

00
Г 52

ПРОВЕРЕНО
196 г.

Т Р У Д Ы ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

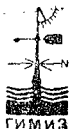
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 76

ВОПРОСЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ
И ТЕОРИИ КЛИМАТА

Под редакцией
докт. физ.-мат. наук
М. И. ЮДИНА

СВИДЕТЕЛЬСТВО
РАДИОТЕЛЕГРАФИЧЕСКОГО
ОБЛОЖЕНИЯ
КЛИМАТА



АННОТАЦИЯ

Сборник содержит ряд статей, посвященных вопросам динамической метеорологии, теории климата и опыту прогноза температуры воздуха с использованием элементов термогидродинамической теории.

Предназначен для специалистов в области динамической и синоптической метеорологии, климатологии, а также для аспирантов и студентов указанных специальностей.

О СУТОЧНОМ ХОДЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

§ 1. Суточный ход температуры в пограничном слое атмосферы принадлежит числу атмосферных процессов, хорошо изученных как теоретически, так и эмпирически. Весьма большое значение для теории и прогноза суточного хода температуры имеет известное исследование М. Е. Швеца и созданный на его основе метод предвычисления [1]. Проверка этого метода на оперативном материале показала, что результаты получаются вполне удовлетворительными [2]. В дальнейшем расчетный метод прогноза суточного хода, предложенный М. Е. Швецом, несколько упрощен и в таком виде рекомендован для практического использования [3].

За время, прошедшее после опубликования работы Швеца, существенно пополнились сведения и представления о физических процессах, протекающих в нижних слоях атмосферы и влияющих, в частности, на суточный ход температуры. В свете этих представлений целесообразно рассмотреть дальнейшее уточнение теории и базисного расчетного метода Швеца с целью усовершенствования анализа и прогнозирования суточного хода температуры. С этой точки зрения важно отметить следующее.

1. В методе Швеца учитывалась только прямая коротковолновая радиация, рассеянная не принималась во внимание. Между тем доля рассеянной радиации суммарной коротковолновой может даже превосходить долю прямой радиации. Данные исследования М. Е. Берлянда [4] дают возможность вводить в расчет суточного хода температуры суммарную, а не только прямую радиацию.

2. В методе М. Е. Швеца интенсивность турбулентного обмена в атмосфере принималась для всех условий одинаковой. Исследования последних лет показали, что интенсивность существенно зависит от скорости ветра и термической стратификации, и поэтому важно учитывать влияние этих изменений на суточный ход температуры.

Ряд работ [5, 6, 7] был посвящен теории суточного хода температуры при учете суточного хода коэффициента турбулентности. М. Е. Берлянд [7] показал, без существенных ошибок можно при расчете суточного хода температуры считать коэффициент турбулентности его среднесуточным значением. Однако дневные значения сильно меняются, например, в годовом ходе и в зависимости от скорости ветра. Целесообразно учитывать влияние этих изменений на суточный ход температуры.

3. В теории Швеца предполагается, что концентрация водяного пара на подстилающей поверхности является насыщающей. Чтобы сделать метод более универсальным и, в частности, применимым в условиях пустыни, целесообразно предусмотреть в теории возможность отличия влажности у земли от насыщающей. Подчеркнем, что высказанные замечания касаются главным образом уточнения базисного метода, т. е. способа использования теоретических формул для прогнозирования.

ноза, а не уточнения самих формул. Более того, теорию целесообразно дать несколько упростить. Именно, используя гипотезу квазистационарности приземного слоя атмосферы, хорошо зарекомендовавшую себя в исследованиях последних лет, удается избежать цилиндрических функций в решении задачи. В результате окончательные формулы получаются значительно более простыми, что и позволяет полнее произвести учет влияния физических параметров, определяющих суточный ход температуры, как при анализе решения, так и при применении его в целях предвычисления.

В существенном усовершенствовании нуждается также методика обработки эмпирического материала по суточному ходу температуры. До настоящего времени теоретические кривые сравнивались главным образом со среднемесячными ходами температуры. Однако переход к среднемесячным значениям затухает влияние на суточный ход таких параметров, как скорость ветра, степень увлажнения почвы, облачность, поскольку эти параметры обычно существенно меняются в течение месяца. Поэтому желательно от такого осреднения отказаться. Вместе с тем обойтись совсем без осреднения невозможно. Реальное изменение температуры в течение одних суток складывается не только под влиянием суточного хода температур, но также под влиянием адвекции и трансформации воздушных масс. Действие этих факторов в настоящее время не может быть учтено с той же точностью, как суточный ход температуры. Поэтому для исключения влияния адвекции и трансформации необходимо (хотя и не всегда достаточно) производить осреднение. Это осреднение должно выполняться, однако, не формально, а в соответствии с природой изучаемого процесса — суточного хода температуры. Следует произвести группировку данных по значениям параметров, определяющих суточный ход температуры, и производить затем осреднение внутри каждой из таких групп.

Кроме того, желательно вычислять по формулам теории и сопоставлять с физическими величинами как температуру воздуха на разных уровнях, так и температуру почвы и потоки тепла в воздухе и почве. Действительно, если хорошо согласование вычисленных и наблюдаемых ходов одного элемента можно приписать удачному подбору параметров и в случае физически недостаточно полной теории такое же согласование, полученное для нескольких различных элементов, будет свидетельствовать о близости принятой физической схемы явления к действительности.

Предлагаемая статья посвящена результатам исследования суточного хода температуры в указанных направлениях. Она написана в основном по материалам трех дипломных работ. Именно § 4 и 5 (а также некоторые положения в других параграфах) основаны на результатах дипломной работы Р. И. Оникула, выполненной в 1954 г. в Ленинградском гидрометеорологическом институте (ЛГМИ) под руководством Л. С. Гандина. В § 6 излагаются результаты дипломной работы В. М. Титова, выполненной в 1955 г. в Высшем инженерном морском училище им. С. О. Макарова под руководством К. В. Пятыгиной. § 7 посвящен результатам дипломной работы З. М. Шафран, выполненной в 1956 г. в ЛГМИ под руководством Л. С. Гандина.

§ 2. Видоизмененная теория Швеца, которая легла в основу дальнейших расчетов, подробно изложена одним из авторов настоящей статьи [8]. Поэтому здесь мы ограничимся кратким обсуждением физической постановки задачи и применением окончательных формул.

Теория суточного хода температуры рассматривается как теория периодической трансформации полей температуры и влажности в неподвижном воздухе и температуры в почве вследствие суточного хода потока суммарной коротковолновой радиации I , приходящего к подстилающей поверхности.

Коэффициент температуропроводности почвы κ принимается постоянным по глубине и во времени. Коэффициент турбулентности в атмосфере k также принимается постоянным во времени в течение суток, а по высоте он меняется следующим образом. Приземный слой высотой h принимается квазистационарным в смысле, что турбулентные потоки тепла и влаги в этом слое не зависят от высоты. Вследствие этого в окончательные формулы входит лишь интегральная характеристика

истика турбулентности в этом слое — так называемая турбулентная проводимость приземного слоя D_h :

$$D_h = \frac{1}{h \int_0^h \frac{dz}{k(z)}}, \quad (1)$$

вид функции $k(z)$, т. е. профиля коэффициента турбулентности, в этом слое считается произвольным. Выше уровня h коэффициент k принимается постоянным (k_h).

В качестве граничных условий, кроме очевидного затухания суточных ходов температуры и влажности воздуха с высотой и температуры почвы с глубиной, использованы следующие соотношения, выполняющиеся на подстилающей поверхности ($z = 0$):

- 1) условие „склейки“ температур почвы и воздуха;
- 2) условие задания степени насыщения на поверхности. Это условие приводит к пропорциональности отклонений температуры и влажности от среднесуточных значений на подстилающей поверхности, причем коэффициент пропорциональности зависит от среднесуточной температуры $\bar{\theta}$ и от среднесуточного значения относительной влажности на самой подстилающей поверхности f

$$\alpha = f \frac{a}{b} Q(\bar{\theta}|_{z=0}). \quad (2)$$

Здесь Q — насыщающая удельная влажность при температуре $\theta = 273^\circ + t^\circ$, связанная с нею формулой Магнуса

$$Q(\theta) = Q_0 e^{\frac{at^\circ}{b+t^\circ}},$$

где $a \approx 17,1$, $b \approx 235^\circ$, $Q_0 = 3,80 \cdot 10^{-3}$ — постоянные;

- 3) уравнение теплового баланса подстилающей поверхности, которое в отклонениях от среднесуточных может быть записано в виде

$$-\rho c_p \left(k \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} - L\rho \left(k \frac{\partial q'}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} + \lambda \frac{\partial \tau'}{\partial z} \Big|_{z=0} + \beta \theta' \Big|_{z=0} = (1 - \Gamma) I'. \quad (3)$$

Здесь θ — температура воздуха, τ — температура почвы, q — удельная влажность, I — поток суммарной радиации; штрих означает отклонение от среднесуточного значения, z — высота, ρ — плотность воздуха, c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении, L — скрытая теплота испарения, λ — теплопроводность почвы,

$$\beta = (1 - \Delta) 4\sigma (\bar{\theta}|_{z=0})^3, \quad (4)$$

Γ и Δ — альбедо для коротко- и длинноволновой радиации, σ — постоянная Стефана.

Решение ищется в виде рядов Фурье по времени t , причем затухание коэффициентов этих рядов делает возможным ограничение тремя гармониками, описывающими гармонические колебания с периодами 24, 12 и 8 час.:

$$\left. \begin{aligned} \theta' &= \sum_{n=1}^3 [\theta_n^{(1)} \cos n\omega t + \theta_n^{(2)} \sin n\omega t] \\ q' &= \sum_{n=1}^3 [q_n^{(1)} \cos n\omega t + q_n^{(2)} \sin n\omega t] \\ \tau' &= \sum_{n=1}^3 [\tau_n^{(1)} \cos n\omega t + \tau_n^{(2)} \sin n\omega t] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ω — угловая скорость вращения земли.

Соответственно используется подобное же разложение для потока суммарной радиации, которое, если отсчитывать время t от полудня, имеет вид

$$I' = \sum_{n=1}^3 2I_n \cos n\omega t. \quad ($$

Коэффициенты I_n ($n = 1, 2, 3$) могут быть вычислены по формулам М. Е. Белянда. Приводим таблицу этих коэффициентов для разных месяцев и широт (табл. 1)

Таблица
Коэффициенты Фурье для суммарной радиации (кал/см² мин.)

Месяцы	$\varphi = 40^\circ$			$\varphi = 50^\circ$			$\varphi = 60^\circ$		
	I_1	I_2	I_3	I_1	I_2	I_3	I_1	I_2	I_3
Январь	0,165	0,107	0,053	0,099	0,071	0,043	0,032	0,028	0,0
Февраль	0,243	0,134	0,037	0,160	0,100	0,042	0,083	0,057	0,0
Март	0,305	0,152	0,026	0,248	0,120	0,026	0,180	0,091	0,0
Апрель	0,338	0,143	0,004	0,322	0,119	-0,004	0,274	0,089	-0,0
Май	0,390	0,131	-0,016	0,373	0,101	-0,038	0,327	0,065	-0,0
Июнь	0,409	0,119	-0,032	0,392	0,093	-0,060	0,364	0,059	-0,0
Июль	0,399	0,124	-0,024	0,382	0,086	-0,054	0,370	0,075	-0,0
Август	0,364	0,137	0,005	0,334	0,110	-0,014	0,310	0,076	-0,0
Сентябрь	0,318	0,141	0,026	0,264	0,104	0,031	0,206	0,086	0,0
Октябрь	0,232	0,131	0,051	0,182	0,105	0,050	0,118	0,074	0,0
Ноябрь	0,192	0,117	0,050	0,115	0,080	0,049	0,055	0,044	0,0
Декабрь	0,150	0,098	0,052	0,077	0,058	0,042	0,025	0,023	0,0

Эта таблица рассчитана с учетом средних характеристик оптических свойств атмосферы для данного круга широт и времени года. Возможными отклонениями оптических характеристик от этих средних в случае ясного неба пренебрегаем. Влияние облачности подлежит специальному учету.

Решение задачи описывается следующими формулами:

для гармоник температуры на уровне подстилающей поверхности

$$\left. \begin{aligned} \theta_n^{(1)}(0) = \tau_n^{(1)}(0) = A_n^{(1)} &= \frac{2(1-\Gamma)I_n}{M_n} [\beta + (a+c+2\beta d)\sqrt{n} + \\ &+ 2d(a+c+\beta d)n + 2cd^2n\sqrt{n}] \\ \theta_n^{(2)}(0) = \tau_n^{(2)}(0) = A_n^{(2)} &= \frac{2(1-\Gamma)I_n}{M_n} [(a+c)\sqrt{n} + 2cdn + 2cd^2n\sqrt{n}] \end{aligned} \right\}$$

для гармоник температуры на верхней границе приземного слоя h

$$\left. \begin{aligned} \theta_n^{(1)}(h) = B_n^{(1)} &= \frac{2(1-\Gamma)I_n}{M_n} [\beta + (a+c+\beta d)\sqrt{n}] \\ \theta_n^{(2)}(h) = B_n^{(2)} &= \frac{2(1-\Gamma)I_n}{M_n} [(a+c+\beta d)\sqrt{n} + 2cdn] \end{aligned} \right\}$$

для гармоник температуры воздуха выше уровня h

$$\left. \begin{aligned} \theta_n^{(1)}(z) &= e^{-\sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h)} \left[B_n^{(1)} \cos \sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h) - B_n^{(2)} \sin \sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h) \right] \\ \theta_n^{(2)}(z) &= e^{-\sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h)} \left[B_n^{(1)} \sin \sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h) + B_n^{(2)} \cos \sqrt{\frac{n\omega}{2kh}}(z-h) \right] \end{aligned} \right\} (z > h)$$

для гармоник температуры почвы

$$\left. \begin{aligned} \tau_n^{(1)}(z) &= e^{\sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z} \left[A_n^{(1)} \cos \sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z + A_n^{(2)} \sin \sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z \right] \\ \tau_n^{(2)}(z) &= e^{\sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z} \left[-A_n^{(1)} \sin \sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z + A_n^{(2)} \cos \sqrt{\frac{n\omega}{2x}}z \right] \end{aligned} \right\} (z < 0) \quad (10)$$

Для определения температуры в приземном слое $0 < z < h$ необходимо дополнительно принять ту или иную гипотезу о вертикальном профиле коэффициента турбулентности $k(z)$ в этом слое. В частности, задавая линейный ход k :

$$k(z) = k_0 + k_1 z \quad (0 < z \leq h), \quad (11)$$

учим

$$\left. \begin{aligned} \theta_n^{(1)}(z) &= A_n^{(1)} + (B_n^{(1)} - A_n^{(1)}) \frac{\ln(k_0 + k_1 z) - \ln k_0}{\ln(k_0 + k_1 h) - \ln k_0} \\ \theta_n^{(2)}(z) &= A_n^{(2)} + (B_n^{(2)} - A_n^{(2)}) \frac{\ln(k_0 + k_1 z) - \ln k_0}{\ln(k_0 + k_1 h) - \ln k_0} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

В формулах (7)—(12) введены следующие обозначения:

$$M_n = [\beta + (a + c + \beta d) \sqrt{n}]^2 + [2cdn + (a + c + \beta d) \sqrt{n}]^2, \quad (13)$$

$$a = \rho (c_p - \alpha L) \sqrt{\frac{\omega k_h}{2}}, \quad (14)$$

$$c = \lambda \sqrt{\frac{\omega}{2x}}, \quad (15)$$

$$d = \frac{1}{D_h} \sqrt{\frac{\omega k_h}{2}}, \quad (16)$$

$= 1,33 \cdot 10^{-4}$ м²/сек. — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха, k_1 — вертикальный градиент коэффициента турбулентности в приземном слое, $k(h)$ — значение коэффициента турбулентности на уровне h , x — коэффициент теплопроводности почвы.

С помощью полученного решения можно также определить суточный ход являющихся теплового баланса подстилающей поверхности: турбулентного потока P , затраты тепла на испарение LE , потока тепла в почву Π и радиационного баланса подстилающей поверхности R . Соответствующие формулы имеют вид: для гармоник турбулентного потока тепла

$$\left. \begin{aligned} P_n^{(1)} &= \frac{2\beta c_p D_h (1 - \Gamma) I_n}{M_n} [\beta d \sqrt{n} + 2d(a + c + \beta d)n + 2cd^2 n \sqrt{n}] \\ P_n^{(2)} &= \frac{2\beta c_p D_h (1 - \Gamma) I_n}{M_n} [2cd^2 n \sqrt{n} - \beta d \sqrt{n}] \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

для гармоник суточного хода затраты тепла на испарение

$$LE_n^{(1)} = \frac{\alpha L}{c_p} P_n^{(1)}, \quad LE_n^{(2)} = \frac{\alpha L}{c_p} P_n^{(2)} \quad (18)$$

для гармоник суточного хода потока тепла в почву

$$\left. \begin{aligned} &= \frac{2c(1 - \Gamma) I_n}{M_n} [\beta \sqrt{n} + 2(a + c + \beta d)n + 2d(a + 2c + \beta d)n \sqrt{n} + 4cd^2 n^2] \\ &= -\frac{2c(1 - \Gamma) I_n}{M_n} [\beta \sqrt{n} + 2\beta dn + 2d(a + \beta d)n \sqrt{n}] \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

для гармоник суточного хода радиационного баланса

$$\left. \begin{aligned} R_n^{(1)} &= 2(1 - \Gamma) I_n - \beta A_n^{(1)} \\ R_n^{(2)} &= -\beta A_n^{(2)} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

§ 3. Приведем некоторые сведения о параметрах, входящих в формулы (7)—(9). Параметр β характеризует зависимость эффективного излучения от температуры подстилающей поверхности.

Значения β можно оценить по формуле (4). Ниже приводится таблица значений этого параметра для некоторых температур (табл. 2).

Таблица

Зависимость значений параметров β от температуры подстилающей поверхности

t°	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30
$10^3 \beta$ кал/град. см ² мин.	3,8	4,3	4,8	5,4	6,0	6,7	7,5	8,5

Из таблицы видно, что по крайней мере в континентальных условиях зимы и лета следует принимать различные значения параметра β .

Параметр α фактически определяется двумя параметрами: $\frac{\alpha L}{c_p}$ и k_h .

Безразмерный параметр $\frac{\alpha L}{c_p}$ учитывает влияние влагообмена на теплообмен. Приведем в табл. 3 его значения в зависимости от температуры для избыточно увлажненной подстилающей поверхности ($f=1$) и для очень сухой почвы ($f=0,5$).

Таблица

Зависимость параметра $\frac{\alpha L}{c_p}$ от температуры подстилающей поверхности

t°	-30	-20	-10	0	10	20	30
$\frac{\alpha L}{c_p} \Big _{f=1}$	0,06	0,14	0,31	0,67	1,35	2,57	4,5
$\frac{\alpha L}{c_p} \Big _{f=0,5}$	0,03	0,07	0,16	0,34	0,68	1,28	2,5

Из таблицы видно, что зависимость α от температуры весьма значительна. Так, в зимних условиях (при $t < -10^\circ$) можно пренебречь величиной $\frac{\alpha L}{c_p}$ в сравнении с единицей, т. е. не учитывать влияния влагообмена на теплообмен. Наоборот, в условиях лета, в особенности влажного, влияние влагообмена на теплообмен приобретает первостепенное значение.

Полное заключение о параметре α сделаем ниже.

Параметр c характеризует влияние на суточный ход температуры термических характеристик почвы. Известно, что эти характеристики зависят в первую очередь от влажности почвы и лишь во вторую — от ее состава. Исключение представляет снежный покров, термические характеристики которого должны рассматриваться отдельно. В табл. 4 приводим характерные значения $\frac{\lambda}{V_x}$ и соответствующие характерные значения параметра c .

Рассмотрим случай водной подстилающей поверхности. Коэффициент турбулентности воды, заменяющий собой в этом случае λ , имеет порядок величины $5 \text{ см}^2/\text{сек.}$, так что соответствующее значение c оценивается как $0,8 \text{ кал/град. см}$.

Остановимся на характеристиках турбулентного обмена. Высота приземного слоя в среднем равна $30-50 \text{ м}$. В Средней Азии летом h может достигать

более. На отношение $\frac{\theta_{nz} - \theta_{n^0}}{\theta_{nh} - \theta_{n^0}}$ ошибка в h влияет очень незначительно. Если считать k_h по k_1 и h , то ошибка в h вызывает ошибку в k_h , от которого исходят параметры d и a . Влияние этой ошибки в условиях средней полосы незначительно, так как k_h входит в эти параметры под корнем. Поэтому для k_h можно брать его среднее значение, а именно $k_h = 10 \text{ м}^2/\text{сек}$.

Таблица 4
Термические характеристики почвы

Характер почвы	$\frac{\lambda}{\sqrt{x}}$	с кал/град. см ² мин.
	кал/см ² град. сек. $\frac{1}{2}$	
Избыточно увлажненная . .	0,061	22·10 ⁻³
Сильно " . .	0,049	17·10 ⁻³
Хорошо " . .	0,036	13·10 ⁻³
Слабо " . .	0,026	9,6·10 ⁻³
Сухая	0,014	5,2·10 ⁻³

Величина D_h мало зависит от уровня h , и в качестве характерного значения можно принять $D_h = 1 \text{ см/сек}$. Это дает оценку $d = 2$, так что d оказывается того порядка с единицей. При этом в годовом ходе k_h увеличивается от зимы к лету, а $\frac{1}{D_h}$ — уменьшается, поэтому можно заключить, что годовой ход параметра d невелик.

Учитывая, что $\rho c_p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^3 \text{ град}$. и беря в качестве характерных значений $k_h = 10 \text{ м}^2/\text{сек}$., $\frac{aL}{c_p} = 1$, получим для параметра a оценку $a = 7 \cdot 10^{-2} \text{ кал/град. см}^2 \text{ мин}$. При этом параметр a имеет значительный годовой ход, достигая максимума летом (большие k_h и α) и минимума зимой. Значения параметра a приведены в табл. 5.

Таблица 5.

Зависимость параметра a от температуры и влажности воздуха на подстилающей поверхности

с кал/см ² мин. град.	Температура (град.)								
	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
$f = 100\%$	36	36	39	45	58	81	123	194	300
$f = 50\%$	35	35	37	40	46	58	78	114	164
$f = 10\%$	35	35	35	35	37	39	43	50	61

Приведенные оценки показывают, что зависимость различных параметров от данных условий важно учитывать с разной степенью детальности. Так, сравнительно малый параметр β можно учитывать грубо, вводя либо его среднее значение, либо, в крайнем случае, две градации: для лета и для зимы. Для параметра a также можно принять две градации: $d = 2$ для лета и $d = 1$ для зимы.

Что касается параметров a и c , то ввиду их значительной величины и сильной изменчивости эти параметры, и в особенности первый из них, надлежит учитывать можно детальнее.

Остановимся на величине Γ — коротковолновом альбедо подстилающей поверхности. Альбедо различных подстилающих поверхностей лежит в пределах 10—30%. Лучевое излучение представляет водная поверхность и снежный покров. Для снега аль-

бедо в среднем равно 60%, для свежевыпавшего снега — 90%. Альbedo вод поверхности зависит от высоты солнца над горизонтом, а также от степени коиствия воды.

Альbedo суши меняется в течение года, что зависит от сезонного измене характера подстилающей поверхности. Карты распределения альbedo по Европ ской территории СССР по сезонам и в среднем за год представлены в раб Т. Г. Берлянд [9]. Альbedo также зависит от структуры почвы, ее шерох тости, цвета и яркости. Альbedo подстилающей поверхности уменьшается с у личением шероховатости почвы и ее увлажнения, с увеличением суммарной пове ности растительности. Пересеченность рельефа несколько уменьшает альбе но вследствие того, что в горах снег залегае дольше, альbedo увеличивается. Обычно второй фактор является преобладающим. Исключение представляют не сокие горы в низких широтах.

Рассмотрим теоретически вопрос о влиянии параметров c , d , k_h на суточ ход температуры, турбулентного потока тепла и потока тепла в почву. С ь целью необходимо найти производные по указанным параметрам от квадрата мод исследуемых величин.

Так как (см. [8])

$$|A_n|^2 = \frac{(1-\Gamma)I_n^2}{M_n} (1 + 2d\sqrt{n} + 2d^2n),$$

$$|B_n|^2 = \frac{(1-\Gamma)I_n^2}{M_n},$$

$$|P_n|^2 = \frac{2\rho^2c_p^2(1-\Gamma)^2I_n^2}{M_n} D_n^2 d^2 n,$$

$$|\Pi|^2 = \frac{2(1-\Gamma)^2I_n^2}{M_n} n (1 + 2d\sqrt{n} + 2d^2n),$$

то, вводя общее обозначение

$$|\psi_n|^2 = \frac{\Psi_n}{M_n},$$

получаем следующее выражение для производной от квадрата модуля:

$$M_n^2 (|\psi_n|^2)' = \Psi_n' M_n - \Psi_n M_n'.$$

Здесь штрих означает производную по любому из рассматриваемых параме a , β , c , d .

Учитывая, что от k_h зависят также параметры a и d , для производно квадрата модуля исследуемой величины по параметру k_h имеем

$$M_n^2 \frac{d|\psi_n|^2}{dk_h} = \frac{M_n^2}{a} \frac{\partial a}{\partial k_h} \left[a \frac{\partial |\psi_n|^2}{\partial a} - d \frac{\partial |\psi_n|^2}{\partial d} \right] + M_n^2 \frac{\partial |\psi_n|^2}{\partial k_h}.$$

Пользуясь формулами (13), (21), (26), (27), получаем, что

$$\frac{\partial |A_n|^2}{\partial a} < 0, \quad \frac{\partial |A_n|^2}{\partial \beta} < 0, \quad \frac{\partial |A_n|^2}{\partial c} < 0, \quad \frac{\partial |A_n|^2}{\partial d} > 0, \quad \frac{\partial |A_n|^2}{\partial k_h} < 0.$$

Таким образом, суточный ход температуры на уровне подстилающей пов ности с ростом параметров a , β , c , k_h уменьшается, с ростом d увеличива ется и наоборот. Иными словами, увеличение влияния влагообмена на теплооб мену, увеличение коэффициента турбулентного обмена, температуры подстилающей поверхности и степени увлажнения почвы уменьшают суточный ход темпера туры на уровне подстилающей поверхности. Зависимость от параметра d является тивоположной. Это обстоятельство также подтверждается приведенными

ктерными значениями d для зимы ($d=1$) и лета ($d=2$), так как известно, летом суточный ход температуры больше, чем зимой.

Исследуя аналогичным образом зависимость B_n от a, β, c, d, k_h , получаем, суточный ход температуры воздуха на верхней границе приземного слоя h остом любого из этих параметров уменьшается. Исключение представляет симость B_n от коэффициента турбулентного обмена k_h .

Производная по k_h от $|B_n|^2$ является знакопеременной величиной. Если учесть, порядок параметра a приблизительно на единицу больше, чем порядок парав β и c , то в первом приближении получаем, что суточный ход температуры равне h с ростом k_h также уменьшается.

Рассмотрим влияние параметров на величину суточного хода турбулентного ка тепла. В этом случае получаем

$$\frac{\partial |P_n|^2}{\partial a} < 0, \quad \frac{\partial |P_n|^2}{\partial \beta} < 0, \quad \frac{\partial |P_n|^2}{\partial c} < 0, \quad \frac{\partial |P_n|^2}{\partial d} < 0, \quad \frac{\partial |P_n|^2}{\partial k_h} > 0,$$

суточный ход турбулентного потока тепла с увеличением параметров a, β , уменьшается, а с ростом коэффициента турбулентного обмена увеличивается оборот.

ак как в годовом ходе k_h увеличивается от зимы к лету, то, следовательно, точный ход турбулентного потока тепла также увеличивается от зимы к лету. Перейдем к рассмотрению суточного хода потока тепла в почву. В данном ае имеем

$$\frac{\partial |\Pi_n|^2}{\partial a} < 0, \quad \frac{\partial |\Pi_n|^2}{\partial \beta} < 0, \quad \frac{\partial |\Pi_n|^2}{\partial c} > 0, \quad \frac{\partial |\Pi_n|^2}{\partial d} > 0, \quad \frac{\partial |\Pi_n|^2}{\partial k_h} < 0.$$

С ростом параметров a, β, k_h суточный ход потока тепла в почву уменьься, а с ростом параметров c и d — увеличивается. Таким образом, суточный потока тепла в почву увеличивается с ростом степени увлажнения почвы и ышением турбулентной проводимости приземного слоя воздуха.

В заключение данного параграфа необходимо отметить, что в процессе исследования зависимости суточного хода температуры, турбулентного потока тепла, ка тепла в почву подтвердился вывод, сделанный выше, а именно: сочета- параметров таково, что ввиду большей величины a и c эти параметры следует ывать более детально, в особенности первый из них.

4. Методика расчета суточного хода температуры состоит в следующем. ля данной широты и месяца из табл. 1 находим значения гармоник суммарной тковолновой радиации I_1, I_2, I_3 . Затем определяем параметры a, β, c . Эти метры можно определить соответственно из табл. 3, 4, 5. Но для удобства, зуюсь данными таблиц, также можно построить графики и по ним определять ресующие параметры. Параметр a находится по среднесуточной температуре гилающей поверхности и по относительной влажности воздуха, параметр β — реднесуточной температуре, параметр c — в зависимости от степени увлажне- ючвы, параметр d в зависимости от сезона принимаем равным 1 или 2. льбеде Γ определяется из таблицы, приведенной в работе В. Л. Гаевского [10]. отсутствия данных для поверхности суши, не покрытой снегом, Γ можно апать равным 20%.

дальнейшем, пользуясь формулой (13), рассчитываем M_1, M_2, M_3 , а затем помощи формул (7), (8) вычисляем $A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, A_3^{(1)}, A_1^{(2)}, A_2^{(2)}, A_3^{(2)}$ и $B_1^{(1)}, B_3^{(1)}, B_1^{(2)}, B_3^{(2)}$.

сли имеются сведения о коэффициенте турбулентного обмена на уровне 1 м высоте приземного слоя, то интерполяционный коэффициент

$$\frac{\ln k_{1z} - \ln k_0}{\ln k_{1h} - \ln k_0}$$

ю определить при помощи табл. II приложения. Если таких сведений нет, достаточной точностью этот коэффициент можно принять равным 0,8.

Пользуясь табл. I приложения и формулой (5), определяем отклонение температуры на уровне подстилающей поверхности от ее среднесуточного значения. Затем по формуле (12) определяем суточный ход температуры на любой высоте ($0 < z < h$).

Аналогичным образом можно рассчитать суточный ход турбулентного потока и потока тепла в почву.

Пример. Вычислим суточный ход температуры для Линденберга ($\varphi = 52^\circ$) за июль 1951 г. на высоте 2 м. Средняя температура воздуха на высоте равна $18,0^\circ$. Из табл. 1 находим: $I_1 = 0,379$, $I_2 = 0,084$, $I_3 = -0,062$.

Примем альбедо $\Gamma = 20\%$, параметр $d = 2$, параметр $\beta = 7 \cdot 10^{-3}$ кал/град. см². Так как в данном случае почва является слабоувлажненной, то $\alpha = 10 \cdot 10^{-3}$ кал/град. см² мин. Для данного примера нет точных сведений об относительной влажности воздуха, поэтому примем $a = 85 \cdot 10^{-3}$ кал/град. см², так как средняя относительная влажность находится в пределах от 50 до 100%.

Учитывая, что в формулы для $A_n^{(1)}$ и $A_n^{(2)}$, $B_n^{(1)}$ и $B_n^{(2)}$ входят множители, зависящие от параметров a , β , c , d и номера гармоники n , и что параметры a , β , c не перемножаются между собой, для ускорения расчетов можно воспользоваться табл. III приложения. В этой таблице указанные параметры разделены таким образом, что при каждом из них стоит множитель, зависящий лишь от номера гармоники и параметра d . То же самое можно сделать и для M_n , учитывая тем, что M_n представляет собой сумму квадратов.

После нахождения всех параметров при наличии указанной вспомогательной таблицы расчет температуры на высоте 2 м проводится следующим образом.

В табл. III приложения находим столбец, соответствующий $d = 2$. Тогда получаем

$$M_1 = (85 + 10 + 21)^2 \cdot 10^{-6} + (85 + 50 + 14)^2 \cdot 10^{-6} = 35,7 \cdot 10^{-3},$$

$$M_2 = (119 + 14 + 27)^2 \cdot 10^{-6} + (119 + 94 + 20)^2 \cdot 10^{-6} = 79,8 \cdot 10^{-3},$$

$$M_3 = (145 + 17 + 44)^2 \cdot 10^{-6} + (145 + 137 + 37)^2 \cdot 10^{-6} = 144,5 \cdot 10^{-3},$$

$$A_1^{(1)} = \frac{1,6 \cdot 0,379 (425 + 130 + 91) \cdot 10^{-3}}{35,7 \cdot 10^{-3}} = 11,0,$$

$$A_2^{(1)} = \frac{1,6 \cdot 0,084 (800 + 320 + 160) \cdot 10^{-3}}{79,8 \cdot 10^{-3}} = 2,2,$$

$$A_3^{(1)} = \frac{1,6 \cdot 0,062 (1170 + 553 + 230) \cdot 10^{-3}}{144,5 \cdot 10^{-3}} = -1,3.$$

Аналогичным образом находим

$$A_1^{(2)} = 3,7, \quad A_2^{(2)} = 0,8, \quad A_3^{(2)} = -0,5,$$

$$B_1^{(1)} = 2,0, \quad B_2^{(1)} = 0,3, \quad B_3^{(1)} = -0,1, \quad B_1^{(2)} = 2,5,$$

$$B_2^{(2)} = 0,4, \quad B_3^{(2)} = -0,2.$$

Для дальнейших расчетов воспользуемся таблицей тригонометрических функций (см. табл. I приложения).

В табл. 6 приведен образец, по которому производится расчет суточного хода температуры на высоте 2 м. Полученный суточный ход накладывается на среднюю температуру на данном уровне. Тогда получаем суточный ход температуры не в отклонении от средней, а действительный.

§ 5. Целью расчетов, проведенных по данным Пахта-Аральской экспедиции по данным Линденберга, являлось проверить уточненную теорию суточного хода температуры на фактическом материале, а также рассчитать суточный ход турбулентного потока и потока тепла в почву.

как уже отмечено выше, в указанных расчетах учитывалась не только прямая, и рассеянная радиация, т. е. суммарная радиация. Коэффициенты Фурье суммой радиации вычислялись по формуле, предложенной М. Е. Берляндом, в зависимости от широты места и времени года.

Таблица 6

Расчет суточного хода температуры воздуха на высоте 2 м за июль 1951 г.,
Линденберг

	Время											
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
$\cos \omega t$	-11,0	-9,5	-5,5	0	5,5	9,5	11,0	9,5	5,5	0	-5,5	-9,5
$\sin \omega t$	0	-1,8	-3,2	-3,7	-3,2	-1,8	0	1,8	3,2	3,7	3,2	1,8
$\cos 2\omega t$	2,2	1,1	-1,1	-2,2	-1,1	1,1	2,2	1,1	-1,1	-2,2	-1,1	1,1
$\sin 2\omega t$	0	0,7	0,7	0	-0,7	-0,7	0	0,7	0,7	0	-0,7	-0,7
$\cos 3\omega t$	1,3	0	-1,3	0	1,3	0	-1,3	0	1,3	0	-1,3	0
$\sin 3\omega t$	0	0,5	0	-0,5	0	0,5	0	-0,5	0	0,5	0	-0,5
$\cos \omega t$	-7,5	-9,0	-10,4	-6,4	1,8	8,6	11,9	12,6	9,6	2,0	-5,4	-7,1
$\sin \omega t$	-2,0	-1,7	-1,0	0	1,0	1,7	2,0	1,7	1,0	0	-1,0	-1,7
$\cos 2\omega t$	0,3	0,2	-0,2	-0,3	-0,2	0,2	0,3	0,2	-0,2	-0,3	-0,2	0,2
$\sin 2\omega t$	0	0,3	0,3	0	-0,3	-0,3	0	0,3	0,3	0	-0,3	-0,3
$\cos 3\omega t$	0,1	0	-0,1	0	0,1	0	-0,1	0	0,1	0	-0,1	0
$\sin 3\omega t$	0	0,2	0	-0,2	0	0,2	0	-0,2	0	0,2	0	-0,2
θ'_0	-1,6	-2,2	-3,2	-3,0	-1,6	0,6	2,2	3,2	3,4	2,4	0,6	-0,8
$\frac{-\ln k_0}{-\ln k_0} (\theta'_h - \theta'_0)$	5,9	6,8	7,2	3,4	-3,4	-8,0	-9,7	-9,4	-6,2	0,4	6,0	6,3
	4,7	5,4	5,8	2,7	-2,7	-6,4	-7,8	-7,6	-5,0	0,3	4,8	5,0
	-2,8	-3,6	-4,6	-3,7	-0,9	2,2	4,1	5,0	4,6	2,3	-0,6	-2,1

становимся в первую очередь на расчете суточного хода температуры для энберга. В данном случае суточный ход температуры рассчитывался для вы- 2 м для всех месяцев 1951 г. по среднемесячным данным.

Линденберга облачность не учитывалась, что, очевидно, для среднемесячных расчетов не дает большой погрешности.

равнение рассчитанного суточного хода температуры с фактическим суточным и на той же высоте показало, что согласование является хорошим (рис. 1). ждение между рассчитанной и фактической температурой не превышает 1°. ой максимум и ночной минимум получаются несколько ниже фактического можно объяснить влиянием облачности). Максимальная ошибка за сутки днем составляет 0,1—0,2° на каждый градус суточной амплитуды.

оме того, для апреля и августа рассчитывался суточный ход температуры соте h , т. е. на верхней границе приземного слоя атмосферы, и сопостав- с фактическим суточным ходом на высоте 76 м (рис. 2). Такое сопоставле-

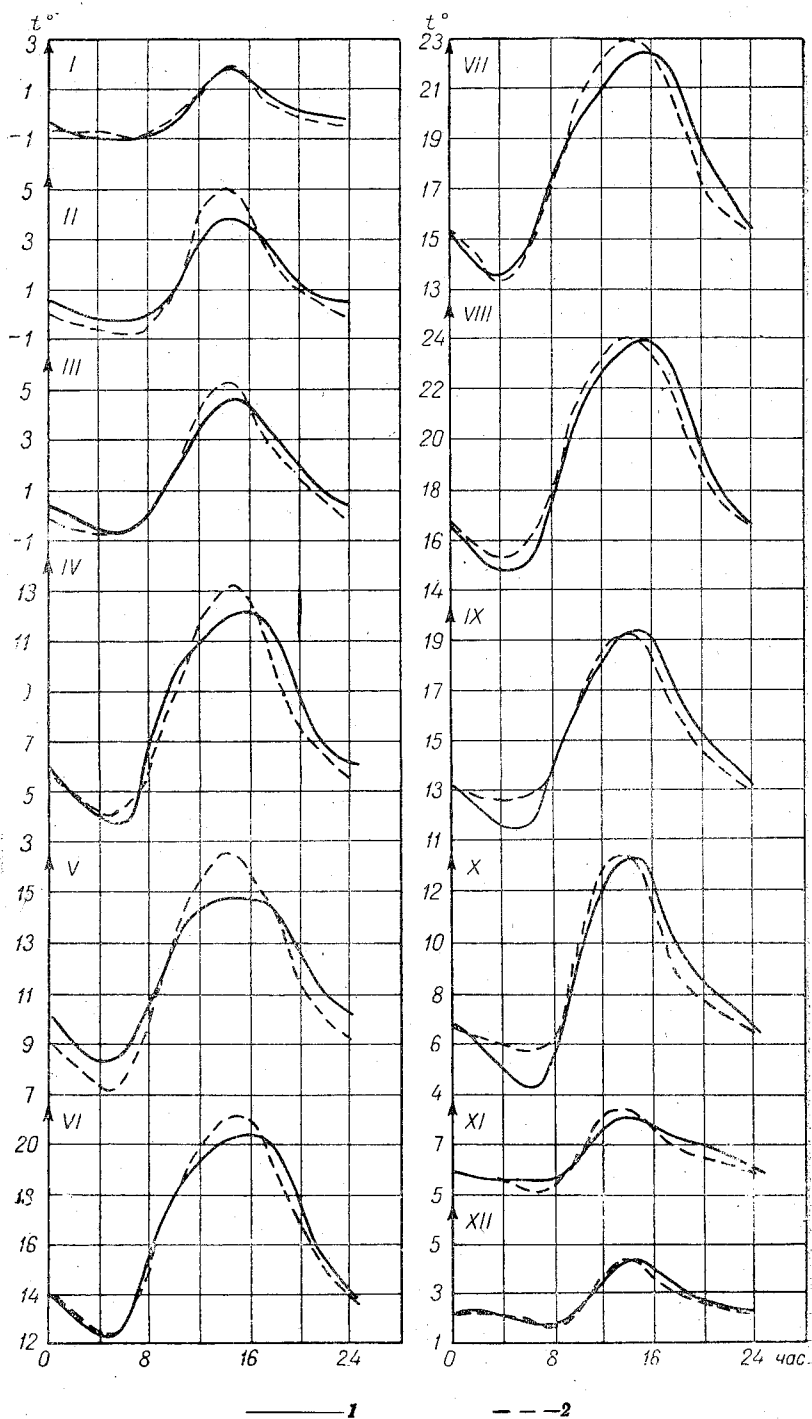


Рис. 1. Суточный ход температуры на высоте 2 м для января — декабря 1951 г. Линденберг.

1 — фактическая, 2 — рассчитанная температура.

показало хорошее согласование между рассчитанным суточным ходом на высоте h и действительным на высоте 76 м. Точный учет высоты, для которой изводился расчет суточного хода, дает улучшение, но незначительное, всего $0,1-0,2^\circ$.

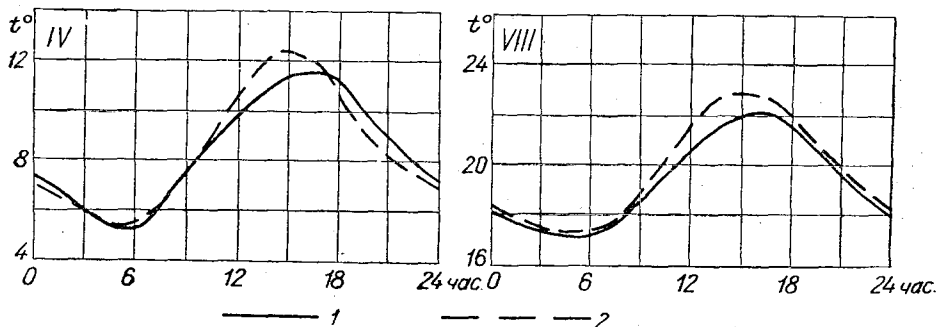


Рис. 2. Суточный ход температуры на высоте 76 м для апреля и августа 1951 г. Линденберг.

1 — фактическая, 2 — рассчитанная температура.

Как как для Линденберга суточный ход температуры рассчитывался для 12 месяцев, то можно сделать некоторые выводы о годовом ходе параметров, необходимых для расчетов суточного хода температуры, турбулентного потока тепла и тока тепла в почву (табл. 7).

Таблица 7

Годовой ход параметров и некоторых метеорологических величин, необходимых для расчета суточного хода температуры

$\alpha \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3$	$c \cdot 10^3$	$\Gamma\%$	h	Средняя облачность (баллы)	Осадки (мм)	Продолжительность залегания снежного покрова	Месяц
40	6	10	0,55	30	8	47,6	$> \frac{1}{2}$ месяца	январь
40	6	10	0,35	30	7	29,4	8 дней	февраль
40	6	10	0,50	30	7	55,5	$\frac{1}{2}$ месяца	март
70	7	10	0,20	30	5	23,7	снега нет	апрель
80	7	10	0,20	30	7	28,7	то же	май
90	7	13	0,20	50	6	90,1	"	июнь
85	7	10	0,20	50	6	39,3	"	июль
80	7	10	0,20	50	5	19,0	"	август
80	7	10	0,20	50	5	45,4	"	сентябрь
50	6	5	0,20	50	3	0,1	"	октябрь
55	6	20	0,20	30	8	75,7	"	ноябрь
65	6	13	0,20	30	7	26,8	"	декабрь

Как видно из данной таблицы, параметр α имеет значительный годовой ход с максимумом летом и минимумом зимой. Параметр β зависит от температуры и в течение года меняется очень мало. Параметр c , зависящий от увлажнения подстилающей поверхности, меняется в широких пределах.

Переходим к рассмотрению суточного хода температуры для Пахта-Арала (пустыня). Здесь большое искажающее влияние на суточный ход метеозон оказывают оазис, поблизости расположенная песчаная пустыня и горы, лежащие примерно в 100 км. Будем сравнивать рассчитанную температуру

со средней фактической за 8 серий, в продолжение которых облачности по не было. Поэтому учет облачности в данном случае не будет иметь никакого значения. Также будем брать только те сроки, когда направление ве было с суши на оазис. Для температуры поверхности почвы получается хоро согласование между рассчитанной и фактической температурой и по фазе, и величине. Расхождение не превышает 3° , что составляет 6% суточной амплитуды. Максимум наблюдается в 13 час., минимум — около 4 час. (рис. 3 а).

Для высоты 1,5 м расхождение составляет около 10% амплитуды, что являе неплохим согласованием (рис. 3 б). Но наблюдается более позднее наступле

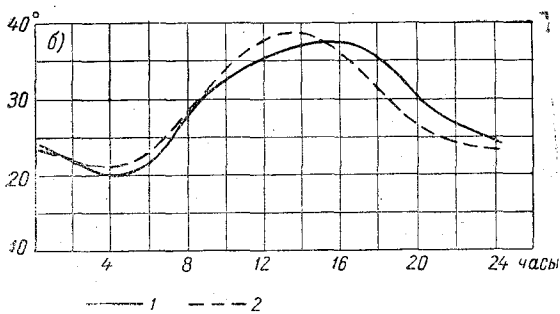
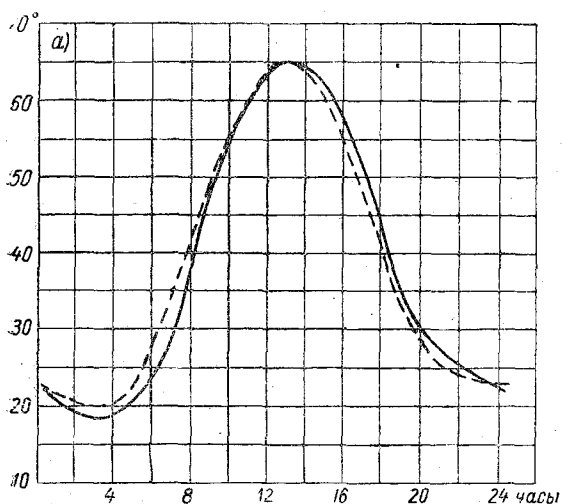


Рис. 3. Суточный ход температуры подстилающей поверхности (а) и температуры воздуха на высоте 1,5 м (б). Пахта-Арал (полупустыня).

1 — фактическая, 2 — рассчитанная температура.

того, что расчеты суточного хода метеоэлементов дают достаточно хорошее согласование с фактическим суточным ходом, можно сказать, что параметры и другие метеорологические характеристики взяты с достаточной точностью. Этот вывод в большей степени подтверждается тем, что по одним и тем же параметрам исходным данным рассчитывался не только суточный ход температуры, но и точный ход турбулентного потока тепла и потока тепла в почву.

§ 6. Суточный ход температуры рассчитывался не только по среднемесячным данным, но и по данным, осредненным по группам. Расчет суточного хода температуры по данным, осредненным по группам, проверялся для района поля станции Кресты Колымские ($\varphi = 68^{\circ}48'$). Разбивка по группам производилась следующим образом: сначала на три группы по облачности (ясное небо, среднее и сплошная облачность), затем каждая группа делилась на три группы по сре

фактического дневного максимума температуры по сравнению с фактическим (в 16 час. вместо 14 час.). Это, возможно, вызвано неоднородностью окружающей подстилающей поверхности.

