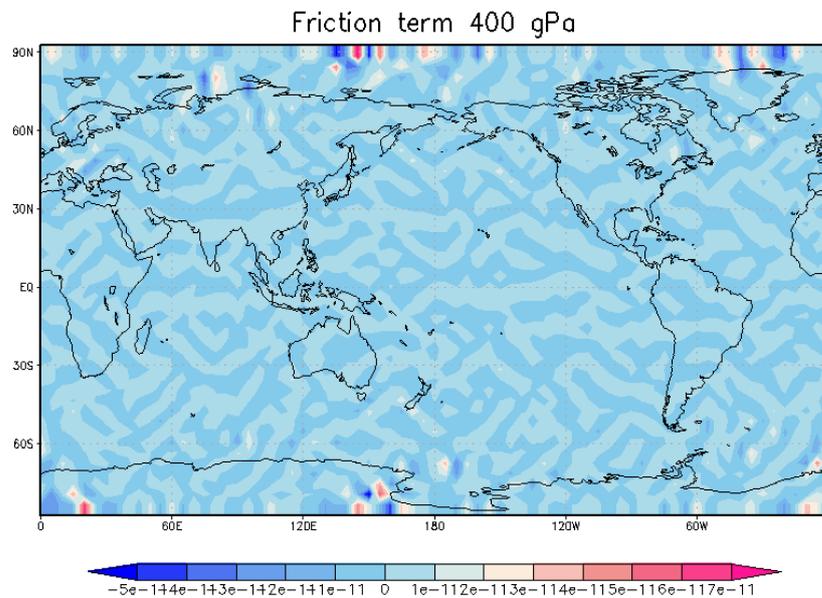


Рисунок 3.11 – Диффузия импульса на изобарической поверхности 400 гПа 22 января 2017 года

Для получения скорости неадиабатического нагрева Q (2.55) необходимо рассчитать отклонение температуры на изобарической поверхности 600 гПа и отклонение температуры на земной поверхности. На рисунках 3.11 представлены поля температур на всех уровнях модели, а также на уровне 2 метра в начальный момент времени.

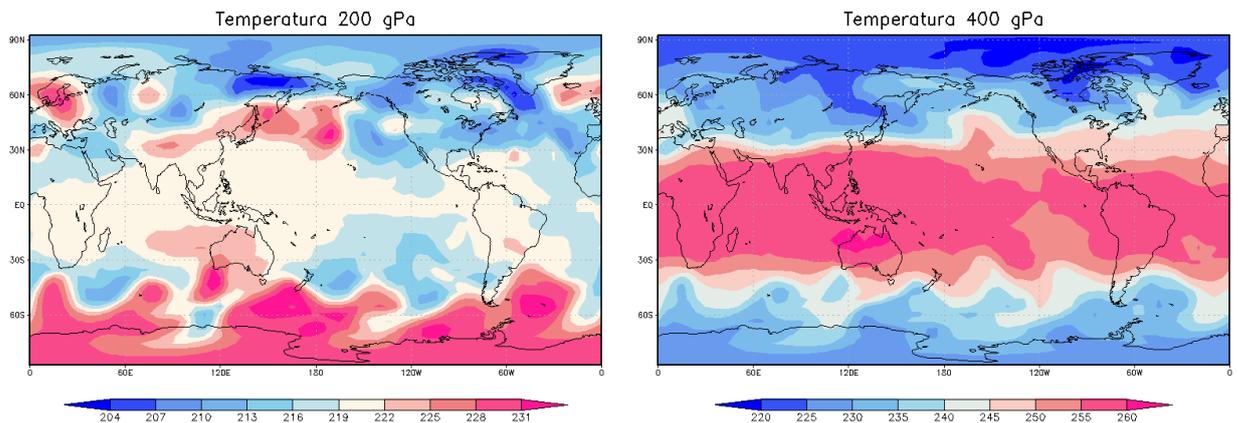


Рисунок 3.12 – Температура воздуха на изобарической поверхности 200гПа (слева) и 400гПа (справа) 22 января 2017 года

