

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

06

T78

Т Р У Д Ы

ПРОВЕРЕНО
1960 г.

ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 55(117)

ВОПРОСЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук
М. И. ЮДИНА

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1955

117993

АННОТАЦИЯ

В сборнике содержится ряд работ, излагающих результаты теоретического и полуэмпирического изучения атмосферных процессов с использованием методов динамической метеорологии, а также некоторые практические выводы.

В
Д
И
О
О
Э
И

И
О
Э
О
И
М
И

ИНВАРИАНТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В КРУПНОМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ

1. Установление и изучение инвариантных величин, т. е. величин, относительно мало изменяющихся при движении с некоторыми скоростями, с давних пор занимает большое место в метеорологических исследованиях. Это следует признать вполне естественным, так как основные свойства процесса в очень большой мере характеризуются тем, какие именно величины являются инвариантными и каковы возможности переноса этих инвариантных величин.

Хорошо известно, насколько велико практическое значение „консервативных“ величин (являющихся, очевидно, одним из видов инвариантных величин) в анализе атмосферных процессов. Достаточно указать на применение в термодинамике атмосферы потенциальной и потенциально-эквивалентной температур, на многочисленные применения уравнения Бернулли, смысл которого состоит в определении консервативной величины для установившихся процессов, протекающих в невязкой идеальной жидкости или в баротропной идеальной среде. Известно, что величина

$$B = \frac{V^2}{2} + gz + \int \frac{dp}{\rho(p)},$$

V — скорость, g — ускорение силы тяжести, p — давление, ρ — плотность воздуха, не остается вдоль линии тока строго постоянной (хотя бы в силу наличия вязкости, не говоря уже о других причинах). Тем не менее применение уравнения Бернулли вместе с условием сохранения потенциальной температуры позволяет решать с вполне достаточной для практики точностью множество аэродинамических, технических и метеорологических задач.

Изыскать динамическую характеристику, сохраняющуюся при нестационарных атмосферных процессах примерно с такой же степенью точности, как величина B в установившихся процессах означало бы существенно облегчить многие метеорологические исследования.

Однако почти все выполненные до последнего времени преобразования уравнений динамики атмосферы с целью установления инвариантных величин основаны на серьезных упрощениях действительных соотношений между метеорологическими величинами. В результате свойства инвариантности таких величин выполняются лишь весьма приближенно.

Значительный интерес представляет работа Чарни [8], весьма близко подошедшая к определению инварианта, выражение для которого дается далее [формула (13)]. Поскольку, однако, соответствующий вывод выполнен с отбрасыванием членов уравнений первого порядка малости, то соотношение (13) определяет инвариант, инвариантную лишь в первом приближении.

Мы увидим вскоре, что величины первого порядка малости составляют от 15—20% от главных членов уравнений, так что отбрасывание нескольких

таких величин может привести к значительным относительным ошибкам. В настоящей работе выполняются специальные преобразования уравнений, которые позволяют получить инвариант второго приближения, т. е. ограничиться отбрасыванием членов второго порядка малости. Но вначале необходимо уточнить самое понятие крупномасштабных атмосферных процессов и рассмотреть основные характеризующие их соотношения.

2. Отметим прежде всего, что при классификации атмосферных движений критерии Рейнольдса и Фруда (которые обычно применяются для этой цели в гидромеханике) оказываются непригодными. Для всех атмосферных движений, изучаемых динамической метеорологией, число Рейнольдса очень велико и силами молекулярной вязкости оказывается возможным пренебречь (кроме непосредственно прилегающей к подстилающей поверхности пленки воздуха толщиной порядка миллиметра). Числа Фруда почти во всех рассматриваемых в динамической метеорологии движениях (исключая ураганы, смерчи и т. п., а также движения в кучевых облаках) очень малы. Следовательно, вертикальные составляющие инерционных сил практически можно учитывать как малые добавки к силе тяжести, а в большинстве случаев эти добавки просто отбрасываются. Поэтому в качестве основного критерия для классификации атмосферных движений целесообразно использовать соотношение горизонтальных составляющих относительного и кориолисова ускорений воздушных частиц.