На основании данных Пахта-Аральской экспедиции также проведены расчеты суточного хода потоков тепла в атмосферу и в почву. Для этой цели были взяты данные третьей серии наблюдений (13—14 июля 1952 г.) так как в течение этой серии наблюдались наибольшие температуры воздуха и почвы, очевидно, вызвано наименьшим воздействием оазиса и наибольшим — полупустыни. Для этой серии имеются фактические данные турбулентного потока тепла и потока тепла в почву. Параметры брались те же, что и при расчете суточного хода температуры.

Как видно из рис. 4 а и б, получается хорошее согласование рассчитанных потоков R с действительно наблюдавшимися. Это объясняется большим суточным ходом температуры в Пахта-Арале, благодаря чему небольшие ошибки в температуре существенно не сказываются на величине потоков.

Таким образом, можно сделать следующий вывод. Вследствие

ной температуре. В дальнейшем каждая полученная группа разбивалась на группы в зависимости от скорости ветра. Таким образом, получено 18 групп (рис. 8).

Уточненный ход температуры рассчитывался за апрель (1952, 1953, 1954 гг.) и июль (1952, 1953 гг.) на высоте 2 м. Разбивка исходных данных апреля представлена табл. 8. Для всех групп апреля среднесуточная температура была положительной. Исходные данные апреля 1952, 1953, 1954 гг. были такими, что для IV и VI не оказалось, а для июля получились только группы III, IX, XIV, и разбивка по группам такая же, как и для апреля, за исключением того,

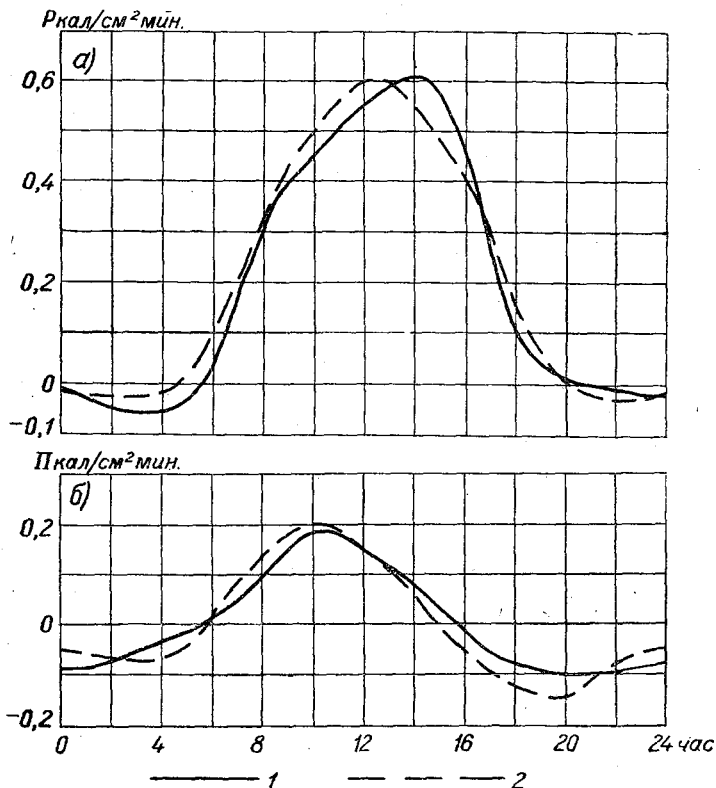


Рис. 4. Суточный ход турбулентного потока тепла в атмосферу (а) и потока тепла в почву (б). Пахта-Арал.
1 — фактический, 2 — рассчитанный поток.

место отрицательных среднесуточных температур во все группы входят положительные температуры.

Для каждой группы определялись: среднесуточная температура группы, среднесуточная влажность, состояние почвы, средняя относительная влажность и параметры α , β . Указанные характеристики представлены в табл. 9. Параметры α , β выбирались таким же образом, как и при расчетах суточного хода температуры для Линденберга и Пахта-Арала.

Для Крестов Колымских альbedo подстилающей поверхности принято равным 0,6 для июля 20%.

Отличие от предыдущих расчетов, в данном случае исключалось влияние облачности, а также учитывалось влияние адвекции. Влияние адвекции приходится учитывать вследствие того, что метод расчета не учитывает адвективный фактор изменения температуры.

Влияние адвекции рассмотрим на конкретном примере. Возьмем группу II июля (рис. 5). Изменение температуры в течение суток за счет адвекции

Таблица

Разбивка на группы исходных данных по градациям облачности, температуры скорости ветра (апрель)

№ групп	Облачность	Температура (град.)		Скорость вет (м/сек.)
		от	до	
I	Безоблачно	0	-10	0-5
II	"	0	-10	5-12
III	"	-10	-20	0-5
IV	"	-10	-20	5-12
V	"	-20	-30	0-5
VI	"	-20	-30	5-12
VII	Сплошная	0	-10	0-5
VIII	"	0	-10	5-12
IX	"	-10	-20	0-5
X	"	-10	-20	5-12
XI	"	-20	-30	0-5
XII	"	-20	-30	5-12
XIII	Средняя	0	-10	0-5
XIV	"	0	-10	5-12
XV	"	-10	-20	0-5
XVI	"	-10	-20	5-12
XVII	"	-20	-30	0-5
XVIII	"	-20	-30	5-12

Таблица

Величины средней температуры, облачности, относительной влажности, увлажнения почвы и параметров α , β , ϵ для апреля и июля

d	$\alpha \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3$	$\epsilon \cdot 10^3$	Средняя температура группы (град.)	Средняя облачность (баллы)	Увлажненность почвы	Подстилаящая поверхность	Относительная влажность (0/0)	Количество дней в группе
Апрель									
1	42	5,6	5	-6,2	0	—	снег	68	5
1	48	5,8	5	-1,3	0	—	"	67	2
1	39	5,0	5	-17,0	0	—	"	73	8
I	39	5,3	5	-12,0	0	—	"	64	1
1	36	4,7	5	-21,9	0	—	"	76	3
1	37	4,5	5	-23,2	0	—	"	81	1
1	43	5,7	5	-5,7	10	—	"	80	7
1	45	5,7	5	-3,9	10	—	"	70	6
1	40	5,1	5	-15,3	10	—	"	81	14
1	42	5,3	5	-12,2	10	—	"	83	8
1	37	4,5	5	-23,6	10	—	"	74	3
1	36	4,7	5	-22,0	10	—	"	80	3
1	43	5,3	5	-8,7	5	—	"	69	2
1	46	5,8	5	-2,7	5	—	"	64	10
1	40	5,0	5	-14,7	5	—	"	75	9
1	40	5,0	5	-14,6	5	—	"	70	3
1	36	4,6	5	-22,4	5	—	"	77	3
1	36	4,7	5	-21,4	5	—	"	74	2
Июль									
2	73	7,1	5	17,9	0	сухая	—	53	5
2	78	6,4	5	16,4	5	"	—	62	15
2	66	6,2	13	6,6	10	хорошо увлажненная	—	81	9

гавляет 2° . Соединим прямой точки фактической кривой суточного хода в начальный и конечный моменты времени. По отношению к среднему сроку (т. е. 2 час.) правая часть кривой является заниженной, а левая часть — завышенной. Поэтому необходимо правую часть кривой поднять, а левую — опустить, оставляя для 12 час. неизменной. Для исключения адвекции, например в 14 час., найдем отрезок в 14 и 12 час., заключенных между указанной прямой и некоторой горизонтальной прямой, обозначенной на рис. 5 пунктиром. Эту разность, нулю на рисунке 1 мм, т. е. 0.2° , откладываем от точки фактической кривой 14 час. Получаем точку 2° вместо $1,8^{\circ}$. То же самое проделываем и для тех точек фактической кривой суточного хода температуры.

Из обработки данных получено, что исключение адвекции таким образом значительно приближает кривую вычисленного хода температуры к фактической. Учет облачности производился путем введения поправочных множителей, как это в работе Е. А. Макаровой [2].

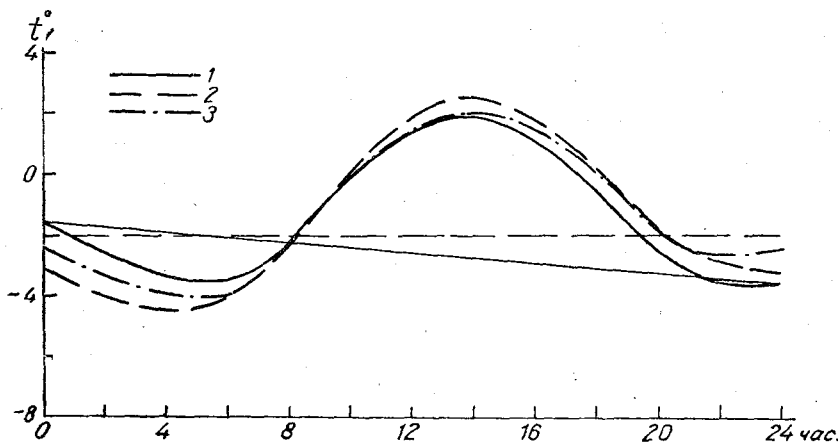


Рис. 5. Пример исключения адвекции температуры.

1 — фактическая температура, 2 — рассчитанная температура, 3 — фактическая температура после исключения адвекции.

Для шести групп сплошной облачности (с VII по XII) введение множителя дало хорошие результаты. Расхождения между фактической и рассчитанной кривыми уменьшились.

При средней облачности введение множителей в одних случаях улучшает результаты, в других — ухудшает.

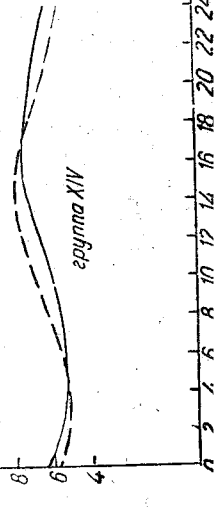
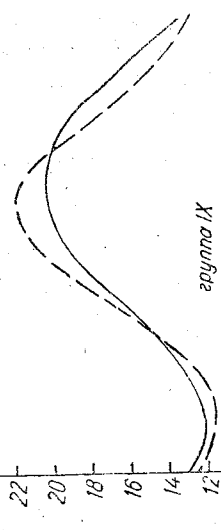
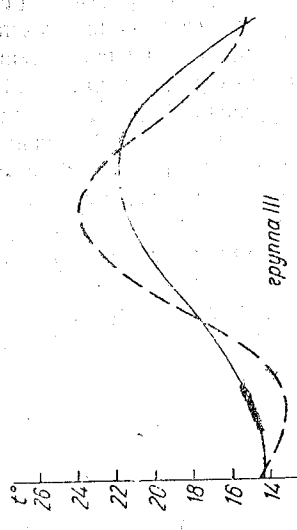
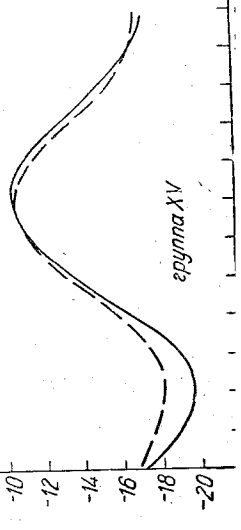
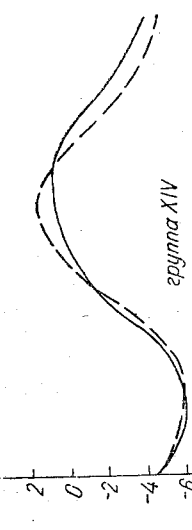
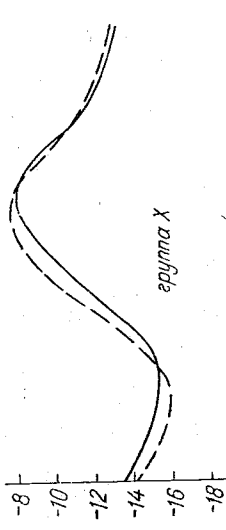
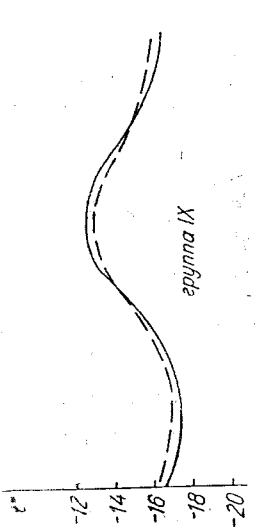
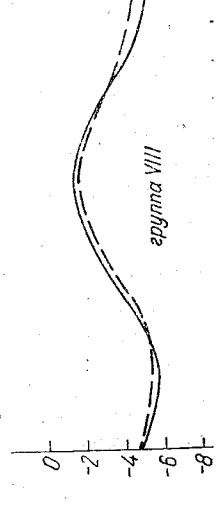
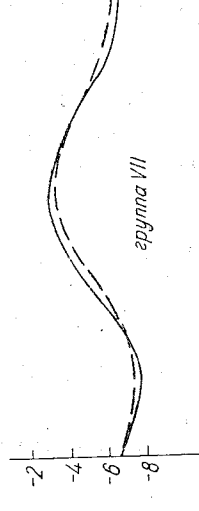
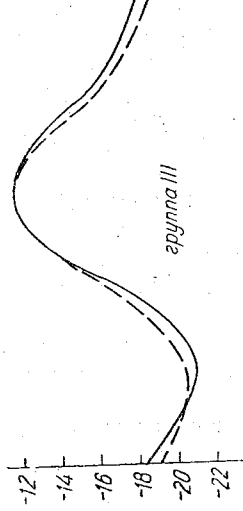
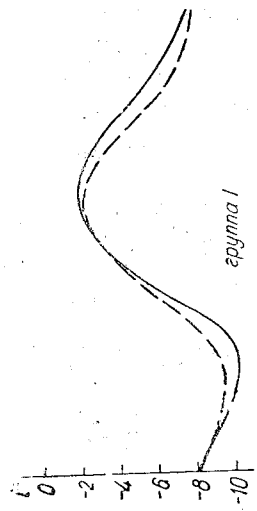
На основании анализа установлено: а) если при средней облачности преобладающей формой облаков являются C_1 , то умножение на поправочный коэффициент вводить не следует; б) при сплошной и средней облачности форм A_s , A_c , рассчитанную кривую суточного хода температуры следует умножать на $\frac{1}{2}$.

Этот вывод является предварительным и требует дальнейших подтверждений большим количеством данных.

После исключения адвекции и введения поправочных множителей сопоставление рассчитанной и фактической кривых суточного хода температуры показало хорошее согласование между ними и по фазе, и по величине. На рис. 6 и 7 приведены кривые суточного хода температуры для тех групп, в которые входило менее 5 дней.¹

Дальнейшие оценки проводились только для этих групп. Максимальное расхождение между фактической и рассчитанной температурами для апреля равно

Для групп с меньшим количеством дней также получилось хорошее согласование рассчитанной и фактической температурами.



Η. Σ. ΣΟΦΟΣ
 Α. Π.
 ΜΟΝ.
 ΑΡΧΙΤΕΚΤΟΝΙΚΟ
 ΕΡΓΟΣΤΑΣΙΟΝ

0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 ωσ.

, для июля — 2,4°. Максимальное расхождение в среднем для всех групп — 1,1°.

Максимальная амплитуда колебания приблизительно равна 9° (группа XV, июль), минимальная — 2° (группа XIV, июль). Среднее значение амплитуды — 6,5°, т. е. максимальная ошибка в среднем равна 0,2° на каждый градус амплитуды. Максимум температуры приходится на 14—15 час., минимум — на 3 часа. Рассчитанная температура достигает своего максимального значения приблизительно на 1 час раньше, чем фактическая.

Таким образом, проверка метода расчета суточного хода температуры для пурной станции Кресты Колымские показала его применимость для северных широт и для данных, осредненных по группам.

§ 7. Наиболее детальный анализ данных о суточном ходе температуры был проведен для Ленинграда. В основу анализа были положены значения температуры на уровне 2 м, снимавшиеся каждые 2 часа с ленты термографа, и соответствующие результаты наблюдений над облачностью, осадками и ветром. Объем данных составил полных 12 лет (1943—1954 гг.), т. е. свыше 4000 отдельных случаев.

Здесь этот материал был разбит на ряд групп, а именно:

- 1) по месяцам года (январь—декабрь),
- 2) по степени увлажнения почвы; она оценивалась по данным о предшествующих осадках и относилась к одному из трех типов:
 - 1 — сухая почва или снежный покров,
 - 2 — влажная почва,
 - 3 — сильно увлажненная почва;
- 3) по скорости ветра (среднесуточной) соответственно градациям:
 - слабый ветер (0—2 м/сек.),
 - умеренный ветер (3—5 м/сек.),
 - сильный ветер (> 5 м/сек.);
- 4) по облачности, которая была разбита на 4 градации:
 - безоблачное небо, просветы,
 - слабая облачность (3—5 баллов),
 - значительная облачность (свыше 10/5),
 - сплошная облачность (10/10) с осадками.

При отнесении каждого случая к той или иной градации учитывался также характер облачности.

Таким образом, общее количество групп составило $12 \times 3 \times 3 \times 4 = 432$. Каждая группа для каждого месяца обозначалась тремя индексами. Например, индекс 324 означает группу с влажной почвой, слабым ветром и облачностью свыше 5 баллов.

В процессе анализа было показано, что для полной надежности среднего для каждой группы суточного хода температуры необходимо, чтобы группа содержала не менее 20 отдельных случаев. При меньшем количестве данных добавление дополнительных сведений может привести к заметному изменению осредненного значения.

Очевидно, что далеко не во всех из 432 групп набралось 20 случаев или более. Многие группы маловероятны физически. Например, почти невероятны сочетания типа С₃, т. е. сильно увлажненной почвы при безоблачном небе (напомним, что это типичные характеристики среднесуточные). И действительно, в 35 из 36 групп типа С₃ не оказалось ни одного случая, а в одной такой группе содержался один случай. Кроме того, численность случаев в некоторых группах была мала вследствие климатических условий Ленинграда. Так, ни в одной из 144 групп с сильным ветром (С) не оказалось минимума — 20 случаев.

В результате вместо 432 групп осталось 75. Для каждой из этих групп проведена обработка, упомянутая ранее, а именно найден осредненный суточный ход температуры среднесуточной температуры, так что получались отклонения температуры от среднесуточной. Обычно осреднение приводило практически к исключению периодических изменений температуры (адвекции). Лишь в нескольких слу-

чаях было заметно различие температур в 0 и 24 часа, влияние которого то исключалось на основе предположения о постоянной скорости адвекции, как изложено в § 6.

Затем было проанализировано влияние облачности. С этой целью определял среднее отношение амплитуды суточных ходов температуры при данной облачности и безоблачном небе при прочих равных условиях. Это отношение и принимал за поправочный коэффициент на влияние облачности данной градации. В результате деления на этот коэффициент всех ординат кривых, соответствующих облачности данной градации, получается весьма близкое согласование с кривыми безоблачного неба при прочих равных условиях.

Для слабой облачности (β) коэффициент оказался равным 0,88, а для средней облачности (δ) 0,30. Что касается коэффициента влияния облачности группы то он обнаружил существенный годовой ход с максимумом летом (наименьшее влияние облачности) и минимумом зимой (рис. 8). Следует заметить, что абсолютное (а не относительное) уменьшение амплитуды суточного хода температур

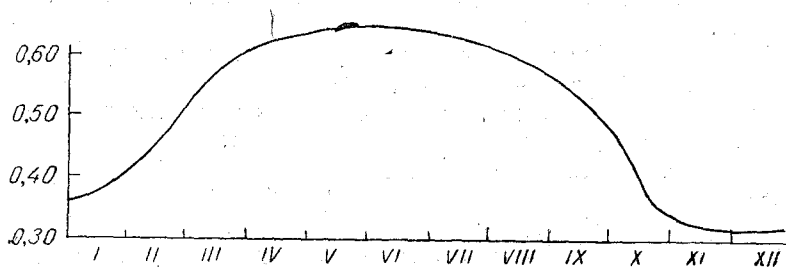


Рис. 8. Годовой ход поправочного коэффициента на облачность свыше 10/5 баллов. Ленинград.

облачностью этой градации зимой даже несколько меньше, чем летом. Впрямую в силу малости суточного хода зимой данные для этого сезона в меньшей степени заслуживают доверия, поскольку на них больше влияют ошибки наблюдений и ошибки вследствие неполного исключения адвекции. Это подтверждается типичным видом некоторых кривых для зимы.

Путем деления на указанные коэффициенты все данные были „приведены к безоблачному небу, что несколько увеличило объем материала для изучения непосредственных данных при безоблачном небе было мало. Получившиеся кривые были затем сопоставлены с кривыми, рассчитанными по теоретическим формулам. Результаты этого сопоставления показывают очень хорошее согласие, как это видно из рис. 9, где сплошными линиями обозначены действительные данные, а штрихами — рассчитанный ход температуры (в отклонениях от среднесуточной). Из рис. 9 видно также, что влияние ветра на суточный ход температуры в случаях отсутствия сильного ветра имеет тот же порядок величины, что и влияние степени увлажнения почвы, чем подтверждается целесообразность применения обобщения метода М. Е. Швеца.

Важно иметь в виду, что кривые характерных суточных ходов наряду с коэффициентами влияния облачности могут быть в совокупности с коэффициентами влияния облачности применены непосредственно в прогностических целях независимо от теории (это относительно понятно, только к Ленинграду). Это применение совершенно элементарно. Именно оценив на предстоящие сутки среднесуточную облачность, скорость ветра и увлажнение почвы, берем из числа кривых на рис. 9 ту, которая относится к данному месяцу, увлажнению почвы и скорости ветра, вводим в нее поправки на облачность и используем полученную кривую в качестве прогностической.

§ 8. Рассмотренная теория суточного хода температуры может быть, применена, обобщена во многих направлениях. Однако результаты использования теории, изложенные выше, показывают, что в таких обобщениях нет необходимости: теория приложима как к анализу, так и к прогнозу суточного хода

очной степенью точности, а простота формул делает это применение простым и удобным.

Наиболее убедительным доводом в пользу применимости теории представляется согласование с действительными суточными ходами не только температуры воз-

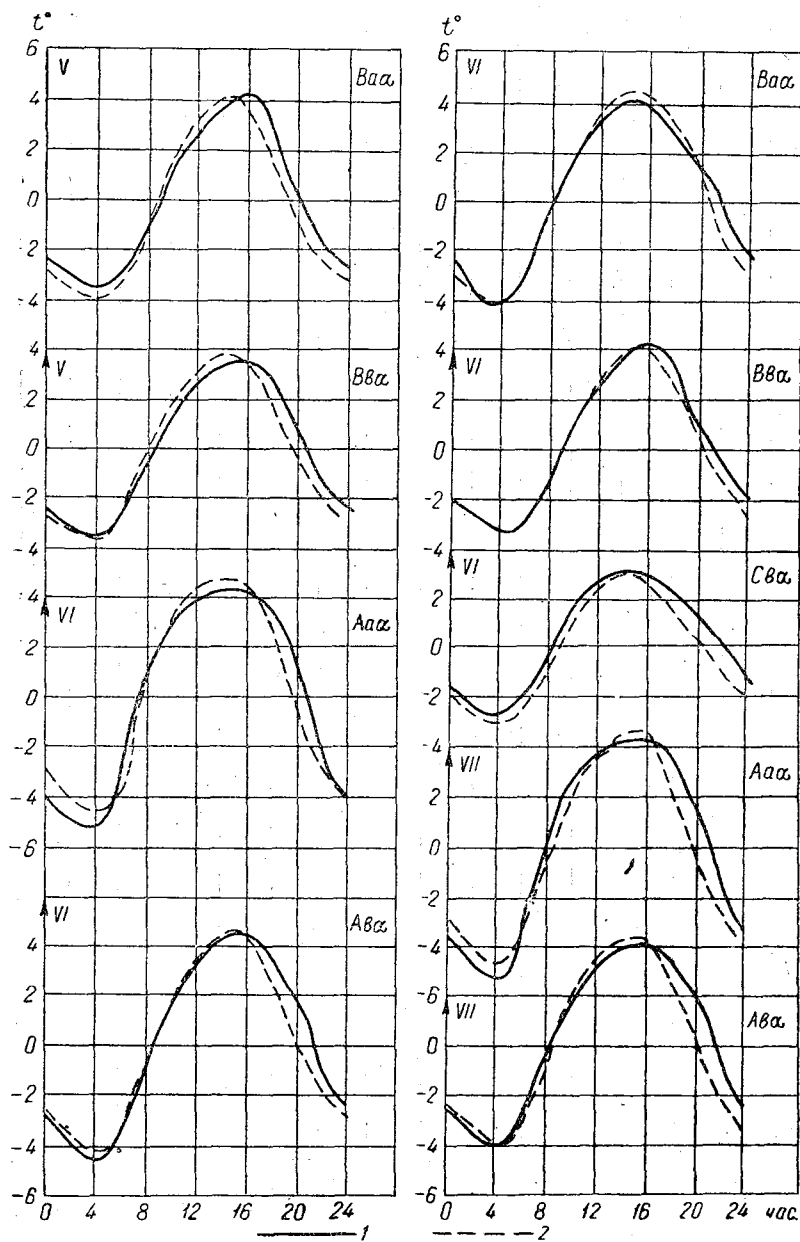


Рис. 9а. Суточный ход температуры на высоте 2 м. Ленинград.

1 — фактическая, 2 — рассчитанная температура.

на одном уровне в приземном слое, но и температуры на более высоких ях, температуры почвы, а также, по крайней мере при некоторых условиях, от тепла и влаги. Если согласование в отношении какой-нибудь одной величины — например температуры воздуха на одном уровне, можно было бы объяс-

нить удачным подбором параметров, то согласование, полученное для ряда характеристик, трудно обосновать иначе, чем удовлетворительностью физической схемы, положенной в основу теоретических формул. Весьма важно также, что знач

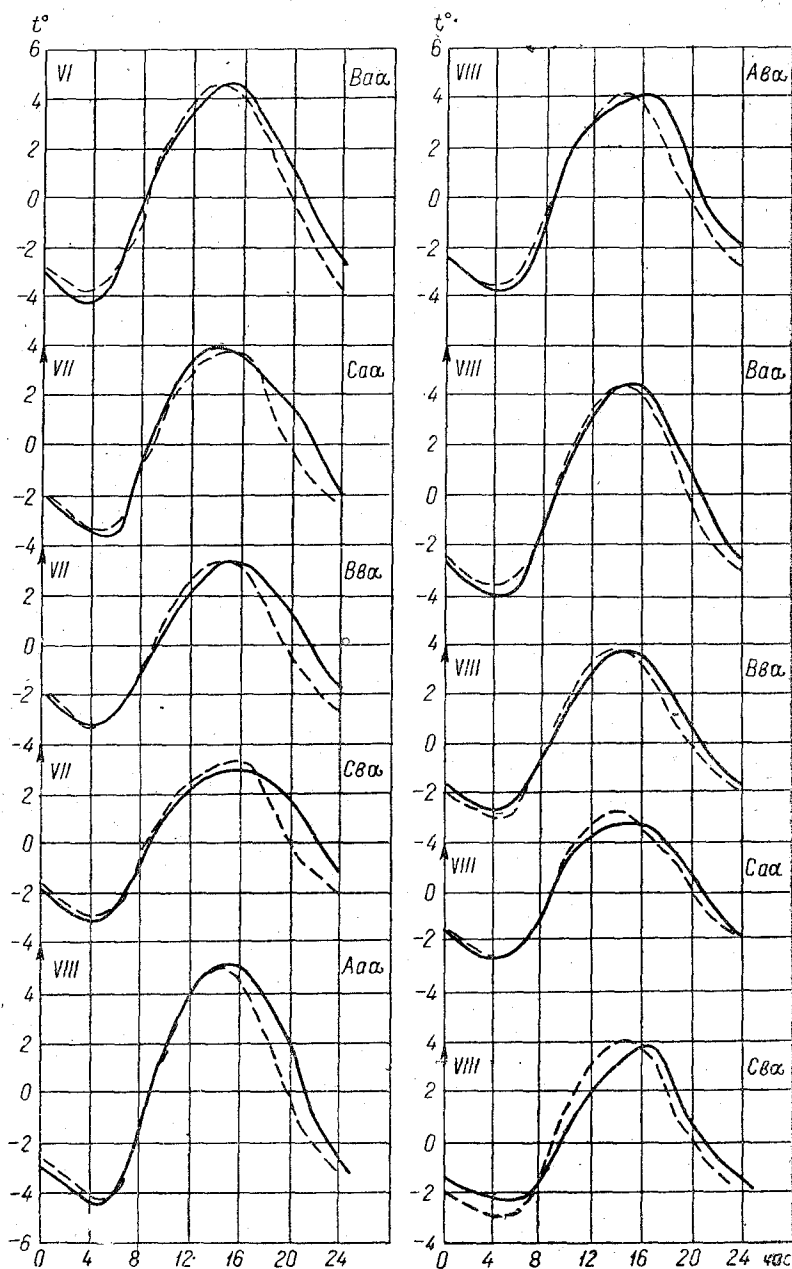


Рис. 96. Суточный ход температуры на высоте 2 м. Ленинград.
Условные обозначения см. рис. 9а.

расчетных параметров, полученные для разных пунктов, хорошо согласуются с другом.

Вместе с тем следует отметить, что результаты обработок эмпирических данных, подобные изложенным в предыдущем параграфе, могут найти, как указывалось выше, прогностическое применение и независимо от теоретических фо

этой точки зрения желательна дальнейшая работа по обобщению имеющихся материалов наблюдений над суточным ходом температуры. Дальнейшая работа слитя в следующих направлениях.

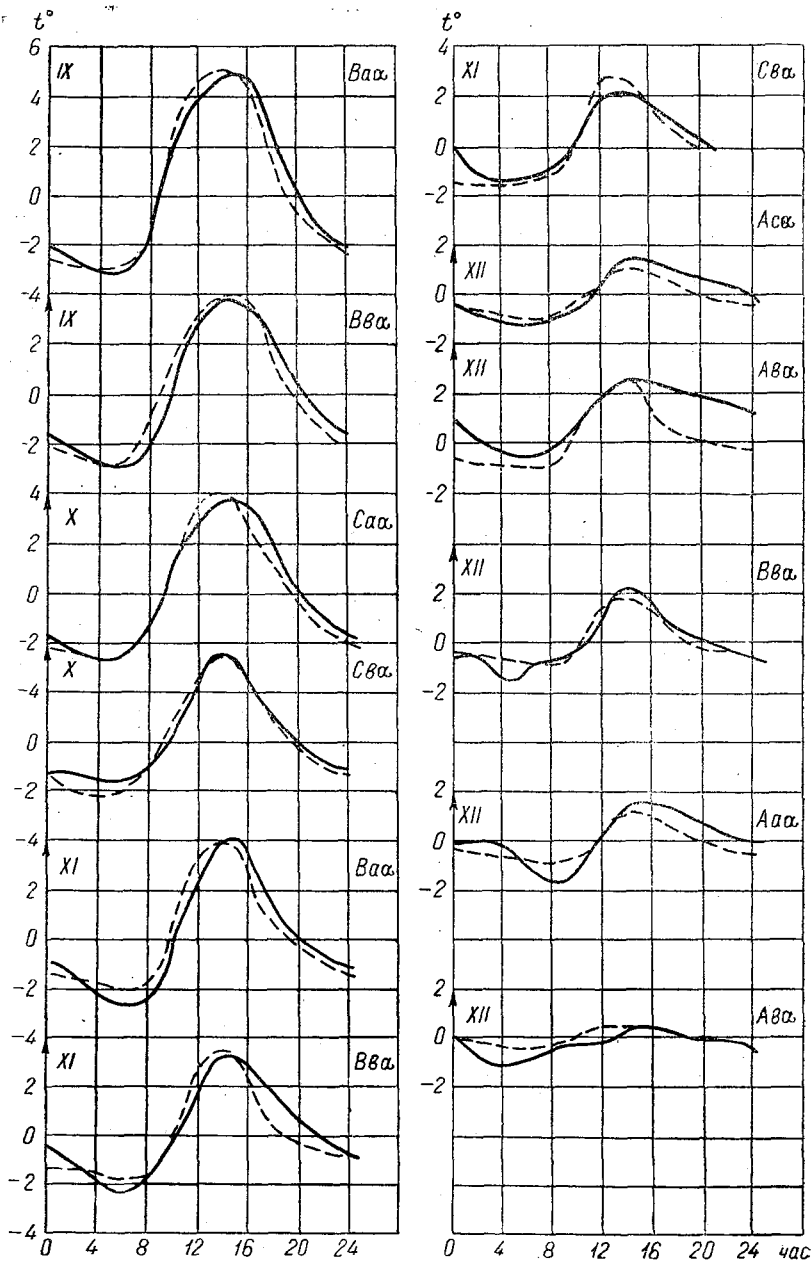


Рис. 9в. Суточный ход температуры на высоте 2 м, Ленинград.

Условные обозначения см. рис. 9а.

.. Желательно произвести детальное эмпирическое исследование суточного хода температуры и соответствующих ему значений расчетных параметров теории ряда пунктов, расположенных в различных климатических зонах. Сравнительный анализ результатов такого исследования позволит сделать выводы о географическом распределении параметров, определяющих суточный ход температуры.

2. Наряду с характерными для каждого данного условия суточными ходами температуры желательнее также исследовать отклонения единичных суточных ходов от средних, т. е. найти, скажем, средние квадратические отклонения внутри каждой группы однородных условий. Это позволит заранее, еще до начала практического применения характерных кривых суточного хода, оценить ожидаемую точность прогноза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Швец М. Е. Суточный ход температуры и лучистый теплообмен. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4—5, 1943.
2. Макарова Е. А. Опыт оперативного прогноза суточного хода температуры, М. Е. Швецу. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, № 30, 1947.
3. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Часть II. Гидрометеиздат, 1954.
4. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1956.
5. Юдин М. И. Суточный ход температуры воздуха и конвективный теплообмен. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1948.
6. Берлянд О. С. Уточненная теория суточного хода температуры с учетом изменения турбулентной теплопроводности в течение суток. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 1, 1950.
7. Берлянд М. Е. Суточный ход температуры, турбулентного обмена и радиационного баланса. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.
8. Основы динамической метеорологии. Под ред. Д. Л. Лайхмана и М. И. Юдина. Гидрометеиздат, 1955.
9. Берлянд Т. Г. Радиационный и тепловой баланс Европейской территории СССР. Труды ГГО, вып. 10 (72), 1948.
10. Гаевский В. Л. К вопросу о роли альбедо в формировании радиационного режима поверхности. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.

Таблица тригонометрических функций часового угла

	Время (час)											
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
$\cos \omega t$	-1,000	-0,866	-0,500	0,000	0,500	0,866	1,000	0,866	0,500	0,000	-0,500	-0,866
$\sin \omega t$	0,000	-0,500	-0,866	-1,000	-0,866	-0,500	0,000	0,500	0,866	1,000	0,866	0,500
$\cos 2\omega t$	1,000	0,500	-0,500	-1,000	-0,500	0,500	1,000	0,500	-0,500	-1,000	-0,500	0,500
$\sin 2\omega t$	0,000	0,866	0,866	0,000	-0,866	-0,866	0,000	0,866	0,866	0,000	-0,866	-0,866
$\cos 3\omega t$	-1,000	0,000	1,000	0,000	-1,000	0,000	1,000	0,000	-1,000	0,000	1,000	0,000
$\sin 3\omega t$	0,000	-1,000	0,000	1,000	0,000	-1,000	0,000	1,000	0,000	-1,000	0,000	1,000

Таблица II

Зависимость интерполяционного коэффициента $\frac{\ln k_1 z - \ln k_0}{\ln k_1 h - \ln k_0}$ от k_1 и h для $z = 2$ м, $k_0 = 0,133 \cdot 10^{-4}$ м².сек.

k_1 м/сек.	h м											
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100		
0,01	0,82	0,76	0,73	0,71	0,70	0,69	0,68	0,67	0,66	0,65		
0,05	0,85	0,80	0,77	0,75	0,74	0,73	0,72	0,71	0,70	0,70		
0,10	0,86	0,81	0,78	0,76	0,75	0,74	0,73	0,72	0,72	0,71		
0,15	0,86	0,82	0,79	0,77	0,76	0,75	0,74	0,73	0,73	0,72		
0,20	0,87	0,82	0,79	0,78	0,76	0,75	0,74	0,73	0,73	0,72		
0,25	0,87	0,82	0,79	0,78	0,77	0,76	0,75	0,74	0,73	0,73		
0,30	0,87	0,82	0,80	0,78	0,77	0,76	0,75	0,74	0,74	0,73		
0,35	0,87	0,82	0,80	0,78	0,77	0,76	0,76	0,75	0,74	0,74		
0,40	0,87	0,83	0,80	0,79	0,77	0,76	0,76	0,75	0,74	0,74		
0,45	0,87	0,83	0,80	0,79	0,78	0,77	0,76	0,75	0,74	0,74		
0,50	0,87	0,83	0,80	0,79	0,78	0,77	0,77	0,75	0,74	0,74		

Вспомогательная таблица для расчета суточного хода температуры

d	0			1			2			3			4		
	a	c	β	a	c	β	a	c	β	a	c	β	a	c	β
A ₁ ⁽¹⁾	1,0	1,0	1,0	3,0	5,0	5,0	5,0	13,0	13,0	7,0	25,0	25,0	9,0	41,0	41,0
A ₂ ⁽¹⁾	1,4	1,4	1,0	5,4	11,0	7,8	9,4	32,0	22,8	13,4	50,8	50,8	17,4	107,6	76,2
A ₃ ⁽¹⁾	1,7	1,7	1,0	7,7	18,1	10,4	13,7	55,3	32,3	19,7	113,2	113,2	25,7	192,0	111,0
A ₁ ⁽²⁾	1,0	1,0	0	1,0	5,0	0	1,0	13,0	0	1,0	25,0	0	1,0	41,0	0
A ₂ ⁽²⁾	1,4	1,4	0	1,4	11,0	0	1,4	32,0	0	1,4	50,8	0	1,4	107,6	0
A ₃ ⁽²⁾	1,7	1,7	0	1,7	18,1	0	1,7	55,3	0	1,7	113,2	0	1,7	192,0	0
B ₁ ⁽¹⁾	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	2,0	1,0	1,0	3,0	1,0	1,0	4,0	1,0	1,0	5,0
B ₂ ⁽¹⁾	1,4	1,4	1,0	1,4	1,4	2,4	1,4	1,4	3,8	1,4	1,4	5,2	1,4	1,4	6,6
B ₃ ⁽¹⁾	1,7	1,7	1,0	1,7	1,7	2,7	1,7	1,7	4,5	1,7	1,7	6,2	1,7	1,7	7,9
B ₁ ⁽²⁾	1,0	1,0	0	1,0	3,0	1,0	1,0	5,0	2,0	1,0	7,0	3,0	1,0	9,0	4,0
B ₂ ⁽²⁾	1,4	1,4	0	1,4	5,4	1,4	1,4	9,4	2,8	1,4	13,4	4,2	1,4	17,4	5,6
B ₃ ⁽²⁾	1,7	1,7	0	1,7	7,7	1,7	1,7	13,7	3,5	1,7	19,7	5,2	1,7	25,7	6,9
M ₁	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	2,0	1,0	1,0	3,0	1,0	1,0	4,0	1,0	1,0	5,0
2-е	1,0	1,0	0	1,0	3,0	1,0	1,0	5,0	2,0	1,0	7,0	3,0	1,0	9,0	4,0
M ₂	1,4	1,4	1,0	1,4	1,4	2,4	1,4	1,4	3,8	1,4	1,4	5,2	1,4	1,4	6,6
2-е	1,4	1,4	0	1,4	5,4	1,4	1,4	9,4	2,8	1,4	13,4	4,2	1,4	17,4	5,6
M ₃	1,7	1,7	1,0	1,7	1,7	2,7	1,7	1,7	4,5	1,7	1,7	6,2	1,7	1,7	7,9
2-е	1,7	1,7	0	1,7	7,7	1,7	1,7	13,7	3,5	1,7	19,7	5,2	1,7	25,7	6,9

d	0			1			2			3			4		
	a	c	β	a	c	β	a	c	β	a	c	β	a	c	β
$P_1^{(1)}$	0	0	0	2,0	4,0	3,0	4,0	12,0	10,0	6,0	24,0	21,0	8,0	40,0	36,0
$P_2^{(1)}$	0	0	0	4,0	9,6	5,4	8,0	30,4	18,8	12,0	62,5	40,2	16,0	105,6	69,6
$P_3^{(1)}$	0	0	0	6,0	16,4	7,7	12,0	53,6	27,5	18,0	111,6	59,2	24,0	190,4	102,9
$P_1^{(2)}$	0	0	0	0	2,0	-1,0	0	8,0	-2,0	0	18,0	-3,0	0	32,0	-4,0
$P_2^{(2)}$	0	0	0	0	5,6	-1,4	0	22,4	-2,8	0	50,5	-4,2	0	89,6	-5,6
$P_3^{(2)}$	0	0	0	0	10,4	-1,7	0	41,6	-3,5	0	93,6	-5,2	0	166,4	-6,9
$\Pi_1^{(1)}$	2,0	2,0	1,0	4,0	10,0	5,0	6,0	26,0	13,0	8,0	50,0	25,0	10,0	82,0	41,0
$\Pi_2^{(1)}$	2,8	2,8	1,0	6,8	22,0	7,8	10,8	63,6	22,6	14,8	128,0	45,5	18,8	214,0	76,2
$\Pi_3^{(1)}$	3,5	3,5	1,0	9,5	36,3	10,4	15,5	110,7	33,7	21,5	226,5	65,4	27,5	384,3	110,8
$\Pi_1^{(2)}$	0	0	-1,0	-2,0	0	-5,0	-4,0	0	-13,0	-6,0	0	-25,0	-8,0	0	-41,0
$\Pi_2^{(2)}$	0	0	-1,0	-4,0	0	-7,8	-8,0	0	-22,6	-12,0	0	-45,5	-16,0	0	-76,2
$\Pi_3^{(2)}$	0	0	-1,0	-6,0	0	-10,4	-12,0	0	-33,7	-18,0	0	-65,4	-24,0	0	-110,8

ОПЫТ ПРОГНОЗА ТЕМПЕРАТУР ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ МЕТОДА

В 1955—1956 гг. в расчетной группе Северо-Западного УГМС рассчитывались ночной минимум температуры с заблаговременностью 12—15 час. и давались суточные прогнозы экстремальных температур. В 1955 г. такие прогнозы выполнялись только для Ленинграда, в 1956 г. — для семи пунктов района, обслуживаемого Северо-Западным УГМС (Ленинград-город, Пушкин, Шоссейная, Псков, Новгород, Великие Луки, Лодейное Поле).

Ночной минимум рассчитывался по методу М. Е. Берлянда [1] с учетом модификаций, предложенных М. В. Завариной [2].

К „локальной“ составляющей изменения температуры, обусловленной влиянием начальных условий и радиационных факторов, добавлялись изменения температуры, обусловленные адвекцией. При расчете адвективных изменений температуры принимался перенос на 12 час. определялся по начальному полю изогипс $AT = 850$ мб без учета возможной перестройки поля. Искомые адвективные изменения определялись по разности в конечной и исходной точках переноса наземных температур и средних температур в нижнем полутораклометровом слое (по OT_{1000}^{850}).

Опыт работы показал, что определение адвекции по изменению OT_{1000}^{850} дает лучшие результаты, чем по наземным температурам. Поэтому в дальнейшей адвекция определялась с привлечением данных по относительной топографии.

При выполнении прогноза учитывались также возможные изменения облачности в расчетные формулы подставлялись характеристики облачности, взятые не в начальный момент, а средние за интервал времени прогноза. Эти изменения облачности брались из обычного синоптического прогноза.

Ошибки предвычисленной температуры оценивались как для прогнозов с учетом адвекции, так и без учета таковой. Кроме того, оценивались средние ошибки при прогнозах с введением адвекции только для тех случаев, когда скорость ветра на уровне будки превышала 6 м/сек.

Результаты выполненных прогнозов приведены в табл. 1.

Анализ данных табл. 1 показывает, что метод в общем является весьма эффективным — относительная ошибка прогноза в среднем составляет около 10% фактических изменений. Средняя абсолютная ошибка при этом остается еще достаточно большой — несколько превышает 3° .

В некоторой степени это связано с тем, что в табл. 1 включен материал проверки в зимние месяцы. Поскольку параметры расчетных формул определяются для периодов без снежного покрова, то расчеты для февраля и марта должны дать определенное завышение средней ошибки. Исключение этих месяцев уменьшает среднюю ошибку примерно на 10% — средняя по модулю ошибка называется равной $2,9^{\circ}$ вместо $3,2^{\circ}$.

Одним из источников ошибок является, по-видимому, недостаточно корректный расчет адвективных изменений температуры. Как видно из табл. 1, адвекция практически не сказывается на величинах средних ошибок, в то время как фактические изменения температуры в значительной части связаны с

пункты		Ленинград					Шосейная					Псков						
Месяцы	Сред-нее	II	III	V	VI	VII	Сред-нее	III	V	VI	VII	Сред-нее	III	V	VI	VII	Сред-нее	
		Число прогнозов	24	27	30	30	32	32	27	28	30	31	31	27	30	30	32	32
Средние ошибки	ΔT_{ϕ}	без учета адекватности	4,5	6,7	8,1	8,2	6,5	8,4	9,4	10,6	7,3	8,9	8,9	8,2	9,7	7,7	8,6	8,9
		по H_0	4,1	2,5	2,2	2,6	1,6	2,6	3,4	2,3	3,8	2,5	3,0	2,0	3,0	2,4	2,8	3,0
Средние ошибки	с учетом адекватности	по H_0	4,7	2,8														
		по OT_{850}^{1000} за 12 час.	2,4	0,9	-0,1	-0,2	-0,5	0,5	-0,7	-1,8	-2,7	-2,1	-1,8	-1,5	-1,5	-1,9	-2,0	-1,7
Средние ошибки	при $V > 6$ м/сек.	без учета адекватности	1,0	0,5	-0,1	0,0	0,4	-0,9	-1,3	-2,7	-1,7	-1,6	-1,0	-1,3	-2,3	-2,0	-1,9	-1,6
		с учетом адекватности по OT_{850}^{1000} за 12 час.																

пункты		Новгород					Великие Луки					Лодейное Поле					
Месяцы	Сред-нее	III	V	VI	VII	Сред-нее	III	V	VI	VII	Сред-нее	III	V	VI	VII	Сред-нее	
		Число прогнозов	27	30	30	32	32	27	30	30	31	31	27	30	30	31	31
Средние ошибки	ΔT_{ϕ}	без учета адекватности	8,6	9,3	9,3	7,9	8,8	9,6	7,7	11,6	8,5	10,6	11,1	10,4	7,6	9,9	10,6
		по H_0	4,0	2,6	3,6	2,8	3,2	4,2	2,9	5,2	3,6	5,5	3,1	3,3	2,5	3,6	4,0
Средние ошибки	с учетом адекватности	по H_0	4,2	2,8	3,5	3,1	3,4	4,3	2,9	5,2	3,5	5,4	2,9	2,8	2,3	3,4	4,0
		по OT_{850}^{1000} за 12 час.	-1,1	-1,9	-1,8	-2,6	-1,8	-2,4	-2,2	-5,0	-3,4	-3,2	-2,9	-2,9	-2,4	-2,2	-2,6
Средние ошибки	при $V > 6$ м/сек.	без учета адекватности	-1,5	-1,7	-2,5	-2,5	-2,0	-2,7	-2,2	-5,0	-3,3	-3,3	-2,5	-2,1	-1,4	-2,3	-3,3
		с учетом адекватности по OT_{850}^{1000} за 12 час.															

фактором, особенно при прохождении фронтов. Учет адвекции только в слу-
 больших скоростей ветра не привел к практически значимому изменению оши-
 что также свидетельствует о необходимости дальнейшей доработки способов уч-
 адвективных изменений. Значительная величина погрешностей расчета обуслов-
 также ошибками в определении облачности. Непредвиденные ночные проясне-
 или усиления облачности сопровождалась обычно наибольшими расхождени-
 между расчетными и фактическими данными. Для выявления систематических |
 хождений в таблице приводятся средние алгебраические ошибки. В значитель-
 степени эти систематические ошибки обусловлены местными особенностями дан-
 станции, которые не могли быть учтены при построении теоретических схем.