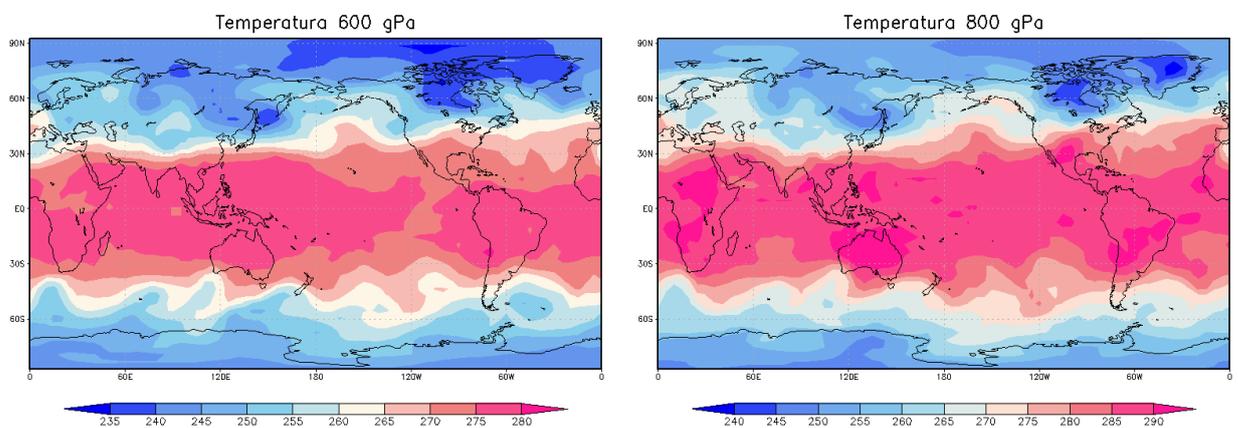


Рисунок 3.13 – Температура воздуха на изобарической поверхности 600гПа(слева) и 800гПа (справа) 22 января 2017 года

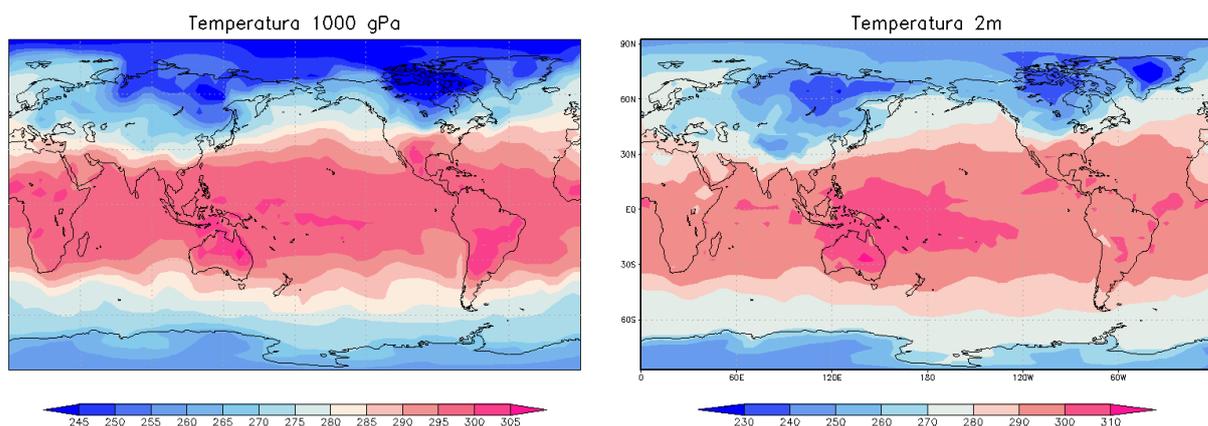


Рисунок 3.14 – Температура воздуха на изобарической поверхности 1000гПа и на уровне 2 метра 22 января 2017 года

3.3 Постановка граничных условий

Для того чтобы решить систему уравнений (3.1) – (3.3), необходимо решить не только начальную задачу, но и краевую. Признаком краевой задачи являются производные по пространству - они также присутствуют в системе уравнений (3.1) – (3.3). Краевая задача требует постановки граничных условий. Поставить граничные условия – это определить значения функции на границах области моделирования.