Вводя обозначения: U — характерная горизонтальная скорость движения воздуха относительно земли, L — масштаб движения, $l = 2\omega \sin \varphi$, где ω — угловая скорость вращения земли, φ — широта, De — отношение указанных выше ускорений, — получим

$$De = \frac{U^2}{L} : lU = \frac{U}{lL}. \quad (1)$$

Будем называть движения, в которых определяющим является относительное ускорение ($L \ll \frac{U}{l}$), мелкомасштабными, движения, в которых определяющим является ускорение Кориолиса ($L \gg \frac{U}{l}$) — крупномасштабными и, наконец, движения, в которых оба рассматриваемых ускорения имеют одинаковый порядок — среднемасштабными. При количественной оценке характерных масштабов указанных трех классов движений необходимо иметь в виду, что величина U связана с L [5].

Производя соответствующие оценки, можно убедиться, что вне экваториальной области движения масштабов до сотен метров включительно, как правило, относятся к мелкомасштабным, движения масштабов километров и десятков километров (в частности бризы) — к среднемасштабным, сотен и тысяч километров — к крупномасштабным.

Учитывая, что $\frac{U}{L}$ представляет собой характерное значение вертикальной составляющей вихря относительной скорости Ω , критерий крупномасштабных процессов можно записать еще в таком виде

$$\frac{\Omega}{l} \ll 1. \quad (2)$$

Заметим, что l представляет собой вертикальную составляющую вихря переносной скорости. Следовательно, крупномасштабные движения характеризуются тем, что вертикальная составляющая вихря переносной скорости частиц во много раз превосходит вертикальную составляющую вихря относительной скорости.

Условие (1) неоднократно использовалось для упрощения уравнений динамики атмосферы, начиная с известной работы И. А. Кибеля [3]. При этом в уравнении Фридмана для изменения вихря скорости отбрасывались слагаемые первого порядка малости (т. е. величины, отношение которых к главным членам урав-

ния имеет порядок $\frac{\Omega}{l}$) и соответственно в уравнениях горизонтального движения величины второго порядка малости. При таких упрощениях оказывается возможным получить лишь инвариант первого приближения, так что нам придется выполнить более детальный анализ малости различных величин.

3. В работе [6] произведена оценка членов уравнений горизонтального движения и притока тепла, а также рассмотрены два уравнения, полученные применением операций вихря и дивергенции к векторному уравнению для горизонтального ускорения. Из выполненного анализа для дальнейшего представляют интерес следующие выводы.

а) Для макромасштабных движений при характерной длине L порядка 300—500 км характерное значение отношения $\frac{\Omega}{l}$ можно принять равным 0,2. В дальнейшем величины, имеющие порядок $\frac{\Omega}{l}$, будем обозначать через ε .

б) Отношение дивергенции горизонтальной скорости $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ к l представляет собой величину второго порядка малости, т. е.

$$O \left[\frac{1}{l} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] = \varepsilon^2$$

($O[f]$ — порядок величины f).

в) Отношение величин

$$\omega \frac{\partial v_s}{\partial z} : v_s \frac{\partial v_s}{\partial s},$$

где v_s — горизонтальная составляющая скорости (u или v), s — горизонтальная координата (x или y), z — высота, ω — вертикальная скорость, — есть величина порядка ε . Однако величины $\omega \frac{\partial T}{\partial z}$ и $v_s \frac{\partial T}{\partial s}$ в свободной атмосфере имеют одинаковый порядок.

г) Пренебрежение силами турбулентного трения при изучении макромасштабных движений в свободной атмосфере является в общем достаточно оправданным.

Исходя из последнего вывода, рассмотрим в дальнейшем уравнения идеальной жидкости. Будем также рассматривать движения в свободной атмосфере как адиабатические, опираясь на факт малости притока тепла, показанный С. С. Гайгеровым и В. Г. Кастровым [1], [2] на основании данных специальных аэростатных исследований. Таким образом, инвариантность потенциальной температуры предполагается с самого начала. Воспользуемся уравнениями динамики атмосферы в переменных t (время), x (ось x направлена на восток), y (ось y направлена на север), $\zeta = \frac{p}{p_0}$ (отношение давления p к его стандартному значению $p_0 = 1000$ мб). Искомыми функциями являются горизонтальные составляющие скорости u , v , геопотенциал $\Phi = \int g dz$, потенциальная температура Θ и величина $\tilde{\omega}$, равная

$$\tilde{\omega} = -\frac{g\rho}{p_0} \omega + \frac{\rho}{p_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right). \quad (3)$$

Здесь ω — вертикальная скорость, ρ — плотность воздуха. Величина $\tilde{\omega}$ пропорциональна индивидуальному изменению давления ($\tilde{\omega} = \frac{1}{p_0} \frac{dp}{dt}$).