Для уменьшения ошибок, вызванных местными особенностями станций, в
 честве начальной температуры стали брать значения температуры, осреднен-
 по 4—5 примыкающим станциям. Аналогичным путем поступали при определе-
 фактических температурных минимумов. Таким образом, давался прогноз сред-

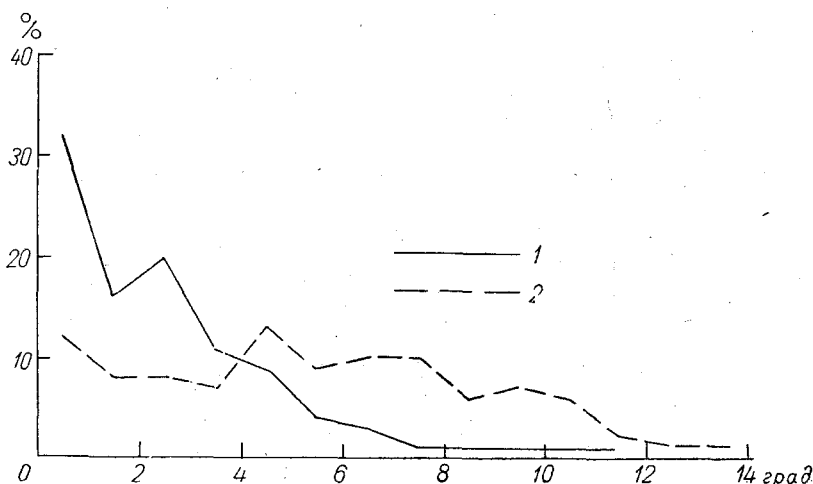


Рис. 1.

1 — распределение ошибок, 2 — распределение фактической изменчивости.

температуры по некоторой области, окружающей данную точку. Такие рас-
 проводились с сентября по ноябрь 1956 г. Так как учет адвекции в выполнен-
 ранее прогнозах не дал заметного уменьшения средней ошибки, прогнозы
 осредненным данным выполнялись без учета адвекции. Данные об ошибках |
 введены в табл. 2.

Из этой таблицы следует, что средние (по модулю) ошибки заметно ум-
 шились (прогнозы для Ленинграда давались по прежней методике). Из резу-
 уменьшения средних алгебраических ошибок можно заключить, что это яви-
 следствием исключения систематических погрешностей, связанных с особеннос-
 каждой отдельной станции.

На рис. 1 приведено распределение фактических изменений температур
 ошибок предвычисления ночного минимума (все по модулю) для Ленинграда. С-
 ставление этих кривых дает представление о характеристиках относитель-
 ошибки метода.

На рис. 2 и 3 даны кривые распределения ошибок расчетов для отдель-
 пунктов (по неосредненным данным) и для областей (по осредненным дан-
 соответственно. Из сравнения этих графиков вытекает, что применение сгла-
 ных температур отсекает часть кривой распределения с большими ошибками
 в среднем дает увеличение числа случаев с небольшими ошибками.

Помимо расчетов ночных минимумов, давались также прогнозы экстремаль-
 температур с суточной заблаговременностью, точнее — прогнозы температур в с|

Месяцы	весь цикл руды						обл.						Лодейное Поле						
	IX		X		XI		IX		X		XI		IX		X		XI		
	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	ср.	31	
Число прогнозов	29	31	29	31	29	31	29	31	29	31	29	31	29	31	29	31	29	31	
ΔT_{Φ}	6,7	3,8	4,4	7,2	4,4	2,8	4,8	9,0	4,5	2,5	5,3	8,9	5,2	2,8	5,6	8,4	4,1	2,6	5,0
Средние ошибки без учета адвекции	2,5	3,2	2,3	2,7	2,0	2,6	2,1	2,2	2,1	1,7	1,7	1,8	2,6	2,8	2,3	2,6	2,3	1,8	2,0
алгебраические	0,9	2,1	1,5	0,0	1,3	1,2	0,8	-1,2	0,7	1,4	0,3	-1,8	0,1	1,0	-0,2	-1,6	0,2	1,0	-0,1

Таблица 3

Месяцы	Число прогнозов	Оправданность (%)	Средняя ошибка (град.)		ΔT_{Φ}	$\Delta T_{\text{пр}}$	Вклады		адвективный
			1-й способ	2-й способ			трансформационный		
							ΔT_0	$\Delta \Delta R$	
VI	16	81	—	2,3	1,8	2,0	0,5	0,4	1,9
VII	26	96	3,5	1,8	1,9	1,9	0,3	0,6	2,5
VIII	26	100	3,3	2,0	1,5	2,5	0,6	0,9	3,5
IX	27	93	2,7	1,9	1,8	2,7	0,7	0,8	3,6
X	25	96	—	2,2	1,9	2,0	0,3	0,6	2,0
XI	24	79	—	2,3	3,4	3,9	0,2	1,1	5,1
Минимальная температура									
VI	16	88	—	2,4	2,8	1,9	0,5	0,5	2,1
VII	26	88	3,7	2,2	2,9	2,3	0,6	0,6	2,8
VIII	26	96	3,5	2,4	2,6	2,0	0,6	0,8	3,0
IX	27	89	2,4	2,2	2,4	2,1	0,6	0,6	2,4
X	25	96	—	2,4	2,0	1,9	0,3	0,6	2,6
XI	24	83	—	2,8	2,9	3,1	0,2	0,8	4,0
Максимальная температура									

03 и 15 час. Исходными материалами служили наземные синоптические карты соответствующие сроки и карты барической топографии за 06 час.

Прогноз заключался в определении адвекции температуры за сутки (пе

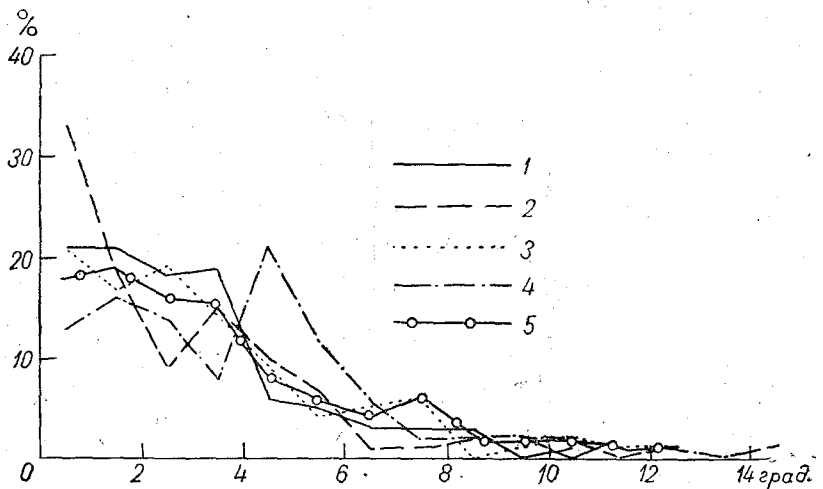


Рис. 2.

1 — Шоссейная, 2 — Псков, 3 — Новгород, 4 — Великие Луки, 5 — Лодейное Поле.

осуществлялся по начальному полю поверхности AT_{850}) и введении попра- трансформацию, согласно М. Е. Берлянду,

$$\Delta T_{тр} = b\Delta T_0 + a\Delta R_f,$$

где ΔT_0 — разность температур в конечной и начальной точках траектории χ в начальный момент времени, ΔR — разность радиационных балансов в ко

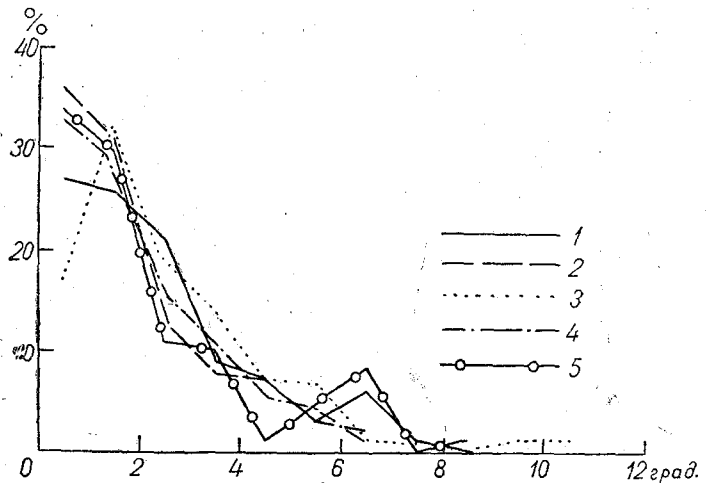


Рис. 3.

1 — Ленинградская область, 2 — Псковская область, 3 — Новгородская область, 4 — Великолуцкая область, 5 — район Лодейного Поля.

точке траектории в конечный момент времени и в начальной точке тра- в начальный момент времени, a и b — коэффициенты, зависящие от с переноса, свойств подстилающей поверхности и т. д.

Радиационный баланс считался по методике, изложенной в работе Т. Г. Бердид, М. И. Будыко и Л. И. Зубенок [3]. Использование этой методики было связано с известными неточностями, так как она разрабатывалась для средне-летних характеристик и использование ее для срочных карт не вполне правильно. Поскольку, однако, речь идет о расчетах поправки, сравнительно небольшого члена, эти расчеты могли быть выполнены с некоторым приближением без существенного влияния на результаты основного прогноза.

Главной трудностью в расчетах по соотношению (1) является определение ΔR , связанного с изменением радиационного баланса за время прогноза. В расчетах, проведенных М. В. Завариной, по трансформации при холодных вторжениях на южеевропейскую территорию СССР [4] принималось, что $\Delta R = \Delta R_0$, т. е. рассчитывается разность радиационного баланса в начальный момент времени. Это означает, что в принятой схеме расчета зоны облачности остаются фиксированными. Следовательно, результаты, полученные М. В. Завариной, связаны со спецификой эволюции облачности при холодных меридиональных вторжениях: облачность при движении холодной массы с севера на юг по мере прогревания воздуха уменьшается. Таким образом, если в начальный момент было существенное различие между характеристиками облачности в конечной и начальной точках переноса, чем в конечной точке облачность была меньше, то приближенно можно считать, что это различие будет мало меняться, и поэтому замена ΔR на ΔR_0 приводит к удовлетворительным результатам.

Совсем другая картина наблюдается при смещениях воздушных масс, не сопровождающихся резкой эволюцией облачности. Для таких случаев можно считать, что облачность перемещается вместе с воздушной массой, поэтому радиационный баланс в конечной точке переноса в конечный момент времени можно рассчитывать по облачности начальной точки переноса в начальный момент времени. В соответствии с этим величина ΔR определялась таким способом. Сначала находилась ΔR при ясном небе, а затем вводилась поправка на облачность по данным одной точки.

В 1955 г. проводились расчеты трансформационной поправки для Ленинграда для радиационных балансов, определенной тем и другим способами. Результаты расчетов сведены в табл. 3. В этой таблице, помимо средних ошибок расчетов, приведена оценка оправдываемости прогноза согласно критерию, указанному в приложении по оценке краткосрочных прогнозов погоды. Кроме того, даны значения (по модулю) величины вкладов различных факторов. Величина $a\Delta R$ определена по схеме, предполагающей сохранение характеристик облачности в движущейся частице. Для такого же способа расчета даны значения $\Delta T_{пр}$. Для сопоставления приведены средние ошибки расчетов с заменой ΔR на ΔR_0 (1-й способ). Как видно из табл. 3, прогнозируемая изменчивость минимальных температур оказалась больше фактической. Трансформационная поправка дала в среднем правильный вклад, уменьшив чисто адвективные изменения температуры.

При прогнозе максимальных температур предполагаемая изменчивость оказалась заниженной. В летние месяцы вклад трансформационных факторов ухудшил результат по сравнению с чисто адвективной схемой, а в осенние улучшил.

Существенно отметить, что замена ΔR на ΔR_0 при прогнозе температур на срок привела к большим ошибкам по сравнению с расчетами по второму способу. Это вовсе не означает, что такая замена всегда будет ухудшать результат. Для определенных типов процессов ее можно довольно успешно делать, как показала М. В. Заварина, но в среднем такой способ дает все же худшие резуль-

таты. Материал, на котором проводились испытания методов, характеризовался сравнительно малой междусуточной изменчивостью. Так, например, среднее (по модулю) суточное изменение температуры за срок 03 часа для августа составило $1,5^\circ$. Именно поэтому неудивительно, что ошибки прогноза для этого периода оказались такими малыми. Можно даже отметить, что ошибки прогноза для этого периода оказались такими малыми, что даже несколько больше ошибок инерционного метода.

Следует отметить, что расчет поправки на радиационный баланс весьма громоздкий и сильно затрудняет испытание метода на массовом материале. Вклад же

Таблица 4

Пункты	Ленинград			Шосейная			Псков			Новгород			Великие Луки			Лодейное Поле				
	II	III	V	II	III	V	VI	VII	II	III	V	II	III	V	II	III	V			
Месяцы	24	27	30	24	27	28	—	—	24	27	30	24	27	30	24	27	30	24	27	30
	5,1	2,8	3,0	6,0	3,6	3,8	—	—	5,6	3,7	2,7	5,2	4,9	2,5	5,1	4,3	2,4	6,8	5,1	3,1
Число прогнозов	3,9	4,3	3,0	4,1	5,0	3,4	—	—	5,2	3,2	2,1	4,6	3,9	3,7	5,0	3,5	1,6	5,3	4,2	3,1
	3,4	3,4	3,0	4,1	4,1	3,4	—	—	3,4	3,4	2,1	3,7	2,6	2,6	3,8	3,8	1,6	4,5	4,5	3,1
Средние ошибки с учетом адвекции	—0,6	0,5	—1,8	—1,1	0,5	1,4	—	—	0,2	—1,7	—0,6	—2,7	—0,6	—2,7	—0,8	—1,3	—0,4	—1,6	—2,1	—0,9
	0,1	1,2	0,5	1,4	0,5	1,4	—	—	—1,0	0,6	—0,6	0,5	—0,6	0,5	—0,4	0,1	—0,4	0,9	0,9	0,9
Средние ошибки по модулю	4,3	2,3	3,7	4,3	2,2	3,4	—	—	2,2	2,2	4,2	2,5	3,2	2,8	1,3	3,6	3,6	2,6	2,6	2,8
Средние ошибки с учетом адвекции по H_0	3,7	2,5	4,0	3,9	3,5	3,5	—	—	2,4	3,7	3,7	3,3	3,4	4,4	2,2	3,4	3,2	2,3	2,3	3,1
алгебраические	0,3	—0,2	1,6	0,7	3,0	1,1	—	—	—1,0	1,8	0,8	2,8	0,7	—0,6	—0,5	1,5	0,4	1,2	0,4	0,4

Таблица 5

Пункты	Ленинград			Шосейная			Псков							
	II	III	V	II	III	V	VI	VII	II	III	V	VI	VII	сп.
Месяцы	24	27	30	24	27	28	30	31	24	27	30	30	32	сп.
	4,3	2,3	3,7	4,3	2,2	3,4	4,2	2,5	2,8	1,3	3,6	3,6	2,6	2,8
Число прогнозов	3,7	2,5	4,0	3,9	3,5	3,5	3,7	3,3	4,4	2,2	3,4	3,2	2,3	3,1
	0,3	—0,2	1,6	0,7	3,0	1,1	—0,7	2,8	—0,6	—0,5	1,5	0,4	1,2	0,4
Средние ошибки с учетом адвекции по H_0	—0,6	0,5	—1,8	—1,1	0,5	1,4	—	—	0,2	—1,7	—0,6	—2,7	—0,6	—2,1
алгебраические	0,1	1,2	0,5	1,4	0,5	1,4	—	—	—1,0	0,6	—0,6	0,5	—0,6	0,9
Средние ошибки по модулю	4,3	2,3	3,7	4,3	2,2	3,4	4,2	2,5	2,8	1,3	3,6	3,6	2,6	2,8
Средние ошибки с учетом адвекции по H_0	3,7	2,5	4,0	3,9	3,5	3,5	3,7	3,3	4,4	2,2	3,4	3,2	2,3	3,1
алгебраические	0,3	—0,2	1,6	0,7	3,0	1,1	—0,7	2,8	—0,6	—0,5	1,5	0,4	1,2	0,4

Таблица 6

Пункты	Новгород			Великие Луки			Лодейное Поле							
	II	III	V	II	III	V	VI	VII	II	III	V	VI	VII	сп.
Месяцы	24	27	30	24	27	30	30	31	24	27	30	30	31	сп.
	3,0	2,4	2,9	3,6	2,5	2,9	2,8	2,6	4,0	2,1	3,0	4,5	2,8	3,3
Число прогнозов	3,0	2,4	2,9	3,6	2,5	2,9	2,8	2,6	4,0	2,1	3,0	4,5	2,8	3,3
	3,0	2,4	2,9	3,6	2,5	2,9	2,8	2,6	4,0	2,1	3,0	4,5	2,8	3,3
Средние ошибки с учетом адвекции по H_0	—0,6	0,5	—1,8	—1,1	0,5	1,4	—	—	0,2	—1,7	—0,6	—2,7	—0,6	—2,1
алгебраические	0,1	1,2	0,5	1,4	0,5	1,4	—	—	—1,0	0,6	—0,6	0,5	—0,6	0,9
Средние ошибки по модулю	4,3	2,3	3,7	4,3	2,2	3,4	4,2	2,5	2,8	1,3	3,6	3,6	2,6	2,8
Средние ошибки с учетом адвекции по H_0	3,7	2,5	4,0	3,9	3,5	3,5	3,7	3,3	4,4	2,2	3,4	3,2	2,3	3,1
алгебраические	0,3	—0,2	1,6	0,7	3,0	1,1	—0,7	2,8	—0,6	—0,5	1,5	0,4	1,2	0,4

этого фактора при принятой схеме расчета в среднем оказался малосущественным. Поэтому в 1956 г., когда прогноз в расчетной группе стали давать семи пунктам района, обслуживаемого Северо-Западным УГМС, от введения радиационной поправки отказались и трансформационная часть суточных изменений температуры была представлена только влиянием начальных условий $b\Delta$. Поскольку адвективные изменения равны величине $-\Delta T_0$, то искомые суточные определялись как $-(1-b)\Delta T_0$, т. е. влияние трансформации сводилось к уменьшению чисто адвективных изменений примерно на 20% (средняя величина b равна примерно 0,2).

При такой схеме расчета, естественно, выпадало влияние облачности. Но, уже было сказано выше, определение ΔR по начальному полю облачности приводит в среднем к увеличению ошибок по сравнению с чисто адвективной схемой.

Метод расчета ΔR по начальной разности температур и облачности в начальной точке в начальный момент времени не является, строго говоря, законченным, хотя и дает лучшие результаты, поскольку в качестве разности температур следует брать трансформационные изменения температуры, которые обычно меньше ΔT_0 . Это означает, что если принять облачность в воздушной массе неменяющейся, то поправки на ΔR будут настолько малы, что ими можно пренебречь. Таким образом, две крайние стилизации — стационарность распределения облачности и сохранение облачности в движущейся массе — не дают должного уменьшения ошибок прогноза. Для достижения должной эффективности требуется знать эволюцию облачности. Неудовлетворительность использования предельных схем является отражением сильной зависимости изменений температуры от характеристик облачности.

Результаты прогнозов минимальной и максимальной температур суточных заблаговременности для различных пунктов даны в табл. 4 и 5. Для исключения ошибок, связанных с локальными особенностями температурного режима отдельных станций, прогнозы давались для областей, начиная с сентября; эти данные даны в табл. 6. В таблице проводятся также оценки оправдываемости прогноза по знаку.

Из табл. 4 видно, что ошибки суточных прогнозов температуры на 03 часа больше ошибок метода предвычисления ночных минимумов, изложенного в настоящей статье. Следует отметить еще одну особенность оперативного использования указанной методики. Для прогноза суточной заблаговременности необходимо прежде всего определить траекторию частицы (это связано с расчетом адвекции). К поверхности AT_{850} за 06 час. бывает закончена и проанализирована только к 15—16 час., т. е. к тому времени, когда уже можно пользоваться методом М. Е. Берлянда для локального прогноза ночного минимума. А так как последний дает лучшие результаты (см. табл. 1—2), то практическое использование суточного прогноза температуры за 03 часа в настоящее время лишено каких-либо преимуществ. Если барические карты будут готовиться значительно раньше, тогда приобретет значение и суточный прогноз температуры на 03 часа. В связи со всем сказанным мы не будем в дальнейшем останавливаться на анализе ошибок этого метода.

Что касается прогноза температуры за 15 час., что примерно соответствует дневному максимуму, то ошибки здесь превышают погрешность инерционного прогноза (см. табл. 2). Поэтому указанный метод требует дальнейшей доработки.

Выводы

1. Расчеты ночного минимума температуры с заблаговременностью 12—15 часов по методу М. Е. Берлянда с использованием осредненных данных дают среднюю ошибку около 2°. Кривая распределения ошибок показывает, что погрешности больше 5° встречаются только в 12% случаев. Это дает возможность использовать данный метод для оперативных прогнозов.

. Сроки готовности карт барической топографии делают нецелесообразным пользование суточного прогноза температуры за срок 03 часа, так как при этом своевременность прогноза практически остается такой же, как и в случае пользования метода, изложенного в пункте 1, а ошибки при этом оказываются шесте.

. Метод прогноза суточной заблаговременности дневных максимумов (точнее температуры за срок 15 час.) требует дополнительной доработки.

. Дальнейшее уточнение прогноза температуры должно быть связано с уточнением прогноза облачности, во-первых, и расчета адвекции, во-вторых. (Последнее связано с более общей задачей о предвычислении перемещения частицы).

ЛИТЕРАТУРА

Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1956.

Варина М. В. Опыт оперативного использования метода прогноза заморозков по синоптическим данным. Труды ГГО, вып. 55 (117), 1955.

Берлянд М. И., Берлянд Т. Г. и Зубенок Л. И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.

Варина М. В. Аэросиноптический анализ тепловой трансформации холодных воздушных масс. Труды ГГО, вып. 41 (103), 1953.

О ВЛИЯНИИ ГОРНЫХ ХРЕБТОВ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ЦИКЛОНОВ

Первой работой, содержащей попытку теоретически обосновать влияние гор на перемещение и эволюцию циклонов, является работа И. А. Кибеля [1].

Вводя в рассмотрение отклонения ветра от геострофического, вызванные наличием гор, и ограничиваясь в остальных вопросах рамками упрощенной с первого приближения теории Кибеля, автор получил новое выражение для "изотет". Это выражение отличалось от обычного дополнительными членами, содержащими характеристики рельефа. Поскольку, однако, опыт, дальнейшей работы показал, что циклоны далеко не всегда движутся по изотетам, то, следовательно, трансформация изотет под влиянием гор весьма условно может быть связана с изменением траектории барических центров.

В дальнейшем эта работа И. А. Кибеля была несколько развита Н. В. Ренко [2] и проанализирована с синоптической точки зрения главным образом в части, относящейся к влиянию гор на эволюцию циклонов.

В настоящее время представляет интерес вернуться к этому вопросу в связи с новыми работами по теории перемещений циклонов.

М. И. Юдин [3] показал, что скорости перемещения барических центров в данный момент времени могут быть выражены через характеристики барического поля следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} C_x &= l^2 \frac{u' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - v' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right)^2} \\ C_y &= l^2 \frac{v' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - u' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right)^2} \end{aligned} \right\}$$

где C_x и C_y — проекции скорости барического центра на оси x и y соответственно, u' и v' — отклонения ветра от геострофического в барическом центре, Φ — потенциал изобарической поверхности, на которой рассматривается данный циклонический центр.

Отклонения ветра от геострофического находятся из таких уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_u}{\partial \zeta^2} + a^2 \Delta \varphi_u &= \psi_u \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_v}{\partial \zeta^2} + a^2 \Delta \varphi_v &= \psi_v \end{aligned} \right\}$$

Здесь $\zeta = \frac{p_z}{p_0}$ вертикальная координата, p_z — давление на высоте z , p_0 — некоторое давление, например 1000 мб;

$$\varphi_u = \int_0^{\zeta} u' d\zeta, \quad \varphi_v = \int_0^{\zeta} v' d\zeta,$$

$$a^2 = \frac{R^2 T (\gamma_a - \gamma)}{g (l + \Omega)^2},$$

R — газовая постоянная, T — температура, γ_a — адиабатический градиент температуры, γ — вертикальный градиент температуры, g — ускорение силы тяжести, $2\omega_z$ — параметр Кориолиса, Ω — вихрь скорости ветра.

Функции φ_u и φ_v характеризуют влияние адвекции температуры и вихря на отклонение ветра от геострофического.

В качестве граничных условий по ζ принималось, что

$$\text{при } \zeta = 0 \quad \varphi_u = \varphi_v = 0, \quad (3)$$

следует из определения φ_u и φ_v .

Остановимся несколько подробнее на выводе граничных условий при $\zeta = 1$. Учение неразрывности в системе переменных x , y , ζ и t с использованием стромангофических соотношений может быть записано в виде

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} - \frac{l}{l^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$\tilde{w} = \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v \frac{\partial \Phi}{\partial y} - g\omega \right). \quad (5)$$

Известные соотношения для определения отклонений ветра от геострофического

$$\left. \begin{aligned} u' &= -\frac{1}{l} \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial v_r}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial y} \right) \\ v' &= \frac{1}{l} \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial x} + v_r \frac{\partial u_r}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

данные в свое время И. А. Кибелем [4], дают возможность получить еще одну связь между u' и v' .

Подставив в (6) выражения для u_r и v_r через производные от геопотенциала, получим

$$\left. \begin{aligned} u' &= -\frac{1}{l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial x} - \frac{1}{l^3} \left\{ \Phi; \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right\} \\ v' &= -\frac{1}{l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial y} - \frac{1}{l^3} \left\{ \Phi; \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Символ $\{A, B\}$ означает операцию $\frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x}$.

Исключим производную по времени. Тогда

$$\frac{\partial u'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial x} = \frac{2}{l^3} \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial x}; \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right\}. \quad (8)$$

Проинтегрировав уравнения (4) и (8) от 0 до 1, путем несложных преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_u(1) &= \int_0^1 \left[\frac{2}{\beta} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial\Phi}{\partial x}; \frac{\partial\Phi}{\partial y} \right\} + \frac{i}{l^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} \right] d\zeta - \frac{\partial}{\partial x} [\tilde{w}(1) - \tilde{w}(0)] \\ \Delta\varphi_v(1) &= - \int_0^1 \left[\frac{2}{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial\Phi}{\partial x}; \frac{\partial\Phi}{\partial y} \right\} - \frac{i}{l^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial y \partial x} \right] d\zeta - \frac{\partial}{\partial y} [\tilde{w}(1) - \tilde{w}(0)] \end{aligned} \right\}$$

На верхней границе атмосферы ($\zeta = 0$) $\tilde{w} = \frac{1}{p_0} \frac{dp}{dt}$ равно повсюду нулю, что означает отсутствие оттока (или притока) частиц воздуха от атмосферы. Для определения $\tilde{w}(1)$ принимается, что оно может быть с достаточной точностью заменено значением \tilde{w} на верхней границе пограничного слоя, обусловленным турбулентным трением. Тогда, используя малость первых членов в правой части соотношения (5) по сравнению с последним, можно записать

$$\tilde{w}(1) = - \frac{g\rho}{p_0} w_{\text{тр}}$$

Для связи $\tilde{w}(1)$ с характеристиками наземного поля давления используют зависимость, предложенную Дюбюком [5],

$$w_{\text{тр}} = b\Delta p.$$

Перейдем теперь непосредственно к учету влияния гор. Обтекание горных хребтов приводит к возникновению дополнительных вертикальных скоростей. В малости высоты хребтов по сравнению с толщиной атмосферы мы так же, как и в случае определения вертикальных скоростей, обусловленных трением, придем к значениям вертикальных токов непосредственно над горой могут быть отнесены к уровню $\zeta = 1$. Тогда, очевидно, в граничных условиях (9) под $\tilde{w}(1)$ надо понимать величину вертикальной скорости, обусловленную как трением, так и влиянием рельефа.

Используя (10) и (11), можно записать

$$\tilde{w}(1) = - \frac{g\rho}{p_0} (b\Delta p + w_r),$$

где w_r — вертикальная скорость воздуха, обусловленная обтеканием гор.

Стилизация влияния гор в виде задания дополнительных вертикальных скоростей, обусловленных горами, отнесенных к уровню $\zeta = 1$, довольно широко применяется в динамической метеорологии.

С помощью такой модели, например, было учтено влияние гор на распределение давления на среднем уровне Ройтером в 1951 г. [6] для стационарной задачи. В 1955 г. В. В. Быков использовал такую же стилизацию для прогноза давления на среднем уровне [7].

Представим теперь решение уравнений (2), состоящим из двух частей

$$\left. \begin{aligned} \varphi_u &= \varphi'_u + \varphi''_u \\ \varphi_v &= \varphi'_v + \varphi''_v \end{aligned} \right\}$$

Здесь φ'_u и φ'_v представляют собой решения уравнений (2) с граничными условиями (3) и (12), не содержащими членов с w_r , а величины φ''_u и φ''_v — добавки, обусловленные изменением граничных условий, т. е. вводом в условие

ив с ω_r . Тогда эти добавочные члены должны удовлетворять уравнениям (2) равных частей

$$\left. \begin{aligned} \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_u''}{\partial \zeta^2} + a^2 \Delta \varphi_u'' &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_v''}{\partial \zeta^2} + a^2 \Delta \varphi_v'' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

начным условиям

$$\left. \begin{aligned} \text{при } \zeta = 0 \quad \varphi_u'' = \varphi_v'' &= 0 \\ \text{при } \zeta = 1 \quad \Delta \varphi_u'' = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \rho \omega_r & \\ \Delta \varphi_v'' = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \rho \omega_r & \end{aligned} \right\} \quad (14a)$$

стается задать граничные условия по горизонтали. Напомним, что аналогичными уравнениями (см., например, [3]) описываются изменения давления по времени. В качестве граничных условий при этом принимается, что среднее значение по окружности радиусом 1000 км равно нулю. Это условие было введено Юдиным, как следствие эмпирически полученной закономерности. Образ фактического материала показала, что минимум изменчивости геопотенциала, ненного по окружности различных радиусов, лежит в области $r = 1000$ км. логичное граничное условие использовал Чарни [8] при решении плоской и об изменении геопотенциала. Мотивировка использования этого условия у него иной. Чарни полагал, что так как изучаются движения большого масштаба, связанные со сравнительно медленно перемещающимися возмущениями (со скоростью распространения порядка скорости ветра), то, очевидно, изменения в данной точке обуславливаются процессами в области, размеры которой превышают величины $L = TV$, где V — скорость среднего ветра, T — время оза.

для изучения изменчивости давления за срок порядка суток радиус такой области составляет примерно 1000 км. Так как процессы вне этой области практически никак не сказываются на изменении геопотенциала в центре области, можно задавать на ее границах произвольные значения φ . Для простоты, естественно, полагается, что φ на границах области равно нулю.

Эмпирическими данными по осредненным характеристикам φ_u и φ_v мы не располагаем, поэтому для задания граничного условия по горизонтали воспользуемся геопотенциацией Чарни. В связи с тем, что так же, как и в его задаче, изучаются изменения большого масштаба и использование геострофических соотношений в уравнениях динамики также приводит к „выфильтровке“ высокочастотных, быстро сменяющихся возмущений, можно принять, что средние значения φ_u и φ_v по окружностям с радиусом 1000 км равны нулю.

Здесь надо оговорить следующее. Вообще отклонения ветра от геострофических могут быть обусловлены и высокочастотными возмущениями [9]. В данной задаче такие отклонения, как, например, отклонения, вызванные взрывной волной извержением вулканов, не рассматриваются. Интересующие нас отклонения — результат изменения геострофического ветра по времени и по координатам. Поэтому рассматриваемый вопрос, таким образом, остается в рамках „геострофической“ задачи, то можно принять в качестве приближенного граничного условия равенства

$$\overline{\varphi_u''}^{r \geq 1000 \text{ км}} = 0 \quad \text{и} \quad \overline{\varphi_v''}^{r \geq 1000 \text{ км}} = 0. \quad (15)$$

Для решения уравнения (14) проведем только для φ_u'' , так как аналогичное решение для φ_v'' может быть получено заменой выражения $\frac{\partial}{\partial x} \rho \omega_r$ на $\frac{\partial}{\partial y} \rho \omega_r$. Для решения

в задаче о прогнозе давления роль φ играет производная от геопотенциала по времени, осредненная по слою $0 - \zeta$.

используем метод полупрямых, предполагающий замену производных иски функции по одним переменным отношениями конечных разностей и сохран точных значений производных по другим переменным.

Заменим лапласиан конечно-разностным выражением

$$\Delta \varphi_u'' = \frac{4}{h^2} (\overline{\varphi_u''} - \varphi_{u0}'')$$

где индексом „0“ отмечается функция в данной точке.

Черта вверху означает осреднение по окружности радиуса h с центром в той точке.

Применив эту операцию к точкам треугольной сетки, перепишем уравнение в виде системы

$$\left. \begin{aligned} \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial \zeta^2} + 4a_1^2 (\varphi_1 - \varphi_0) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \zeta^2} + \frac{2}{3} a_1^2 (\varphi_0 - 4\varphi_1 + 2\varphi_2 + \varphi_3) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \zeta^2} + \frac{4}{3} a_1^2 (\varphi_1 - 3\varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial \zeta^2} + \frac{2}{3} a_1^2 (\varphi_1 + 2\varphi_2 + \varphi_4 + \varphi_5 - 6\varphi_3) &= 0 \end{aligned} \right\}$$

где

$$a_1 = \frac{a^2}{h^2}.$$

Здесь прежние индексы у φ (штрихи вверху и буква u) для упрощения за опущены. Новые индексы означают радиусы окружностей, по которым про дится осреднение величины φ . Так, индекс „0“ означает φ в данной точке, а чины радиусов с последующими порядковыми номерами относятся как $1 : \sqrt{3} : 2 : \sqrt{7} : 3$.

Система (17) не является замкнутой (4 уравнения связывают 6 переменн Для треугольной сетки с $h = 440$ км φ_4 и φ_5 представляют собой осредне величины φ по окружностям радиуса 1160 и 1320 км. Согласно граничным у виям (15) можно принять, что

$$\varphi_4 = \varphi_5 = 0,$$

и тогда число неизвестных в системе (17) окажется равным числу уравнений.

Для упрощения решения введем новую переменную $\varphi_{II} = 2\varphi_2 + \varphi_3$. Тогда с том условия (19) система (17) переписется в виде

$$\left. \begin{aligned} \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial \zeta^2} + 4a_1^2 (\varphi_1 - \varphi_0) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \zeta^2} + \frac{2}{3} a_1^2 (\varphi_0 - 4\varphi_1 + \varphi_{II}) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_{II}}{\partial \zeta^2} + \frac{2}{3} a_1^2 [5\varphi_1 - 4\varphi_{II} + 2(\varphi_2 - \varphi_3)] &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Поскольку нас интересует только решение для φ_0 , то в последнем урави можно пренебречь членом $\varphi_2 - \varphi_3$ по сравнению $2\varphi_2 + \varphi_3$, не делая при большой ошибки. Кроме того, обращает на себя внимание и тот факт, что ность между r_2 и r_3 является минимальной среди разностей, образованных р сами различных окружностей. Поэтому φ_2 и φ_3 оказываются также наиболее

по величине, а разность $\varphi_2 - \varphi_3$ — действительно небольшой величиной. Таким зом, окончательно

$$\left. \begin{aligned} \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial \zeta^2} + 6b_1^2 (\varphi_1 - \varphi_0) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \zeta^2} + b_1^2 (\varphi_0 - 4\varphi_1 + \varphi_{II}) &= 0 \\ \zeta^2 \frac{\partial^2 \varphi_{II}}{\partial \zeta^2} + b_1^2 (5\varphi_1 - 4\varphi_{II}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$a_1 = \frac{2}{3} a_1^2.$$

Решение системы (21) будем искать в виде

$$\varphi_0 = \sum_{j=1}^6 C_j \zeta^{\lambda_j}. \quad (22)$$

Из первого уравнения следует, что

$$\varphi_1 = \sum_{j=1}^4 \left(1 - \frac{\mu_j}{6}\right) C_j \zeta^{\lambda_j}, \quad (23)$$

$$\mu_j = \frac{\lambda_j (\lambda_j - 1)}{b_1^2}, \quad (24)$$

второго

$$\varphi_{II} = \sum_{j=1}^6 \left[\left(\frac{\mu_j}{6} - 1\right) (\mu_j - 4) - 1 \right] C_j \zeta^{\lambda_j}. \quad (25)$$

Подстановка соотношений (22), (23) и (25) в последнее уравнение системы (21) формулу для нахождения μ_j

$$(\mu_j - 4)(\mu_j^2 - 10\mu_j + 13) + 10 = 0. \quad (26)$$

находятся теперь из (24) по μ_j , определенным из (26). Отметим, что для μ_j соответствуют два значения λ_j , связанные между собой соотношениями $\lambda_{j+1} = 1 - \lambda_j$. Забегая несколько вперед, укажем, что все λ_j оказываются вещественными, и каждая пара λ_j содержит одно отрицательное и одно положительное значения λ_j . В силу граничного условия (14а) при $\zeta = 0$ ($\varphi_j = 0$) следует, что λ_j при отрицательных λ_j должны равняться нулю. Тогда искомые решения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0 &= \sum_{j=1}^3 C_j \zeta^{\lambda_j}, \quad \varphi_1 = \sum_{j=1}^3 \left(1 - \frac{\mu_j}{6}\right) C_j \zeta^{\lambda_j} \\ \varphi_{II} &= \sum_{j=1}^3 \left[\left(\frac{\mu_j}{6} - 1\right) (\mu_j - 4) - 1 \right] C_j \zeta^{\lambda_j} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

λ_j — положительные корни уравнений (24).

Для нахождения C_j воспользуемся граничным условием (14а) при $\zeta = 1$. Запишем это условие в конечных разностях с теми же приближениями, которые использовались при выводе системы (21), получим

$$\left. \begin{aligned} 6 [\varphi_1(1) - \varphi_0(1)] &= \chi_0 \\ \varphi_0(1) - 4\varphi_1(1) + \varphi_{II}(1) &= \chi_1 \\ 5\varphi_1(1) - 4\varphi_{II}(1) &= \chi_{II} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$\chi_i = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2 g}{p_0} \frac{\partial}{\partial x} \rho w_{ri};$$

индекс i по-прежнему означает осреднение величины χ по окружности i радиуса.

Полагая в равенстве (27) $\zeta = 1$ и подставляя $\varphi_i(1)$ в (28), получим систему уравнений для определения C_j :

$$\left. \begin{aligned} \sum_{j=1}^3 \mu_j C_j &= -\chi_0 \\ \sum_{j=1}^3 \mu_j^2 C_j &= 6(\chi_1 - \chi_0) \\ \sum_{j=1}^3 C_j &= -\frac{1}{7} \left(\frac{11}{6} \chi_0 + 4\chi_1 + \chi_{II} \right) \end{aligned} \right\}$$

Значения μ_j , определенные из соотношения (26), оказываются соответствующими

$$\mu_1 = 4,83, \quad \mu_2 = 8,10, \quad \mu_3 = 1,07.$$

При таких значениях $\mu_j C_j$ равны

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= 0,84\chi_0 - 0,079\chi_1 + 0,098\chi_{II} \\ C_2 &= -0,35\chi_0 + 0,130\chi_1 - 0,0313\chi_{II} \\ C_3 &= -2,66\chi_0 - 0,622\chi_1 - 0,210\chi_{II} \end{aligned} \right\}$$

Так как по определению $u'' = \frac{\partial \varphi_0}{\partial \zeta}$, то, используя первое из равенств (27) получим

$$u'' = \sum_{j=1}^3 \lambda_j C_j.$$

Для нахождения λ_j [из соотношения (24)] следует задаться значением

$$b_1^2 = \frac{2}{3} a_1^2 = \frac{2R^2 T(\gamma_a - \gamma)}{3g(t - \Omega)^2 h^2}.$$

При прогнозе поля давления значение этого параметра при шаге $h = 3$ принимается равным 3,2 [10]. При шаге $h = 440$ км b_1^2 , очевидно, равно 0. Тогда λ_j будут соответственно равны

$$\lambda_1 = 3,49, \quad \lambda_2 = 4,35, \quad \lambda_3 = 1,97$$

и

$$u'' = -2,64\chi_0 - 0,935\chi_1 - 0,208\chi_{II}.$$

Для дальнейших расчетов нам будет нужно знать величины \bar{w}_r , поскольку определяют собой функции χ . С этой целью мы воспользуемся работой К. Шетниковой [11], где получено выражение, связывающее вертикальные скорости большого масштаба, возникающие при обтекании гор, с характеристиками рельефа

$$\bar{w}_r = \frac{1}{\lambda^2 + 2\lambda + 2} \left\{ \lambda [(\lambda_1 + 1)(\bar{u}_r \bar{m} + \bar{v}_r \bar{n}) + \bar{v}_r \bar{m} - \bar{u}_r \bar{n}] + \lambda(\lambda + 2)[\bar{u}_r \bar{m} + \bar{v}_r \bar{n} - \lambda(\bar{v}_r \bar{m} - \bar{u}_r \bar{n})] \right\}.$$

Здесь \bar{w}_r — безразмерная вертикальная скорость, обусловленная влиянием ветра на уровне вершины горы. Характерным масштабом для вертикальных скоростей принята величина $\sqrt{\omega_z k}$.

$\lambda = \sqrt{\frac{k}{\omega_z}} \lambda'$ — характеристика профиля ветра в приземном подслое, отнесенная к характерному размеру $\sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$, где ω_z — вертикальная скорость

шая угловой скорости вращения земли, k — коэффициент турбулентного обмена у верхней границы приземного подслоя.

Величина λ' определяется равенством

$$\frac{\partial \vec{V}_h}{\partial z} = \lambda' \vec{V}_h, \quad (35)$$

\vec{V}_h — вектор скорости ветра в горизонтальной плоскости, z — вертикальная координата, отсчитываемая от земли вверх. Новые символы, содержащиеся в формуле (34), таковы: $\bar{m} = \frac{\partial h_r}{\partial \xi}$ и $\bar{n} = \frac{\partial h_r}{\partial \eta}$ — характеристики рельефа, $h_r = \sqrt{\frac{\omega}{k}} H_r$,

H_r — высота горы, $\xi = \frac{\omega}{V_s^2} x$ и $\eta = \frac{\omega}{V_s^2} y$ — безразмерные декартовы координаты, \bar{u}_r и \bar{v}_r — компоненты геострофического ветра, отнесенные к характерному значению скорости ветра V_s .

Для равновесной стратификации значение λ составляет примерно 1,5. Тогда ветер образует достаточно большие углы с направлением хребта, формулу (34) можно упростить, отбросив члены, образующие скалярные произведения

$$\bar{w}_r = \frac{\lambda(2\lambda+3)}{\lambda^2+2\lambda+2} (\bar{u}_r \bar{m} + \bar{v}_r \bar{n}). \quad (36)$$

Используя геострофические соотношения для u_r и v_r и подставив вместо \bar{m} и \bar{n} значения через H_r , получим для вертикальной скорости (размерной), обусловленной рельефом, следующее выражение:

$$\bar{w}_r = \frac{\lambda(2\lambda+3)}{\lambda^2+2\lambda+2} \frac{1}{l} \{\Phi, H_r\}. \quad (37)$$

Здесь Φ — геопотенциал некоторой поверхности, по рельефу которой определены u_r и v_r на уровне горы.

Подставляя (37) в (28), получим

$$\chi_i = 1,5 \frac{h^2 g}{p_0} \frac{\lambda(2\lambda+3)}{\lambda^2+2\lambda+2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\rho}{l} \{\Phi, H_r\}. \quad (38)$$

Соотношения (33) и (38) дают ответ на поставленный вопрос о нахождении u'' . Подставив в соотношении (38) символ $\frac{\partial}{\partial x}$ на $\frac{\partial}{\partial y}$, получим выражение для χ_i при нахождении v'' . Численные коэффициенты в (33) при этом остаются прежними.

Проанализируем полученные выражения.

Главным членом в правой части соотношения (33) является первое слагаемое. Из остальных слагаемых оказывается весьма невелик как в силу убывания коэффициентов перед последующими членами правой части (33), так и в силу убывания χ_i при увеличении радиуса осреднения.

Опыт работы расчетной группы при Северо-Западном УГМС показал, что достаточно для практических расчетов точно можно действительно ограничиться только первым членом выражения (12).

Рассмотрим перемещение барических центров на уровне горы, что практически близко к условиям перемещения наземных барических центров. В этом случае в выражении (38) для $i=0$ множитель $\frac{\rho}{l}$ можно вынести за знак дифференциала в силу того, что якобиан $\{\Phi, H_r\}$ равен нулю в барическом центре. Тогда, очевидно,

$$\left. \begin{aligned} u'' &= -a \frac{\partial}{\partial x} \{\Phi, H_r\} \\ v'' &= -a \frac{\partial}{\partial y} \{\Phi, H_r\} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

где

$$a = 3,98 \frac{h^2 g \rho}{l p_0} \frac{\partial (2\lambda + 3)}{\lambda^2 + 2\lambda + 2}.$$

Вернемся к выражению (1). Появление добавочных членов u'' и v'' в отклонениях ветра от геострофического вызовет дополнительные скорости смещения барического центра

$$\left. \begin{aligned} C_x'' &= l^2 \frac{u'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - v'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right)^2} \\ C_y'' &= l^2 \frac{v'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - u'' \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \right)^2} \end{aligned} \right\}$$

обусловленные наличием рельефа.

Подставляя (39) в (40), после сокращений получим

$$\left. \begin{aligned} C_x'' &= -al^2 \frac{\partial H_r}{\partial y} \\ C_y'' &= al^2 \frac{\partial H_r}{\partial x} \end{aligned} \right\}$$

Таким образом, оказывается, что барические центры движутся в поле неровностей рельефа (достаточно большого масштаба, естественно) так же, как летит воздушная частица в поле рельефа изобарической поверхности при выполнении геострофических соотношений. Роль изогипс изобарической поверхности играют в данном случае изогипсы рельефа местности.

Поскольку горные хребты являются аналогами антициклонов, это означает, что барические центры стремятся обойти их по часовой стрелке.

Естественно, что такой обход не всегда имеет место. Барические центры зачастую просто пересекают горные хребты. Следует помнить, что выражение дает только ту часть компонент скорости циклона, которая обусловлена наличием гор. Кроме того, имеются еще компоненты скорости, обусловленные влиянием адвекции вихря скорости и температуры. Естественно, что последние слагаемые могут быть иногда настолько велики, что влияние гор практически не сказывается на перемещении барического центра. Но при более размытых полях изогипс и хребтах с крутыми склонами эффект „огибания“ горных хребтов барическими центрами действительно имеет место.

Оценим величины полученных дополнительных скоростей барических центров. Примем согласно [11] $\lambda=1,5$ и в качестве характерных величин l , ρ и p_0 возьмем их обычные значения $l=1,25 \cdot 10^{-4}$, $\rho=1,25 \cdot 10^{-3}$ и $p_0=100$ (все в системе МКС).

Если в качестве характеристик склонов гор взять $\frac{200 \text{ м}}{h}$, где $h=440$ км, то величина дополнительной скорости смещения барического центра составит примерно 6,8 м/сек. (24 км/час).

Согласно С. П. Хромову [13], средние скорости перемещения барических центров составляют 30 км/час. Таким образом, влияние гор в средних условиях доказывается достаточно существенно. При больших скоростях (80—100 км/час) это влияние будет заметно меньше.