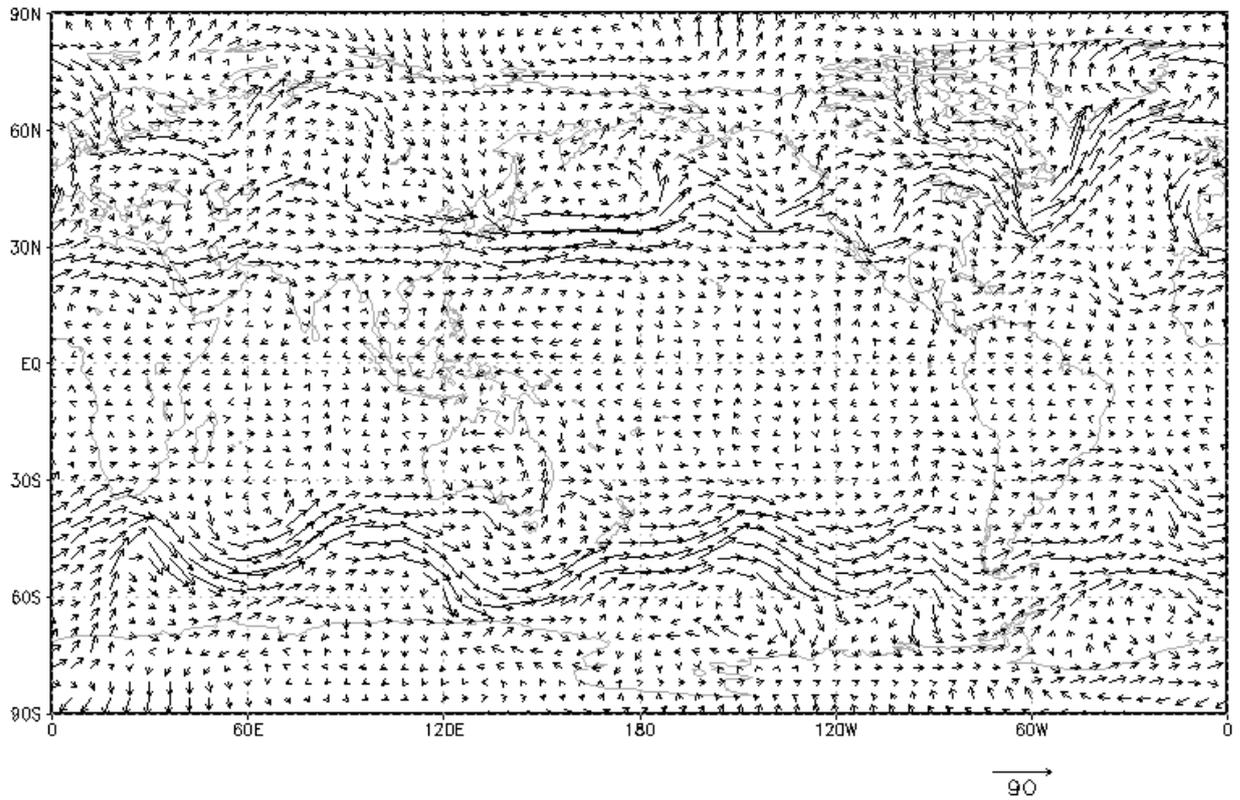
По долготе в данной работе используются периодические граничные условия: $f(\lambda) = f(\lambda + 2\pi)$. Для того чтобы избежать проблем с полюсами расчеты начинаются с $87^\circ 5$.

Около полюсов ставятся граничные условия, которые означают неизменность по нормали границе: $\frac{\partial f}{\partial \varphi} |_{\varphi=87^\circ 5} = 0$.