ЛИТЕРАТУРА

- ибель И. А. К вопросу о переваливании циклона через горный хребет. Труды НИУ ГУГМС, сер. I, вып. 30, 1947.
- етренко Н. В. О влиянии меридиональных хребтов на эволюцию циклонов. Труды ЦИП, вып. 7 (34), 1948.
- дин М. И. Предвычисление поля ветра и связанных с ним метеорологических элементов. Докл. АН СССР, т. III, № 3, 1957.
- ибель И. А. Приложение к метеорологии уравнений механики бароклинной жидкости. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 5, 1940.
- юбюк А. Ф. К вычислению вертикальных скоростей по полю давления. Труды НИУ ГУГМС, сер. II, вып. 24, 1947.
- euter H. Zur numerischen Methode der Vorhersage von Änderungen der 500-mb Fläche nach Charney und Eliassen. Archiv für Meteor. Geophys. und Bioklim. Ser. A., № 4, 1951.
- ыков В. В. К вопросу о влиянии гор на изменение давления в средней тропосфере. Метеорология и гидрология, № 4, 1955.
- harney I. On a physical basis for numerical prediction of large-scale motions in the atmosphere. Journ. Meteorol., vol. 6, No. 6.
- бухов А. М. К вопросу о геострофическом ветре. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 13, № 4, 1949.
- убов А. С. Об учете приземного трения при прогнозе давления. Труды ГГО, вып. 71 (133), 1957.
- ешетникова К. А. Определение вертикальных токов из уравнений динамики турбулентной атмосферы и анализ их среднемесячных значений. Труды ГГО, вып. 71 (133), 1957.
- ятыгина К. В. и Захарова М. Н. Предвычисления перемещений барических центров циклонов. Труды ГГО, вып. 71 (133), 1957.
- ромов С. П. Основы синоптической метеорологии. Гидрометеониздат, 1948.

О СВЯЗИ МЕЖДУ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ В АТМОСФЕРЕ И ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ОСАДКОВ ИЗ ФРОНТАЛЬНЫХ ОБЛАКОВ СЛОИСТЫХ ФОРМ

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос, которому посвящена данная статья, может рассматриваться в различных аспектах. В первом случае исследуется, насколько необходимым и достаточным условием образования осадков в облаках является наличие восходящих движений в атмосфере, насколько достаточным условием прекращения осадков является нисходящее движение нисходящих движений.

Во втором случае, не рассматривая условий образования осадков, пытаются установить связь между величиной вертикальных токов и интенсивностью осадков для облаков, из которых в действительности выпадают осадки, иными словами, рассматривают интенсивность осадков под облаком с точки зрения ба- ланса влаги без анализа самого механизма образования осадков. Последняя задача, являющаяся содержанием настоящей статьи, решалась в ряде работ.

А. С. Зверев в 1946 г. опубликовал формулу [1]¹

$$I = 5w \frac{S_k}{z_5},$$

где I — интенсивность осадков, w — средняя вертикальная скорость ветра в облаке, S_k — удельная влажность воздуха на уровне конденсации, z_5 — высота по высоте 500 мб.

В 1947 г. в работе А. Ф. Дюбука [3] была выведена формула более общего вида, являющаяся в известном смысле обобщением формулы (1),

$$I = - \int_0^{\infty} \frac{\partial a}{\partial t} dz + (S\rho w)_k + \int_0^{\infty} \text{Conv}_{xy}(av) dz,$$

где a — общее влагосодержание единицы объема, t — время, z — высота по высоте, S — удельная влажность воздуха, ρ — плотность воздуха, w — скорость ветра в облаке.

Индекс „к“ указывает на то, что все величины во втором слагаемом относятся к уровню конденсации.

Приравняв друг другу первое и третье слагаемые, т. е. приравняв изменение влагосодержания в облаке боковой конвергенции, Дюбук получил формулу

$$I = (S\rho w)_k.$$

¹ См. также [2].

Следует заметить, что для фронтальных облаков слоистых форм, для которых, известно, характерна большая горизонтальная протяженность и для которых у боковой конвергенции можно пренебречь, формула (2) должна быть приведена к виду (3), а к виду

$$I = - \int_0^{\infty} \frac{da}{dt} dz + (S\rho w)_K. \quad (4)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (4) дает изменение общего влагосодержания облака. Если пренебречь испарением облака по его периферии, то второе слагаемое даст интенсивность осадков под облаком. Но тогда второе слагаемое окажется лишним. Оно учитывает то, что уже учтено первым слагаемым.

Для строго стационарного облака перестройки термобарического поля, в частности и выделения влаги в толще облака, происходить не может. Для облака количество влаги, поступающей в него, в точности равно количеству, выпадающей из облака, и формула (3) становится справедливой. Следует, однако, иметь в виду, что при наличии вертикальных токов это не может осуществиться, если температурный градиент в облаке отличен от адиабатического. При наличии же восходящих токов формула (3) теряет смысл.

В статье [3] Дюбюк приводит также формулу

$$I = - \int_0^H \rho \frac{dS}{dt} dz, \quad (5)$$

Интегрирование распространено от нижнего основания облака до его верхней границы.

Эта формула, по мнению Дюбюка, может быть получена из основного соотношения (2), если пренебречь диффузией водяного пара и адвекцией жидких и твердых элементов облака. Следует заметить, что для получения формулы (5) приходится пренебрегать и другим важным обстоятельством, а именно: изменением водности облака во времени (см. ниже).

Формула (5) применялась в качестве исходной при выводе рабочих формул в работах, опубликованных как ранее, так и после работы Дюбюка [3]. Она использовалась в работах [4]—[8]. Подобная формула используется и в настоящей работе. В руководстве [7], например, она приводится к рабочему виду путем вынесения знака интеграла осредненного (по высоте) значения одной из переменных, а именно $\frac{dS}{dt}$:

$$I = - \int_0^H \rho \frac{dS}{dt} dz = - \overline{\left(\frac{dS}{dt}\right)} \int_0^H \rho dz = \overline{\left(\frac{dS}{dt}\right)} \frac{\Delta P}{g},$$

где $\overline{\left(\frac{dS}{dt}\right)}$ — ускорение силы тяжести, а ΔP — разность давлений на нижнем и верхнем основаниях облака.

Очевидно, что такая операция связана со значительной ошибкой, так как величина $\frac{dS}{dt}$ меняется обычно по высоте в облаке в меньшей степени, чем она меняется под знаком интеграла величина ρ .

Физический смысл формулы (5) таков: интенсивность осадков принимается пропорциональной количеству влаги, выделяющейся в результате конденсации во всей толще облака — от нижнего основания до верхнего. Тем самым считается, что стратификация облака меняется, но водность остается неизменной.

Следует сразу же заметить, что изменение водности облаков во времени должно играть меньшую роль, чем больше промежуток времени, для которого выполняется вычисление количества осадков, так как изменение водности дождящего облака за большие сроки, как правило, значительно меньше, чем количество выпавших за тот же срок.

ВЫВОД РАБОЧИХ ФОРМУЛ

Пусть сначала облако с вертикальной скоростью w не смещается по горизонтали. Подсчитаем количество влаги, конденсирующейся в облаке, принимая в нем неизменной во времени и равной 100% .

Если 1 см^3 насыщенного воздуха переместится на 1 см вверх, то в нем выделится количество влаги, равное

$$-\rho \frac{dS}{dz},$$

где ρ — плотность воздуха, S — удельная влажность насыщения, z — ось с нату, направленная вверх.

Так как

$$S = \frac{\mu}{M} \frac{E}{P},$$

где μ и M — молекулярные веса воды и воздуха, E — упругость насыщенного пара, P — давление воздуха, то

$$\frac{dS}{dz} = \frac{\mu}{M} \frac{d}{dz} \left(\frac{E}{P} \right) = \frac{\mu}{M} \frac{P \frac{dE}{dz} - E \frac{dP}{dz}}{P^2}.$$

Переходя от

$$\frac{dE}{dz} \text{ к } \frac{dE}{dz} = \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dz} = \frac{dE}{dT} \gamma,$$

где T — температура, γ — влажноадиабатический градиент, подставляя в (6)

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{kT^2}$$

и

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g = -\frac{PMg}{kNT},$$

где g — ускорение силы тяжести, k — постоянная Больцмана, N — число Авогадро, после простых преобразований получим

$$-\rho \frac{dS}{dz} = -\frac{PM}{kNT} \frac{\mu E}{MPkT} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) = -\frac{\mu E}{k^2 NT^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right).$$

За 1 сек. воздух смещается вверх на величину, равную вертикальной скорости. При этом в каждом кубическом сантиметре выделяется количество влаги, равное

$$-\rho \frac{dS}{dz} w = -\frac{\mu E w}{k^2 NT^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right).$$

В слое высотой dz' и сечением 1 см^2 выделится количество влаги

$$-\rho \frac{dS}{dz} w dz' = -\frac{\mu E w}{k^2 NT^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) dz' = -\frac{\mu E w}{k^2 NT^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) \frac{dT}{\gamma'}.$$

В столбе сечением 1 см^2 в 1 сек. выделится влаги

$$I = -\int_0^H \rho \frac{dS}{dz} w dz' = -\int_0^H \frac{\mu E w}{k^2 NT^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) \frac{dT}{\gamma'},$$

где интегрирование выполняется по кривой стратификации.

Переходя к слою осадков, который может образоваться в результате выпадения этой влаги, и вынося за знак интеграла постоянные величины, мы при условии омонотонности влагосодержания облака получим

$$I = - \frac{10\rho}{\rho_B k^2 N} \int_0^H \frac{Ew}{T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) \frac{dT}{\gamma'} \text{ мм/сек.}, \quad (7)$$

ρ_B — плотность воды.

Если правую часть уравнения (7) разбить на два слагаемых, раскрыв круглую скобку, то первое будет давать количество влаги без учета уменьшения упругости в результате поднятия воздуха вверх в более разреженные слои воздуха. Второе слагаемое учитывает это, соответственно уменьшая величину I .

Выведенная формула (7) пригодна для малых вертикальных перемещений воздушных частиц.

Для больших перемещений следует интегрировать не только по высоте столба, но и по пути движения воздушных частиц.

Выведем соответствующую формулу.

Если 1 см³ насыщенного воздуха смещается вверх на 1 см, то в нем выделяется влаги

$$- \rho \frac{dS}{dz}.$$

При этом в каждом слое dz' выделится влаги

$$- \rho \frac{dS}{dz} dz' \text{ г.}$$

Если смещение вверх равно dz , то влаги выделится

$$- \rho \frac{dS}{dz} dz dz' = - \frac{\rho E}{k^2 N T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) dz dz'.$$

Интегрируя по пути вертикального смещения от 0 до $z = wt$ и по столбу воздуха от 0 до H , получим

$$I = - \int_0^H dz' \int_0^{z=wt} \frac{\rho E}{k^2 N T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) dz,$$

$$I = - \int_0^H \frac{dT'}{\gamma'} \int_{T'}^{T'-\Delta T} \frac{\rho E}{k^2 N T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) dT. \quad (8)$$

Переходя к слою осадков и вынося за знак интеграла постоянные величины, получим

$$I = - \frac{10\rho}{\rho_B k^2 N} \int_0^H \frac{dT'}{\gamma'} \int_{T'}^{T'-\Delta T} \frac{E}{T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) dT \text{ мм.} \quad (9)$$

Величина ΔT должна, вообще говоря, довольно сложным образом зависеть от T' . Практически вычисление следует выполнять, разбивая интеграл на части, в которых $\Delta T = \text{const}$.

Верхний предел во втором интеграле может быть представлен также и

$$T' - \Delta T = T' - \frac{dT'}{dP} \Delta P,$$

что практически в некоторых случаях удобнее, так как вертикальное смещение обычно рассчитывается в единицах давления. Тогда интервал, для которого $\overline{\Delta P} = \text{const}$, при вычислении следует разбивать на участки, для которых $\frac{dT}{dP} \approx \text{const}$.

Выше рассчитывалось количество влаги, выделяющееся в результате вертикальных движений. Известно, однако, что некоторая часть осадков из фронтальной облаков выпадает в результате охлаждения воздуха при трансформации воздушных масс, натекающих на относительно холодную подстилающую поверхность. Наоборот, трансформационное прогревание воздушных масс может способствовать некоторому уменьшению интенсивности осадков.

Рассчитаем количество осадков, которое может образоваться в результате трансформационного охлаждения воздуха при его изобарическом перемещении. Этим, как и выше, будем считать, что водность облака не меняется.

Если 1 см^3 воздуха, переместившись по изобарической поверхности, охладится на 1° , то в нем выделится количество влаги, равное $-\rho \frac{dS}{dT}$. Если 1 см^3 воздуха охладится на dT , то количество выделившейся влаги будет $-\rho \frac{dS}{dT} dT$.

Величина $\frac{dS}{dT}$ может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{dS}{dT} = \frac{\rho}{MP} \frac{dE}{dT} = \frac{\rho}{MP} \frac{LE}{kT^2}$$

Таким образом,

$$-\rho \frac{dS}{dT} dT = -\frac{\rho \mu}{MP} \frac{LE}{kT^2} dT$$

В слое высотой dz' выделится влаги

$$-\frac{\rho \mu}{MP} \frac{LE}{kT^2} dT dz'$$

Просуммировав по всему столбу воздуха от нижней до верхней границы температуры охлаждения от T_H до T_K , получим

$$I = - \int_0^H dz' \int_{T_H}^{T_K} \frac{\rho \mu}{MP} \frac{LE}{kT^2} dT = - \int_0^H \frac{dT}{\gamma'} \int_{T_H}^{T_K} \frac{\rho \mu}{MP} \frac{LE}{kT^2} dT$$

Если интегрирование по температуре охлаждения (по пути движения облака) заменить, введя осредненное (для данного столба воздуха) понижение температуры $\overline{\Delta T}$, то

$$I = -\overline{\Delta T} \int_0^H \frac{\rho \mu}{MP} \frac{LE}{kT^2} \frac{dT}{\gamma'} = -\overline{\Delta T} \int_0^H \frac{\rho LE}{k^2 T^3 N} \frac{dT}{\gamma'}$$

Вынося за знак интеграла постоянные величины и переходя к слою осадков в миллиметрах слоя воды, мы для случая постоянства влагосодержания получим

$$I = -\frac{10 \rho}{\rho_B k^2 N} \overline{\Delta T} \int_0^H \frac{LE}{T^3} \frac{dT}{\gamma'} \text{ мм/сек.}$$

Если имеются данные о трансформационном охлаждении на двух или более уровнях, то интеграл рационально разбить на два или более, соответствующих слоям, расположенным между этими уровнями.

уммируя (7) и (10), получим полное выражение для расчета интенсивности осадков из фронтальных облаков слоистых форм

$$I = -\frac{10\mu}{\rho_B k^2 N} \int_0^H \left[\frac{E\omega}{T^2} \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) + \int_{T_H}^{T_K} \frac{LE}{T^3} dT \right] \frac{dT}{\gamma'} \text{ мм/сек.} \quad (13)$$

если интегрирование по пути движения заменить введением осредненного знача трансформационного изменения температуры $\overline{\Delta T}$, то

$$I = -\frac{10\mu}{\rho_B k^2 N} \int_0^H \frac{E}{T^2} \left[\omega \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) + \overline{\Delta T} \frac{L}{T} \right] \frac{dT}{\gamma'} \text{ мм/сек.} \quad (14)$$

при практическом вычислении интеграла (14) следует разбивать его на части соответственно слоям с постоянными значениями γ , γ' , $\overline{\Delta T}$. Тогда, считая $L = \text{const}$, можно выполнить интегрирование следующим образом.

Исключив квадратную и круглую скобки в (14), мы получим интегралы вида

$$\int ET^n dT,$$

$n = -2, -3$.

Известно, что

$$E = E_0 e^{\frac{L}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)},$$

E_0 и E — упругости насыщения соответственно при температуре T_0 и T .

Тогда

$$\int ET^n dT = E_0 e^{\frac{L}{kT_0}} \int e^{-\frac{L}{kT}} T^n dT.$$

Возначим $\frac{L}{kT} = x$. Пренебрегая температурной зависимостью L , получим

$$ET^n dT = -E_0 e^{\frac{L}{kT_0}} \frac{L^{n+1}}{k^{n+1}} \int e^{-x} x^{-n-2} dx = -E_0 e^{\frac{L}{kT_0}} \frac{L^{n+1}}{k^{n+1}} \Gamma'(-n-1),$$

Γ' — неполная гамма-функция [$\Gamma'(y) = \int x^{y-1} e^{-x} dx$].

В нашем случае интегралы могут быть представлены в виде конечных разностей:

$n = -2$

$$\int_{T_1}^{T_2} ET^{-2} dT = \frac{kE}{L} \Big|_{T_1}^{T_2} = \frac{k}{L} (E_2 - E_1).$$

$n = -3$

$$\int_{T_1}^{T_2} ET^{-3} dT = \frac{k^2}{L^2} (E_2 - E_1) + \frac{k}{L} \left(\frac{E_2}{T_2} - \frac{E_1}{T_1} \right).$$

где для каждого слоя с постоянными значениями γ , γ' , $\overline{\Delta T}$

$$-\frac{10\mu}{\rho_B k^2 N L \gamma'} \left\{ (E_2 - E_1) \left[k \left(\omega \gamma + \overline{\Delta T} \right) + \frac{gM}{N} \omega \right] + L \left(\frac{E_2}{T_2} - \frac{E_1}{T_1} \right) \left(\omega \gamma + \overline{\Delta T} \right) \right\}. \quad (15)$$

Подставляя численные значения μ , ρ_B , k , N , L , g , M в системе CGS, лучим

$$I = -\frac{13,8 \cdot 10^{-8}}{\gamma'} \left\{ (E_2 - E_1) [0,29 \cdot 10^{-2} (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) + 10^{-6} \omega] + 15,7 \left(\frac{E_2}{T_2} - \frac{E_1}{T_1} \right) (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) \right\} \text{ мм/сек.}$$

Если γ и γ' измерять в град/100 м, E — в миллибарах, ω в см/сек., $\overline{\Delta T}$ — к промежутку времени 12 час. и интенсивность осадков измерять в мм то

$$I = -\frac{4,97 \cdot 10^{-3}}{\gamma'} \left\{ (E_2 - E_1) [0,29 (\omega\gamma + 0,23 \overline{\Delta T}) + \omega] + 1,57 \cdot 10^3 \left(\frac{E_2}{T_2} - \frac{E_1}{T_1} \right) (\omega\gamma + 0,23 \overline{\Delta T}) \right\} \text{ мм/час.}$$

Если T_1 и T_2 достаточно близки друг к другу, то, заменяя

$$E = \tilde{E} e^{\frac{L}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'} \right)} = \tilde{E} \left[1 + \frac{L}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'} \right) \right],$$

где значение \tilde{T}' лежит между значениями T_1 и T_2 , а соответствующее ей значение \tilde{E} между E_1 и E_2 , после простых преобразований получим

$$I = -\frac{10\mu}{\rho_B k N L \gamma'} \left\{ (E_2 - E_1) \left[k (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) + \frac{gM}{N} \omega \right] + (T_2 - T_1) \frac{\tilde{E} L}{\tilde{T}^2} \left(\frac{L}{k \tilde{T}} - 1 \right) (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) \right\}.$$

Подставляя численные значения μ , ρ_B , M , k , N , g в системе CGS, по

$$I = -\frac{13,8 \cdot 10^{-8}}{\gamma'} \left\{ (E_2 - E_1) [0,29 \cdot 10^{-2} (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) + 10^{-6} \omega] + 15,7 (T_2 - T_1) \frac{\tilde{E}}{\tilde{T}^2} \left(\frac{5407}{\tilde{T}} - 1 \right) (\omega\gamma + \overline{\Delta T}) \right\} \text{ мм/сек.}$$

Пример 1. Рассчитаем интенсивность осадков в облачном слое с градиентом стратификации 0,9 град/100 м, если температура нижнего основания слоя верхнего -4° , скорость восходящих движений в облаке 1 см/сек., а изобарное охлаждение облака происходит со скоростью 0,1 град/час. Принимаем $= -0,6 \cdot 10^{-4}$ град/см, по формуле (16) получим

$$I = -\frac{13,8 \cdot 10^{-8}}{-0,9 \cdot 10^{-4}} \left\{ (4,54 - 6,11) \cdot 10^3 \left[0,29 \cdot 10^{-2} \left(-1 \cdot 0,6 \cdot 10^{-4} - \frac{0,1}{3600} \right) + 10^{-6} \cdot 1 \right] + 15,7 \left(\frac{4,54 \cdot 10^3}{269} - \frac{6,11 \cdot 10^3}{273} \right) \left(-1 \cdot 0,6 \cdot 10^{-4} - \frac{0,1}{3600} \right) \right\} = 9,84 \cdot 10^{-6} \text{ мм/сек.} = 0,035 \text{ мм/час.}$$

Для изотермических слоев ($E_2 - E_1$), ($T_1 - T_2$), $\gamma' = 0$ и выражение становится неопределенным.

В этом случае уравнение (14) приводится к виду

$$I = -\frac{10\mu}{\rho_B k^2 N} (z_2 - z_1) \frac{E}{T^2} \left[\omega \left(\frac{\gamma L}{T} + \frac{gM}{N} \right) + \overline{\Delta T} \frac{L}{T} \right].$$

Количества осадков, вычисленные различными способами

икт зондирования	Срок (конечный)	Количество осадков (мм)				
		формула (1)	формула (3)	формула (14)	метод [8]	дожде- мер
Ленинград	27 V 1953 г., утро	11,0	9,1	10,5	12,3	9,4
"	27 V 1953 г., вечер	6,8	5,0	9,2	8,7	11,5
"	27 IV 1953 г., вечер	0	0	0	0	0
"	4 V 1954 г., вечер	0,7	0,7	1,3	0,3	2,7
"	4 V 1954 г., вечер	0	0	1,3	2,0	1,5
"	15 VI 1954 г., утро	1,0	0,9	0,8	0	1,5
"	2 VIII 1954 г., утро	1,4	0,9	0,9	3,7	4,4
"	10 VIII 1954 г., вечер	1,0	0,9	0,8	0,9	10,3
"	31 VIII 1954 г., утро	1,2	1,0	3,7	1,3	3,9
"	3 IX 1954 г., утро	-0,5	-1,4	0,3	0,7	1,3
"	26 IX 1954 г., вечер	0	0,3	0,3	0	2,7
"	27 IX 1954 г., вечер	0	-0,1	0	3,7	0
"	2 X 1954 г., утро	4,3	3,8	2,1	0,1	0,8
"	13 X 1954 г., утро	4,3	3,7	1,4	1,5	6,0
"	14 X 1954 г., утро	0,4	0,4	-0,2	0,3	0
"	17 X 1954 г., утро	2,8	2,6	1,4	3,5	4,5
"	23 X 1954 г., утро	0,6	0,5	1,0	0,2	1,3
"	30 X 1954 г., утро	0,9	0,9	0,6	0,3	1,5
"	30 X 1954 г., вечер	0,4	0,3	0,4	0,5	0,9
"	31 X 1954 г., утро	0	0	0,7	0,1	3,0
"	9 V 1955 г., вечер	0,9	0,8	-0,1	1,0	0
"	25 V 1955 г., вечер	13,3	11,3	5,7	17,6	5,9
"	28 IX 1955 г., утро	3,0	2,2	1,3	1,8	8,6
"	19 X 1955 г., утро	1,3	1,1	0,9	0,3	1,2
"	26 X 1955 г., вечер	1,0	0,9	0,3	0,9	0,3

Пункт зондирования	Срок (конечный)	Количество осадков (мм)				
		формула (1)	формула (3)	формула (14)	метод [8]	дс 1
Ленинград	27 X 1955 г., утро	1,4	1,0	1,3	1,0	
"	27 X 1955 г., вечер	0,3	0,2	0,9	0,4	
Бологое	27 V 1953 г., утро	2,9	2,2	2,2	2,2	
Минск	27 V 1953 г., вечер	0,8	0,6	2,1	0,4	
Уфа	5 X 1952 г., утро	6,4	5,8	7,9	5,0	1
"	5 X 1952 г., вечер	1,3	1,2	1,8	0,1	
* Свердловск	5 X 1952 г., утро	1,7	2,0	0,9	0	
"	5 X 1952 г., вечер	4,7	5,2	4,9	0,8	
Москва	5 X 1952 г., утро	-0,1	-0,2	-0,3	0	1
"	5 X 1952 г., вечер	1,3	1,0	0,7	1,8	
Горький	8 V 1953 г., утро	4,7	4,3	8,2	0	1
"	8 V 1953 г., вечер	0,4	0,3	0,6	0,2	
Среднее фактическое \bar{I}		—	—	—	—	
Среднее абсолютное отклонение от фактического значения $\bar{\sigma}$		2,92	2,99	2,43	3,45	
Среднее относительное отклонение, $\frac{\bar{\sigma}}{\bar{I}} 100\%$		70	71	58	82	

Подставляя численные значения μ , ρ_B , M , k , N , L в системе CGS, по

$$I = -7,48 \cdot 10^{-4} (z_2 - z_1) \frac{E}{T^2} \left[\omega \left(15,7 \frac{\gamma}{T} + 10^{-6} \right) + 15,7 \frac{\Delta T}{T} \right] \text{ мм/сек.}$$

Уравнение (20) может быть также записано как

$$I = -\frac{10\mu}{\rho_B M k^2 N} (z_2 - z_1) \frac{E}{T^2} \left[\frac{L}{T} (\omega \gamma + \overline{\Delta T}) + \frac{\omega g M}{N} \right]$$

или соответственно

$$I = -7,48 \cdot 10^{-4} (z_2 - z_1) \frac{E}{T^2} \left[\frac{15,7}{T} (\omega \gamma + \overline{\Delta T}) + 10^{-6} \omega \right] \text{ мм/сек.}$$

Если γ и γ' измерять в град/100 м, E — в миллибарах, ω — в см $z_2 - z_1$ — в сотнях метров, $\overline{\Delta T}$ относить к промежутку времени 12 час. и истинность осадков измерять в мм/час, то

$$I = -2,69 (z_2 - z_1) \cdot 10^3 \frac{E}{T^2} \left[\frac{15,7}{T} (\omega \gamma + 0,23 \Delta T) + 10^{-2} \omega \right] \text{ мм/час.}$$

пример 2. Рассчитаем интенсивность осадков в изотермическом слое облака эстью в 1 км, если температура слоя 0° , скорость восходящих движений 1 см/сек. и скорость изобарического охлаждения $0,1$ град/час. Принимая $-0,6 \cdot 10^{-4}$ град/см, по формуле (23) получим

$$\begin{aligned} r &= -7,48 \cdot 10^{-4} \cdot 10^5 \frac{6,11 \cdot 10^8}{273^2} \left[\frac{15,7}{273} \left(-1 \cdot 0,6 \cdot 10^{-4} - \frac{0,1}{3600} \right) + 10^{-6} \cdot 1 \right] = \\ &= 2,48 \cdot 10^{-5} \text{ мм/сек.} = 0,09 \text{ мм/час.} \end{aligned}$$

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ОСАДКОВ С ФАКТИЧЕСКИМИ ДАННЫМИ

кое сравнение было выполнено для теплой половины года Э. А. Шемяки-А. А. Серебряковой, Э. И. Меписцверидзе.

я анализа отбирались случаи, когда пункт зондирования длительное время ился под воздействием восходящих токов и когда в пункте зондирования тько часов подряд выпадали осадки из фронтальных облаков слоистых форм.

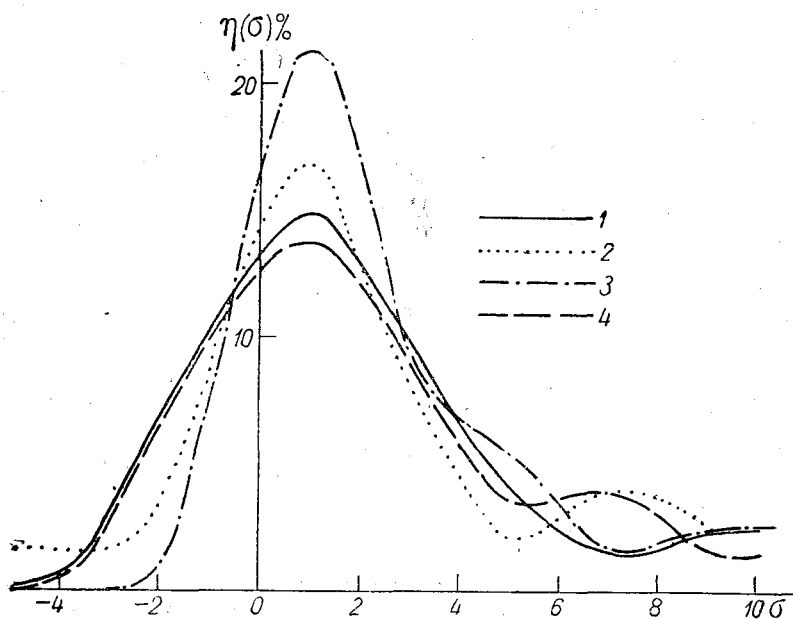


Рис. 1. Погрешности различных способов расчета количества осадков. 1 — по формуле (1), 2 — по формуле (3), 3 — по формуле (14), 4 — по методу из работы [8].

равило, интенсивность осадков вычислялась для обоих сроков, между кото-наблюдались осадки. Количество осадков принималось равным произведению ивности на время выпадения. Время брали из данных фактических на-ий; интенсивность осадков между сроками считалась меняющейся линейно. альные токи рассчитывались по методу, опубликованному в работе [7] й способ). Трансформационное изменение температуры определялось по ам, опубликованным в работах [6], [8].

целью сравнения, кроме формулы (14), использовались формулы (1), (3) д вычисления количества осадков, рекомендованный в [8]. Трансформацион-ффект в случае формул (1) и (3) учитывался с помощью формулы (12). го было проанализировано 37 случаев. Результаты вычислений представ-табл. 1 (стр. 57) и на рис. 1.

По оси абсцисс на рис. 1 отложена разность между фактическим количеством осадков (по дождемеру) и вычисленным, по оси ординат — повторяемость ностей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Все методы вычисления количества осадков в сочетании с выбранным методом вычисления вертикальных токов дают значительную погрешность в том случае, если расчет не содержит никаких элементов прогноза. Неслучайный результат, полученный по формуле (14), свидетельствует, по-видимому, о необходимости учета действительной стратификации облачности. Тот факт, что все методы в среднем дали заниженный результат, говорит либо о том, что выбранный нами метод расчета вертикальных токов дает заниженные результаты, либо о том, что в дождящем облаке влаги выделяется меньше, чем выпадает.

2. Трансформационное изменение температуры в процессе формирования осадков из фронтальных облаков слоистых форм в среднем имеет значение, существенно меньшее, чем восходящие токи. В отдельных случаях, однако, основным фактором, определяющим образование осадков, становится трансформация.

3. Выполненные расчеты не позволяют указать на причину значительного расхождения результатов расчетов по формуле (14) и фактических данных. Точными причинами могут быть, вообще говоря, следующие: а) недостаточно высокая точность вычисления вертикальных токов, б) недостаточная точность определения трансформационного изменения температуры; тем более, что за неимением других мы пользовались графиком, полученным для холодного полугодия, в) неучет непереносимости процесса образования осадков, что приводит к ошибкам, связанным с осреднением результатов во времени и пространстве, г) изменение стратификации облачности во времени, что не учитывается формулой (14), д) изменение влажности облачности во времени, что также не учитывается формулой (14).

Для оценки роли фактора „а“ необходимо, применяя формулу (14), вычислить вертикальные токи всеми известными способами. Это позволит сравнить способы вычисления вертикальных токов между собой и выбрать из них наиболее точные.

Для оценки роли фактора „б“ необходимо либо использовать результаты зондирования, либо вычислять трансформационное изменение температуры более совершенным способом¹.

Для оценки факторов „в“, „г“, „д“ необходимо учитывать результаты зондирования и применять вместо формулы (14) более точную, а также менее практически удобную формулу (13).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев А. С. Термодинамический анализ карт барической топографии и приращивания адвективно-динамического метода к прогнозу осадков. Труды НИУ ГУГМС, вып. 14, 1946.
2. Хромов С. П. Основы синоптической метеорологии. Гидрометеоздат, 1948.
3. Дюбюк А. Ф. К расчету осадков. Докл. ЦИП., т. I, вып. 3, 1947.
4. Solot S. B. Computation of depth of precipitable water in a column of air. Monthly Weather Review. Vol. 67, № 4, 1939.
5. Showalter A. K. Precipitable water Template. Bulletin of the Amer. Meteor. Soc. 35, № 3, 1954.
6. Бачурин А. А. и Туркетти З. Л. Условия образования осадков холодного полугодия и возможности их прогноза. Гидрометеоздат, 1955.
7. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. I, 1955.
8. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. II, 1954.
9. Швеца М. Е. О конденсации водяного пара в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. I, № 6, 1955.

¹ См. об этом в работе М. Е. Швеца [9], где рассматривается процесс конденсации водяного пара в результате турбулентного перемешивания.

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДВИЖЕНИЙ НА ФРОНТАХ

§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Турбулентные пульсации скорости в атмосфере могут существенно влиять на полеты самолетов. Пульсации, имеющие большую амплитуду, создают болтанку пилота, характеризующуюся такими значениями перегрузок, которые опасны для самолета даже весьма прочной конструкции. Болтанка, не приводящая к разрыву самолета или к опасности разрушения, также существенно затрудняет полет. Известен, например, случай [1], когда самолет под действием болтанки вернулся вверх колесами и некоторое время летел в таком положении, несмотря на все усилия летчика привести его в нормальное положение. Этот самолет остался неповрежденным. Очевидно, однако, что при такой болтанке невозможен сколько-нибудь осмысленный маневр самолета или выполнение какого-либо тактического задания.

Турбулентные пульсации больших амплитуд, вызывающие болтанку, связаны с определенными метеорологическими условиями. Исследования этой связи представляют интерес во многих отношениях. С практической точки зрения основное значение имеет тот факт, что предсказать непосредственно болтанку самолета особенно труднее, чем предсказать соответствующие метеорологические условия. Хотя последняя задача еще далека от своего достаточно удовлетворительного решения, тем не менее очевидно, что наиболее рациональный подход к проблеме прогноза болтанки основан на исследовании связи ее с метеорологическими условиями.

Характеристики турбулентных пульсаций скорости в атмосфере, и в частности их амплитуды, зависят от всего комплекса метеорологических условий, характерных для движений большего масштаба, чем масштаб интересующих нас турбулентных пульсаций. Однако исследование этих зависимостей весьма сложно, и естественно, что целесообразно избрать упрощенный подход к анализу метеорологических условий болтанки. В настоящее время приняты два таких упрощенных подхода, взаимно дополняющих друг друга.

Первый подход состоит в выделении таких погодных условий и синоптических ситуаций, при которых наиболее вероятна болтанка. Классификация условий полета с этой точки зрения предпринималась многими авторами (например, [2]).

В настоящее время можно считать, что наиболее опасными в смысле болтанки являются следующие области в атмосфере.

1. Районы над горами и в особенности зоны подветренных волн. Турбулентность, возникающая при разрушении подветренных волн, а также болтанка, связанная с действием самих этих волн, часто являлись причинами аварии самолетов. Такие районы, однако, обычно довольно четко локализованы, так что нетрудно видеть попадание в такой район и принять соответствующие меры.

2. Области атмосферы на больших высотах вблизи струйных течений, в особенности слева от осей этих течений и выше них. Турбулентность в этих областях

обычно не связана с конденсацией водяного пара, так что летчик лишен возможности предвидеть вероятность болтанки по облакам. В иностранной литературе для этого случая принят термин „турбулентность в чистом воздухе“ (clear turbulence). Именно с турбулентностью в чистом воздухе связывают известную аварию английского реактивного пассажирского самолета „Комета“.

Этот вид болтанки характеризуется большими значениями перегрузок и в опасен как вследствие отсутствия облаков, предупреждающих об опасности, и вследствие большого значения высоких слоев для скоростной авиации.

3. Районы внутримассовой конвекции и особенно гроз. В грозах для лета весьма опасны, наряду с интенсивной болтанкой, также потеря видимости более всего электрические разряды. Однако грозы сравнительно легко обходить, а также предсказать по крайней мере на небольшие сроки.

4. Области вблизи поверхностей раздела (фронтов) в атмосфере. По-видимому турбулентные пульсации во фронтальных областях редко имеют очень большие амплитуды. Однако, наряду с фронтальными грозами, большую опасность в полете представляют болтанки фронтальных областей при отсутствии облаков. Случаи турбулентности в таких областях аналогичны турбулентности в чистом воздухе — их столь же трудно предвидеть, а потому и избежать в полете.

Второй упрощенный подход к выявлению метеорологических условий болтанки состоит в определении таких количественных характеристик состояния атмосферы, которые наиболее тесно связаны с болтанкой, и в анализе этой связи. В качестве такой характеристики в настоящее время широко используется число Рибейсона (Ri)

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\gamma_a - \gamma}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2},$$

где g — ускорение силы тяжести, T — температура, γ_a и γ — адиабатический и реальный вертикальные градиенты температуры, u и v — составляющие скорости ветра, z — высота.

Характерной особенностью рассматриваемого подхода является то, что критерии турбулентности („критерия болтанки“) производятся на основе теоретических соображений, а анализ связи ее с болтанкой — на основе экспериментального исследования, а именно специальных (или рядовых) полетов в непосредственной близости с аэрологическим зондированием.

В частности, такой анализ связи Ri с болтанкой показал, что при малых значениях Ri болтанка наблюдается чаще и бывает более интенсивной, чем при больших, что согласуется с теоретическими представлениями на этот счет. В то же время соответствующие зависимости характеризуются весьма большой степенью приближенности, большим „разбросом точек“. Это, разумеется, вполне естественно и обусловлено тем, что анализ всей совокупности метеорологических условий болтанки заменяется рассмотрением только числа Ri .

Следует заметить, что различные погодные условия, связанные с болтанкой, целесообразно описывать различными критериями болтанки. Число Ri как критерий болтанки, по-видимому, лучше всего применимо в третьем из перечисленных видов условий — условия внутримассовой конвекции. Возможно, что оно применимо также к условиям турбулентности в чистом воздухе, хотя, с другой стороны, известно, что последняя зависит не только от вертикальных градиентов скорости ветра, но и от горизонтальных. Для подветренных волн целесообразной критерий болтанки. Важные соображения по этому вопросу выданы Скоровером [4], [5].

Что касается болтанки у фронтов, то число Ri , строго говоря, не применимо к анализу условий ее. Действительно, при переходе через фронт скорость и температура терпят скачки и число Ri не существует. В действительности правда, фронт представляет собой результат идеализации узкого переходного слоя с большими градиентами в котором существуют и велики. Однако данные о таких градиентах неизбежно будут весьма ненадежными вследствие малой толщины слоя. По-

изация переходного слоя в виде фронта, плодотворная во многих отношениях — целесообразна и при выявлении критерия болтанки.

Известно, что выявление критерия болтанки может служить лишь первым этапом изучения болтанки у фронтов. Центр тяжести должен лечь на экспериментальную часть исследования, а именно: на специальные полеты вблизи фронтов без фронты, сопровождаемые аэрологическим зондированием зон полета.

§ 2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Примем в качестве основной гипотезы, что турбулентность у поверхностей раздела связана с нарушением устойчивости коротких волн у этой поверхности.

Задача сводится к выявлению критериев устойчивости таких волн, и, следовательно, к рассмотрению теории их.

В классической гидромеханике известна теория волн у поверхности раздела однородных, движущихся с постоянными скоростями потоков в несжимаемой жидкости. Применительно к коротким волнам в атмосфере эта теория нуждается в обобщении. Таким обобщением занимался Д. Л. Лайтман [6], однако он рассуждал главным образом характеристиками стационарных волн, а не устойчивостью колебаний. Атмосферу, или какой-либо ее слой, нельзя считать однородной. Поэтому на волны в атмосфере существенное влияние оказывает неустойчивость

$$\beta = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz}, \quad (1)$$

— потенциальная температура, z — высота (черта сверху означает характеристику основного состояния, на которые накладываются малые колебания).

Влияние статической устойчивости является основным фактором, отличающим устойчивость коротких волн в атмосфере и в однородной несжимаемой жидкости. Существуют и некоторые другие, менее существенные обобщения, которые будут рассмотрены ниже.

При выводе исходных уравнений примем следующие упрощающие предположения:

1. Так как движения малого масштаба, то кориолисова сила незначительна. Так как нас интересуют волновые движения, происходящие по инерции, то будем пренебрегать силой вязкости и притоки тепла, т. е. будем рассматривать адиабатические движения идеальной жидкости.

2. Тогда уравнения динамики атмосферы примут вид:

уравнения движения

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0; \quad (3)$$

уравнение притока тепла (адиабатичности)

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\kappa p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = 0. \quad (4)$$

Здесь приняты обычные обозначения: t — время, x , y — горизонтальные координаты, z — высота, ρ — плотность, p — давление, u , v , w — составляющие скорости по осям x , y и z соответственно; $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкостей, g — ускорение силы тяжести.

Пусть движение является результатом наложения малых волновых возмущений на основной поток, удовлетворяющий следующим ограничениям:

1) он горизонтален $\bar{w} \equiv 0$,

2) его характеристики \bar{p} , $\bar{\rho}$, \bar{u} , \bar{v} не зависят от горизонтальных координат и времени, а зависят только от высоты z .

Тогда уравнения малых возмущений, характеристики которых обозначены штрихами, примут вид:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{d\bar{u}}{dz} w' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{d\bar{v}}{dz} w' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y},$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial w'}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g}{\bar{\rho}} \rho',$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \rho'}{\partial y} + \frac{d\bar{\rho}}{dz} w' + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{d\bar{p}}{dz} w' - \kappa \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \rho'}{\partial y} + \frac{d\bar{\rho}}{dz} w' \right) = 0.$$

Эти уравнения удобно несколько преобразовать. Именно введем, кроме обычной статической устойчивости β (1), еще следующие величины: скорость звука для невозмущенного состояния

$$a = \sqrt{\kappa \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}}},$$

составляющие вертикального градиента скорости основного движения

$$\gamma = \frac{d\bar{u}}{dz}, \quad \delta = \frac{d\bar{v}}{dz},$$

составляющие количества движения для малых возмущений (в линейном приближении)

$$r' = \bar{\rho} u', \quad s' = \bar{\rho} v', \quad m' = \bar{\rho} w',$$

индивидуальную производную по времени при основном движении

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y}.$$

Тогда система (5) — (9) примет вид:

$$\frac{Dr'}{Dt} + \gamma m' + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{Ds'}{Dt} + \delta m' + \frac{\partial p'}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{Dm'}{Dt} + g\rho' + \frac{\partial p'}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \frac{\partial r'}{\partial x} + \frac{\partial s'}{\partial y} + \frac{\partial m'}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{Dp'}{Dt} - a^2 \frac{D\rho'}{Dt} + a^2 \beta m' = 0.$$

таком виде уравнения, по крайней мере с формальной стороны, несколько е, чем (5) — (9). В частности, исключены переменные коэффициенты \bar{p} и входит только их комбинация a^2 . С большой точностью эта величина также оцается. Действительно, можно показать, что первый член в (14) существенно меньше каждого из остальных: отношение их имеет порядок числа Маха. Эму уравнение (14) применительно к интересующим нас движениям можно ать в виде

$$\frac{D\rho'}{Dt} - \beta m' = 0. \quad (15)$$

едует заметить, что система (10) — (13) и (15) может быть, по-видимому, нена к рассмотрению многих метеорологических задач. Рассматривая колеба- обусловленные, например, притоками тепла или орографией, часто ограничи- я простейшими предположениями о вертикальной распределении температуры овном состоянии, полагая его изотермическим или адиабатическим. Выведен- истема позволяет решать те же задачи при более общих предположениях. этом она должна быть соответственно обобщена на учет, например, турбу- ой вязкости или притоков тепла, что не представляет затруднений.

дем рассматривать прогрессивные волны, для чего положим в (10) — (13)

$$\varphi' = \varphi \exp \{ i(\sigma t - kx - ly) \}.$$

десь φ' — любая из величин r' , s' , m' , p' , ρ' , φ — комплексная амплитуда етствующей величины (ради простоты обозначаемая так же, как исходная ина), σ — частота, $n = \sqrt{k^2 + l^2}$ — волновое число, $\frac{l}{k}$ — угловой коэффи- направления распространения волн.

означая еще для краткости

$$f = \sigma - k\bar{u} - l\bar{v},$$

им систему обыкновенных уравнений

$$ifr + \gamma m - ikp = 0, \quad (16)$$

$$ifs + \delta m - ilp = 0, \quad (17)$$

$$ifm + gp + \frac{dp}{dz} = 0, \quad (18)$$

$$if\rho - i(kr + ls) + \frac{dm}{dz} = 0, \quad (19)$$

$$if\rho - \beta m = 0, \quad (20)$$

горой легко получить уравнение для m

$$\begin{aligned} \frac{d^2m}{dz^2} + \beta \frac{dm}{dz} - \left[n^2 \left(1 - \frac{\beta g}{f^2} \right) + \frac{\beta}{f} (k\gamma + l\delta) + \right. \\ \left. + \frac{1}{f} \left(k \frac{d\gamma}{dz} + l \frac{d\delta}{dz} \right) - \frac{d\beta}{dz} \right] m = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

о уравнение было впервые получено Д. Л. Лайхтманом [7].

§ 3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

аничные условия по высоте z для рассматриваемых прогрессивных волн подразделить на условия на ограничивающих поверхностях и условия на ностях раздела. Если ограничивающие поверхности представляют собой

горизонтальные плоскости, скажем, твердые стенки, то на них $m' = 0$, $m = 0$. Одной из особенностей метеорологических задач о волнах является факт, что (за исключением подстилающей поверхности) таких ограничивающих поверхностей не существует, или, по крайней мере, их весьма трудно обжить. В связи с этим условия на ограничивающих поверхностях приходится заменять условиями на бесконечности, требуя там затухания малых колебаний в частности

$$m(\infty) = 0,$$

$$m(-\infty) = 0.$$

Это означает, что толщина слоя, в котором проявляются волновые движения существенно больше, чем длина волн $\lambda = \frac{2\pi}{n}$, или не меньше ее.

Условия на поверхностях раздела состоят в непрерывности давления и тангенциальной к поверхности составляющей скорости. Если уравнение этой поверхности есть

$$z = h + \zeta',$$

где $z = h$ — невозмущенное положение поверхности раздела ($h = \text{const}$), а ζ' — малая величина вместе с малыми колебаниями, то имеем

$$\omega|_{z=h+\zeta'} = \omega'|_{z=h+\zeta'} = \frac{d(h+\zeta')}{dt} = \frac{d\zeta'}{dt}.$$

Отсюда в линейном приближении

$$\omega'|_{z=h} = \frac{D\zeta'}{Dt}.$$

Обозначим характеристики воздушных масс, разделяемых рассматриваемой поверхностью, индексами $+$ и $-$, тогда

$$\omega'_+|_{z=h} = \frac{D_+\zeta'}{Dt},$$

$$\omega'_-|_{z=h} = \frac{D_-\zeta'}{Dt}.$$

Величины $\omega'_+|_{z=h}$ и $\omega'_-|_{z=h}$, вообще говоря, не равны друг другу, поскольку производные $\frac{D_+}{Dt}$ и $\frac{D_-}{Dt}$ отличаются вследствие различия скоростей этих потоков. Однако нормальные к поверхности раздела составляющие скорости (а не только скорости возмущений) остаются непрерывными.

Применительно к прогрессивным волнам написанные равенства принимаем

$$\left. \begin{aligned} m_+(h) &= i\bar{\rho}_+(h)f_+(h)\zeta \\ m_-(h) &= i\bar{\rho}_-(h)f_-(h)\zeta \end{aligned} \right\}$$

где

$$\zeta' = \zeta \exp [i(\sigma t - kx - ly)].$$

Исключая из (14) ζ и вводя обозначение для „скачков“

$$\varphi_+|_{z=h} - \varphi_-|_{z=h} = [\varphi],$$

получим

$$\left[\frac{m}{\rho f} \right] = 0.$$

Условие непрерывности давления на поверхности раздела может быть записано где

$$(\bar{p}_+ + p'_+)|_{z=h+\zeta'} = (\bar{p}_- + p'_-)|_{z=h+\zeta'}$$

$$p'_+|_{z=h} - p'_-|_{z=h} = \bar{p}_-(h+\zeta) - \bar{p}_+(h+\zeta).$$

Для $\bar{p}(z)$ имеем из (2) уравнение статики

$$\frac{d\bar{p}}{dz} = -g\bar{\rho},$$

да

$$\bar{p}(h+\zeta') = \bar{p}(h) - g \int_h^{h+\zeta'} \bar{\rho}(z) dz = \bar{p}(h) - g\bar{\rho}(h)\zeta'.$$

Поэтому граничное условие приобретает тот же вид, что и для однородных жидкостей

$$p'_+|_{z=h} - p'_-|_{z=h} = g [\bar{\rho}_+(h) - \bar{\rho}_-(h)] \zeta'$$

и лишь разницей, что вместо констант $\bar{\rho}_+$ и $\bar{\rho}_-$ в нем фигурируют значения переменных величин $\bar{\rho}_+(z)$ и $\bar{\rho}_-(z)$ при $z=h$.