3.4 Результаты численных экспериментов

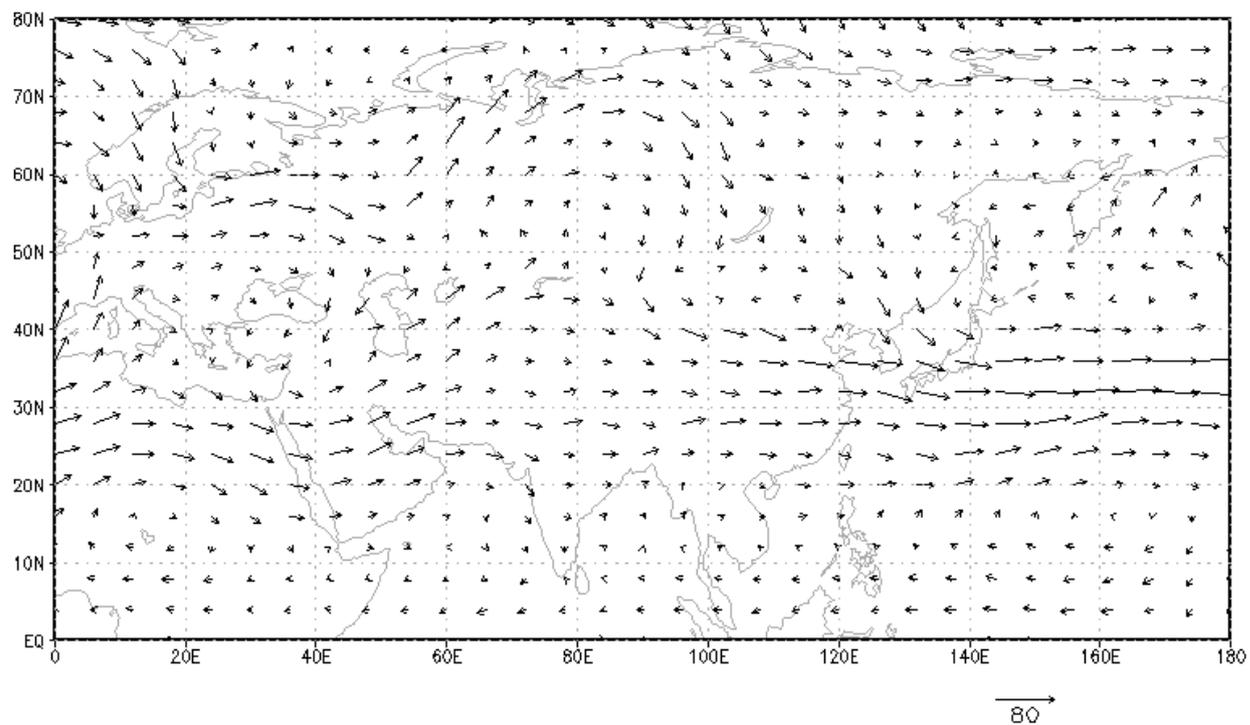
Реализуя эту модель, мы получаем поля функции тока на различных изобарических поверхностях. При помощи полей функций тока мы определяем тип циркуляции. По форме потока можно судить о режиме общей циркуляции атмосферы при блокировании зонального потока или его отсутствии. Если преобладает меридиональный режим циркуляции, то велика вероятность возникновения блокинга.

На рисунках (3.15)-(3.18) представлены поля ветра на изобарической поверхности 400 гПа .



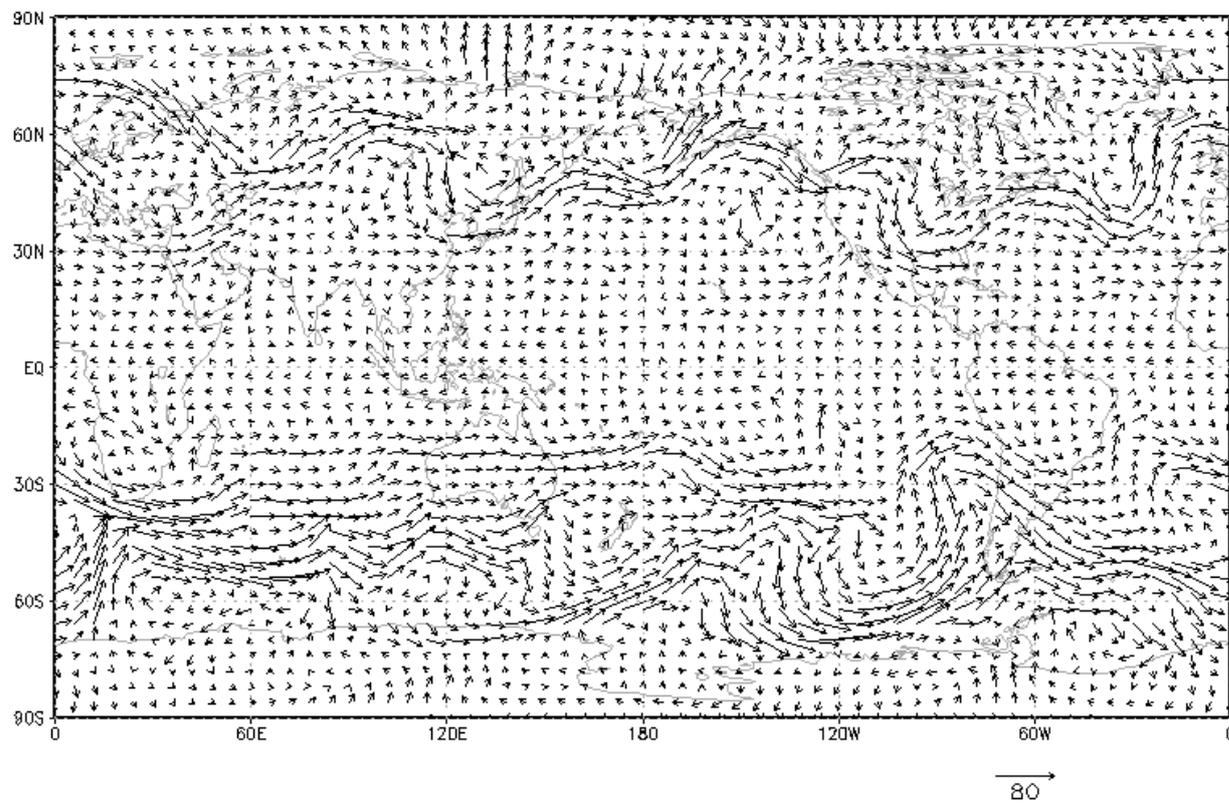
GrADS: COLA/IGES

Рисунок 3.15 – Прогноз поля ветра на изобарической поверхности 400 гПа на 24 марта 2017 года