Для прогрессивных волн записанное условие принимает вид

$$p_+(h) - p_-(h) = g [\bar{\rho}_+(h) - \bar{\rho}_-(h)] \zeta. \quad (26)$$

Переходя в этом условии с помощью соотношений (16)–(20) к переменным n и исключая затем величину ζ с помощью (24), получим окончательно

$$\left[f \frac{dm}{dz} + (f\beta + k\gamma + l\delta) m - n^2 g \frac{m}{f} \right] = 0. \quad (27)$$

§ 4. АНАЛИЗ ПОРЯДКОВ ВЕЛИЧИН

ценим порядки величин различных членов в уравнении (21). Для этого ищем (21) в безразмерной форме, вводя вместо высоты z переменную $\xi =$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 m}{d\xi^2} + \frac{\beta}{n} \frac{dm}{d\xi} + \left[- \left(1 - \frac{\beta g}{f^2} \right) - \frac{\beta}{fn^2} (k\gamma + l\delta) + \right. \\ \left. + \frac{1}{fn^2} \left(k \frac{d\gamma}{dz} + l \frac{d\delta}{dz} \right) + \frac{1}{n^2} \frac{d\beta}{dz} \right] m = 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Используя оценки штандартов и средних значений метеорологических элементов и их производных, данными М. И. Юдиным [8] для движений большого масштаба, и принимая $|\beta| \approx 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ (что соответствует $\frac{d\theta}{dz} = 10^{-3} \text{ град. м}^{-1}$) и $|f| = 3 \cdot 10^{-2} \text{ сек.}^{-1}$, получим

$$\left| \frac{\beta}{n} \right| \approx 2 \cdot 10^{-3}, \quad \left| \frac{\beta g}{f^2} \right| \approx 2 \cdot 10^{-1}, \quad \left| \frac{1}{n^2} \frac{d\beta}{dz} \right| \approx 3 \cdot 10^{-4},$$

$$\left| \frac{1}{fn^2} \left(k \frac{d\gamma}{dz} + l \frac{d\delta}{dz} \right) \right| \approx 10^{-2}, \quad \left| \frac{\beta}{fn^2} (k\gamma + l\delta) \right| \approx 2 \cdot 10^{-4}.$$

Отсюда видно, что по сравнению с соответствующим уравнением классической теории

$$\frac{d^2 m}{dz^2} - m = 0$$

основным дополнительным членом в (28) является слагаемое $\frac{\beta g}{f^2} m$, зависящее от статической устойчивости, а остальные члены уравнения (28) существенно меньше его.

Следует иметь в виду, что в рассматриваемой задаче характерное расстояние по вертикали примерно на порядок меньше, чем „шаг“ 2,5 км, принятый Юдиным. Если исходить из значений структурных функций для ветра и температуры, введенных в [8], то можно показать, что уменьшение шага по вертикали в 10 приводит к увеличению характерных величин первых производных примерно в 30 раз. Исключение составляет величина β , определяемая для движений большого масштаба своим средним арифметическим, существенно меньшим значением. Учитывая это, получим следующие оценки:

$$\left| \frac{\beta}{n} \right| \approx 3 \cdot 10^{-3}, \quad \left| \frac{\beta g}{f^2} \right| \approx 3 \cdot 10^{-1}, \quad \left| \frac{1}{n^2} \frac{d\beta}{dz} \right| \approx 10^{-2},$$

$$\left| \frac{1}{fn^2} \left(k \frac{d\gamma}{dz} + l \frac{d\delta}{dz} \right) \right| \approx 3 \cdot 10^{-1}, \quad \left| \frac{\beta}{fn^2} (k\gamma + l\delta) \right| \approx 10^{-3},$$

верные в предположении, что упомянутыми выражениями для структурных функций можно пользоваться для столь малых масштабов движения. Эти уточненные оценки показывают, что, кроме статической устойчивости, определенную роль играет еще кривизна профиля ветра. При этом влияние градиентов ветра не так мало. Интересно отметить, что Скорер [4], [5] пришел к аналогичному выводу для совершенно другой задачи, а именно об обтекании неровностей воздухом.

Однако в рассматриваемой задаче учет кривизны профиля ветра весьма труднителен. К тому же весьма вероятно, что оценка этого эффекта несколько завышена за счет того, что структурные функции ветра по высоте нельзя экстраполировать на столь малые значения интервала высот.

Некоторые из полученных оценок и вытекающие из них возможности пренебрежения малыми эффектами целесообразно объяснить с физической точки зрения.

Проведенное выше пренебрежение членом $\frac{Dp'}{Dt}$ в уравнении (14) допустимо с весьма большой точностью, ибо в рассматриваемой задаче числа Маха, встречающиеся, весьма малы. Легко видеть, что это пренебрежение эквивалентно отбрасыванию членов $\frac{\partial p'}{\partial t}$, $\bar{u} \frac{\partial p'}{\partial x}$ и $\bar{v} \frac{\partial p'}{\partial y}$ в уравнении (9) и соответственно $\frac{\partial p}{\partial t}$, $\bar{u} \frac{\partial p}{\partial x}$ и $\bar{v} \frac{\partial p}{\partial y}$ в уравнении адиабатичности (4). Это хорошо известное в метеорологии упрощение означает, что отличие адиабатичности движения от изотерности (или изостеричности) его существенно сказывается лишь на вертикальных смещениях частиц, но не на горизонтальных.

Если H — характерная толщина слоя, участвующего в волновом движении, то отношение второго члена уравнения (21) к первому имеет порядок величины

$$\beta H = \frac{1}{\theta} \frac{d\bar{\theta}}{dz} H = \frac{\Delta\bar{\theta}}{\theta},$$

где $\Delta\bar{\theta}$ — характерный перепад потенциальных температур, т. е. это отношение весьма мало. Можно видеть, что отбрасывание малого члена $\beta \frac{dm}{dz}$ в уравнении неразрывности эквивалентно пренебрежению сжимаемостью в уравнении неразрывности отбрасыванию члена $\frac{D\rho'}{Dt}$ в (13) или, что то же самое, первых трех

авнении (8) и соответственно (3). Возможность этого упрощения также
 шю известна.

Оба эти упрощения являются упрощениями теории свободной конвекции
 в атмосфере. Законность их означает, что возмущения плотности можно считать
 вызываемыми исключительно возмущениями потенциальной температуры (а не
 энтропии) и существенными лишь для архимедовой силы (а не для сжимаемости
 воздуха).

§ 5. ВОЛНЫ У ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ПРИ МАЛОМ ВЛИЯНИИ СТАТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ

В соответствии со сказанным ранее примем следующую постановку задачи.
 Пусть имеются два слоя, разделяемые поверхностью, невозмущенное положение
 которой есть $z=0$. В каждом из слоев пренебрежем изменением ветра и стати-
 ческой устойчивости с высотой. Оба слоя пусть не имеют внешних границ.
 Характеристики верхнего слоя обозначим индексами $+$, а нижнего — индек-
 сом $-$. Тогда задача сводится к решению уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 m_+}{dz^2} - n^2 A_+^2 m_+ &= 0 \\ \frac{d^2 m_-}{dz^2} - n^2 A_-^2 m_- &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

граничных условиях

$$m_+(\infty) = m_-(-\infty) = 0, \quad (30)$$

$$\left[f \frac{dm}{dz} - n^2 g \frac{m}{f} \right]_{z=0} = 0, \quad (31)$$

$$\left[\frac{m}{\rho f} \right]_{z=0} = 0, \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} A_+^2 &= 1 - \frac{\beta_+ g}{f_+^2}, & A_-^2 &= 1 - \frac{\beta_- g}{f_-^2} \\ f_+ &= \sigma - k\bar{u}_+ - l\bar{v}_+, & f_- &= \sigma - k\bar{u}_- - l\bar{v}_- \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Эти уравнения и граничные условия получаются как частный случай из при-
 веденных выше.

В соответствии с выполненной оценкой считаем, что $\frac{\beta_+ g}{f_+^2} < 1$ и $\frac{\beta_- g}{f_-^2} < 1$, так
 A_+ и A_- вещественны. Заметим, что при мнимых A_+ и A_- задача не
 решается.

Решения уравнений (29), удовлетворяющие условиям (30), имеют вид

$$\left. \begin{aligned} m_+ &= C_+ \exp(-A_+ n z) \\ m_- &= C_- \exp(A_- n z) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

C_+ и C_- — постоянные интегрирования.

Подставляя (34) в граничные условия (31) и (32), получаем следующее урав-
 нение частот:

$$A_+ \bar{\rho}_+(0) f_+^2 + A_- \bar{\rho}_-(0) f_-^2 = n g [\bar{\rho}_-(0) - \bar{\rho}_+(0)].$$

Это уравнение можно несколько упростить, воспользовавшись упрощенной теорией внутренних волн, основанными на учете малости разности $\bar{\rho}_-(0) - \bar{\rho}_+$ по сравнению с $\bar{\rho}_-(0)$ и с $\bar{\rho}_+(0)$. Учитывая это и переходя от плотностей к температурам, получим

$$A_+ f_+^2 + A_- f_-^2 = ng \frac{\Delta T}{\bar{T}},$$

где

$$\Delta T = \bar{T}_+(0) - \bar{T}_-(0) \equiv [\bar{T}]_{z=0}, \quad \bar{T} = \frac{1}{2} [\bar{T}_+(0) + \bar{T}_-(0)].$$

Откладывая общий анализ уравнения (35) на дальнейшее, рассмотрим частный случай малого влияния статической устойчивости, а именно случай, когда

$$\left| \frac{\beta_+ g}{f_+^2} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\beta_- g}{f_-^2} \right| \ll 1.$$

При этом из (31) вытекает, что

$$A_+ = 1 - \frac{\beta_+ g}{2f_+^2}, \quad A_- = 1 - \frac{\beta_- g}{2f_-^2}.$$

Подставляя (36) в (35), приведем уравнение частот к виду

$$f_+^2 + f_-^2 = \bar{\beta} g + ng \frac{\Delta T}{\bar{T}},$$

где

$$\bar{\beta} = \frac{1}{2} (\beta_+ + \beta_-).$$

Отсюда сразу следует, что в рассматриваемом случае скорость распространения волн, а с ней и динамическая устойчивость зависит не порознь от статических устойчивостей в верхнем и нижнем слоях β_+ и β_- , а лишь от средней статической устойчивости $\bar{\beta}$.

Введем составляющие скорости основных потоков в направлении распространения волн u_+ и u_- . Тогда для величин f_+ и f_- можно написать

$$f_+ = n(c - u_+), \quad f_- = n(c - u_-),$$

где c — фазовая скорость волн.

Подставляя полученные выражения в (37) и решая его относительно c получим

$$c = \bar{u} \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\Delta T}{\bar{T}} + \frac{g\lambda^2}{8\pi^2} \bar{\beta} - \frac{(\Delta u)^2}{4}},$$

где обозначено

$$\bar{u} = \frac{1}{2} (u_+ + u_-), \quad \Delta u = u_+ - u_-.$$

В частном случае $\bar{\beta} = 0$ из (38) получается известное соотношение классической теории волн у поверхности раздела однородных потоков. Это означает, что в атмосфере классическая теория применима не в случае постоянства плотности по высоте, а в случае постоянства потенциальной температуры. Полученный в итоге результат вполне естественен в свете общих рассуждений, приведенных в § 4.

Согласно (38), устойчивыми будут волны, для которых подкоренное выражение положительно, неустойчивыми — для которых оно отрицательно. Это дает квадратное уравнение для критической длины волны $\lambda_{кр}$, такой, что волны меньшей длины неустойчивы:

$$\lambda_{кр}^2 + \frac{2\pi}{\bar{\beta}} \frac{\Delta T}{\bar{T}} \lambda_{кр} - \frac{2\pi^2 (\Delta u)^2}{g\bar{\beta}} = 0.$$

оложительный корень уравнения (39) можно записать в виде

$$\lambda_{кр} = \lambda_0 \frac{2}{\sqrt{1+2\Gamma+1}}, \quad (40)$$

$$\lambda_0 = \frac{\pi \bar{T}}{g} \frac{(\Delta u)^2}{\Delta T} \quad (41)$$

критическая длина волны в классической теории, т. е. в случае безразличия (в среднем) статического равновесия, а

$$\Gamma = \frac{\bar{T}^2}{g} \bar{\beta} \frac{(\Delta u)^2}{(\Delta T)^2} \quad (42)$$

безразмерный параметр, зависящий от средней статической устойчивости $\bar{\beta}$. Из равенства (40) вытекает, что с ростом Γ критическая длина волны $\lambda_{кр}$ уменьшается. Так как $\Gamma > 0$ соответствует статической устойчивости ($\bar{\beta} > 0$), < 0 статической неустойчивости и так как с ростом $\lambda_{кр}$ увеличивается число неустойчивых волн, то полученный вывод означает, что с увеличением статической устойчивости растет и динамическая устойчивость в соответствии с этими представлениями на этот счет.

Замеченное упрощающее предположение о малости влияния статической устойчивости позволяет пользоваться с уверенностью соотношением (40) лишь при $|\Gamma|$, когда это соотношение приобретает вид

$$\lambda_{кр} = \lambda_0 \left(1 - \frac{\Gamma}{2}\right). \quad (43)$$

§ 6. О КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ

Безразмерный параметр Γ описывает влияние статической устойчивости на динамическую устойчивость потоков у поверхности раздела. Он в известной мере связан с числом Ричардсона

$$Ri = \frac{\beta g}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2}, \quad (44)$$

описывающему влияние статической устойчивости на динамическую, но в случае отсутствия поверхности раздела.

Выражение (42) для Γ можно переписать еще в следующем виде:

$$\Gamma = \frac{\bar{T}}{g} (\gamma_a - \bar{\gamma}) \frac{(\Delta u)^2}{(\Delta T)^2}. \quad (45)$$

Можно отметить, что при разных знаках $\bar{\beta}$ (или $\gamma_a - \bar{\gamma}$) перепады скорости и температуры по-разному влияют на Γ . Именно статическая неустойчивость увеличивает динамическую неустойчивость при больших перепадах скорости и при малых перепадах температуры ΔT . Напротив, статическая устойчивость уменьшает динамическую неустойчивость тем сильнее, чем больше Δu и чем меньше ΔT . Попросту говоря, при $\gamma_a - \bar{\gamma} < 0$ Γ тем больше, чем, например, больше Δu , а при $\gamma_a - \bar{\gamma} > 0$ Γ тем больше, чем больше Δu . Подобное обстоятельство характерно и для числа Ричардсона (Ri). Так при $\beta < 0$ увеличение калового градиента ветра ведет к увеличению, а при $\beta > 0$ — к уменьшению Ri .

Интересно с тем весьма интересно, что перепад скоростей Δu входит в число Γ и, следовательно, к тому, как градиент скорости $\sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$ входит в Ri . Поэтому при статической устойчивости Ri тем больше, чем меньше градиент ветра,

а Γ тем больше, чем больше перепад скорости Δu . Этот вывод связан с сечением свойств движения при наличии и при отсутствии поверхности раздела может быть доказан независимо от рассмотренной теории колебаний с помощью простого применения теории размерностей.

Если исходить из возможности использования числа Ri в качестве критерия динамической устойчивости и тем самым в качестве критерия турбулентности отсутствия поверхности раздела, то в той же мере следует признать возможным использовать в качестве такого критерия при наличии поверхности раздела число Γ . В этой связи заметим, что число Γ удобно выразить через наклон поверхности раздела к горизонту

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l \bar{T} \Delta u}{g \Delta T},$$

где l — кориолисов параметр.

На основании (46) и (47)

$$\Gamma = \frac{\bar{\beta} g}{l^2} \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Разумеется, формула (47) получена весьма нестрого, поскольку с начала поверхность раздела полагалась горизонтальной. Однако это не мешает применять ее использованию, так как кориолисова сила, а с ней наклон поверхности раздела к горизонту оказывают весьма малое непосредственное влияние на динамику коротких волн.

Пользование формулой (47) удобно потому, что в ней меньше, чем в переменных величин, а также потому, что наклон поверхности раздела сравнительно просто оценивается по данным вертикальных разрезов.

Вместе с тем следует учитывать, что оба числа Ri и Γ являются не критериями динамической устойчивости, а лишь критериями, описывающими влияние статической устойчивости на динамическую. Правильнее поэтому в случае отсутствия раздела принимать в качестве критерия динамической устойчивости, а также турбулентности, не безразмерную величину Γ , а размерную величину $\lambda_{кр}$. Чем больше $\lambda_{кр}$, тем более вероятно образование турбулентных пульсаций больших амплитуд, а с ними и болтанки самолета.

§ 7. К АНАЛИЗУ УРАВНЕНИЯ ЧАСТОТ В ОБЩЕМ СЛУЧАЕ

Принятое в § 5 предположение о малости величин $\left| \frac{\beta_+ g}{f_+^2} \right|$ и $\left| \frac{\beta_- g}{f_-^2} \right|$ накладывает существенное ограничение на анализ динамической устойчивости, поскольку при этом принципиально невозможно выявить условия, когда статическая устойчивость приводит к качественному изменению состояния движения. Поэтому наряду с выполненным приближенным анализом уравнения частот (35) целесообразно наметить пути точного его анализа.

Подставляя (33) в (35), имеем

$$\sqrt{1 - \frac{\beta_+ g}{f_+^2}} f_+ + \sqrt{1 - \frac{\beta_- g}{f_-^2}} f_- = n g \frac{\Delta T}{T}$$

или на основании выражений для f_+ и f_-

$$\begin{aligned} & [n(c - u_+)]^2 \sqrt{1 - \frac{\beta_+ g}{[n(c - u_+)]^2}} + \\ & + [n(c - u_-)]^2 \sqrt{1 - \frac{\beta_- g}{[n(c - u_-)]^2}} = n g \frac{\Delta T}{T}. \end{aligned}$$

уравнение (48) удобно преобразовать, вводя замену

$$\frac{1}{c_0} \left[c - \frac{1}{2} (u_+ + u_-) \right] = y,$$

$$\frac{1}{2c_0} (u_+ - u_-) = a,$$

$$\frac{2\beta_+ \bar{T}}{n\Delta T} = M_+, \quad \frac{2\beta_- \bar{T}}{n\Delta T} = M_-,$$

$$c_0 = \sqrt{\frac{g \Delta T}{2n \bar{T}}}$$

фазовая скорость волн на поверхности раздела покоящихся слоев при безыменной стратификации.

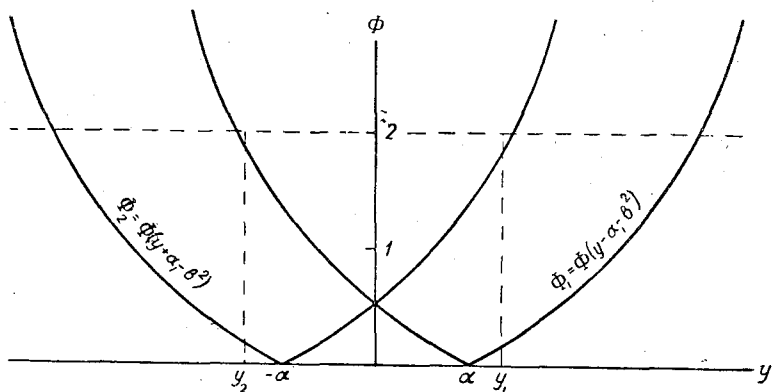


Рис. 1. К анализу уравнения частот.

вставляя эти обозначения в (48), получим

$$(y - a)^2 \sqrt{1 - \frac{M_+}{(y - a)^2}} + (y + a)^2 \sqrt{1 - \frac{M_-}{(y + a)^2}} = 2. \quad (49)$$

Анализ устойчивости сводится, очевидно, к выявлению областей таких значений параметров M_+ , M_- и a , когда y вещественно, и таких, когда y комплексно. Для такого анализа можно использовать следующий графический прием. Введем функцию

$$\Phi(y, M) = y^2 \sqrt{1 - \frac{M}{y^2}}. \quad (50)$$

где (49) переписывается в виде

$$\Phi(y - a, M_+) + \Phi(y + a, M_-) = 2. \quad (51)$$

Используя графики функции Φ при различных M , можно выявить условия, при которых выполняется равенство (51). Мы рассмотрим случай одинаковой неустойчивости в обоих слоях

$$M_+ = M_- = -b^2 < 0.$$

В этом случае графики функций $\Phi_1 = \Phi(y - a, -b^2)$ и $\Phi_2 = \Phi(y + a, -b^2)$ имеют вид, показанный на рис. 1. Для корня уравнения сумма ординат должна быть равна 2.

Рассмотрим три возможности.

1. $\Phi_1|_{y=0} = \Phi_2|_{y=0} = 1$. В этом случае, очевидно, $y = 0$ является корнем уравнения и притом единственным;

2) $\Phi_1|_{y=0} = \Phi_2|_{y=0} < 1$. В этом случае, поскольку производная от Φ каждой ветви монотонна, существуют два отличающихся друг от друга знаком корня уравнения. Если при этом $\Phi_1|_{y=-a} = \Phi_2|_{y=a} > 2$, то корни в интервале $|y| < a$, а если $\Phi_1|_{y=-a} = \Phi_2|_{y=a} < 2$, то вне этого интервала.

$$\Phi_1|_{y=0} = \Phi_2|_{y=0} \leq 1,$$

т. е.

$$a^2(a^2 + b^2) \leq 1.$$

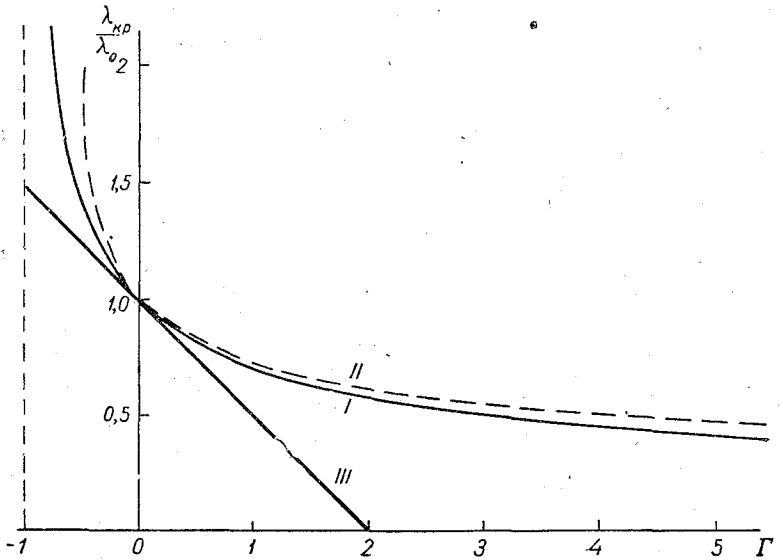


Рис. 2. Зависимость $\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_0}$ от Γ .

I — по точной формуле (53), II — по приближенной формуле (40), III — по приближенной формуле (45).

3) $\Phi_1|_{y=a} = \Phi_2|_{y=0} > 1$. В этом случае вследствие той же монотонности производных корней уравнения (вещественных) нет, так как при всех y $\Phi_1 + \Phi_2 > 1$. Таким образом, условием существования корней является

Возвращаясь к первоначальным обозначениям, получаем из (52) следующее выражение для критической длины волны:

$$\lambda_{кр} = \lambda_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \Gamma}},$$

где λ_0 и Γ определены равенствами (41) и (42). В случае малых Γ мы возвращаемся к (43).

Из формулы (53) вытекает, что при $\Gamma \leq -1$ имеет место абсолютная динамическая неустойчивость, т. е. неустойчивость возмущений всех длин. Как известно и как это видно из (41) и (53), абсолютная неустойчивость имеет место при $\Delta T < 0$. Случаем $\Gamma \leq -1$ установлена новая область абсолютной неустойчивости.

На рис. 2 изображена зависимость $\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_0}$ от Γ , согласно (53), там же показана зависимость по приближенным формулам (40) и (43). Видно, что критическая длина волны при одинаковом λ_0 сильно растет с ростом отрицательных Γ и слабо убывает с ростом положительных Γ .

ализ условий динамической устойчивости при различных значениях M_+ и описанным графическим способом представляет определенные трудности и не производился. Интересно отметить, что попытка анализировать устойчивость с помощью алгебраического решения уравнения (49) относительно u приводит к неправильным результатам, ибо при этом появляются фиктивные области устойчивости u .

§ 8. О НАПРАВЛЕНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

представляет определенный интерес вопрос о направлении распространения возмущений по отношению к направлению основных потоков, разделяемых фронтальной поверхностью. В рамках линейной теории, при пренебрежении вязкостью принципиально возможно направление распространения волн. Однако устойчивость волн заданной длины существенно зависит от направления их распространения. Поэтому естественно ожидать, что турбулентные возмущения будут распространяться в том направлении, для которого имеет место наибольшая устойчивость.

Обозначим через w_+ и w_- модули скорости основных потоков, через 2ε — угол между их направлениями и через ψ — угол между средним из направлений потоков и направлением распространения волн. Тогда введенные выше проекции основных потоков на направление распространения волн запишутся в виде

$$u_+ = w_+ \cos(\varphi + \varepsilon), \quad u_- = w_- \cos(\varphi - \varepsilon),$$

$$\Delta u = |w_+ \cos(\varphi + \varepsilon) - w_- \cos(\varphi - \varepsilon)|. \quad (54)$$

Зависимость Δu от φ (при фиксированных w_+ , w_- и ε) может быть изображена парой окружностей, соприкасающихся в начале координат и имеющих радиус, равный

$$\frac{\Delta u_{\max}}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{w_+^2 + w_-^2 - 2w_+w_- \cos 2\varepsilon},$$

а максимальное значение Δu равно величине векторной разности основных потоков

$$\Delta u_{\max} = \left| \vec{w}_+ - \vec{w}_- \right|.$$

Максимальное значение достигается в том случае, когда волны распространяются в направлении этой разности (или противоположном). Если же направление распространения волн перпендикулярно упомянутому, то $\Delta u = 0$.

С другой стороны, как видно из формул (41), (42) и (53), критическая скорость волн равна нулю при $\Delta u = 0$ и растет с ростом Δu . Действительно, производная

$$\frac{d\lambda_{\text{кр}}}{d(\Delta u)^2} = \frac{\pi T}{g\Delta T} \frac{1 + \frac{\Gamma}{2}}{(1 + \Gamma)^{\frac{3}{2}}}$$

положительна, если только не наблюдается абсолютная неустойчивость, т. е. если $\Delta T > 0$ и $\Gamma > -1$. Поэтому из сказанного вытекает следующее. Критическая длина волны максимальна для волн, распространяющихся в направлении наибольшей разности основных потоков, и минимальна, а именно равна нулю, для волн, распространяющихся в перпендикулярном направлении. Это означает, что по отношению к волнам, распространяющимся в первом направлении, имеет место наибольшая неустойчивость, а по отношению к волнам, распространяющимся во втором направлении, — абсолютная устойчивость.

Как известно, нормальная к атмосферному фронту составляющая скорости испытывает сравнительно небольшой разрыв, так что направление векторной скорости основных потоков близко к направлению фронта. Поэтому естественно ожидать проявления неустойчивости в первую очередь тех волн, которые распространяются вдоль фронта. Это означает, что из числа порывов ветра, распространяющихся в различных направлениях, наибольшую амплитуду до вообще говоря, имеют те, которые перемещаются вдоль фронта.

§ 9. О ВЛИЯНИИ ЗАМЕНЫ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ПОВЕРХНОСТЬЮ РАЗДЕЛА

Рассматривая короткие волны у поверхности раздела, необходимо иметь в виду следующее. Поверхность раздела представляет собой результат физическую стратификации тонкого переходного слоя, отделяющего два воздушных потока. Эта стратификация тем более законна, чем больше масштаб рассматриваемых движений по сравнению с толщиной переходного слоя. Поэтому применительно к коротким волнам законность замены переходного слоя поверхностью раздела не вызывает сомнения.

В связи с этим целесообразно рассмотреть теорию коротких волн у поверхности раздела. Пусть, кроме верхнего и нижнего слоев, имеется еще переходный слой толщиной $2h$, между уровнями $z = -h$ и $z = +h$. Характеристики этого слоя обозначим индексами $+$, нижнего — индексами $-$, характеристики переходного слоя оставим без индексов. Скорости основных потоков (их проекции на направление распространения волн) u_+ , u_- и u , а также численные устойчивости β_+ , β_- и β принимаем постоянными. При этом, как и раньше, β_+ и β_- не слишком велики, так что

$$A_+^2 = 1 - \frac{\beta_+ g}{f_+^2} > 0,$$

$$A_-^2 = 1 - \frac{\beta_- g}{f_-^2} > 0.$$

Напротив, статическая устойчивость в переходном слое должна быть велика, так что, в частности,

$$a^2 = \frac{\beta g}{f^2} - 1 > 0.$$

Заметим, что в предельном случае при $\beta \rightarrow \infty$, $h \rightarrow 0$, $2\beta h \rightarrow \frac{\Delta T}{T}$ мы можем получить рассмотренный выше случай волн у поверхности раздела.

Задача сводится к решению уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 m_+}{dz^2} - A_+^2 n^2 m_+ &= 0 \\ \frac{d^2 m_-}{dz^2} - A_-^2 n^2 m_- &= 0 \\ \frac{d^2 m}{dz^2} + a^2 n^2 m &= 0 \end{aligned} \right\}$$

при граничных условиях (30), а граничные условия типа (31) и (32) теперь ставятся на уровнях h и $-h$, причем вследствие непрерывности скорости эти условия приобретают простой вид

$$\left. \begin{aligned} \left[f \frac{dm}{dz} \right]_{z=h} &= 0, & \left[f \frac{dm}{dz} \right]_{z=-h} &= 0 \\ \left[\frac{m}{f} \right]_{z=h} &= 0, & \left[\frac{m}{f} \right]_{z=-h} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

шения уравнений (55), удовлетворяющие условиям (30), можно записать

$$\left. \begin{aligned} m_+ &= C_+ \exp \{ -A_+ n(z-h) \} \\ m_- &= C_- \exp \{ A_- n(z+h) \} \\ m &= D \cos anz + E \sin anz \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

одставляя (57) в (56), получим уравнение частот, являющееся обобщением уравнения (35)

$$(B_+ B_- - b^2) \sin 2\varphi + b(B_+ + B_-) \cos 2\varphi = 0, \quad (58)$$

обозначено

$$B_+ = A_+ f_+^2, \quad B_- = A_- f_-^2, \quad b = a f^2, \quad \varphi = a n h.$$

в предельном случае поверхности раздела b стремится к бесконечности, а $\varphi \rightarrow 0$ и притом так, что $b\varphi$ стремится к конечному пределу. Именно

$$\approx \sqrt{\frac{\beta g}{f^2}}, \quad b \approx f \sqrt{\beta g}, \quad \varphi \approx \frac{n}{f} \sqrt{\beta g} h, \quad \sin 2\varphi \approx \frac{2n}{f} \sqrt{\beta g} h, \quad \cos 2\varphi \approx 1.$$

одставляя это в (58) и учитывая, что

$$2\varphi h = \frac{\Delta T}{T},$$

им

$$B_+ + B_- = n g \frac{\Delta T}{T},$$

совпадает с уравнением (35).

Выводы о влиянии конечной толщины переходного слоя на поведение волн можно получить, если в разложении левой части уравнения (58) по степеням параметра $n h$ удерживать члены, меньшие на порядок, чем основные. Для получения выводов в наиболее отчетливой форме мы рассмотрим этот вопрос применительно к простейшему случаю.

Предположим, что основной поток во всех трех слоях отсутствует ($u_+ = u_- = u = 0$) и что стратификация в нижнем и верхнем слоях является равной ($\beta_+ = \beta_- = 0$). В этом случае уравнение (58) принимает простой вид

$$a \operatorname{tg} \varphi = 1. \quad (59)$$

одставляя в него, согласно сказанному,

$$a \approx \frac{\sqrt{\beta g}}{n c} \left(1 - \frac{n^2 c^2}{2\beta g} \right),$$

$$\varphi \approx \frac{\sqrt{\beta g}}{c} h \left(1 - \frac{n^2 c^2}{2\beta g} \right),$$

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi \left(1 + \frac{1}{3} \varphi^2 \right),$$

им

$$c \approx c_0 \left(1 - \frac{1}{3} n h \right), \quad (60)$$

$$c_0 = \sqrt{\frac{g}{n} \frac{\Delta T}{T}} \quad (61)$$

есть фазовая скорость волн у поверхности раздела. Отсюда видно, что схема переходного слоя в виде поверхности раздела приводит к завышению фазовой скорости волн по сравнению с действительной. Относительное завышение фазовой скорости является величиной

$$\frac{1}{3} nh = \frac{2}{3} \pi \frac{h}{\lambda}$$

и может быть существенно, если толщина переходного слоя сравнима с длиной волны. Так как рассматриваемые короткие волны имеют длину порядка десятков метров, а толщина переходного слоя измеряется сотнями метров, то этот эффект может быть существенен.

Для групповой скорости

$$c_g = c_0 + n \frac{dc}{dn}$$

из (60) и (61) получается соотношение

$$c_g = c_{og} (1 - nh),$$

где

$$c_{og} = \frac{1}{2} c_0.$$

Формула (62) показывает, что относительное завышение групповой скорости благодаря замене переходного слоя поверхностью раздела еще больше, чем завышение фазовой скорости.

Что касается устойчивости волн, то и она, по-видимому, завышается благодаря этой замене. Однако для полного анализа этого вопроса недостаточно и выше, пользоваться приближенными соотношениями, а необходимо рассмотреть трансцендентное уравнение частот (58) или в простейшем случае (59).

§ 10. ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ИССЛЕДОВАНИИ БОЛТАНКИ У ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗДЕЛА

С помощью рассуждений теоретического характера при отсутствии данных специальных исследований можно рассчитывать установить только некоторые общие положения о турбулентности вблизи поверхностей раздела и наметить рациональную постановку экспериментальных исследований. Изложим некоторые соображения по последнему вопросу.

Нам известна лишь одна работа [9], содержащая материалы самолета исследования болтанки у фронтов. Однако результаты этого исследования сопоставлены с метеорологическими условиями только в качественном аспекте, и данные, приведенные в приложении к этой работе, недостаточно для выполнения количественных расчетов. К тому же работа [9] основана на результатах лишь 20 исследовательских полетов, причем исследование болтанки не является главной целью.

Поэтому весьма важным этапом изучения условий болтанки у фронтов должны явиться специальные исследовательские полеты самолетов, регистрирующих болтанку с помощью акселерографов. При каждом полете целесообразно переключать фронт не менее двух раз. Эти самолетные исследования должны сопровождаться обычным температурно-ветровым зондированием в таком объеме, чтобы было возможно построение достаточно точных вертикальных разрезов через фронт.

С вертикальных разрезов должны сниматься данные о параметрах, связанных с точки зрения приведенных выше соображений. Эти параметры следующие:

1. Статическая устойчивость β или однозначно с нею связанный вертикальный температурный градиент γ . Эти параметры, вообще говоря, различны в двух массах, разделяемых фронтом, и должны определяться в каждой из этих масс.

2. Скачок температуры ΔT . Для оценки его следует экстраполировать температуры в каждой из двух масс внутрь переходного слоя, примерно в редины его, и вычесть эти экстраполированные значения.

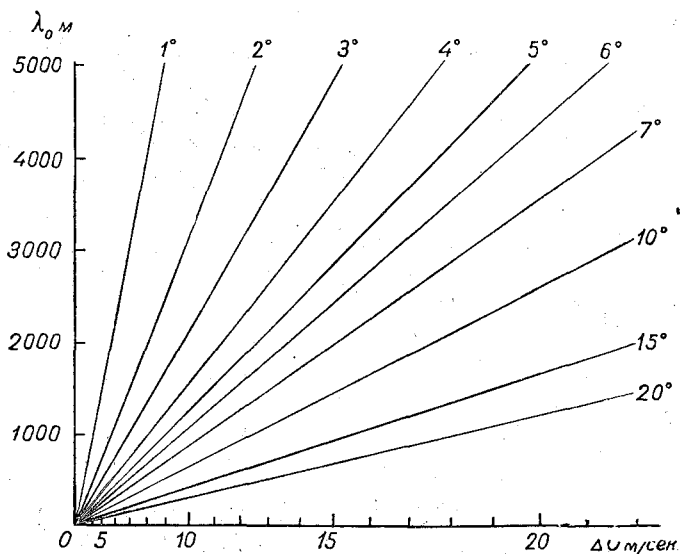


Рис. 5. Номограмма для определения λ_0 .
Наклонные прямые — изолинии ΔT° .

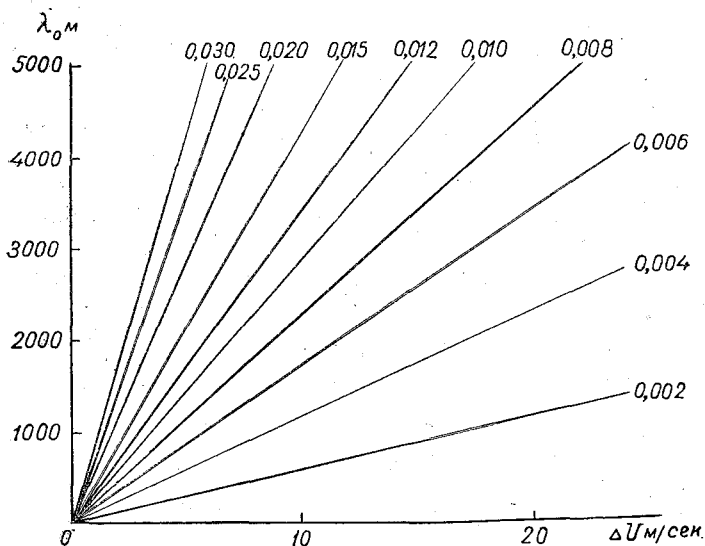


Рис. 6. Номограмма для определения λ_0 .
Наклонные прямые — изолинии $\text{tg } \alpha$.

3. Скачок скорости Δu . Он определяется подобным же образом, представляет собой векторную разность скоростей ветра. Он с большой вероятностью равен скачку составляющей касательной к фронту (т. е. к линии протекания фронтальной поверхности с горизонтальной плоскостью).

4. Наклон фронтальной поверхности к горизонту $\text{tg } \alpha$.

Этих данных достаточно, чтобы определить величину параметра Γ , а критическую длину волны $\lambda_{кр}$, и притом двумя независимыми путями. Расче

он весьма прост и может быть еще более облегчен, если построить для цели специальные графики или номограммы. В частности, с помощью графика на рис. 2 удобно вычислять $\lambda_{кр}$ по известным λ_0 и Γ .

Параметр Γ может вычисляться на основе формулы (45) по известным \bar{T} , ΔT , γ , причем без существенной погрешности среднюю абсолютную температуру можно считать постоянной. Этот параметр можно вычислить также на основе формулы (47) по известным значениям $\bar{\beta}$, $\text{tg } \alpha$ и l (т. е. широты места). Вычисления по формулам (45) и (47) будут давать, разумеется, различные результаты вследствие наличия ускорений на фронтах [формула (46) верна только для равномерных движений], так и вследствие неточности наблюдений. Поэтому можно вычислять Γ обоими путями и результаты осреднять.

Так же величину λ_0 можно определять либо на основе соотношения (41), либо на основе той или иной комбинации (41) и (46), например

$$\lambda_0 = \frac{\pi}{l} \Delta u \text{tg } \alpha, \quad (63)$$

$$\lambda_0 = \frac{\pi g}{l^2} \frac{\Delta T}{\bar{T}} \text{tg}^2 \alpha. \quad (64)$$

На рис. 3 и 4 приведены номограммы для определения параметра Γ по формулам (45) и (47) соответственно. На рис. 5 и 6 даны номограммы для вычисления $\lambda_{кр}$ на основании формул (41) и (63) соответственно. После определения Γ можно легко определить критическую длину волны $\lambda_{кр}$ с помощью графика на рис. 2. Значение $\lambda_{кр}$ можно было бы производить и непосредственно, однако это вряд ли целесообразно, поскольку наряду с $\lambda_{кр}$ определенным интересом представляет и значение Γ .

Можно думать, что в первую очередь у фронтальных поверхностей будут возникать возмущения с характерной длиной порядка $\lambda_{кр}$, поскольку возмущения меньших размеров устойчивы, а амплитуды меньших возмущений будут затухать вследствие вязкости, тем более возмущение, тем больше влияет на него инертная вязкость. Если принять эту гипотезу, то можно оценивать характерный период воздействия возмущения на самолет, деля $\lambda_{кр}$ на скорость полета (v в м/сек), и сопоставлять его с периодом собственных колебаний самолета. Этот вопрос нуждается в предварительном экспериментальном освещении.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. E. Exceptionally severe clear-air turbulence and other phenomena on April 14, 1954. *Meteorol. Mag.*, v. 84, № 994, 1955.
2. H. A. Alaka M. A., Jordan C. L., Renard R. I. The jet stream. *Meteorol. Monogr.*, v. 2, № 7, 1954.
3. H. K. Meteorological aspects of turbulence affecting aircraft at high altitudes. *Prof. Notes, Met. Office*, № 104, 1951.
4. R. S. Theory of airflow over mountains. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* v. 79, № 339, 1953.
5. R. S. Turbulence generated in standing waves. *Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc.* v. 80, № 346, 1954.
6. Лайхтман Д. Л. Условия вертикальной устойчивости при меняющейся с высотой скорости ветра. *Труды НИУ ГУГМС*, сер. 1, вып. 24, 1946.
7. Лайхтман Д. Л. О волновых движениях на поверхности раздела в атмосфере. *Труды ГГО*, вып. 2 (64), 1947.
8. Основы динамической метеорологии. Под ред. Д. Л. Лайхтмана и М. И. Юдина. Гл. 14, Идрометиздат, 1955.
9. S. I. The free atmosphere in the vicinity of fronts. Analysis of the observations of the Meteorological Research Flight, 1950—1952. *Geoph. Mem., Met. Office*, № 96, 1955.

О СВЯЗИ МЕЖДУ ТЕПЛОВЫМИ ПОТОКАМИ И АНОМАЛИЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ АТМОСФЕРЫ

Вопрос о влиянии на аномалии температуры, возникающие как за бо- так и за малые промежутки времени, притоков тепла различного происхо- до сих пор недостаточно изучен. Между тем совершенно очевидно, что этот имеет кардинальное значение для понимания физической сущности атмосфер- ных процессов. До сих пор в различных задачах теории климата или испол- нение условия адиабатичности, или распределение температуры в атмосфере счи- тались известным (И. Е. Кочин, Е. Н. Блинова, М. Е. Швец). Только в отд- ельных работах [1] делаются попытки учесть, правда в очень схематичной форме, влияние на общую циркуляцию атмосферы притоков тепла, связанных с конденса- цией водяного пара и вертикальным турбулентным переносом.

В данной статье исследуется формирование средней температуры столба атмосферы, а также ее месячных аномалий под влиянием радиационных потоков горизонтального переноса тепла путем адвекции и турбулентного обмена, фазовых превращений воды в атмосфере и на земной поверхности.

Для исследования были выбраны 4 пункта на Европейской территории СССР: Ленинград, Рига, Одесса, Свердловск. Месячные аномалии температуры и скорости потоков были рассчитаны для двух лет — 1951 и 1952 гг.

В работе использованы данные о тепловом балансе земной поверхности (радиационный баланс земной поверхности, затраты тепла на испарение, потоки тепла в почву), средние многолетние и для выбранных лет, полученные в Отделе метеорологии Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова под руководством проф. М. И. Будыко в результате исследований последних лет [2]. Данные об осадках и облачности взяты из таблиц ТМ-1. Для величин среднего многолетнего адвективного и турбулентного переноса тепла взяты данные автора.

В целях сохранения сравнимости величин радиационных потоков при расчете входящего излучения F была использована формула, предложенная М. И. Будыко; при расчетах эффективного излучения земной поверхности использована соответствующая формула того же автора, полученная при тех же предположениях [4].

Радиационный баланс атмосферы R_a дается следующим соотношением:

$$R_a = R_s - R_0,$$

где R_0 — радиационный баланс земной поверхности, а $R_s = S - F$, S — поток солнечной радиации, поступающий в систему земля—атмосфера через ее верхнюю границу.

Для расчета S необходимо иметь данные о солнечной радиации S_0 на верхней границе атмосферы, и об альбедо системы земля—атмосфера. Средние многолетние величины альбедо были взяты из работы А. И. Федосеев. Месячные величины альбедо для отдельных лет рассчитывались по той же

, что и в работе [5]. Для расчетов месячных величин S_0 была использована программа Кеннеди [6].

Из-за отсутствия необходимого материала для расчета адвекции тепла для ранних лет пришлось ограничиться расчетом суммарной характеристики горизонтального переноса тепла B как остаточного члена уравнения теплового баланса сферы:

$$B = A + \Pi. \quad (2)$$

Здесь A — адвективный перенос тепла, Π — турбулентный перенос тепла. Теплота, выделяемая конденсирующимся водяным паром в столбе атмосферы, чалась как произведение месячных сумм осадков r на скрытую теплоту конденсации L . Такое предположение оправдывается тем, что осадки в основном

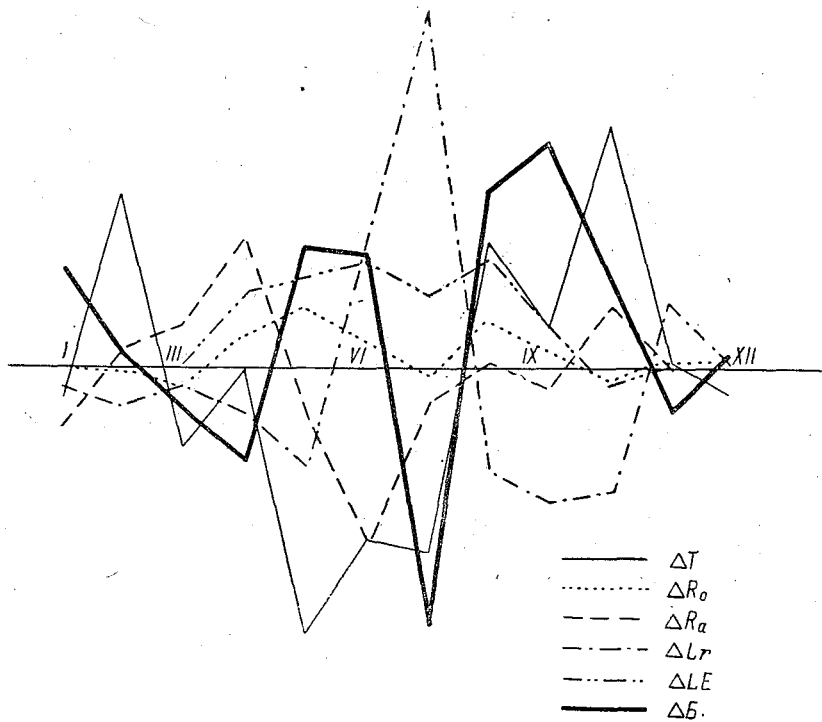


Рис. 1. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Ленинграда, 1951 г.

уются за счет местной конденсации водяного пара, вызванной динамическими процессами; горизонтальная адвекция облачных масс приносит сравнительно небольшое количество влаги, выпадающей в виде осадков.

Результаты расчетов месячных аномалий температуры и компонент теплового баланса системы земля—атмосфера (84 случая) сведены в табл. 1—7 приложения и представлены на рис. 1—7. Под аномалией понимается отклонение месячного значения данной величины от ее месячного среднееголетнего значения. Аномалии температуры рассчитаны для высоты 6 км, так как температурами на этом уровне можно приблизительно заменить среднюю температуру столба атмосферы.

Из табл. 1—7 приложения и рис. 1—7 видно, что аномалии радиационного теплового баланса атмосферы R_a и аномалии теплоты конденсации Lr по величине вполне сопоставимы с аномалиями горизонтального переноса тепла. Аномалии радиационного теплового баланса земной поверхности R_0 и затрат тепла на испарение LE в общем не так велики.

Видно, на это общее соотношение между аномалиями компонент теплового баланса не могут повлиять ошибки в расчетах этих компонент даже в том случае, когда ошибки сравнимы с аномалиями.

Отсюда можно сделать вывод, что, по-видимому, при построении теоретических схем расчета аномалий средней температуры столба атмосферы (для одного компонента теплового баланса системы земля—атмосфера играют роль

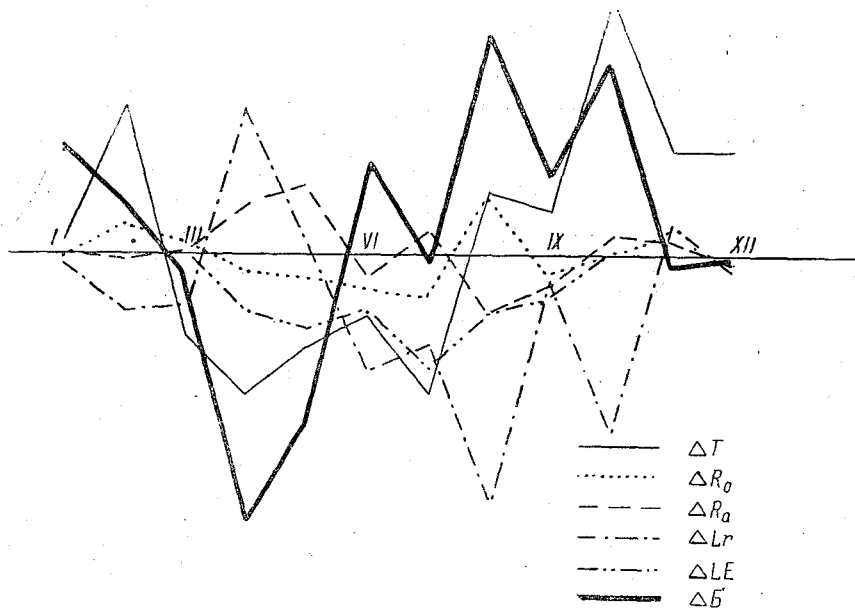


Рис. 2. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Риги, 1951 г.

токов тепла), или, что то же самое, аномалий температуры на среднем уровне атмосферы, а следовательно и на любом уровне, в уравнении переноса необходимо учитывать не только динамические факторы, связанные с

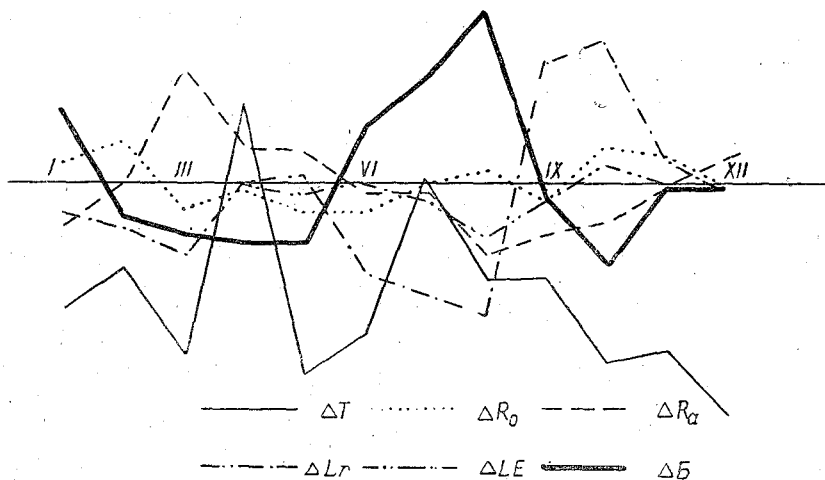


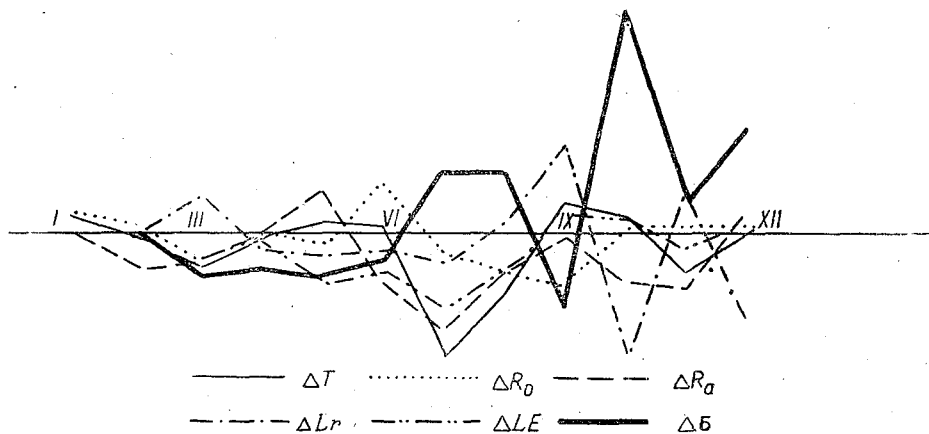
Рис. 3. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Риги, 1952 г.

ветра, но также и термические, связанные с такими источниками тепла, как излученные и конденсационные.

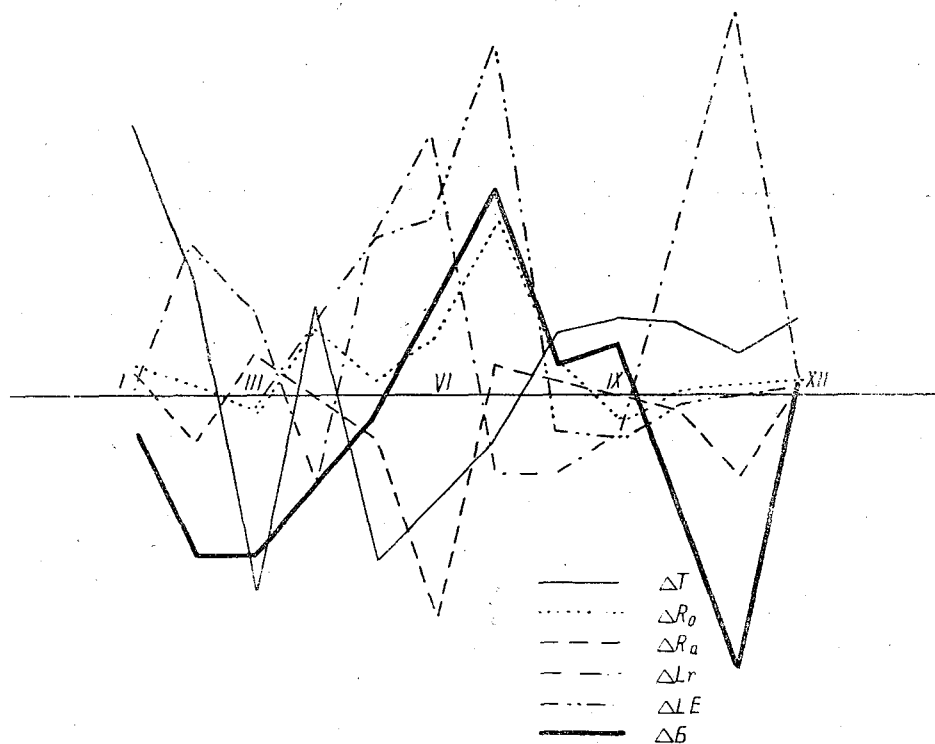
Относительно корреляции между знаками и особенно величинами аномалий температуры и компонент теплового баланса определенных выводов сделать

как для такого анализа недостаточно рассчитанного числа случаев из-за относительно больших ошибок в определении аномалий компонент баланса.

На основании полученного материала здесь можно привести только данные о распределении аномалий температуры и компонент баланса на корреляционном



ис. 4. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Одессы, 1951 г.



ис. 5. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Одессы, 1952 г.

ске (на оси абсцисс — аномалии температуры, положительные вправо от нулевой точки, по оси ординат — аномалии компонент теплового баланса, положительные — вверх от начала координат). На графике для аномалий радиационного баланса атмосферы R_a точки по четвертям располагаются в различные сезоны

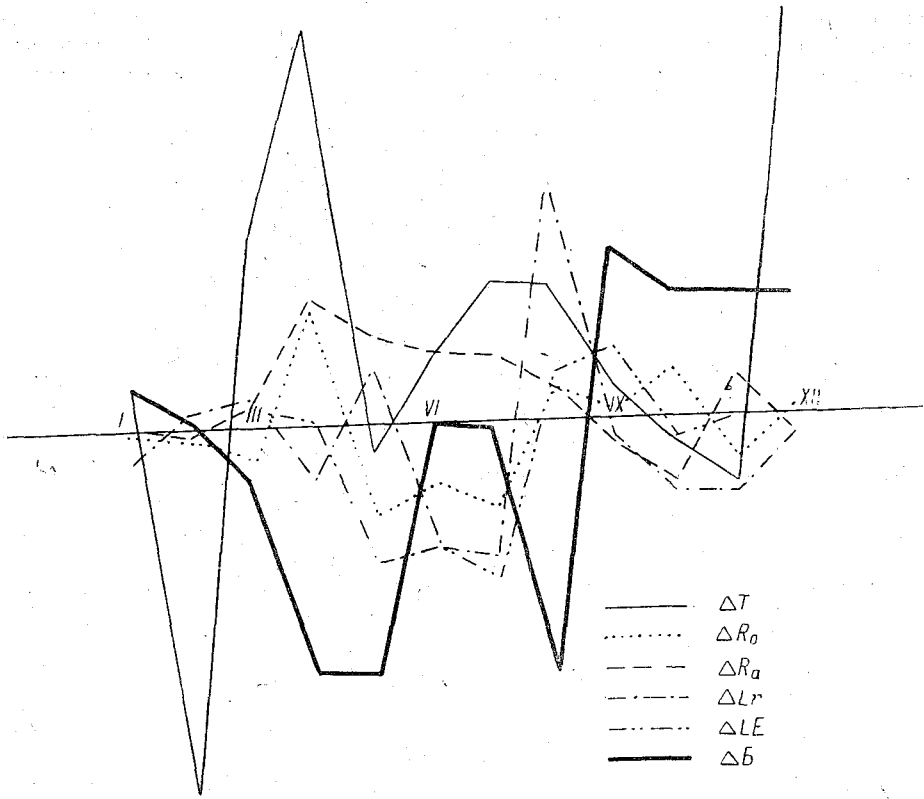


Рис. 6. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Свердловск 1951 г.

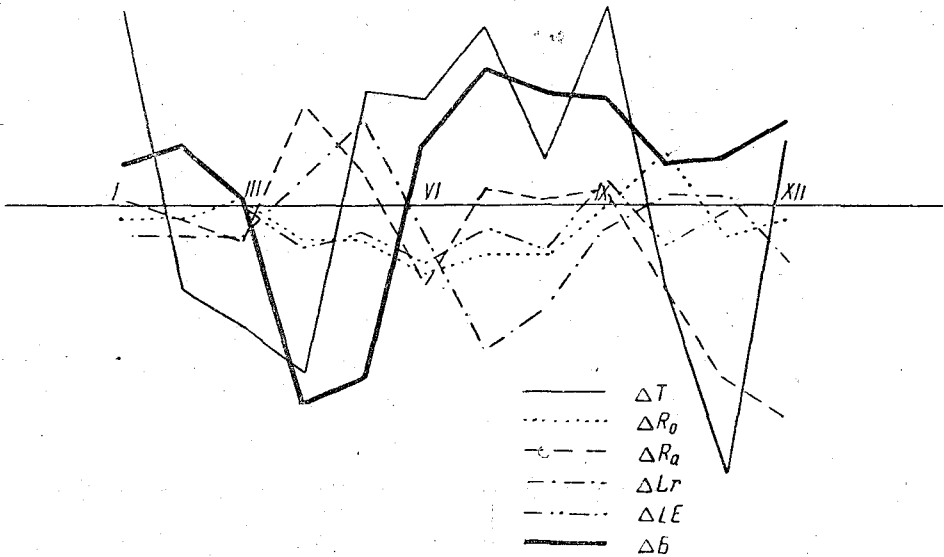


Рис. 7. Аномалии температуры и компонент теплового баланса для Свердловска, 1952 г.

щим образом (четверти отсчитываются против часовой стрелки от верх-права):

Четверть	1	2	3	4
Зима	5	2	5	9
Весна	6	7	4	4
Лето	7	2	6	6
Осень	6	2	6	7
Год	24	13	21	26

сюда можно сделать вывод, что, по-видимому, имеется некоторая тенденция и отрицательных аномалий температуры с отрицательными аномалиями радианного баланса атмосферы во все сезоны, кроме весны. Для положительных аномалий температуры определенных выводов сделать нельзя.

на графике для аномалий тепла конденсации Lr точки располагаются следующим образом:

Четверть	1	2	3	4
Зима	4	3	6	11
Весна	2	7	7	8
Лето	2	3	7	12
Осень	6	7	4	7
Год	14	20	24	28

здесь намечается некоторая тенденция к связи между положительными аномалиями температуры и отрицательными аномалиями тепла конденсации, которая отчетливо выражена в зимние и летние месяцы. Отметим, что на этот счет не могли повлиять какие-либо ошибки расчетов, так как для его получения единственные результаты измерения осадков подверглись простейшей обработке.

на графике для аномалий затрат тепла на испарение LE точки расположены следующим образом:

Четверть	1	2	3	4
Весна	5	4	8	4
Лето	2	5	4	10
	7	9	12	14

зимние и осенние месяцы $\Delta LE \approx 0$.

Видно, имеется некоторая тенденция к связи между положительными аномалиями температуры и отрицательными аномалиями затрат тепла на испарение, выраженная в летние месяцы.

Перейдем к вопросу о формировании средней температуры столба атмосферы. Известно, уравнение теплового баланса системы земля—атмосфера имеет следующий вид:

$$W = A + \Pi + R_a + R_0 + Lr - LE - V = \sum_{i=1}^7 K_i. \quad (3)$$

где W — изменение теплосодержания столба атмосферы, ограниченного снизу поверхностью и простирающегося до верхней границы атмосферы, V — тепло в почву. Остальные обозначения пояснены выше.

В интервалах времени порядка месяца и больше величина и знак изменения теплосодержания W однозначно связаны с величиной и знаком изменения во времени температуры как средней для столба, так и на любом его уровне: знаки W совпадают, большим величинам W соответствуют большие величины $\frac{\partial T}{\partial t}$.

Известно также, что средние месячные величины компонент теплового баланса (3) ответственны не только за изменение средней температуры от месяца к месяцу, но и за стационарный термический режим данного месяца, который характеризуется его средней температурой.

Средняя температура T данного месяца в данном пункте складывается из следующих составляющих: среднегодовой зональной температуры \bar{T} (средней многолетних отклонений от \bar{T} среднегодовой локальной температуры T' (средней много-

летней), которые обозначим через $\Delta T'$, отклонений $\Delta T''$ от T' средней ме-
 температуры T'' (средней многолетней), аномалий — отклонений ΔT от T''
 ней месячной температуры T данного года.

Таким образом,

$$T = \bar{T} + \Delta T' + \Delta T'' + \Delta T.$$

В соответствии с этим каждую компоненту K_i теплового баланса (3) дл-
 ного месяца можно представить как сумму ее среднегодового зонального
 чения \bar{K}_i (среднего многолетнего) и соответствующих отклонений $\Delta K_i'$, $\Delta K_i''$.
 Причем $\Delta K_i''$ ответственно за $\Delta T''$, а также среднее многолетнее W_0 для д-
 месяца. Точно так же ΔK_i ответственно за ΔT и отклонение W данного
 от своего среднего многолетнего значения W_0 .

Тогда уравнение (3) переписется следующим образом:

$$W = W_0 + \Delta W = \sum \bar{K}_i + \sum \Delta K_i' + \sum \Delta K_i'' + \sum \Delta K_i.$$

Так как компоненты \bar{K}_i , $\Delta K_i'$ ответственны за стационарные режимы
 ратуры, то

$$\sum \bar{K}_i = \sum \Delta K_i' = 0.$$

Тогда

$$W = \sum \Delta K_i'' + \sum \Delta K_i.$$

Заметим, что в (5'') все слагаемые приблизительно одного порядка, тог-
 в (5') W и V обычно значительно меньше остальных компонент.

Величины \bar{K}_i , K_i' , K_i'' , а также данные (для высоты 6 км) \bar{T} , T' , T''
 о временных изменениях температуры от месяца, предшествующего рассмат-
 мому, к последующему месяцу $(\Delta_i T'')_0$ (связанных со средними многолетними
 чинами L_0) приведены в табл. 8—11.

С помощью этих таблиц средняя многолетняя температура и тепловой
 отдельного месяца могут быть представлены следующим образом. Рассм-
 например, январь для Одессы:

$$\bar{T} = 253,2^\circ, \quad \Delta T' = -0,8^\circ,$$

$$T' = 252,4^\circ, \quad \Delta T'' = -7,3^\circ.$$

За $\bar{T} = 253,2^\circ$ ответственны следующие величины компонент теплово-
 ланса (ккал/см² месяц): $\bar{R}_0 = 3,8$, $\bar{R}_a = -5,5$, $\bar{Lr} = 3,8$, $\bar{LE} = 3,0$, $V =$
 $\Pi = 0,6$.

В создании $\Delta T' = -0,8^\circ$ участвуют следующие величины компонент б
 $\Delta R_0' = -0,7$; $\Delta R_a' = -0,1$; $\Delta Lr' = -2,1$; $\Delta aE' = -1,3$; $\Delta V' = 0,3$;
 $= -0,2$.

Величины $\Delta T'' = -7,3^\circ$ и $W_0 = -0,2$, или, что то же самое, $(\Delta_i T'')$
 $= -0,5^\circ$ создаются за счет $\Delta R_0'' = -4,1$; $\Delta R_a'' = -2,4$; $\Delta Lr'' = -0,3$; Δ
 $= 1,7$; $\Delta V'' = V'' = -0,5$; $\Delta \Pi'' = -1,7$. Данные о ΔT и ΔK_i для рассмот-
 примера можно получить из табл. 4 и 5.

В связях между знаками $\Delta T'$ и $\Delta K_i'$ имеются следующие тенденции: с
 тельным $\Delta T'$ соответствуют отрицательные $\Delta R_0'$, $\Delta R_a'$, $\Delta LE'$ и положит
 $\Delta A'$, $\Delta V'$.

Попытаемся выделить из $\Delta K_i''$ части, ответственные за $\Delta T''$ и $(\Delta_i T'')$,
 этого $\Delta K_i''$ представим следующим образом:

$$\Delta K_i'' = (\Delta_i T'')_0 x_{i0} + \Delta T'' y_{i0} = \Delta K_i''(x_{i0}) + \Delta K_i''(y_{i0}).$$

Здесь x_{i0} обозначает долю $\Delta K_i''$, идущую на создание 1° изменчивости
 ратуры от месяца к месяцу $(\Delta_i T'')_0$, а y_{i0} — долю $\Delta K_i''$, идущую на созд-
 отклонения $\Delta T''$ средней месячной температуры T'' от T' . Для опре-

и y_{i0} необходимо, кроме (6), составить еще одно уравнение. Предположим, для соседних месяцев m и $(m+1)$ величины x_{i0} и y_{i0} одинаковы, т. е.

$$\Delta K''_{im} = (\Delta_i T'')_{0m} x_{i0m} + \Delta T''_{0m} y_{i0m},$$

$$\Delta K''_{i(m+1)} = (\Delta_i T'')_{0(m+1)} x_{i0m} + \Delta T''_{0(m+1)} y_{i0m}.$$

Для тех месяцев, для которых сделанное предположение верно, должны элняться два условия:

$$\sum \Delta K''_i(x_{i0}) = W, \quad (7)$$

$$\sum \Delta K''_i(y_{i0}) = 0. \quad (8)$$

То степени выполнимости условий (7) и (8) можно судить и об удовлетворности расчетов x_{i0} и y_{i0} .

Оказалось, что условия (7) и (8) для Риги выполняются для 10 месяцев $|\Delta K''_i(y_{i0})| \leq 0,1$ и не выполняются для двух месяцев — марта ($\sum \Delta K''_i(y_{i0}) = ,25$) и сентября ($\sum \Delta K''_i(y_{i0}) = 0,34$). Для Свердловска условия (7) и (8) элняются для восьми месяцев и не выполняются для марта, апреля, сентября кабря. Для Одессы условия (7) и (8) выполняются для семи месяцев и не элняются для февраля, июня, июля, августа, сентября. Для Ленинграда усло- (7) и (8) выполняются для шести месяцев и не выполняются для марта, ля, июля, сентября, октября, декабря. Отсюда видно, что сделанное предпо- ение, как и можно было ожидать, не выполняется преимущественно в пере- ые сезоны.

З знаках x_{i0} и y_{i0} обнаруживаются вполне определенные закономерности. Для $R_a, LE, V, y_{i0} > 0, x_{i0} > 0$. Для адвекции $A, y_0 < 0, x_0 < 0$, для $Lr, y_0 > 0, < 0$. Следовательно, компоненты $\Delta K''_i(y_{i0})$ при $y_{i0} > 0$ в зимние месяцы < 0) вносят отрицательный вклад в тепловой баланс атмосферы, а в летние > 0) — положительный, а части $\Delta K''_i(x_{i0})$ при $x_{i0} > 0$ дают положительный д в тепловой баланс в первую половину года [$(\Delta_i T'')_0 > 0$] и отрицатель- — во вторую [$(\Delta_i T'')_0 < 0$]. Часть адвекции $\Delta A''(y_0)$ в тепловой баланс летом ит отрицательный вклад, а зимой — положительный. Части $\Delta A''(x_0)$ и (x_0) вносят отрицательный вклад в тепловой баланс в первую половину и положительный — во вторую.

Геперь предположим, что для месяцев отдельных лет x_i и y_i имеют такие же ения, как и для среднемноголетних условий.

Тогда

$$\Delta K''_i + \Delta K_i = (\Delta_i T) x_{i0} + (\Delta T'' + \Delta T) y_{i0}. \quad (9)$$

Из соотношения (9) по известной левой части, известным $(\Delta T'' + \Delta T)$, x_{i0} и для данного месяца можно определить $\Delta_i T$, т. е. изменение температуры от ыдущего месяца к последующему относительно данного.

Такие расчеты были произведены для всех месяцев 1951 и 1952 гг., для кото- были получены x_{i0} и y_{i0} , и рассчитанные $(\Delta_i T)$ были сравнены с фактиче- ми $(\Delta_i T)_\phi$ и средними многолетними $(\Delta_i T'')_0$.

Очевидно, если знаки разностей

$$(\Delta_i T)_\phi - (\Delta_i T'')_0 \quad (10)$$

$$(\Delta_i T) - (\Delta_i T'')_0 \quad (11)$$

падают, то рассчитанные величины $(\Delta_i T)$ дают правильный знак фактических знений $(\Delta_i T)_\phi$ относительно своей многолетней величины, т. е. правильный т на вопрос о том, будет ли действительная температура будущего месяца отношению к данному больше или меньше той, которую можно предсказать, и сведения только о средней многолетней изменчивости от месяца к месяцу.

По значениям x_{i0} и y_{i0} для компонент R_0 , R_a , LE , V для различных месяцев рассмотренных лет в выбранных пунктах были рассчитаны разности (10) и (всего 228 случаев, по 57 случаев для каждой из указанных компонент). Оказалось, что совпадение знаков имеет место для R_0 в 60% случаев, для R_a в 61% для LE в 56%, для V в 57% и в среднем по всем этим компонентам [по с ним $(\Delta_i T)$] в 59% случаев. С точностью до $\pm 5^\circ$ температура будущего месяца определялась по R_0 в 67% случаев, по R_a в 62%, по LE в 65%, по V в 61% по средним $\Delta_i T$ в 75% случаев. Для тех случаев, когда предсказывается правильный знак фактического изменения температуры относительно среднего многолетнего, температура с точностью до $\pm 5^\circ$ определяется по R_0 в 63% случаев по R_a в 73%, по LE в 65%, по V в 68%, по средним $(\Delta_i T)$ в 69% случаев.

Эти данные показывают, что изложенные выше соображения открывают новые перспективы для разработки новых методов объективного прогноза месячных температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Smagorinsky J. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. № 341. 1953.
2. Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Зубенко Л. И. Тепловой баланс поверхности земли. Изв. АН СССР, сер. географ., № 3, 1954.
3. Ракинова Л. Р. Метод расчета адвекции тепла при атмосферных макропроцессах. Труды ГГО, вып. 66, 1956.
4. Федосеева А. М. Альбедо системы земля — атмосфера и его распределение по широтному шару. Труды ГГО, вып. 41, 1953.
5. Koppes R. E. Monthly Weath. Rev. May. 1941.
6. Берлянд Т. Г. Тепловой баланс атмосферы. „А. И. Воейков и современные проблемы климатологии“. Гидрометеоздат, 1956.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица

Аномалии температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Ленинграда, 1951 г.

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
ΔT	-0,5	2,9	-1,3	0	-4,4	-2,8	-3,0	2,1	0,7	4,0	0,1
S	1,0	2,3	4,6	9,8	14,4	16,0	15,4	14,0	8,3	4,6	1,6
Δ	0,1	0,2	0,3	1,1	0	-1,5	-1,4	0,8	-0,2	0,1	0
F	11,6	11,6	11,8	12,1	13,1	13,1	13,3	13,5	13,0	12,5	12,0
Δ	0,1	0	-0,1	-0,7	-0,3	-0,1	-0,7	-0,1	-0,2	-0,7	-0,1
R_s	-10,6	-9,3	-7,2	-2,3	1,3	2,9	2,1	0,5	-4,7	-7,9	-10,4
Δ	-1,0	0,2	0,4	1,8	0,3	-1,4	-0,7	0,9	0	0,8	0,1
R_0	-1,4	-1,1	-0,9	3,2	6,3	7,3	6,8	5,8	2,1	-0,1	-1,2
Δ	0	-0,1	-0,3	0,5	1,0	0,5	-0,1	0,8	0,3	-0,2	0,1
R_a	-9,2	-8,2	-6,3	-5,5	-5,0	-4,4	-4,7	-5,3	-6,8	-7,8	-9,2
Δ	-1,0	0,3	0,7	1,3	-0,7	-1,9	-0,6	0,1	-0,3	1,0	0
Lr	1,5	1,2	1,3	1,3	1,2	5,3	9,4	3,3	1,6	1,1	3,7
Δ	-0,3	-0,6	-0,3	-0,7	-1,6	1,5	6,0	-1,7	-2,2	-2,0	1,1
LE	0	0	0	2,3	4,3	5,8	5,3	5,1	2,2	0	0
Δ	0	0	0	1,2	1,5	1,7	1,2	1,7	0,7	-0,3	0
V	-0,6	-0,4	0,2	0,4	0,6	0,6	0,5	0,3	-0,2	-0,3	-0,5
Δ	-0,1	0	0	0	0,1	0,1	0	0	0	0	0
B	8,5	7,7	6,1	2,9	2,4	-0,8	-5,7	1,6	5,1	6,5	6,2
Δ	1,6	0,2	-0,7	-1,5	2,0	1,9	-4,2	2,9	3,7	1,6	-0,7

Таблица 2

Таблицы температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Риги, 1951 г.

яц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
T	0,2	2,4	-1,3	-2,3	-1,5	-1,0	-2,3	1,0	0,7	4,2	1,7	1,7
S	1,3	2,7	5,6	11,2	15,8	16,2	16,6	14,4	8,6	5,4	2,1	0,8
Δ	0	0,4	0,3	0,2	0,7	-0,9	-0,4	0,6	-0,4	0	0	0,1
F	12,0	12,0	12,1	12,6	13,0	13,4	13,4	13,9	13,2	12,6	12,4	12,1
Δ	0,1	0,1	0,1	-0,3	0	0,1	-0,1	-0,6	0,4	-0,2	-0,2	0,1
R_s	-10,7	-9,3	-6,5	-1,4	2,8	2,8	3,2	0,5	-4,6	-7,2	-10,3	-11,3
Δ	-0,1	0,3	0,2	0,5	0,7	-1,0	-0,3	0	-0,8	0,2	0,2	0
R_0	-1,5	-1,0	0	3,9	6,2	7,2	6,4	5,0	1,9	0,2	-0,6	-1,4
Δ	-0,1	0,4	0,2	-0,3	-0,4	-0,6	-0,7	1,0	-0,3	-0,1	0,4	-0,2
R_a	-9,2	-8,3	-6,5	-5,3	-3,4	-4,4	-3,2	-4,5	-6,5	-7,4	-9,7	-9,9
Δ	0	-0,1	0	0,8	1,1	-0,4	0,4	-1,0	-0,5	0,3	0,2	-0,2
r	2,0	1,0	1,1	4,5	2,8	2,0	3,7	0,9	3,3	0,6	3,8	3,0
Δ	-0,2	-0,9	-0,8	2,4	0,1	-1,9	-1,5	-4,1	-0,4	-2,9	0,5	-0,3
E	0	0	0	1,8	2,7	4,5	3,0	2,4	1,2	0,6	0	0
Δ	0	0	0	-0,9	-1,2	-0,9	-1,8	-0,9	-0,7	0	0	0
V	-0,6	-0,4	0,2	0,4	0,6	0,6	0,5	0,3	-0,2	-0,3	-0,5	-0,6
Δ	-0,1	-0,1	0	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0	-0,1	-0,1	-0,1
B	9,3	8,7	5,2	-0,9	-2,3	0,3	-3,4	1,3	2,3	6,9	6,0	7,7
Δ	1,8	0,8	-0,4	-4,4	-2,7	1,5	-0,1	3,7	1,3	3,2	-0,2	-0,1

Таблица 3

Таблицы температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Риги, 1952 г.

яц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
T	-2,1	-1,4	-2,9	1,3	-3,2	-2,5	0,1	-1,6	-1,6	-3,0	-2,8	-3,9
S	1,5	2,9	6,8	11,0	15,1	17,1	17,0	12,7	8,0	4,9	2,0	0,7
Δ	0,2	0,6	1,5	0	0	-0,8	0	-1,1	-1,0	-0,5	-0,1	0
F	12,5	11,8	12,0	12,5	13,0	13,2	13,7	13,2	13,0	12,4	12,2	11,7
Δ	0,6	-0,1	0	-0,4	0	-0,1	0,2	-0,1	0,2	-0,4	-0,4	-0,3
R_s	-11,0	-8,9	-5,2	-1,5	2,1	-3,9	3,3	-0,5	-5,0	-7,5	-10,2	-11,0
Δ	-0,4	0,7	1,5	0,4	0	-0,7	-0,2	-1,0	-1,2	-0,1	0,3	0,3
R_0	-1,1	-0,7	-0,6	4,0	6,1	7,3	7,1	4,2	1,9	0,9	-0,6	-1,3
Δ	0,3	0,7	-0,4	-0,2	-0,5	-0,5	0	0,2	-0,3	0,6	0,4	-0,1
R_a	-9,9	-8,2	-4,6	-5,5	-4,0	-3,4	-3,8	-4,7	-6,9	-8,4	-9,6	-9,7
Δ	-0,7	0	1,9	0,6	0,5	-0,2	-0,2	-1,2	-0,9	-0,7	-0,1	0,4
r	1,7	1,2	0,7	2,1	2,8	2,4	3,3	2,8	5,6	5,8	3,6	2,7
Δ	-0,5	-0,7	-1,2	0	0,1	-1,5	-1,9	-2,2	1,9	2,3	0,3	0
E	0	0	0	2,7	3,7	5,4	4,5	2,4	1,5	0,9	0	0
Δ	0	0	0	0	-0,2	0	-0,3	-0,9	-0,4	0,3	0	0
V	-0,6	-0,4	0,2	0,4	0,6	0,6	0,5	0,3	-0,2	-0,3	-0,5	-0,6
Δ	-0,1	-0,1	0	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0	-0,1	-0,1	-0,1
B	8,7	7,3	4,7	2,5	-0,6	-0,3	-1,6	0,4	0,7	2,3	6,1	7,7
Δ	1,2	-0,6	-0,9	-1,0	-1,0	0,9	1,7	2,8	-0,3	-1,4	-0,1	-0,1

Аномалии температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Одессы,

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
ΔT	0,9	0,4	0,7	2,9	0,3	1,6	1,0	1,4	0,3	-4,5	1,7
S	3,8	5,0	8,7	13,2	16,6	19,2	18,8	16,0	13,3	8,9	4,5
Δ	0,2	-0,1	-0,6	-0,1	0,2	0,1	-2,0	-1,0	0,5	0,3	-0,6
F	12,6	13,2	13,2	13,2	13,7	14,4	14,7	15,2	14,1	15,2	14,0
Δ	0	0,4	0,4	-0,1	-0,3	0,1	-0,1	0,4	-0,2	1,1	0,2
R_s	-8,8	-8,2	-4,5	0	2,9	4,8	4,1	0,8	-0,8	-6,3	-9,5
Δ	0,2	-0,5	-1,0	0	0,5	0	-1,9	-1,4	0,7	-0,8	-0,8
R_0	-0,7	-0,1	2,1	4,9	6,6	7,8	6,9	5,4	4,3	1,3	0
Δ	0,3	0,1	-0,5	0	-0,2	0,8	-0,3	-0,7	-0,8	0	0,1
R_a	-8,1	-8,1	-6,6	-4,9	-3,7	-3,0	-2,8	-4,6	-5,1	-7,6	-9,5
Δ	-0,1	-0,6	-0,5	0	0,7	-0,8	-1,6	-0,7	-0,1	-0,8	-0,9
Lr	1,4	1,0	1,8	1,2	1,4	2,0	1,4	2,0	2,9	0,1	2,3
Δ	0	0	0,6	-0,3	-0,4	-0,3	-0,5	0,2	1,4	-2,0	0,7
LE	0	0,1	1,0	3,2	3,0	2,7	1,9	1,3	1,6	1,0	0,3
Δ	0	-0,1	-0,5	-0,2	-0,8	-0,7	-1,2	-0,7	0,3	0,2	-0,2
V	-0,5	-0,4	0,2	0,4	0,5	0,5	0,5	0,3	-0,2	-0,3	-0,5
Δ	0	-0,1	0	0,1	0	0	0,1	0,1	0	-0,1	-0,1
B	6,9	6,9	3,9	2,4	0,2	-3,6	-3,1	-1,2	-0,7	6,9	7,0
Δ	0	0	-0,7	-0,6	-0,7	-0,5	1,0	1,0	-1,1	3,7	0,5

Аномалии температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Одессы, 1

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
ΔT	4,5	1,9	-3,2	1,5	-2,7	-1,7	-0,7	1,1	1,3	1,2	0,7
S	4,1	5,0	9,7	14,3	15,8	17,6	19,4	17,5	12,2	8,2	4,0
Δ	0,5	-0,1	0,4	1,0	-0,6	-1,5	-1,4	0,5	0,6	-0,4	-1,1
F	12,5	-13,3	12,8	13,2	13,8	14,4	15,0	14,6	14,1	13,9	13,8
Δ	-0,1	0,5	0	-0,1	-0,2	0,1	0,2	-0,2	-0,2	-0,2	0
R_s	-8,1	-8,3	-3,1	1,1	2,0	2,2	9,4	2,9	-1,9	-5,7	-9,8
Δ	0,9	-0,6	0,4	1,1	-0,4	-2,6	3,4	0,7	-0,4	-0,2	-1,1
R_0	-0,5	0	2,3	6,0	7,1	8,1	10,1	6,6	3,1	1,4	0,1
Δ	0,5	0,2	-0,3	1,1	0,3	1,1	2,9	0,5	-0,4	0,1	0,2
R_a	-7,6	-8,3	-5,4	-4,9	-5,1	-5,9	-0,7	-3,7	-5,0	-7,1	-9,9
Δ	0,4	-0,8	0,7	0	-0,7	-3,7	0,5	0,2	0	-0,3	-1,3
Lr	1,5	3,5	2,6	0	4,5	7,2	0,6	0,5	0,9	4,9	8,0
Δ	0,1	2,5	1,4	-1,5	2,7	4,4	-1,3	-1,3	-0,6	2,8	6,4
LE	0,2	0,3	1,3	4,7	6,4	6,4	9,0	1,4	0,4	0,7	0,6
Δ	0	0,1	-0,2	1,3	2,6	3,0	5,9	-0,6	-0,7	-0,1	0,1
V	-0,5	-0,3	0,2	0,3	0,5	0,5	0,4	0,3	-0,2	-0,2	-0,4
Δ	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B	6,3	4,3	2,0	3,9	0,6	-1,5	-0,6	-1,7	1,2	1,3	2,0
Δ	-0,6	-2,6	-2,6	0,9	-0,3	1,6	3,5	0,5	0,8	-1,9	-4,5

Таблица 6

или температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Свердловска, 1951 г.

месц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	IX	XII
T	0,7	-6,0	3,1	6,6	-0,5	1,1	2,3	2,2	0,6	-0,4	-1,1	6,6
S	1,2	2,1	4,5	12,2	13,8	17,3	16,4	14,2	8,2	4,8	1,5	0,5
Δ	0	-0,1	0	4,6	0,2	0,5	-0,1	1,5	-0,3	-0,2	-0,2	-0,1
F	11,0	11,1	11,7	12,7	12,8	13,8	13,9	13,3	12,8	12,0	11,6	11,2
Δ	0,2	0,3	0,1	0,5	0	0,2	0,1	0,2	-0,1	-0,1	0	0,2
R_s	-9,8	-9,0	-7,2	-0,5	1,0	3,5	2,5	0,9	-4,6	-7,2	-10,1	-10,7
Δ	-0,1	-0,3	-0,1	-5,1	-0,1	0,2	-0,3	1,1	-0,2	-0,2	-0,1	-0,1
R_0	-1,9	-1,6	-1,3	3,9	4,7	6,4	5,9	5,2	2,1	-0,1	-1,8	-1,5
Δ	-0,1	-0,2	-0,5	2,0	-1,5	-1,0	-1,4	0,5	0,2	0,8	-0,7	0,2
R_a	-7,9	-7,4	-5,9	-4,4	-3,7	-2,9	-3,4	-4,3	-6,7	-7,1	-8,3	-9,2
Δ	0	-0,1	0,4	2,1	1,4	1,2	1,1	0,6	-0,4	-1,0	0,7	-0,3
Lr	0,5	1,1	1,5	0,3	3,8	0,9	2,4	8,0	2,2	0,7	0,4	1,0
Δ	-0,5	0,3	0,5	-0,9	0,9	-2,0	-2,2	4,0	-0,3	-1,2	-1,2	-0,3
E	0	0	0,3	1,0	1,5	2,6	2,3	3,5	2,3	0,7	0	0
Δ	0	0	0,3	0,1	-2,2	-2,0	-2,5	0,8	1,2	-0,3	0	0
V	-0,8	-0,5	0,3	0,6	0,8	0,8	0,7	0,4	-0,3	-0,4	-0,7	-0,8
Δ	0	0	0	0,1	0	0	0,1	0	0	0	-0,1	0
B	8,5	7,4	6,3	1,8	-2,5	-1,0	-1,9	-5,0	4,4	6,8	9,0	9,9
Δ	0,7	0,1	-0,9	-4,0	-4,1	0	-0,1	-4,1	2,8	2,1	2,0	2,0

Таблица 7

или температуры (ΔT) и компонент теплового баланса (Δ) для Свердловска, 1952 г.

месц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
ΔT	3,2	-1,4	-2,0	-2,8	1,9	1,8	3,0	0,8	3,3	-1,3	-4,4	1,1
S	1,2	2,1	4,7	9,1	14,3	16,1	16,1	12,3	8,7	4,7	1,8	0,6
Δ	0	-0,1	0,2	1,5	0,3	-0,7	-0,4	-0,4	0,2	-0,3	0,1	0
F	11,0	11,2	12,3	12,5	13,2	15,2	13,8	13,2	12,8	12,2	12,0	11,1
Δ	0,2	0,4	0,7	0,3	0,4	1,6	0	0,1	0,1	0,1	0,4	0,1
R_s	-9,8	-9,1	-7,6	-3,4	1,1	0,9	2,3	-0,9	-4,1	-7,5	-10,2	-10,5
Δ	-0,1	-0,4	-0,5	1,2	0	-2,4	-0,5	-0,7	0,3	-0,5	-0,2	0,1
R_0	-2,0	-1,6	-0,7	1,4	5,6	6,3	6,5	3,9	1,9	0	-1,6	-1,9
Δ	-0,2	-0,2	0,1	-0,5	-0,6	-1,1	-0,8	-0,8	0	0,9	-0,5	-0,2
R_a	-7,8	-7,5	-6,9	-4,8	-4,5	-5,4	-4,2	-4,8	-6,0	-7,5	-11,8	-12,4
Δ	0,1	-0,2	-0,6	1,7	0,6	-1,3	0,3	0,1	0,3	-1,4	-2,8	-3,5
Lr	0,5	0,3	0,5	1,7	4,3	3,5	2,2	2,3	2,1	2,1	1,8	0,4
Δ	-0,5	-0,5	-0,5	0,5	1,4	-0,4	-2,4	-1,7	-0,4	0,2	0,2	-0,9
LE	0	0	0	0,3	3,3	3,7	4,4	2,0	1,6	0,4	0	0
Δ	0	0	0	-0,6	-0,4	-0,9	-0,4	-0,7	0,5	-0,6	0	0
V	-0,8	-0,5	0,2	0,5	0,8	0,8	0,6	0,4	-0,2	-0,4	-0,6	-0,8
Δ	0	0	-0,1	0	0	0	0	0	0,1	0	0	0
B	8,5	8,3	7,3	2,5	-1,3	0,1	0,5	1,0	3,4	5,4	7,8	9,3
Δ	0,7	1,0	0,1	-3,3	-2,9	1,1	2,3	1,9	1,8	0,7	0,8	1,4

Тепловой баланс системы земля — атмосфера (средний многолетний) для Ленинграда

 $\bar{T} = 241,9^{\circ}$
 $T' = 244,9^{\circ}$
 $\Delta T' = 3,0^{\circ}$

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	K'_i	\bar{K}_i
<i>B</i>	6,9	7,5	6,8	4,4	0,4	-2,7	-1,5	-1,3	1,4	4,9	6,9	8,1	3,5	2,7
	3,4	4,0	3,3	0,9	-3,1	-6,2	-5,0	-4,8	-2,1	1,4	3,4	4,6	0,8	
<i>R₀</i>	-1,4	-1,0	-0,6	2,7	5,3	6,8	6,9	5,0	1,8	0,1	-1,3	-1,4	1,9	2,4
	-3,3	-2,9	-2,5	0,8	3,4	4,9	5,0	3,1	-0,1	-1,8	-3,2	-3,3	-0,5	
<i>R_a</i>	-8,2	-8,5	-7,0	-6,8	-4,3	-2,5	-4,1	-5,4	-6,5	-8,8	-9,2	-10,0	-6,8	-6,3
	-1,4	-1,7	-0,2	0	2,5	4,3	2,7	1,4	0,3	-2,0	-2,4	-3,2	-0,5	
<i>L_r</i>	1,8	1,8	1,6	2,0	2,8	3,8	3,4	5,0	3,8	3,1	2,6	2,2	2,8	2,7
	-1,0	-1,0	-1,2	-0,8	0	1,0	0,6	2,2	1,0	0,3	-0,2	-0,6	0,1	
<i>LE</i>	0	0	0	1,1	2,8	4,1	4,1	3,4	1,5	0,3	0	0	1,4	2,1
	-1,4	-1,4	-1,4	-0,3	1,4	2,7	2,7	2,0	0,1	-1,1	-1,4	-1,4	-0,7	
<i>V</i>	-0,5	-0,4	0,2	0,4	0,5	0,5	0,5	0,3	-0,2	-0,3	-0,5	-0,5	0	-0,6
													0,6	
<i>W</i>	-0,4	0,2	0,6	0,8	0,9	0,8	0,1	-0,4	-0,8	-0,7	-0,5	-0,6	0	0
$\Delta T''$	-2,0	1,0	3,0	6,0	11,0	10,0	3,0	-6,0	-6,0	-6,0	-9,0	-5,0		

Тепловой баланс системы земля — атмосфера (средний многолетний) для Риги

$$\bar{T} = 247,5^{\circ}$$

$$T' = 247,1^{\circ}$$

$$\Delta T' = -0,4$$

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	K'_i	\bar{K}_i	
A	7,0 5,6	3,9 2,5	3,2 1,8	4,0 2,6	-1,3 -2,7	-3,9 -5,3	-6,3 -7,7	-2,6 -4,0	0 -1,4	7,2 5,8	3,0 1,6	3,0 1,6	1,4 1,4	0	
R_0	-1,4 -3,6	-1,4 -3,6	-0,2 -2,4	4,2 2,0	6,6 4,4	7,8 5,6	7,1 4,9	4,0 1,8	2,2 0	0,3 -1,8	-1,0 -3,2	-1,2 -3,4	2,2 -0,4	2,6	
R_a	-9,2 -2,6	-8,2 -1,6	-6,5 0,1	-6,1 0,5	-4,5 2,1	-3,2 3,4	-3,6 3,0	-3,5 3,1	-6,0 0,6	-7,7 -1,1	-9,5 -2,9	-10,1 -3,5	-6,6 -0,6	-6,0	
Lr	2,2 -1,0	1,9 -1,3	1,9 -1,3	2,1 -1,1	2,7 -0,5	3,9 0,7	5,2 2,0	5,0 1,8	3,7 0,5	3,5 0,3	3,3 0,1	2,7 -0,5	3,2 0	3,2	
LE	0 -1,8	0 -1,8	0 -1,8	2,7 0,9	3,9 2,1	5,4 3,6	4,8 3,0	3,3 1,5	1,9 0,1	0,6 -1,2	0 -1,8	0 -1,8	1,8 -0,4	2,2	
V	-0,5	-0,3	0,2	0,3	0,5	0,5	0,4	0,2	-0,2	-0,2	-0,4	-0,5	0 0,6	-0,6	
W	-0,4	0,2	0,6	0,7	0,8	0,6	0,2	-0,4	-0,8	-0,6	-0,6	-0,3	0	0	
II	0,5 -1,1	3,8 2,2	2,4 0,8	-0,5 -2,1	1,7 0,1	2,7 1,1	3,0 1,4	0,2 -1,4	1,0 -0,6	-3,5 -5,1	3,2 1,6	4,8 3,2	1,6 -0,2	1,6 -0,2	1,8
$\Delta_i T''$	-1,7	0,5	4,0	6,8	9,2	8,7	2,5	-5,5	-5,5	-6,0	-8,5	-4,5			
$\Delta T''$	-6,6	-7,3	-6,1	-3,3	0,6	5,9	9,4	8,4	3,9	2,8	-2,1	-5,6			

Тепловой баланс системы земля — атмосфера (средний многолетний) для Одессы

$$\bar{T} = 253,2^{\circ}$$

$$T' = 252,4^{\circ}$$

$$\Delta T' = -0,8^{\circ}$$

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	K'_i	\bar{K}_i
A	8,2 6,1	3,2 1,1	4,3 2,2	3,8 1,7	0,7 -1,4	0 -2,1	-7,3 -9,4	-3,2 -5,3	1,4 -0,7	6,3 4,2	5,3 3,2	2,5 0,4	2,1 2,1	0
R_0	-1,0 -4,1	-0,2 -3,3	2,6 -0,5	4,9 1,8	6,8 3,7	7,0 3,9	7,2 4,1	6,1 3,0	3,5 0,4	1,3 -1,8	-0,1 -3,2	-0,9 -4,0	3,1 -0,7	3,8
R_a	-8,0 -2,4	-7,5 -1,9	-6,1 -0,5	-4,9 0,7	-4,4 1,2	-2,2 3,4	-1,2 4,4	-3,9 1,7	-5,0 0,6	-6,8 -1,2	-8,6 -3,0	-9,3 -3,7	-5,6 -0,1	-5,5
Lr	1,4 -0,3	1,0 -0,7	1,2 -0,5	1,5 -0,2	1,8 0,1	2,8 1,1	1,9 0,2	1,8 0,1	1,5 -0,2	2,1 0,4	1,6 -0,1	1,5 -0,2	1,7 -2,1	3,8
LE	0 -1,7	0,2 -1,5	1,5 -0,2	3,4 1,7	3,8 2,1	3,4 1,7	3,1 1,4	2,0 0,3	1,3 -0,4	0,8 -0,9	0,5 -1,2	0 -1,7	1,7 -1,3	3,0
V	-0,5	-0,3	0,2	0,3	0,5	0,5	0,4	0,2	-0,2	-0,2	-0,4	-0,5	0 0,3	-0,3
W	-0,2	0,3	0,6	0,8	0,8	0,6	0,3	-0,4	-0,7	-0,8	-0,7	-0,6	0	0
II	-1,3 -1,7	3,7 3,3	0,3 -0,1	-0,8 -1,2	0,2 -0,2	-3,1 -3,5	3,2 -2,8	1,0 0,6	-1,0 -1,4	-3,1 -3,5	1,2 0,8	5,1 4,7	0,4 -0,2	0,6
$\Delta T''$	-0,5	0,4	5,5	8,0	7,5	9,1	2,1	-6,6	-5,6	-6,5	-9,0	-4,4		

Тепловой режим системы земля — атмосфера (средний многолетний) для Свердловска

$$\bar{T} = 247,5,$$

$$T' = 246,2,$$

$$\Delta T' = -1,3$$

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	K'_i	\bar{K}_i
A	3,3 1,1	4,8 2,6	1,5 -0,7	-0,7 -2,9	-1,0 -3,2	-1,2 -3,4	-0,7 -2,9	-0,3 -2,5	0,7 -1,5	7,9 5,7	6,6 4,4	5,9 3,7	2,2 2,2	0
R_0	-1,8 -3,6	-1,4 -3,2	-0,8 -2,6	1,9 0,1	0,2 4,4	7,4 5,6	7,3 5,5	4,7 2,9	1,9 0,1	-0,9 -2,7	-1,1 -2,9	-1,7 -3,5	1,8 -0,8	2,6
R_a	-7,9 -1,5	-7,3 -0,9	-6,3 0,1	-6,5 -0,1	-5,1 1,3	-4,1 2,3	-4,5 1,9	-4,9 1,5	-6,3 0,1	-6,1 0,3	-9,0 -2,6	-8,9 -2,5	-6,4 -0,4	-6,0
Lr	1,0 -1,2	0,8 -1,4	1,0 -1,2	1,2 -1,0	2,9 0,7	3,9 1,7	4,6 2,4	4,0 1,8	2,5 0,3	1,9 -0,3	1,6 -0,6	1,3 -0,9	2,2 -1,0	3,2
LE	0 -1,6	0 -1,6	0 -1,6	0,9 -0,7	3,7 2,1	4,6 3,0	4,8 3,2	2,7 1,1	1,1 -0,5	1,0 -0,6	0 -1,6	0 -1,6	1,6 -0,6	2,2
V	-0,8	-0,5	0,3	0,5	0,8	0,8	0,6	0,4	-0,3	-0,4	-0,6	-0,8	0 0,6	-0,6
W	-0,1	-0,1	0,8	1,0	1,1	0,8	0,2	-0,2	-1,1	-1,0	-0,8	-0,6	0	0
II	4,5 2,7	2,5 0,7	5,7 3,9	6,5 4,7	2,6 0,8	0,2 -1,6	-1,1 -2,9	-0,6 -2,4	0,9 -0,9	-3,2 -5,0	0,4 -1,4	2,0 0,2	1,8 0	1,8
$\Delta T''$	1,0	3,0	4,0	8,5	12,5	12,0	3,5	-8,5	-12,5	-10,5	-8,5	-4,5		
$\Delta T'$	-9,8	-7,7	-6,7	-3,7	1,8	8,8	13,8	12,3	5,3	-0,2	-5,2	-8,7		

МАТЕРИАЛЫ К КЛИМАТИЧЕСКОМУ РАЙОНИРОВАНИЮ СССР

В статье приводятся материалы, используемые для климатического районирования территории Советского Союза, которое выполняется под руководством М. И. Будыко.