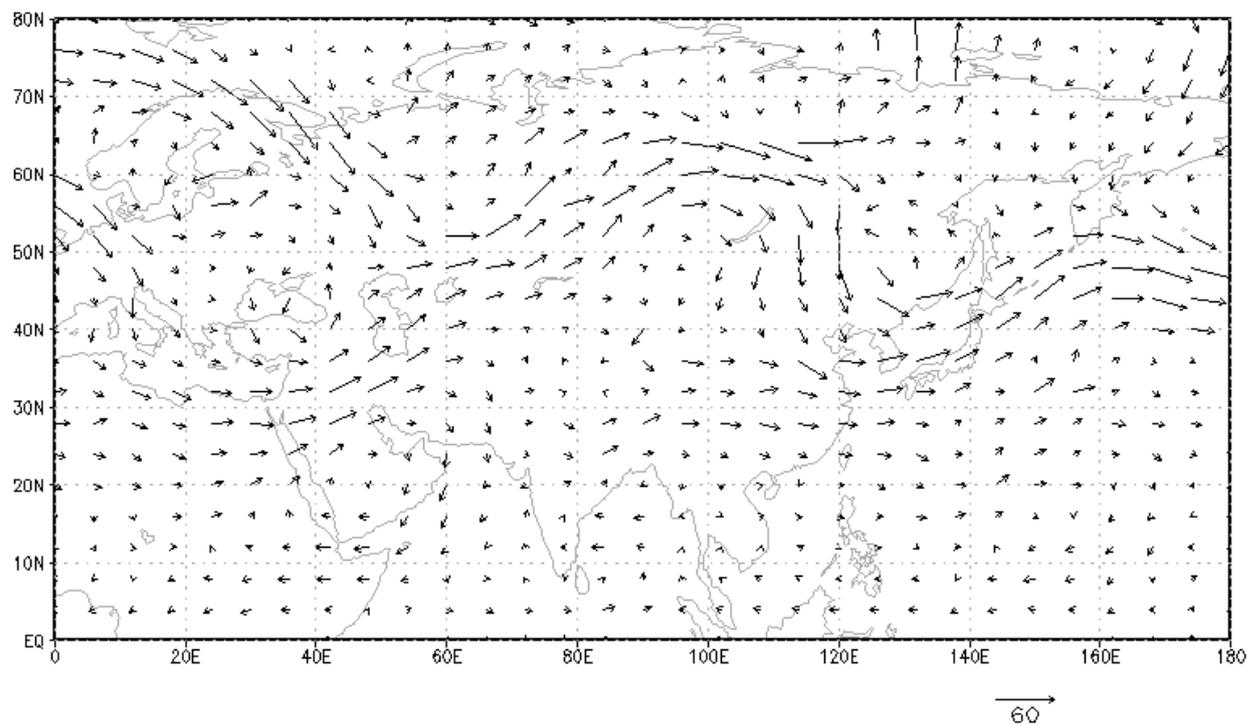
GrADS: COLA/IGES

Рисунок 3.16 – Прогноз поля ветра на изобарической поверхности 400 гПа на 24 марта 2017 года, Евразия



GrADS: COLA/IGES

Рисунок 3.17 – Прогноз поля ветра на изобарической поверхности 400 гПа на 24 мая 2017 года



GrADS: COLA/IGES

Рисунок 3.18 – Прогноз поля ветра на изобарической поверхности 400 гПа на 24 мая 2017 года

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данной квалификационной работы было изучение блокирующих ситуаций в атмосфере. Цель была достигнута. В ходе выполнения работы были решены следующие задачи:

- изучены физические причины образования блокирующих антициклонов, классификацию и основные характеристики;
- рассмотрены основные методы идентификации и прогнозирования блокирующих антициклонов;
- разработан алгоритм математического моделирования блокирующих ситуаций на основе уравнений гидродинамики атмосферы;
- написаны программные коды для реализации математической модели;
- проведены численные эксперименты.

В процессе выполнения было сделано: создана математическая модель, которая позволяет изучать циркуляционные процессы в атмосфере. В дальнейшей модель может быть уточнена через увеличение дискретизации по вертикале и более точным описание нижнего граничного условия.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ:

1. Блокирующие антициклоны [Электронный ресурс] // Central Aerological Observatory [сайт]. URL: <http://www.aerology.org/en/blocking-info> (дата обращения: 10.07.2017).
2. Rex D.F. Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate: part I // *Tellus*, 1950. Vol. 2. P. 196 -211.
3. Austin J.F. The blocking of middle latitude westerly winds by planetary waves // *Quart. J. Roy. Soc.* 1980. Vol. 106, N 448. P. 327-350.
4. Treidl R.A., Birch E.C., Sajeeki P. Blocking action in the Northern hemisphere: a climatological study // *Atmos. Ocean*. 1981. Vol. 19, N 1. P. 123.
5. Collucci S.J., Loesch A.Z., Bosart L.F. Spectral evolution of blocking episode and comparison with wave interaction theory // *J. Atmos. Sci.* 1981. Vol. 38, N 10. P. 2092-2111.
6. Тудрий К.О. Диагноз и прогноз блокирующих атмосферных образований: автореф. дисс. к.г.н М.: Изд-во МГУ, 2017.С.11-13.
7. Стадии развития антициклона [Электронный ресурс] // Презентации, доклады, проекты в формате PowerPoint [сайт]. URL: <https://myslide.ru/presentation/skachat-stadii-razvitiya-anticiklonov> (дата обращения: 11.07.2017).
8. Шакина Н.П. Лекции по динамической метеорологии. М.: ТРИАДА ЛТД, 2013. С.160.
9. Блокирующий антициклон. [Электронный ресурс] // Циклопедия [сайт]. URL: http://cyclowiki.org/wiki/Блокирующий_антициклон (дата обращения: 11.07.2017).
10. Шакина Н.П., Иванова А.Р., Бирман Б.А., Скриптунова Е.Н. Блокирование: условия лета 2010 года в контексте современных знаний // Анализ условий аномальной погоды на территории России летом 2010