Полученные за последние годы материалы по тепловому балансу земной поверхности позволили применить в схеме климатического районирования ряд характеристик.

Для характеристики термико-энергетической базы и условий увлажнения положенных в основу классификации, приняты следующие показатели:

1. Суммы температур подстилающей поверхности за вегетационный период характеризующие термические условия теплого периода. Карта сумм температур подстилающей поверхности, приводимая в статье, построена Н. А. Ефимовой.

2. Суммы отрицательных температур воздуха, характеризующие условия зимнего периода. Карта сумм отрицательных температур воздуха построена В. В. Мухенбергом.

3. Индекс сухости, представляющий собою отношение испаряемости к сумме осадков, который характеризует условия увлажнения. Приводимая в статье карта индекса сухости для территории Советского Союза построена Л. И. Зубенком. Кроме того построены приводимые в данной статье месячные карты испаряемости всей территории Советского Союза, которые необходимы для расчета температуры деятельной поверхности и для характеристики годового хода увлажнения территории СССР.

1. ТЕРМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕПЛОГО ПЕРИОДА

Термические условия теплого периода в разрабатываемой схеме классификации климатов СССР характеризуются суммами температур деятельной поверхности за вегетационный период (длительность которого соответствует периоду со среднесуточной температурой воздуха выше 10°). Под деятельной поверхностью подразумевается естественная поверхность почвы с находящимся на ней растительным покровом.

Ввиду того, что разрабатываемая классификация климатов должна характеризовать интенсивность общего физико-географического процесса и будет непосредственно связана с ландшафтными зонами, важно иметь данные не по температуре воздуха, а по температуре именно подстилающей поверхности с естественным растительным покровом этих ландшафтных зон.

Температура подстилающей (или деятельной) поверхности была получена косвенным путем из-за отсутствия данных наблюдений за температурой деятельной поверхности при наличии на ней растительного покрова (надежных методов массовых наблюдений над температурой подстилающей поверхности не разработано до сих пор).

Методика расчета температуры подстилающей поверхности опубликована в работах М. И. Будыко и др. [1, 2]. Согласно этой методике, разность,

температурой деятельной поверхности θ_w и температурой воздуха θ определялась формуле

$$\theta_w - \theta = \frac{R_0 - LE - A}{\rho D c_p + 4s\sigma\theta^3}, \quad (1)$$

ρ — плотность воздуха, D — коэффициент внешней диффузии для условий ого года, принятый равным 0,63 см/сек., c_p — удельная теплоемкость воздуха постоянном давлении, s — коэффициент, характеризующий свойства излучающей поверхности, принятый равным 0,9, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Формула (1) получена из уравнения теплового баланса вида¹

$$R_0 - \delta R = LE + P + A.$$

Таким образом, для расчета температуры деятельной поверхности необходимы данные по радиационному балансу R_0 , вычисленному при определении эффективного значения по температуре воздуха, затрате тепла на испарение LE , теплообмену A . Эти величины были рассчитаны по методике, опубликованной в работе М. И. Будыко и др. [1], [2].

Таким образом, по среднемесячным значениям параметров, входящих в формулу (1), были вычислены месячные разности температур подстилающей поверхности и воздуха ($\theta_w - \theta$). Эти разности оказались положительными для периода температурой воздуха выше 10° почти для всех районов СССР. Температура подстилающей поверхности получена путем сложения этих разностей со средней температурой воздуха.

Полученные расчетным методом разности между месячными величинами температур подстилающей поверхности и воздуха были сравнены с данными наблюдений метеорологических станций над температурой оголенной почвы, определенной ртутными термометрами для тех пунктов, где оголенная поверхность близка к естественной (полупустыня, пустыня). В табл. 1 приведен пример сравнения разностей температур поверхности почвы и воздуха, полученных расчетным путем, $(\theta_w - \theta)_p$ и по наблюдениям $(\theta_w - \theta)_n$ за 1953—1954 гг. в Зеагли и Ашхабаде.

Таблица 1

Разности месячных температур подстилающей поверхности и воздуха

Месяцы	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Ашхабад								
$(\theta_w - \theta)_p$	0,7	2,3	5,0	7,6	7,9	7,6	5,9	1,0
$(\theta_w - \theta)_n$	1,6	2,6	4,2	6,0	5,8	5,0	3,2	1,0
Зеагли								
$(\theta_w - \theta)_p$	2,3	3,6	5,6	7,3	7,3	6,3	6,3	4,6
$(\theta_w - \theta)_n$	2,4	3,5	5,7	5,6	6,0	4,9	3,6	1,2

Если учесть неоднородность рядов сравниваемого материала, а также отмеченным рядом авторов [9], [13] факт занижения регистрируемой ртутными термометрами температуры деятельной поверхности в дневное время, то совпадение полученных величин можно признать удовлетворительным.

Величина разностей месячных температур деятельной поверхности и воздуха зависит в зависимости от времени и местоположения пунктов от 1—1,5 до 4,6. Для иллюстрации величин разностей в разных пунктах приведена табл. 2.

При замене δR и P соответственно выражениями $4s\sigma\theta^3(\theta_w - \theta)$ и $\rho D c_p(\theta_w - \theta)$.

Величина разностей между температурой подстилающей поверхности и воздухом изменяется в основном обратно затратам тепла на испарение, поэтому наибольшие разности характерны для пустыни, резко континентальных областей, а также северных районов.

Т а б л и ц а

Разности месячных температур подстилающей поверхности и воздуха, полученные расчетным путем

Пункты	Месяцы					
	IV	V	VI	VII	VIII	I
Архангельск		4,6	4,3	4,6	3,3	1
Великие Луки	1,4	3,4	3,2	2,0	1,3	0
Свердловск	0,7	3,0	3,3	3,0	2,6	1
Москва	1,3	2,6	2,0	2,0	1,3	0
Якутск		5,2	5,1	4,8	2,7	1
Одесса	3,3	5,0	5,3	5,6	6,3	4
Турткуль	3,7	6,2	8,2	9,0	8,0	6

По полученным месячным температурам деятельной поверхности были рассчитаны суммы температур за вегетационный период, по которым построена карта, представленная на рис. 1 (изолинии на карте проведены через 500°). Суммы температур деятельной поверхности были рассчитаны примерно для 300 станций, расположенных на равнинных частях Советского Союза, и для 500 станций в предгорьях, до высоты 1,5—2 км¹ (в основном для гор Кавказа и Средней Азии, так как для горных областей Восточной Сибири и Дальнего Востока ском мало данных наблюдений).

Распределение сумм температур деятельной поверхности на территории Советского Союза в основном носит зональный характер, увеличиваясь от 0° на севере и побережье Ледовитого океана (а также на больших высотах в горных районах) до 4000° на юге Европейской территории СССР и 7000° на юге Средней Азии. Наибольшее широтное изменение сумм температур наблюдается по меридиану в. д. — от 0° на побережье Карского моря до 7000° на юге Турии. Меньше всего суммы температур изменяются по широте в Восточной Сибири, где основная часть территории характеризуется суммами температур от 0 до 1800°.

На карте данного масштаба невозможно провести изолинии в предгорьях Кавказа и Средней Азии, для которых был произведен приближенный подсчет сумм температур подстилающей поверхности.

Приведем некоторые данные о распределении сумм температур подстилающей поверхности в этих районах.

В степных равнинных районах, граничащих с северными предгорьями Кавказа, суммы температур подстилающей поверхности превышают 4000°. По мере увеличения абсолютной высоты местности суммы температур подстилающей поверхности довольно быстро убывают. Так, сумма температур, составляющая 3000°, наблюдается на высотах 700—900 м в предгорьях Северного Кавказа, на высотах 1200—1500 м в Дагестане и на юго-восточных склонах Большого Кавказского хребта. На склонах Большого и Малого Кавказских хребтов, обращенных к югу, суммы температур 3000° соответствуют высоте около 1000 м. На Армянском нагорье эта сумма соответствует высоте 1500—1700 м.

¹ Суммы температур деятельной поверхности в предгорьях получены приближенным путем — по связи сумм температур воздуха с суммами температур деятельной поверхности для соответствующих ландшафтных зон.

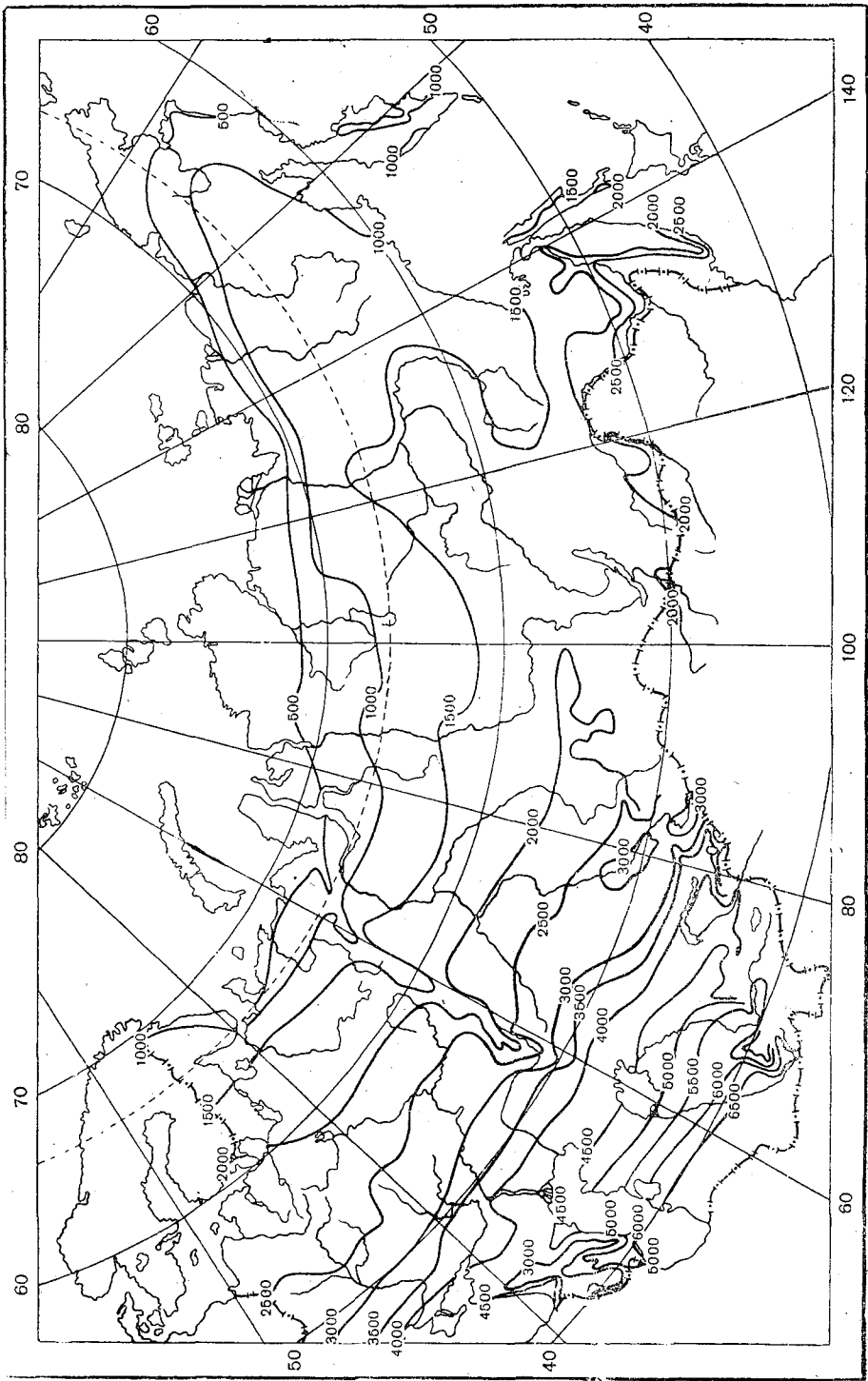


Рис. 1. Суммы температур подстилающей поверхности за вегетационный период.

Суммы температур подстилающей поверхности, равные 2000° , соответствуют высотам 1300—1500 м на северных склонах Большого Кавказа; высоте от 1500 м на склонах Большого и Малого Кавказа, обращенных к Рионской долине; высоте 1700—2000 м на юго-восточных склонах Большого Кавказа и высоте около 2—2,5 км на Армянском нагорье.

Суммы температур в 1000° соответствуют высоте около 2000 м на северном и южном склонах Большого Кавказа и высоте более 2,5 км в Дагестане и Армянском нагорье.

Климатические условия отдельных районов Памиро-Тяньшаньской горной системы отличаются огромным разнообразием как по температурному режиму, так и по условиям увлажнения.

Не имея возможности подробно характеризовать эти районы, приведем ориентировочные данные по высотам, которым соответствуют суммы температур 3000 , 2000 и 1000° для северной и южной частей системы. Под северной частью подразумеваются отроги Тянь-Шаня (к северу от 40-й параллели), под южной — Туркестанский, Зеравшанский, Гиссарский хребты и нагорья Памира.

Суммам температур подстилающей поверхности, равным 3000° , соответствуют высоты 900—1000 м в северной части и высоты около 2000 м в южной части системы. (Увеличение сумм температур в южной части системы происходит за счет уменьшения широты места, так и за счет большей сухости климата).

Суммам температур 2000° соответствуют высоты 1500—1700 м на северных хребтах и 2,5 км в южной части системы.

Суммам температур 1000° соответствуют высоты около 2,5 км на северных хребтах и высоты несколько выше 3 км на Памире и его отрогах.

Таковы основные особенности распределения сумм температур подстилающей поверхности на территории Советского Союза.

При сопоставлении сумм температур подстилающей поверхности в различных ландшафтных зонах выявилось хорошее согласование изолинии 2200° с географической границей, разделяющей зоны хвойных и смешанных лесов.

Суммы температур выше 4400° в Закавказье и по южному берегу Кавказа характерны для условий субтропической растительности этих районов.

При сопоставлении сумм температур подстилающей поверхности с суммами температур воздуха оказалось, что соотношение этих величин различно в различных областях рассматриваемой территории. Больше всего суммы температур подстилающей поверхности превышают суммы температур воздуха на севере и особенно северо-востоке СССР (на 30—40%). Наименьшие различия (порядка 7—10%) наблюдаются в районах оптимального увлажнения при достаточных запасах тепла в Полесье и на западе УССР. На 15—20% суммы температур подстилающей поверхности превышают суммы температур воздуха в центральных областях Европейской территории СССР и Западной Сибири. В условиях сухих степей, пустынь и полупустынь суммы температур деятельной поверхности отличаются от сумм температур воздуха на 25—30%.

На рис. 2 приведена карта, на которой показано превышение сумм температур подстилающей поверхности над суммами температур воздуха (в процентах по отношению к суммам температур воздуха).

2. ТЕРМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ХОЛОДНОГО ПЕРИОДА ГОДА

Для характеристики термических условий холодного периода года нами приняты суммы отрицательных температур воздуха. Этот показатель, на наш взгляд, объединяет в себе такие важные характеристики, как продолжительность холодного периода, степень охлаждения воздуха, а также косвенно и другие. Суммы отрицательных температур в качестве климатического показателя уже не так широко использовались как в гидрологии для определения процессов замерзания водоемов, так и в вопросах мерзлотоведения.

Однако до сих пор карты сумм отрицательных температур для СССР построены не были. Поэтому прежде всего необходимо было построить такую карту.

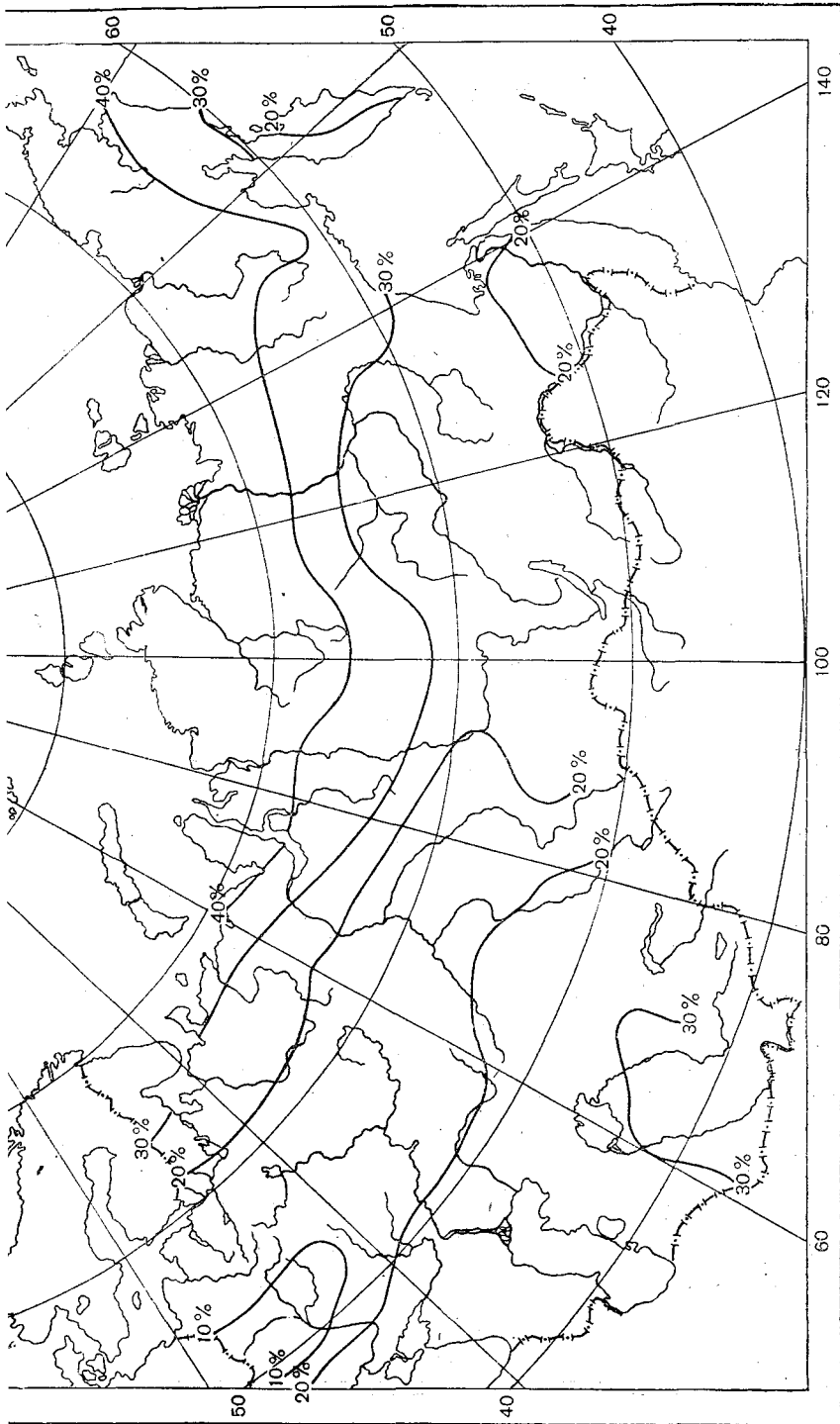
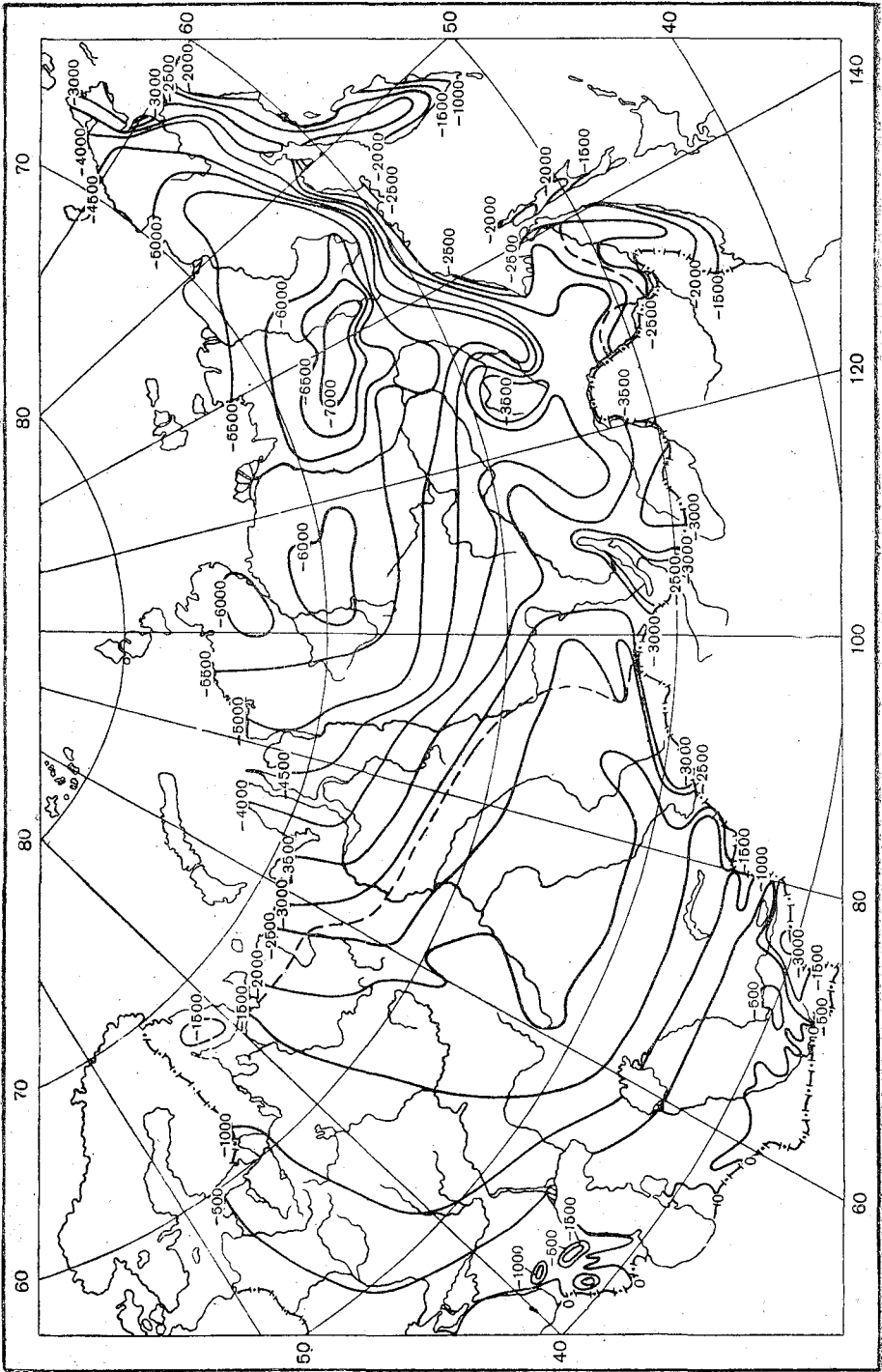


Рис. 2. Соотношение между суммами температур подстилающей поверхности и суммами температур воздуха. $\left(\frac{\sum \theta_w}{\sum \theta} - \sum \theta \right)$ в ‰, где $\sum \theta_w$ — суммы температур подстилающей поверхности, $\sum \theta$ — суммы температур воздуха).



роения карты были взяты данные по средней месячной температуре воздуха 900 пунктов Советского Союза.

Суммы отрицательных температур за месяц находились путем умножения среднемесячной температуры на число дней месяца. В переходные месяцы, когда температура не весь месяц была отрицательной, суммы брались только за дни отрицательной температурой; средняя температура для этого периода определялась по графикам годового хода температуры (для этой цели использовались графики перехода температуры воздуха через 0°).

Суммы отрицательных температур за весь холодный период для каждого пункта нанесены на карту и по ним проведены изолинии через 500° (рис. 3).

Анализируя построенную карту, можно отметить большую изменчивость сумм рассматриваемой территории (от 0° на побережье Черного моря и крайнем Средней Азии до 7000° в районе Верхоянска—Оймякона), причем увеличение сумм отрицательных температур происходит с юго-запада на северо-восток.

По суммам отрицательных температур можно судить о суровости зимы или иного района. Западную и восточную части Европейской территории СССР, где суммы отрицательных температур меньше -1500° , можно отнести к району с относительно мягкой зимой; средние температуры января здесь не ниже -14° . Южную часть Европейской территории СССР, Западную Сибирь и Казахстан, где суммы отрицательных температур изменяются от -1500 , -3000° , можно отнести к району умеренно суровой зимой; средние температуры января в этих районах ниже -24° .

Восточную Сибирь, где суммы отрицательных температур больше -3000° , можно отнести к району с суровой зимой; средние температуры января здесь доходят до -48° . В этом районе расположена область холода с двумя полюсами холода: Верхоянск (-7044°) и Оймякон (-5263°).

Для районирования Советского Союза в качестве основных показателей суровости зимы были приняты значения сумм отрицательных температур -1500 и -3000° .

Изолиния -3000° приблизительно совпала с южной границей вечной мерзлоты, в основном соответствует границе между районами вечной мерзлоты и районами с сезонным промерзанием почвы, определенной по М. И. Сумгину.

Общая зависимость между суммами отрицательных температур и глубиной сезонного промерзания почвы по материалам наблюдений над температурой почвы, опубликованным М. С. Перуновой, представлена на рис. 4.

Из графика видно, что между указанными величинами существует корреляционная связь, что было ранее отмечено П. И. Колосковым на материале наблюдений для Европейской территории СССР и Казахстана [12] и А. В. Стоценко Дальнего Востока [14].

Эта связь у упомянутых авторов выражается формулой вида:

$$h_0 = K_1 \sqrt{\Sigma(-t)},$$

K_1 — коэффициент, зависящий от местных условий.

Найденная нами зависимость несколько отличается от зависимости, выведенной упомянутыми авторами, ввиду того, что мы использовали более обширный материал наблюдений.

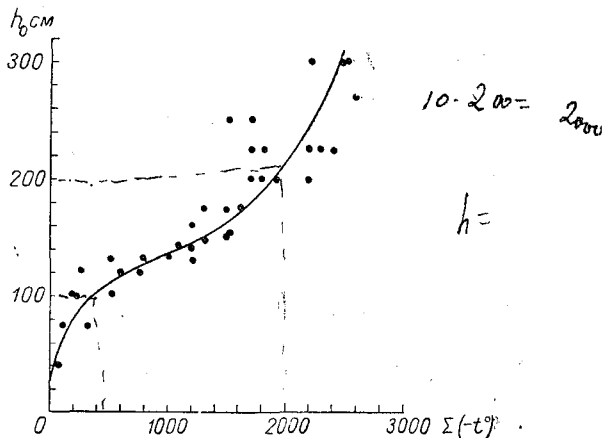


Рис. 4. Зависимость между суммами отрицательных температур воздуха и глубиной сезонного промерзания почвы.

На основании полученной зависимости можно, в частности, заключить, сумма температур -1500° соответствует в среднем глубине промерзания 170 см.

3. ХАРАКТЕРИСТИКА УСЛОВИЙ УВЛАЖНЕНИЯ

В качестве характеристики условий увлажнения поверхности суши Советского Союза нами был принят так называемый индекс сухости (обратная величина индекса Доуэля—Вейсберга), представляющий для годового интервала отношение потенциально возможного испарения с поверхности суши (парности) к осадкам. При расчетах индекса сухости использовались данные по испаряемости, определенной комплексным методом, разработанным М. И. Будыко [3], [8], учитывающим все основные определяющие ее факторы — радиационный баланс, температуру и влажность воздуха.

В расчетах индекса сухости использовались материалы, полученные А. П. Яковлевой, по годовым величинам испаряемости, определенной комплексным методом. Расчеты индекса сухости выполнены для 350 пунктов Советского Союза.

Поскольку на севере СССР данные по осадкам в некоторой мере неточны в основном из-за недоучета зимних и горизонтальных осадков, для районов северу от 60° с. ш. измеренные величины осадков корректировались на основании данных по стоку. Вышеуказанные поправки к величинам осадков достигают до измеренных величин.

В результате выполненных расчетов была построена карта, характеризующая условия увлажнения территории Советского Союза. Неосвещенным остался северо-восточный район Восточной Сибири, где отсутствуют надежные данные как радиационному балансу, так и по осадкам и стоку.

Индекс сухости для предгорий Кавказа и Средней Азии определялся приблизительно на основании использования связи между испаряемостью, суммами температур подстилающей поверхности и относительной влажностью воздуха.

На карте (рис. 5) представлены следующие изолинии индекса сухости: 0,7, 1,0, 1,5, 2,0, 3,0, 4,0.

Распределение индекса сухости на территории Советского Союза в среднем носит широтный характер, возрастая с севера на юг от величин, меньших на севере СССР (где испаряемость мала из-за недостатка термических ресурсов) до величин, превышающих 10,0 в пустынях Средней Азии со скудными осадками и большой испаряемостью.

Некоторое отклонение индекса сухости от зонального распределения наблюдается в центральных и южных частях Европейской территории СССР, где разность индекса с северо-запада на юго-восток связано с увеличением континентальности климата в этом направлении (ростом засушливости). Область повышенного индекса сухости (больше 1,0) охватывает междуречья Алдана, Лены и Вены с пониженными осадками и высокими летними температурами, лесостепное и степное Прибайкалье и Забайкалье и лесостепные и степные районы Средней Сибири. Пониженный индекс сухости (меньше 0,7) наблюдается на всем муссонном и невосточном побережье Советского Союза. В горных районах и предгорьях в основном в связи с увеличением осадков индекс сухости убывает. Индекс, равный единице, наблюдается на Черноморском побережье Кавказа и на большей части Кавказской горной системы, исключая засушливое побережье Каспийского моря и долины Аракса и Куры. В Дагестане и на Армянском нагорье индекс сухости, превышающий 1,0, наблюдается до высот 1,5—2 км.

Поскольку условия увлажнения, согласно исследованиям М. И. Будыко [2] тесно связаны с распределением природных геоботанических зон, было проведено сопоставление границ природных ландшафтных зон с полученным распределением индекса сухости. Оказалось, что изолиния индекса 0,45 (не представлена на настоящей карте) достаточно хорошо согласуется с южной границей тундры лесотундры. Изолиния индекса 1,0 соответствует южной границе лесной зоны. Южной границе степи соответствует изолиния индекса сухости 3,0. Интер-

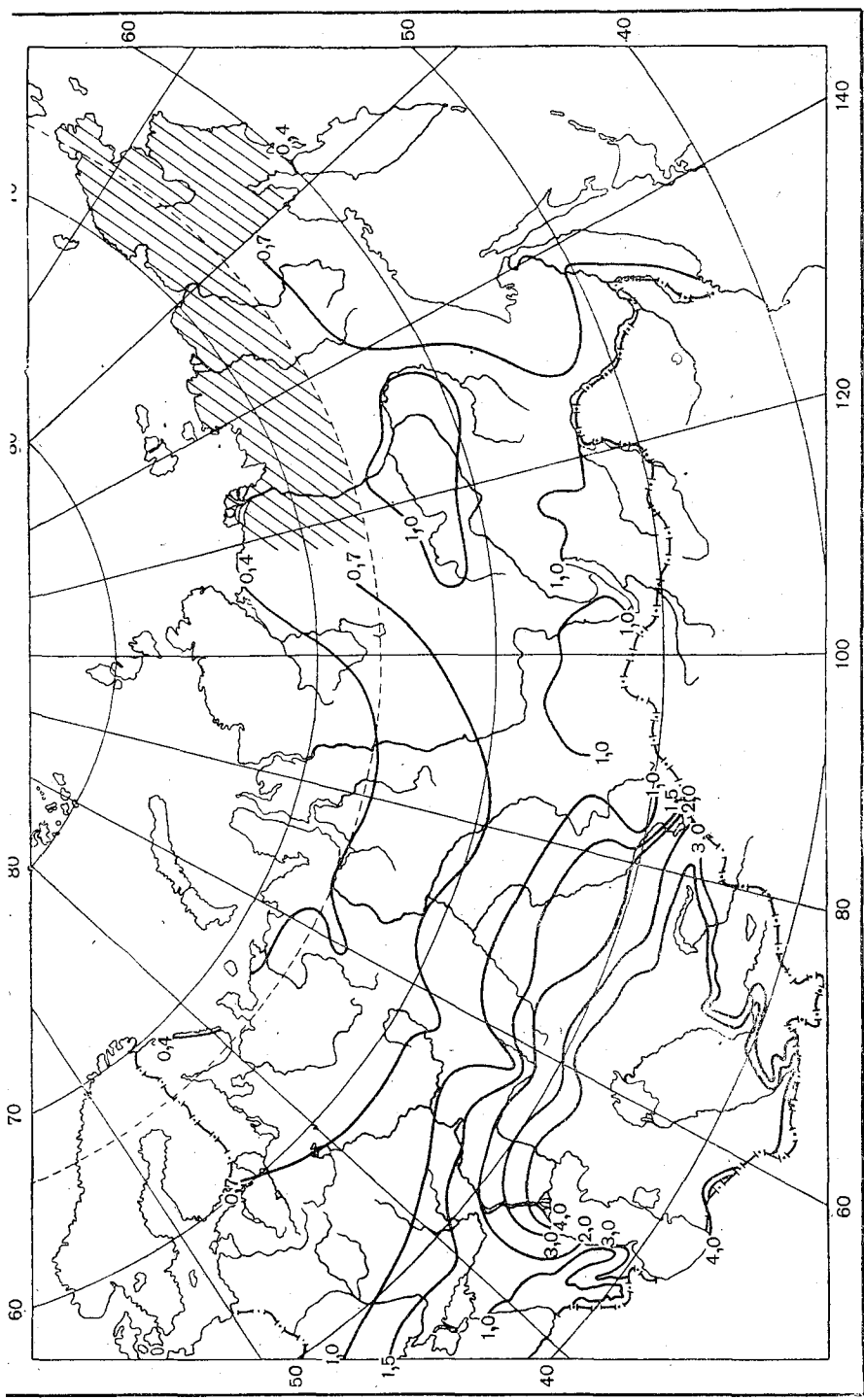


Рис. 5. Индекс сухости.

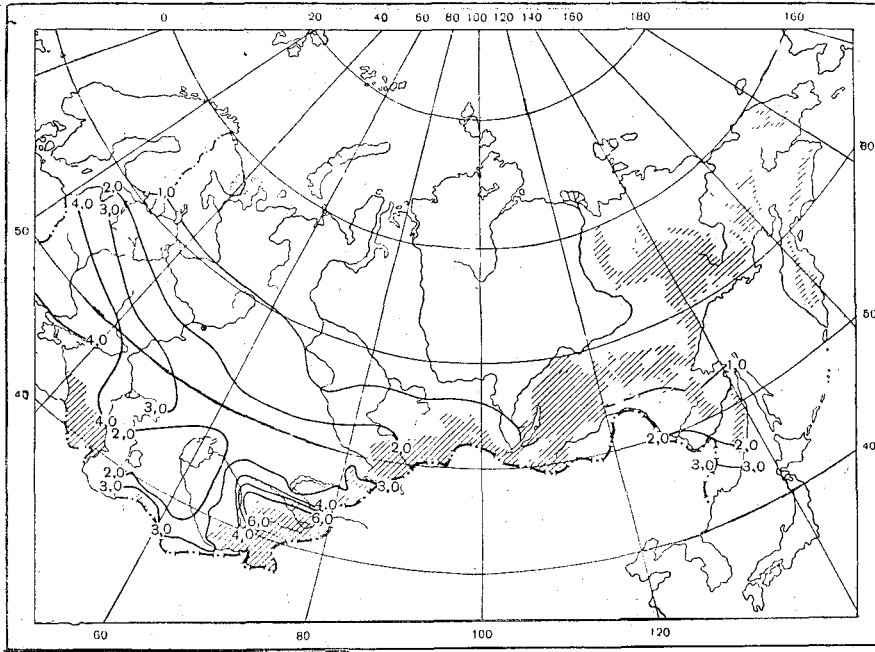


Рис. 6. Испарение в см/месяц, апрель.

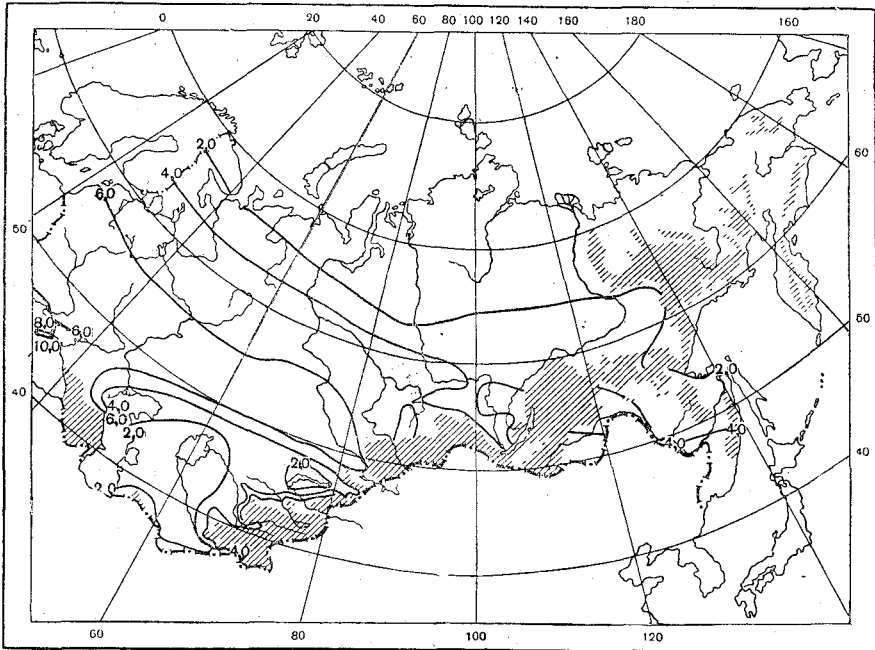


Рис. 7. Испарение в см/месяц, май.

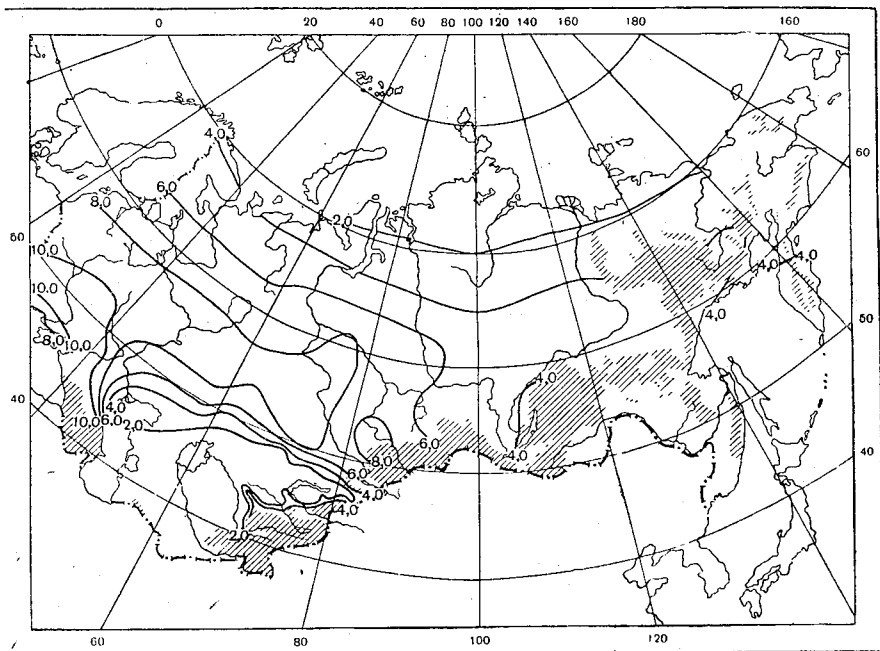


Рис. 8. Испарение в см/месяц, июнь.

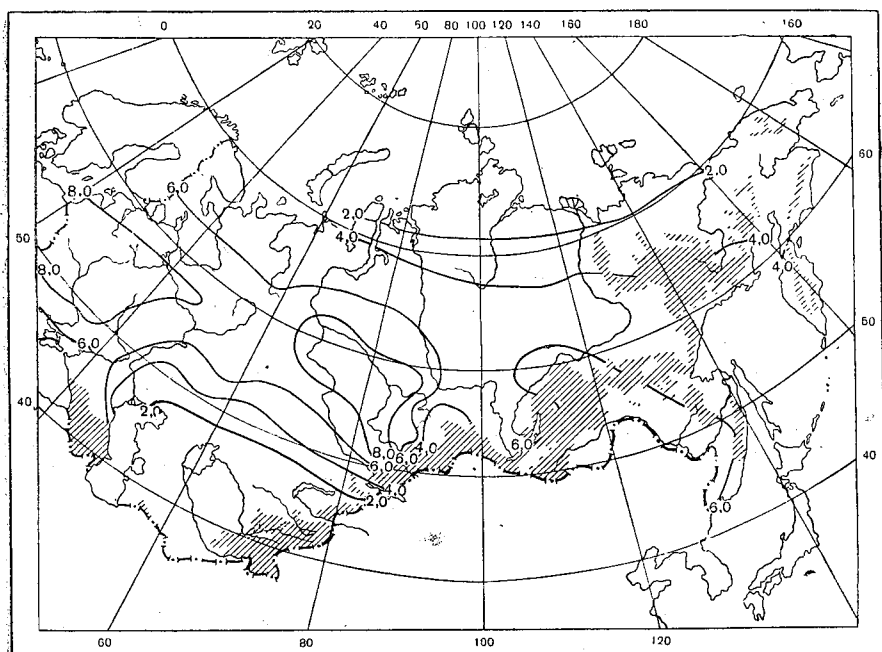


Рис. 9. Испарение в см/месяц, июль.

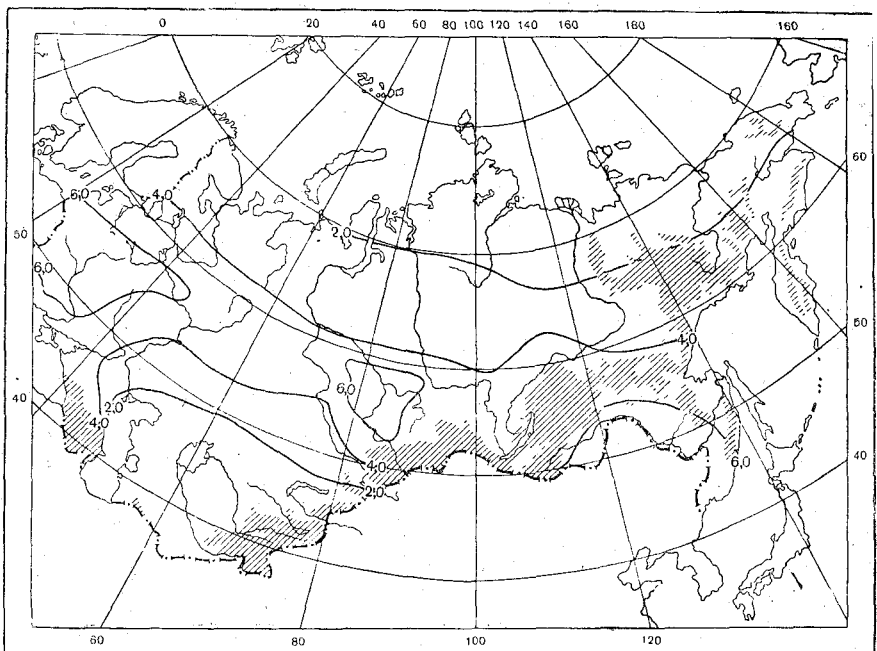


Рис. 10. Испарение в см/месяц, август.