- года: сб. докл. / под ред. Н.П. Шакиной / ГУ Гидрометцентр России - М.: Триада, 2011.
11. Garriott E.B. Long range forecasts. U.S. // Weather Bureau. Bulletin. 1904 N. 35.
 12. Namias, J. Characteristic of the general circulation over the northern hemisphere during the abnormal winter 1946-1947// Mon. Wea. 1947. Rev., Vol. 75. P. 145-152.
 13. Elliot P.D. and Smith TB. A study of effects of large blocking high on the general circulation of the northern hemisphere westerlies // J. Meteor. 1949. Vol. 6, P. 67-85.
 14. Berggren R., Bolin B. and Rossby C. G. An aerpological study of zonal motion, its perturbations and break-down // Tellus. 1949. Vol. 1.P. 14-37.
 15. Yeh T.C. On energy dispersion in the atmosphere // J. Meteor. 1949. Vol. 6. P. 1-16.
 16. Rossby C.G. On the dynamics of certain types of blocking waves // J. Chinese geophys. Soc. 1950. Vol. 2. P. 11-13.
 17. Thompson P.D. A heuristic theory of large scale turbulence and long period velocity variations in barotropic flow // Tellus. 1957.Vol. 9. P. 69-91.
 18. Mintz Y.A. Very long-term global integration of the primitive equations of atmospheric motion // Proceedings of the WMO/IUGG Symposium on the Research and Development Aspects of Long-Range Forecasting, Boulder, Colo., 1964. WMO Technical Note. N. 66. P.141-167.
 19. Smagorinsky J., Manabe S. and Holloway J.L. Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere // Mon. Wea. Rev. 1965. Vol. 93. P. 727-768.
 20. Manabe S., Smagorinsky J. and Strickler R.F. Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle // Mon. Wea.Rev.1965. Vol. 93. P. 769-798.
 21. Kasahara A. and Washington W.M. NCAR global general circulation model of the atmosphere // Mon. Wea. Rev. 1967.Vol. 95. P.389-402.

22. Kikuchi Y. Numerical Simulation of the Blocking Process // Department of Atmospheric Science Colorado State University Fort Collins, Colorado // Meteorological Research Institute, 1969. Technical Paper. N. 125. P. 58.
23. Burger A.P. Scale consideration of planetary motions of the atmosphere // Tellus. 1958 Vol. 10. P. 195-205.
24. Deland R.J. On the scale analysis of traveling planetary waves // Tellus. 1965. Vol. 17. P. 527-528.
25. Charney J.G. On the theory of the general circulation of the atmosphere. The Atmosphere and the Sea in Motion. New York: The Rockefeller Institute Press, 1959. P. 135-162.
26. Phillips N.A. The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment // Quart. J. Roy. meteor. Soc. 1956. Vol. 82. P. 123-164.
27. Adem, J. On the theory of the general circulation // Tellus. 1962. Vol. 14. P. 102-115.
28. Adem J. On the physical basis for the numerical prediction of monthly and seasonal temperatures in the troposphere ocean continent // Mon. Wea. Rev. 1964. Vol. 92. P. 91-103.
29. Chen Y. A numerical experiment of the general circulation of the atmosphere // Acta meteorologica Sinica. 1964. Vol. 34. P. 443-461.
30. Fedoseeva A.I. 1953: Albedo of the earth-atmospheric system and its distribution over the earth // Trudy Main Geophys. Obs. 1953. Vol 41. P. 133-143.
31. Склярлов Ю.А., Фомина Н.В., Котума А.И., Семенова Н.В. Альbedo, поглощенная солнечная радиация и уходящая длинноволновая радиация по материалам атасов Nasa США. Саратов: Известия Саратовского университета. Серия Науки о Земле. Т.9. сер. Вып. 12009. С.50.
32. Cooper P.I. The absorption of radiation in solar stills // Solar Energy. 1969. Vol. 12. P. 333-346.