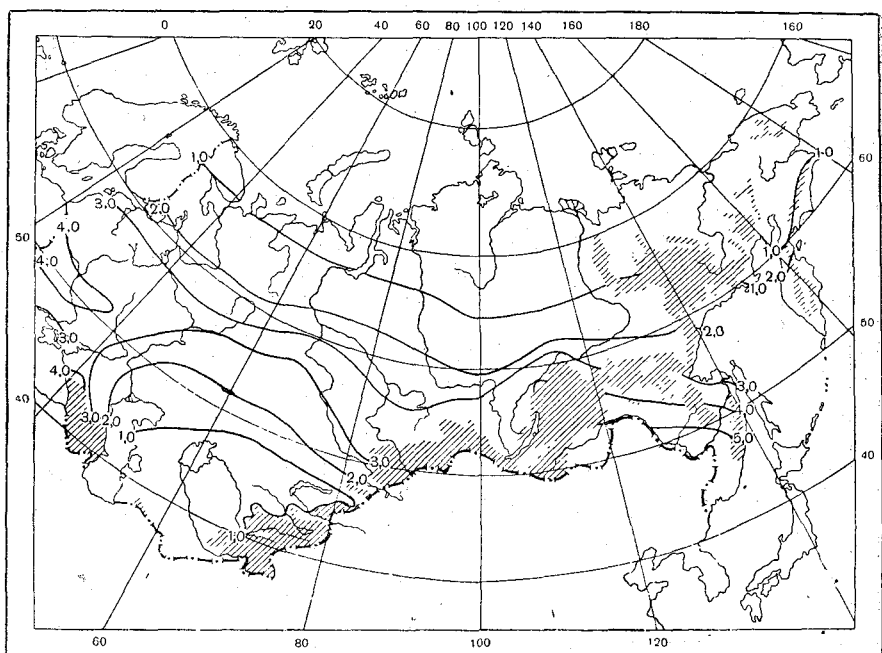


Рис. 11. Испарение в см/месяц, сентябрь.

совпадения изолинии индекса 0,7 с границей распространения дуба на равнинах, за исключением юго-востока Европейской территории СССР (восточнее Азовского моря) и Нижне-Амурской области, где это совпадение несколько нарушается.

Основным недостатком индекса сухости в качестве характеристики климатических условий увлажнения, как уже указывалось в работе [4], является невозможность использования этого индекса для характеристики условий увлажнения в разные периоды времени, меньшие года, поскольку этот индекс не учитывает внутригодового перераспределения влаги в почве. Ввиду того, что фактических данных динамики почвенной влаги в настоящее время для изучения условий увлажнения недостаточно, в ряде случаев при исследованиях условий увлажнения внутригодового значительный интерес могут представить месячные карты суммарного испарения с поверхности суши, построенные нами для средних многолетних условий (табл. 6—11). Расчеты испарения выполнялись по методике, разработанной М. И. Бурденко и подробно изложенной в работах [6], [10], [11].

При останавливаясь подробно на анализе пространственного и временного распределения испарения, отметим лишь его общие закономерности.

На севере территории Советского Союза в районах избыточного и достаточного увлажнения в течение всего рассматриваемого периода (с апреля по октябрь) годовое испарение в основном имеет широтный характер. В годовом ход максимальное испарение в рассматриваемом районе наблюдается в июне—июле, достигая у 60° с. ш. 7—8 см/месяц, в то время как на п-ве Таймыр в это время оно составляет около 1 см/месяц. В апреле и октябре испарение мало: оно составляет от величин, близких к нулю на п-ве Таймыр, до величин порядка 1 см/месяц у 60° с. ш. Такое распределение испарения в пространстве и времени определяется временным и пространственным изменением радиационного баланса, являющегося в рассматриваемом районе определяющим фактором испарения.

На югу от 60° с. ш. широтность в распределении испарения несколько нарушается уже в апреле в основном в связи с разными условиями увлажнения (например, в Украине и Средней Азии). В последующие месяцы (начиная с мая) к югу от 60° с. ш. влагосодержание почвы является определяющим фактором испарения, поскольку радиационный баланс велик на всей рассматриваемой территории. В связи с этим максимальное испарение наблюдается на Украине, в предгорьях Кавказа, в Памире, в Приморском крае, в заболоченном Васюганье. Однако время наступления максимального испарения в годовом ходе в вышеуказанных районах совпадает и определяется годовым ходом осадков и их внутригодовым перераспределением. На Украине, например, максимальное испарение наблюдается в июле, превышая 10 см/месяц в центральных районах Украины; в Приморском крае максимум испарения смещается на июль—август, превышая 6 см/месяц. В пустынных районах Средней Азии испарение мало в течение всего года, в апреле оно составляет 1—2 см/месяц, а начиная с июля приближается к нулю. В октябре испарения малы на всей территории в связи с уменьшением радиационного баланса и сохраняющейся еще сухостью почвы в районах сугубо недостаточного увлажнения.

ЛИТЕРАТУРА

- Бурденко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. 1956.
Бурденко М. И. О закономерностях поверхностного физико-географического процесса. Метеорология и гидрология, № 4, 1948.
Бурденко М. И. О влиянии мелиоративных мероприятий на испаряемость. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 1, 1951.
Бурденко М. И. Климатические условия увлажнения на материках. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 2, 4, 1955.
Бурденко М. И. Климатические факторы внешнего физико-географического процесса. Труды ГГО, вып. 19, 1950.
Бурденко М. И. Об определении испарения с поверхности суши. Метеорология и гидрология, № 1, 1955.

7. Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Зубенко Л. И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.
8. Будыко М. И., Дроздов О. А., Львович М. И. и др. Изменения климата в связи с планом преобразования природы засушливых районов СССР. Под редакцией Х. П. Погосяна, Л., 1952.
9. Воробьев И. Е. О погрешностях начального ртутного термометра. Труды ГГО, вып. 61 (123), 1956.
10. Зубенко Л. И. и Дьяченко Л. Н. Испарение в районах освоения целинных и залежных земель. Труды ГГО, вып. 66, 1956.
11. Зубенко Л. И. и Дьяченко Л. Н. Испарение с поверхности Европейской части СССР. Труды ГГО, вып. 66, 1956.
12. Колосков П. И. Глубина зимнего промерзания почвы в Европейской части СССР и в Казахстане. Мерзлотоведение, т. II, вып. 1, 1947.
13. Логинова З. А. К вопросу о температуре подстилающей поверхности. Автореферат.
14. Стоценко А. В. Сезонное промерзание грунтов Дальнего Востока вне области вечной мерзлоты. Изд. АН СССР, 1952.
15. Сумгин М. И. Южная граница вечной мерзлоты в пределах СССР. Труды комиссии по изучению вечной мерзлоты при АН СССР, т. II, Л., 1933.
16. Тумель В. Ф. Карта распространения вечной мерзлоты в СССР. Мерзлотоведение, т. I, вып. 1, 1946.

ОПЫТ СТАТИСТИЧЕСКОГО ОБОБЩЕНИЯ МЕТОДА ФАЗ МУЛЬТАНОВСКОГО НА ОСНОВЕ ИНДЕКСОВ ЦИРКУЛЯЦИИ

достаточная изученность закономерностей развития атмосферных процессов, влияющих изменения погодных явлений в течение длительных промежутков и, крайне затрудняет разработку общей теории климата и погоды, на основе которой можно было бы давать надежные прогнозы погоды, в особенности дальнего срока.

В настоящее время можно иметь лишь частичное решение проблемы точных прогнозов погоды, основанное главным образом на исследованиях статистического и эмпирического характера.

Из более крупные исследования в этой области, доведенные до практического применения результатов, были получены С. Д. Грибоедовым и Б. П. Мультаном. Работы этих авторов составляют единую цельную концепцию, в основе которой лежит представление об особой роли погодных условий полярного бассейна атмосферных процессов средних широт.

Системе гидрометслужбы официально принятой методикой для составления точных прогнозов погоды является методика Мультановского. Однако, казалась проверка их оправданности, успешность прогнозов настолько мала, естественно, возникает вопрос о целесообразности их составления при современном состоянии методики.

С целью улучшить современное состояние методических работ в области точных прогнозов погоды мы сделали попытку статистического обобщения метода фаз Мультановского. Хотя предпринятое нами исследование еще далеко от завершения, целесообразность сделанной попытки и перспективность дальнейшего ее развития вполне очевидны, особенно если начатую работу рассмотреть в связи с общим развитием и состоянием долгосрочной синоптики.

1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ДОЛГОСРОЧНОЙ СИНОПТИКИ И ЕЕ СОСТОЯНИЕ

Экономической предпосылкой для постановки проблемы долгосрочных прогнозов погоды в России в начале XX в. послужила необходимость заблаговременного определения урожая в связи с усиливающимся экспортом хлеба за границу. Интересом в области долгосрочных прогнозов погоды был заведующий Бюро Главной физической обсерватории С. Д. Грибоедов. В своих работах он установил из органической связи между зимними и летними условиями погоды, действуя при этом следующим образом:

Если рассматривать отдельные зимы, — говорил он, — то окажется, что хотя абсолютный максимум подвергается большим колебаниям как по силе развития, так по положению своей центральной части, но самый факт присутствия области

высокого давления в Сибири во всякую зиму остается неизменным; то же приходится сказать об области низкого давления в летнее время“.

„Самый факт этого неизменного чередования наводит на серьезные размышления; естественно предположить, что область низкого давления, характерная для теплого времени года и возникающая, так сказать, на развалинах зимнего антициклона, не может безразлично относиться к тому, каков был зимний максимум по своим свойствам“.

„Таким образом, — сказал он далее, — становится вероятным предположение, что если бы мы научились рационально оценивать и даже точно измерять факторы, характеризующие сущность сибирского максимума за всякую отдельную зиму, то тем самым открылась бы возможность рационального суждения о состоянии предстоящей области низкого давления, т. е., говоря другими словами, появилась бы возможность правильных научных заключений о грядущем сезоне“.

Работая в этом направлении, Грибоедов пришел к выводу, что при одном и том же состоянии сибирского максимума существуют два режима, которым соответствуют различные соотношения между давлением и температурой.

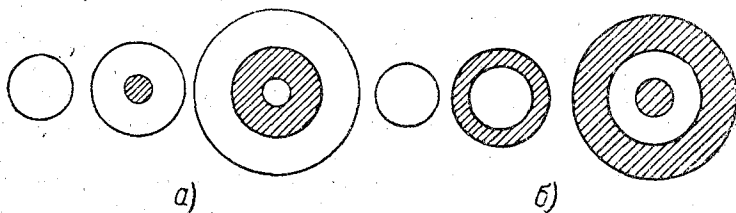


Рис. 1. Схема нормального режима.
Фазы отрицательной (а) и положительной (б) динамической аномалии.

При нормальном режиме в зоне расположения сибирского максимума температура воздуха бывает ниже нормы.

При ненормальном режиме эти соотношения приобретают обратный характер.

Разделив имевшийся в его распоряжении синоптический материал на две группы соответственно установленным режимам, Грибоедов для каждой группы в отдельности вычислил нормы давления. Отклонениям давления от этих норм он придал название „динамических барометрических аномалий“.

Сопоставляя последние с последующими условиями погоды и урожаем (ржи), он получил результаты в обобщенном виде, представленные на схеме: светлые части внутри окружности соответствуют хорошему урожаю, а заштрихованные — урожаю ниже среднего (рис. 1).

При нормальном режиме и отрицательной динамической барометрической аномалии в центре окружности появляется зона недорода, которая по мере развития аномалии постепенно расширяется и, наконец, приобретает кольцевую форму. Как в центре окружности зона недорода постепенно исчезает, заменяясь благоприятным урожаем. При том же режиме, но положительной динамической барометрической аномалии зона недорода возникает на периферийных частях окружности. По мере развития аномалии она охватывает все новые и новые области, при этом в центре возникает вторичная зона недорода.

Для зим с ненормальным режимом связь между динамическими аномалиями давления и последующим урожаем во всех фазах развития аномалии имеет обратный характер.

На данной стадии работ Грибоедова невыясненным остался вопрос — условия урожая соответствуют зимам составного типа, когда преобладают или иного режима не выражено резко?

Просмотр нескольких таких случаев показал, что и здесь имеют место закономерности.

то обстоятельство, — говорил Грибоедов, — навело меня на мысль о том, времена знака режима является фактом лишь внешнего, несущественного бразия“. „Вот почему, — продолжал он, — я считаю вполне возможным софской точки зрения подойти к обобщению, более глубокому, чем это о мною. Я должен откровенно признаться, что считаю эту задачу превы-й мои силы, но в то же время для меня несомненно, что ученый, которому и это сделать, совершит истинное великое открытие, влекущее за собой ческие и практические следствия первенствующего значения“.

одолжая, однако, работать над изучением особенностей отдельных зим, дов установил, что в тех случаях, когда влияние подстилающей поверхности оно слабо, в атмосфере возникают стойкие колебательные процессы, при-ные к определенным районам. Разнообразие этих процессов сводится к двум одному из них соответствует последующее жаркое, сухое лето в Европе, у — холодное, дождливое лето.

ичину возникновения в атмосфере стоячих волн определенной длины Гри-объяснял длительным воздействием погодного режима Арктики на погод-ловия Европы.

настоящее время в метеорологии установилось учение о центрах действия еры, причем для нас имеется в виду климатологический циклон в Исландии атологический антициклон в Сибири. Если, что вполне естественно, под м действия разуместь величину активную, то я не согласен с этим учением, исландском циклоне и в сибирском антициклоне я вижу лишь результат юго воздействия суши и океана на нашу атмосферу в холодное и в теплое года. Истинным центром действия явится в моих глазах тот фактор, кото-регулирует проявление этих пассивных климатологических систем, и этот ый фактор я всегда искал в крайних северных широтах“.

ледующий этап исследований, непосредственно относящихся к проблеме рочных прогнозов погоды, связан с именем Б. П. Мультиановского. Вся его г деятельность была посвящена развитию идеи Грибоедова об активных к действия атмосферы.

льтиановский во всех своих работах проводил мысль о том, что процессы осфере, влияющие на погоду Европейской России и Западной Европы, лежат вне ее пределов, а сама Европа является лишь ареною, где раз-аются уже следствия — рефлексы этих процессов.

говоря даже о том, — писал Мультиановский, — что, не зная основных ов, в высокой степени затруднительно составить о них представление по рефлексам — приходится считаться с одним важным обстоятельством, ю, пока дело касается предсказания какого-нибудь явления за сравнительно ий срок до его наступления, например наводнений в Петербурге, детальное е таких рефлексов необходимо и плодотворно, но если вопрос касается изаний на долгий срок, то пришлось бы изучать смену рефлексов, их венность, а это несомненно привело бы к громоздкому своду правил, ощих между собою непосредственной причинной связи, а поэтому трудно их. Этого неудобства легко избежать, изучая непосредственно центры дей-тмосферы и их воздействия — рефлексы“.

целяя точку зрения Грибоедова о том, что на погодные условия Европы шее влияние оказывает погодный режим полярного бассейна, Мультианов-оставил перед собой задачу выяснить, в каких частях полярного бассейна ия погодного режима наиболее существенно сказываются на характере по-средних широтах. Решая эту задачу и не имея возможности из-за отсут-актического материала непосредственно заняться изучением режима Арктики, новский все свое внимание сосредоточил на изысканиях косвенных путей я поставленной задаче.

дположив, что перемещение барических образований непосредственно свя-потоками в тропосфере, Мультиановский изучает траектории антициклонов ультате получает свои знаменитые „оси“. Выделяя из них траектории анти-ов полярного происхождения, он смог таким путем определить районы,

откуда траектории берут свое начало. Таких районов оказалось три: Д пролив у Гренландии, западная часть Арктики в американском секторе и расположенный несколько восточнее Таймыра.

Впоследствии было установлено, что эти районы являются наиболее ными частями приполярной фронтальной зоны.

Переходя к вопросу о связи активных центров действия атмосферы с ными условиями Европы, Мультиановский разработал учение о координации процессов в атмосфере, сущность которого сводится к следующему.

Содержание краткосрочной синоптики исчерпывается вопросами связи на условий с воздушными потоками в тропосфере. Вопросы эволюции барических образований, их стойкость относятся к области долгосрочной синоптики Мультиановскому, локализация барических образований, длительность их сущвания и характер перемещения обусловлены тем, что наряду с ведущим п в атмосфере всегда имеет место другой ведущий поток, сопряженный с и расположенный по отношению к нему под углом, необходимым для пол большего температурного контраста. Влиянием этих сопряженных п и объясняется определенное расположение барических центров, стойкость сских полей и определенный характер эволюции барических образований. I жуток времени, в течение которого происходит процесс, обусловленный с ным действием сопряженных ведущих потоков, Мультиановский назвал „ест ным синоптическим периодом“. Словом „естественный“ он подчеркивал то с тельство, что всякая иная разбивка непрерывно развивающихся процессов ф физического смысла. Смена сопряженных потоков сопровождается сменой венных периодов.

В силу того, что, как показал опыт, полярные центры действия атм изменяют свое состояние не одновременно, кроме естественных периодов, с вуют еще более длительные однородные макропроцессы, обусловленные лексом воздействий всех трех активных центров действия атмосферы. Таки межutki времени названы Мультиановским синоптическими сезонами.

Изучая общий характер непрерывного развития атмосферных процессов, тановский пришел к выводу, что эту непрерывность нельзя выразить с сплошного ряда изменений, так как в природе повторяемость такого рода встречается крайне редко. Поэтому для изучения развития макропроцессов сфере необходимо устанавливать отдельные, характерные этапы развития I макропроцесса. Этот метод, получивший название „метод фаз“, широко нялся как самим Мультиановским, так и его сотрудниками.

Практическое обслуживание долгосрочными прогнозами погоды было еще Грибоедовым. С 1908 по 1912 г. он регулярно составлял прогнозы у опубликовывая их в газете „Новое время“ и в различных сельскохозяйст журналах. В 1912 г. зима была составного типа, который недостаточно I изучен: прогноз оказался неудачным, и Грибоедову пришлось прекратить практическую деятельность.

Разработанная им в дальнейшем методика, основанная на характеристии них колебательных процессов, на практике не испытывалась и впоследствии залась незаслуженно забытой.

Мультиановский в 1916 г. составил первый прогноз вскрытия р. (В дальнейшем он стал регулярно составлять прогнозы на „период“ и на „ В 1933 г. прогнозы на сезон были заменены месячными прогнозами I По сравнению с сезонными прогнозами эти прогнозы имели то преимущест в них указывалась последовательная смена характера погоды в течение Однако в методическом отношении они обладали такими существенными не ками, которые сводили на нет все их преимущество.

Дело в том, что основу этих прогнозов составляли „реперные поло: устанавливаемые по правилам ритмичности, выведенным при помощи мето В современном своем виде этот метод дает указания только на отдельные развития процесса. Чтобы получить представление о промежуточных сост прибегают к помощи аналогов.

ким образом, современная методика составления месячных прогнозов погоды состоит из двух этапов: определения реперных положений и подбора аналогов. Точность прогноза всецело зависит от удачного подбора последних, что при субъективности определения реперных положений и их недостаточности является затруднительным, тем более, что связь между барическим состоянием и погодой не является однозначной.

Иногда и удается подобрать удачный аналог по характеру развития процесса, он может оказаться неудачным в отношении погодных характеристик. Это и обратные случаи.

Если как эти два этапа составления месячных прогнозов погоды взаимно связаны между собой, и ослабляя роль одного из них, мы поднимаем значение другого этапа, то отсюда следует, что улучшение современного состояния месячных прогнозов погоды может быть достигнуто одним путем — ослаблением роли одного и поднятием значимости этапа определения реперных положений. Последнее очевидно, должно состоять, во-первых, в устранении субъективности их определения и, во-вторых, в распространении реперных положений не только на отдельные фазы развития процесса в течение данного промежутка времени, но и на все промежуточные его состояния.

Последняя попытка доработки метода фаз Мультиановского была сделана в Отделе физической метеорологии Главной геофизической обсерватории под руководством М. И. Юдина. Сущность доработки заключалась в следующем.

2. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ФАЗ РАЗВИТИЯ СИНОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Одним из существенных недостатков прежних эмпирических исследований было то, что индексы, служившие показателями того или иного состояния атмосферы, носили качественный характер и не всегда была ясна их физическая природа.

Исходя из этого, М. И. Юдин предложил для исследований пользоваться системой индексов, состоящей из зонального индекса, характеризующего разницу температур между экватором и полюсом, и меридиального индекса, отражающего температурную разницу между океанами и материками.

Полнота предложенной системы индексов была выяснена путем анализа синоптических процессов, связанных с осуществлением карских воздействий, установления связи между различными значениями каждого из индексов в отдельных случаях и характером соответствующих им синоптических условий.

Полученные результаты позволили поставить задачу обобщения метода фаз Мультиановского с тем, чтобы получить возможность судить о непрерывном характере развития синоптических процессов.

Возможность такого обобщения предварительно решено было испытать на практике температурных условий в отдельных пунктах.

Для этой цели были отобраны случаи наиболее крупных аномалий температуры в Ленинграде, наблюдавшихся за последние годы, при которых отклонения от нормы превышали $\pm 5^\circ$ и продолжительность которых была не меньше 5 дней.

В каждом из этих случаев были составлены кривые изменения индексов на протяжении нескольких месяцев, предшествующих аномалиям.

При наложении друг на друга эти кривые в ряде точек образовали узлы, поэтому можно было рассматривать, как показатели тех волн, наличием которых обусловлено развитие процессов в том или ином направлении.

При отборе наиболее характерных узловых точек соблюдалось условие, чтобы в выбранные в них значения индексов не наблюдались для аномалий противоположного знака.

Исходя таким образом, нашли, что для Ленинграда в зимнее время наиболее характерными являются значения индексов в узлах, отстоящих от исследуемых значений на 46 и 65 дней для зонального индекса и на 51 и 85 дней для меридиального индекса.

Сопоставляя различные значения индексов в этих узлах с соответствующими значениями температуры, получили сравнительно тесную связь между ними.

Опираясь на эти результаты, уже можно было приступить к определению характера изменений температуры, исходя из значений индексов в соответствующих узлах.

Для этой цели были составлены графики, связывающие корреляционной связью значения температуры со значениями индексов в отдельных узлах. Частичный результат был получен при помощи дополнительного графика, по которому искомая температура определялась на основании предварительно вычисленных значений T_1 и T_2 .

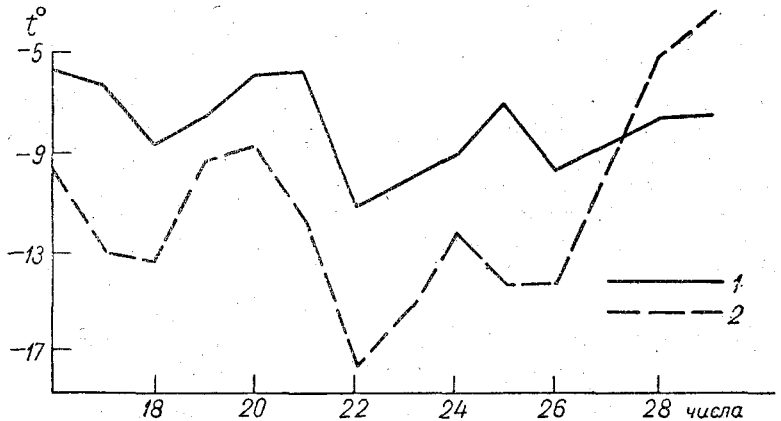


Рис. 2. Опытный прогноз температуры воздуха для Ленинграда на вторую половину февраля 1956 г.

1 — прогнозируемая, 2 — фактическая температура.

После этих этапов приступили к испытанию разрабатываемого метода. В испытании проводилось на старом материале, не использованном при составлении графиков, а, начиная с 1956 г., путем составления опытных прогнозов. Прогнозы были составлены для Ленинграда с 16 февраля по июль.

Для иллюстрации на рис. 2 приведен прогноз, составленный для Ленинграда на вторую половину февраля 1956 г.

Табл

Опытный прогноз температуры воздуха для Ленинграда на вторую половину февраля 1956 г.

Февраль 1956 г.	$\Delta Z 65$	$\Delta M 85$	$\Delta Z 46$	$\Delta M 51$	T_1	T_2	T_0	Норма	T
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
16	-5,5	-0,3	-0,2	-6,7	3,0	-6,0	2,0	-7,8	-5,8
17	-5,2	0,1	-0,1	-6,3	2,5	-5,8	1,5	-7,8	-6,3
18	-4,1	-0,2	-0,3	-4,8	2,0	-3,0	-1,0	-7,7	-8,7
19	-3,3	-0,1	-0,3	-4,1	1,0	-2,0	0,0	-7,6	-7,6
20	-3,0	-0,9	-0,2	-4,9	0,0	-4,0	1,5	-7,5	-6,0
21	-2,4	-1,5	-0,1	-5,0	-1,0	-4,0	1,5	-7,4	-5,9
22	-1,8	-2,4	0,4	-4,9	-2,0	-5,0	-4,0	-7,3	-11,3
23	-1,8	-3,9	1,0	-5,6	0,0	-6,0	-3,0	-7,2	-10,2
24	-2,1	-6,3	1,5	-6,6	2,0	-8,0	-2,0	-7,1	-9,1
25	-2,8	-6,5	2,1	-8,8	4,0	-12,0	0,0	-7,0	-7,0
26	-2,8	-7,4	2,2	-10,3	2,0	-12,0	-3,0	-6,9	-9,9
27	-2,3	-6,3	1,5	-12,1	2,0	-11,5	-2,0	-6,8	-8,8
28	-1,7	-5,1	0,5	-12,3	0,5	-11,0	-1,0	-6,7	-7,7
29	-2,0	-4,7	-0,8	-11,4	2,0	-7,0	-1,0	-6,6	-7,6

первых четырех графах табл. 1 даны значения индексов в соответственных ; в последующих двух — указаны температуры T_1 и T_2 , вычисленные на ании полученных значений индексов, в графе 7 приведены прогнозируемые ратуры T_0 в отклонениях от нормы. В графе 9 даны среднесуточные значе- рогнозируемой температуры, и, наконец, в последней графе для сравнения дены фактически наблюдавшиеся среднесуточные температуры в Ленинграде орой половине февраля 1956 г.

ия наглядности прогноз и фактически наблюдавшаяся среднесуточная темпера- сопоставлены графически.

трудно видеть, что ход изменения температуры предусмотрен был сравни- о правильно; однако общий уровень прогнозируемой температуры оказался енным. Кроме того, амплитуда изменений температуры по прогнозу была е фактической.

олученные результаты являются характерными не только для данного про- но и для всех остальных.

к, на протяжении 101 дня ход изменений температуры, не допуская никаких ов во времени, был предусмотрен правильно в 66% всех случаев.

огнозируемые температуры в большинстве случаев были завышенными по знию с фактическими ее значениями.

плитуды температурных изменений в 70% всех случаев были меньше факти- к.

ким образом, на основании приведенных испытаний можно сказать, что ка статистического обобщения метода фаз Мультановского на основе совре- х индексов циркуляции оправдала себя в том отношении, что сравнительно етворительно удалось предусматривать ход температурных изменений в тече- есяца, не прибегая к помощи аналогов, и нет сомнения, что при дальнейшем гии данного исследования будут получены практически ценные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

- и б о е д о в С. Д. Основы рационального метода предсказания погоды на долгий срок. Труды 2-го метеорологического съезда. Петербург, 1909.
- и б о е д о в С. Д. Les cycles périodiques accomplis dans l'activité de l'anticyclone sibérien. Геофизический сборник. Том III, вып. 3, 1917.
- л ь т а н о в с к и й Б. П. Основные положения синоптического метода долгосрочных прогнозов погоды. ЦУЕГМС. М., 1933.
- ж д е с т в е н с к и й А. А. Исследование синоптических процессов, связанных с осуществлением Карских воздействий на основе изучения индексов циркуляций. Труды ГГО, вып. 53, 1956.

О МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ В АТМОСФЕРЕ

Уравнение, описывающее процессы переноса водяного пара в атмосфере, пренебречь горизонтальной диффузией, представляется в следующем виде:

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} K(z) \frac{\partial \bar{q}}{\partial z},$$

где

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + W \frac{\partial \bar{q}}{\partial z},$$

\bar{q} — абсолютная влажность, $K(z)$ — коэффициент обмена, t — время, U , V , составляющие скорости.

Если рассматривать стационарную задачу и направить ось x вдоль скорости ветра, то уравнение (1) после введения безразмерной влажности по формуле $q = \frac{\bar{q}}{q_0}$ перейдет в

$$U \frac{\partial q}{\partial x} + W \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial q}{\partial z},$$

где q_0 — влажность воздуха у поверхности земли.

Решение уравнения (2) представляет интерес для исследования процессов обмена в пограничном слое атмосферы, где вертикальные движения также и в свободной атмосфере, играют важную роль. Однако отыскание этого решения осложняется тем, что в общем случае коэффициенты U , K и W являются функциями координат.

В 1954 г. М. Е. Швецом [1] был предложен метод решения уравнения при U , K и W , заданных степенными функциями z при дробных показателях степени.

В работе Я. А. Сироткина [2] методом трансформации Лапласа решается уравнение (2) при постоянном W . Ниже приводится метод, позволяющий решить уравнение (2) для W , зависящего от координат (см. [10]). Метод будет разобран на примере более простого уравнения

$$U \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial q}{\partial z},$$

которое рассматривается в работах многих авторов (например [3], [4]). В случае U и K задаются степенными функциями. Решения, получающиеся в таком случае, могут быть применены только к приземному слою атмосферы.

В пограничном слое атмосферы коэффициент обмена обычно представляется схемой Юдина и Швеца [5], но при таком задании K и при скорости U зависящей от z , найти точное решение уравнения (3) для приземного слоя довольно трудно. Поэтому, чтобы решить уравнение (3), а иногда и более

ение, учитывающее нестационарность процесса во всем пограничном слое. Другие авторы, как, например, М. Е. Берлянд [6], используют свойство квазистационарности приземного слоя воздуха. Выше приземного слоя уравнение (3) с постоянным коэффициентом обмена, и на границе $z = H$ (H — высота многого слоя воздуха) производится склейка решений.

Один из методов отыскания решения уравнения (3) в пограничном слое — метод Фери.

В настоящей работе предлагается другой, асимптотический метод решения уравнения (3), идея которого принадлежит М. Е. Швецу.

Как будет видно из дальнейшего, с помощью этого метода можно построить решение уравнения (3) в пограничном слое, не разбивая его на два слоя.

Идея метода состоит в следующем.

Заменяем уравнение (3) на K и введем замену переменных

$$\frac{dz}{K(z)} = d\eta. \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) перепишется

$$UK \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2}. \quad (5)$$

Положим теперь произведение UK равным его значению на верхней границе многого слоя

$$UK = (UK)_H, \quad (6)$$

что вызывает особую погрешности ввиду малости адвективного члена в приземном слое. Выше этого слоя равенство (6) справедливо, так как коэффициент обмена здесь можно считать постоянным, а скорость ветра меняется довольно

М. Е. Берлянд [6] показал, что недоучет изменения скорости ветра с высотой при достаточно больших $\frac{X}{U}$ приводит к очень незначительным ошибкам.

Сделаем теперь еще одну замену переменных по формуле

$$\frac{dx}{(UK)_H} = d\xi, \quad (7)$$

тогда вместо (3) уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial q}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2}$$

в переменных ξ и η , решение которого для различных граничных условий известно (например [7]).

Решение точного уравнения (3), как показано ниже, должно лежать между решениями, полученными по методу квазистационарного подслоя и по асимптотическому методу.

Если записать уравнение (3) несколько иначе

$$\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{1}{UK} \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2}, \quad (8)$$

видно, что коэффициент $\frac{1}{UK}$ играет роль проводимости.

В том случае, когда влажность воздуха на границе $X = 0$ убывает с высотой, поток влаги направлен от подстилающей поверхности вверх, на основании уравнения (8) можно сделать некоторые качественные выводы.

Чем больше величина $\frac{1}{UK}$, тем меньше проводимость и, следовательно, тем меньше значения влажности при определенном η . Отсюда вытекает, что асимптотический метод должен давать значения, заниженные по сравнению с решением точного уравнения (3), а метод квазистационарного подслоя — завышенные, так

как отбрасывание адвективных членов в методе квазистационарного подслоя малым означает равенство нулю произведения UK . Этот вывод будет подведен дальше расчетами.

Для того чтобы оценить, что дает асимптотический метод и при каких условиях его можно применять, было получено решение уравнения (3) тремя методами (асимптотический метод, метод сеток и метод квазистационарного подслоя) следующих согласованных граничных условий:

$$\left. \begin{aligned} x=0, \quad q &= q^{\circ}(\eta) = e^{-\beta\eta} \\ \eta=0, \quad q &= q_0(x) = 1 \\ \eta=\infty, \quad q &= 0 \end{aligned} \right\}$$

(под согласованными граничными условиями понимаются условия, при которых $q_0(0) = q^{\circ}(0)$).

Выбор граничного условия при $X=0$ в виде экспоненциальной функции связан на том, что убывающую функцию можно с достаточной точностью [8] представить в виде $\sum_i A_i e^{-\beta_i \eta}$.

Решение уравнения при таком граничном условии найдется простым суммированием решений, полученных при условии (9) для соответствующих β_i .

Решение уравнения (5) при граничных условиях (9) асимптотическим методом представляется следующим образом:

$$q_{ac} = e^{-\beta\eta + \beta^2\xi} + \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}\right) - \frac{1}{2} \frac{e^{\beta\eta + \beta^2\xi}}{e^{\beta\eta}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} + \beta\sqrt{\xi}\right) - e^{-\beta\eta + \beta^2\xi} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi}\right).$$

где

$$\operatorname{erfc}(a) = 1 - \Phi(a);$$

$$\Phi(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-x^2} dx.$$

По методу квазистационарного подслоя решение, как уже упоминалось, ищется отдельно для слоя $\eta < \eta_H$ и для слоя $\eta > \eta_H$, где η_H — высота приземного слоя в переменной η .

В слое $\eta < \eta_H$

$$q_{kb} = 1 - \frac{\eta}{\eta_H} \left[\frac{1}{2} e^{-\beta\eta_H + \beta^2\xi} \operatorname{erfc}(-\beta\sqrt{\xi}) + \frac{1}{2} \frac{1 + \beta\eta_H}{1 - \beta\eta_H} e^{-\beta\eta_H + \beta^2\xi} \operatorname{erfc}(\beta\sqrt{\xi}) - \left(\frac{e^{-\beta\eta_H}}{1 - \beta\eta_H} - 1 \right) e^{\frac{\xi}{\eta_H}} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H} - e^{-\beta\eta_H + \beta^2\xi} \right].$$

В слое $\eta > \eta_H$

$$q_{kb} = e^{-\beta\eta + \beta^2\xi} + \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}}\right) - \frac{1}{2} e^{-\beta\eta + \beta^2\xi} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi}\right) - \frac{1}{2} \frac{1 + \beta\eta_H}{1 - \beta\eta_H} e^{-2\beta\eta_H} e^{\beta\eta + \beta^2\xi} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \beta\sqrt{\xi}\right) + \left(\frac{e^{-\beta\eta_H}}{1 - \beta\eta_H} - 1 \right) e^{\frac{\eta - \eta_H}{\eta_H} + \frac{\xi}{\eta_H}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}\right).$$

Формулы (11) и (12) значительно упрощаются, если рассматривать частный случай, положив $\beta = \frac{1}{\eta_H}$. Это не противоречит средним условиям, так как величина η_H обычно порядка 10^2 .

Тогда после несложных преобразований вместо (11) и (12) найдем

$$q_{\text{кв}} = 1 - \frac{\eta}{\eta_H} e^{\beta z} \operatorname{erfc}(\beta \sqrt{\xi}) \left(1 - \frac{1}{2e}\right) \quad \eta < \eta_H, \quad (13)$$

$$q_{\text{кв}} = e^{-\beta\eta + \beta z} + \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}}\right) - \frac{1}{2} e^{-\beta\eta + \beta z} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - \beta \sqrt{\xi}\right) - e^{\beta\eta + \beta z - 1} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \beta \sqrt{\xi}\right) \quad \eta > \eta_H. \quad (14)$$

Остановимся на решении уравнения (5) методом сеток [9].

Будем считать $K = x_0 + K_1 z$, где x_0 — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха, K_1 — коэффициент турбулентного обмена на уровне $z = 1$ м. Интегрируя соотношение (4), напомним для приземного слоя

$$\eta = \frac{1}{K_1} \ln \frac{x_0 + K_1 z}{x_0}. \quad (15)$$

Используя (15), выразим K в переменной η следующим образом:

$$K(\eta) = x_0 e^{c\eta}, \quad \text{где } c = K_1. \quad (16)$$

Подставляя (16) в уравнение (5), получим

$$U x_0 e^{c\eta} \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2}. \quad (17)$$

Выразим производные уравнения (17) через конечные разности

$$\left(\frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2}\right)_{i,k} = \frac{q_{i+1,k} - 2q_{i,k} + q_{i-1,k}}{h^2}, \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial x}\right)_{i,k} = \frac{q_{i,k+1} - q_{i,k}}{l}. \quad (19)$$

Здесь через l и h обозначены шаги по осям x и η , а

$$q_{i,k} = q(ih, kl).$$

Подставляя формулы (18) и (19) в (17) и производя некоторые преобразования, получим следующее разностное уравнение:

$$q_{i,k+1} = q_{i,k} + \frac{l}{ux_0 h^2} e^{-c\eta} (q_{i+1,k} - 2q_{i,k} + q_{i-1,k}). \quad (20)$$

Положив

$$\frac{l}{ux_0 h^2} = \frac{1}{6}, \quad (21)$$

и таким образом связь между шагами по горизонтали и по вертикали.¹

Окончательное выражение для вычисления $q_{i,k+1}$ представляется в виде

$$q_{i,k+1} = q_{i,k} \left(1 - \frac{e^{-c\eta}}{3}\right) + \frac{e^{-c\eta}}{6} (q_{i+1,k} + q_{i-1,k}) \quad z < H, \quad (22)$$

$$q_{i,k+1} = q_{i,k} \left(1 - \frac{e^{-c\eta H}}{3}\right) + \frac{e^{-c\eta H}}{6} (q_{i+1,k} + q_{i-1,k}) \quad z \geq H. \quad (23)$$

¹ Относительно выбора коэффициента $\frac{1}{6}$ см. Панов Д. Ю. Справочник по численному решению дифференциальных уравнений в частных производных. 1951.

Как видно из соотношения (21), при определенном не слишком большом шаге по горизонтали оказывается очень маленьким, так как x_0 величина малая.

Поэтому для вычислений по методу сеток на больших расстояниях по x необходимо применение вычислительных машин.

Результаты вычислений по трем методам приведены в табл. 1, из которых видно, что значения влажности, полученные методом сеток, лежат между значениями влажности, вычисленными по двум другим методам, и что асимптотический метод дает неплохое совпадение с методом сеток.

Таблица 1

η	x км				
	90	130	170	250	290
4	0,6849	6908	6963	7059	7102
	6947	7028	7098	7212	7260
	7218	7302	7370	7410	7525
16	2064	2084	2105		
	2064	2085	2106		
	2078	2144	2234		

Поскольку вычисления по методу сеток производились для небольших расстояний, а пригодность метода нужно оценить на больших расстояниях, составлено отношение $\frac{\Delta q}{q_{кв}}$, где $\Delta q = q_{ас} - q_{кв}$, которое для случая $\beta = \frac{1}{\eta_H}$ представляется в виде

$$\frac{\Delta q}{q_{кв}} = \frac{e^{-\beta\eta + \frac{\beta^2 x}{2}} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{\beta^2 x + \beta\eta} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} + \beta\sqrt{\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{-\beta\eta + \beta^2 x} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right)}{1 - \frac{\eta}{\eta_H} e^{\beta^2 x} \operatorname{erfc}(\beta\sqrt{\xi}) \left(1 - \frac{1}{2e} \right)}$$

для $\eta < \eta_H$,

$$\frac{\Delta q}{q_{кв}} = \frac{e^{-\beta\eta + \beta^2 x} + \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{\beta\eta + \beta^2 x} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} + \beta\sqrt{\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{-\beta\eta + \beta^2 x} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right)}{e^{-\beta\eta + \beta^2 x} + \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right) - \frac{1}{2} e^{-\beta\eta + \beta^2 x} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \beta\sqrt{\xi} \right) - e^{\beta\eta + \beta^2 x - 1} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - \beta\sqrt{\xi} \right)}$$

для $\eta \geq \eta_H$.

По формулам (24) и (25) производились расчеты для различных значений x . Полученные результаты даны в табл. 2.

На основании того, что точное решение дает значения, лежащие между другими значениями, можно сделать вывод, что если $\frac{\Delta q}{q_{кв}}$ мало, то асимптотическое решение и решение по методу квазистационарного подслоя близки к точному.

Из табл. 2 следует, что уже на расстояниях 50 км отклонения асимптотического метода от точного малы как для приземного слоя, так и выше.

Рассмотрим также решение уравнения (3) при следующих несогласованных граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 0, & q &= 1 \\ x &= 0, & q &= 0 \\ \eta &= \infty, & q &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

При этом по асимптотическому методу оказывается следующим

$$q_{ac} = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}\right), \quad (27)$$

при методе квазистационарного подслоя

$$q_{KB} = 1 - \frac{\eta}{\eta_H} e^{-\frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc}\frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H} \quad \eta < \eta_H, \quad (28)$$

$$q_{KB} = \operatorname{erfc}\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - e^{-\frac{\eta - \eta_H}{\eta_H} + \frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}\right) \quad \eta \geq \eta_H. \quad (29)$$

Составим затем отношение $\frac{\Delta q}{q_{KB}}$

для $\eta < \eta_H$

$$\frac{\Delta q}{q_{KB}} = \frac{\operatorname{erfc}\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}}{1 - \frac{\eta}{\eta_H} e^{-\frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc}\frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}} - 1, \quad (30)$$

для $\eta \geq \eta_H$

$$\frac{\Delta q}{q_{KB}} = \frac{\operatorname{erfc}\frac{\eta}{2\sqrt{\xi}}}{\operatorname{erfc}\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} - e^{-\frac{\eta - \eta_H}{\eta_H} + \frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta - \eta_H}{2\sqrt{\xi}} + \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}\right)} - 1. \quad (31)$$

Расчеты по формулам (30) и (31) представлены в табл. 3.

Из рассмотрения таблицы видно, что относительное различие между асимптотическими и квазистационарными методами довольно большое вблизи начала координат. С увеличением расстояния и уменьшением высоты эти различия убывают.

Таблица 2

x км		
50	100	200
-8,0%	-4,0	-4,0
-8,4	-8,7	-8,0
-8,4	-8,2	-8,5

Таблица 3

η	x км				
	50	100	200	300	400
60	-32,0%	-17,1	-8,3	-5,3	-3,6
105	-54,6	-30,7	-14,6	-9,4	-5,7
160	-73,2	-44,2	-22,0	-14,1	-8,2
260		-71,9	-35,0	-16,7	-12,0

Если считать, что точное решение лежит строго посередине между двумя другими решениями, то применение асимптотического метода в случае несогласованных граничных условий возможно, начиная с расстояния примерно 150 км и больше от начала координат (где отклонения асимптотического решения от точного составят 10—15%).

Большие отклонения от точного решения на высотах объясняются тем, что несогласованных граничных условиях влажность, особенно вблизи края, довольно быстро убывает. Поэтому на сравнительно небольших высотах ее значения оказываются малыми, в связи с чем возникают большие ошибки при расчетах.

Представляет интерес оценить величину $\frac{\Delta P}{P_{\text{кв}}}$ для несогласованных граничных условий, где P — удельное испарение, $\Delta P = P_{\text{ас}} - P_{\text{кв}}$ — разность испарений, численных по асимптотическому методу и методу квазистационарного подслоя.

В переменных η удельное испарение находится по формуле

$$P = - \left. \frac{\partial q}{\partial \eta} \right|_{\eta=0}$$

Дифференцируя (27) и (28) и полагая $\eta = 0$, получим

$$P_{\text{ас}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \xi}},$$

$$P_{\text{кв}} = \frac{1}{\eta_H} e^{\frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}.$$

Из (32) и (33) получим

$$\frac{\Delta P}{P_{\text{кв}}} = \frac{\sqrt{\pi \xi}}{\eta_H} e^{\frac{\xi}{\eta_H^2}} \operatorname{erfc} \frac{\sqrt{\xi}}{\eta_H}.$$

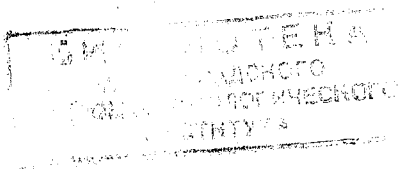
Вычисления по формуле (34) дают для расстояний $x = 300$ км $\frac{\Delta P}{P_{\text{кв}}} = 24\%$,
а для $x = 500$ км $\frac{\Delta P}{P_{\text{кв}}} = 14\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Швец М. Е. О решении одной задачи для уравнения параболического типа. Прикладная математика и механика, т. XVIII, вып. 2, 1954.
2. Сироткин Я. А. К трансформации движущихся воздушных масс. Тр. ЦИП, вып. (70), 1956.
3. Тимофеев М. П. Испарение с водной поверхности в турбулентной атмосфере. Новые записки ЛГУ Сер. физ., вып. 7, 1949.
4. Sutton O. G. Micrometeorology. London, 1953.
5. Юдин М. А. и Швец М. Е. Стационарная модель распределения ветра с высотой в турбулентной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 8 (31), 1940.
6. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземной атмосферы. Гидрометеиздат, 1956.
7. Карслоу Г. С. Теория теплопроводности. 1947.
8. Безикович Я. С. Приближенные вычисления. 1941.
9. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа. 1950.
10. Араго Л. Р. Влияние вертикальных токов на влагообмен. Труды ГГО, вып. 1957.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Гандин, К. В. Пятыгина, Р. И. Оникул, В. М. Титов, З. М. Шафран. О суточном ходе температуры в нижних слоях атмосферы	3
Дубов, Г. В. Столярова. Опыт прогноза температур гидродинамическими методами	30
Дубов. О влиянии горных хребтов на перемещение циклонов	40
Качурин. О связи между вертикальными движениями в атмосфере и интенсивностью осадков из фронтальных облаков слоистых форм	50 ✓
Гандин. Об образовании турбулентных движений на фронтах	61
Ракипова. О связи между тепловыми потоками и аномалиями температуры атмосферы	82
Зубенко, Н. А. Ефимова, В. В. Мухенберг. Материалы к климатологическому районированию СССР	98
Рождественский. Опыт статистического обобщения метода фаз Мультиановского на основе индексов циркуляции	113
Араго. О методе решения уравнения диффузии в атмосфере	120



Редактор *Ю. В. Власова.*

Техн. редактор *М. Я. Флаум.*

Корректоры *З. А. Белкина и Б. А. Минц.*

о в набор 10/XI 1957 г.

Подписано к печати 11/III 1958 г.

га 70×108^{1/16}
ж 1300 экз.

Бум. л. 4.

Печ. л. 10,96.

Уч.-изд. л. 12,36.

М-18531.

Индекс МЛ-29.

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.
з № 1071.

Цена 8 руб. 65 коп.

Типография № 8 Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза,
Ленинград, Прачечный пер., д. 6.

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО**

ОТДЕЛ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Ленинград, В-53, 2-я линия, д. 23

ИМЕЮТСЯ НА СКЛАДЕ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТА:

- Агроклиматические и водные ресурсы районов освоения целинных и залежных земель. Под ред. Ф. Ф. Давитая. Ц. 21 р. 75 к.
- Алпатьев А. М. Влагооборот культурных растений. Ц. 8 р. 80 к.
- Анапольская Л. Е. Ветровой режим водохранилищ степного района Европейской территории СССР. Ц. 2 р. 15 к.
- Белов В. Ф. Измерение основных характеристик приземного слоя воздуха. Ц. 2 р. 50 к.
- Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режим приземного слоя атмосферы. Ц. 18 р.
- Будыко М. И. (ред.). А. И. Воейков и современные проблемы климатологии. Ц. 13 р. 70 к.
- Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Ц. 8 р. 40 к.
- Грабовский Р. И. Атмосферные ядра конденсации. Ц. 6 р. 80 к.
- Чудновский А. Ф. Заморозки. Ц. 6 р. 80 к.
- Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Ц. 14 р.

**Заказы направлять
в книжные магазины Книготоргов
и отдел распространения Гидрометеоиздата**

ГИДРОМЕТЕОИЗДА