Интересующая нас система уравнений за последние годы неоднократно встречалась в исследованиях по динамической метеорологии (см. напр. [7], где указан также путь вывода). Выпишем ее.

Уравнения, выражающие горизонтальное ускорение,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial u}{\partial \zeta} - lv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial v}{\partial \zeta} + lu = - \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (5)$$

Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} = 0. \quad (6)$$

Уравнение адиабатического процесса

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = 0. \quad (7)$$

Наконец, связь между Θ и геопотенциалом находится из уравнения статики и уравнения состояния

$$\Theta = - \frac{1}{R} \zeta^{1-\lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \quad (\lambda = 0,285). \quad (8)$$

В связи с тем, что угол между направлениями нормали к изобарической поверхности и вертикали очень мал, величины $\frac{\partial u}{\partial t}$, $u \frac{\partial u}{\partial x}$ и т. д., входящие в уравнения (4) — (6), весьма мало отличаются от тех же величин, определенных в системе переменных t , x , y , z . Относительное различие между, например, величинами $\frac{\partial u}{\partial x}$, вычисленными при постоянном ζ или при постоянном z , обычно не превышает 3—5%. Однако наличие этих небольших различий (а также, конечно, и то, что $\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta}$ отличается от $\frac{\partial w}{\partial z}$), приводит к заметному упрощению вида уравнения неразрывности, из которого исключается малая величина $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$.

Следует отметить, что изменения при указанной замене переменных значений производных по времени и по горизонтальному направлению от потенциальной температуры значительно больше, чем соответствующие величины для составляющих скорости, и могут достигать 10—20%. Этот факт находится в прямой связи с указанным выше выводом об изменчивости температуры (а также потенциальной температуры) и ветра в разных направлениях.

4. Построим теперь аналогично [6] таблицу порядков величин, входящих в уравнения (4) — (8). Мы можем при этом воспользоваться частично данными работы [6], вводя соответствующие множители перехода к новым переменным. Некоторые новые результаты получены путем обработки фактических данных. Таблицы 1 и 1а содержат средние квадратичные отклонения от нормы производных (разделенных разностей) величин u , v , Φ , Θ , \tilde{w} и $\Omega_\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ (производные определены при постоянном ζ) для слоя от 0,5 до 6—7 км. Интервал расстояния при определении горизонтальных разностей метеорологических величин выбран равным $\Delta s = 500$ км, интервал времени равен $\Delta t = 12$ час., интервал по переменной ζ : $\Delta \zeta = 0,25$.

В большинстве случаев норма (климатическое значение, осредненное по времени и по пространству) производной оказывается значительно меньшей, чем ее штандарт. Однако систематический рост геопотенциала и потенциальной температуры при понижении давления приводит для крупномасштабных движений к тому, что нормы производных от этих элементов по ζ значительно превосходят штандарты тех же величин. Очевидно, что в указанных случаях характерным значением величины является ее норма. Соответствующие графы таблицы содержат по две величины: вверху штандарт, внизу норму. Следует иметь в виду, что благодаря географической изменчивости производных метеорологических элементов среднее значение производной, вычисленное в определенном районе и для определенного уровня (слоя), может заметно отличаться от величин, указанных

Штандарты производных (разделенных разностей) горизонтальной скорости, геопотенциала и потенциальной температуры

	$\frac{\partial}{\partial s}$	$\frac{\partial}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial \zeta}$	$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}$	$\frac{\partial^2}{\partial s \partial t}$	$\frac{\partial^2}{\partial s \partial \zeta}$	$\frac{\partial^2}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2}{\partial t \partial \zeta}$	$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}$
u, v	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-4}$	10^2
Φ	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$\frac{10^4}{1 \cdot 10^5}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$\frac{10^4}{1 \cdot 10^5}$
Θ	$8 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$\frac{10^1}{5 \cdot 10^1}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-4}$	10^2

Таблица 1а

Штандарты величины \tilde{w} , составляющей вихря скорости Ω_ζ и их производных (разделенных разностей)

	1.	$\frac{\partial}{\partial s}$	$\frac{\partial}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial \zeta}$
\tilde{w}	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$
Ω_ζ	$2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-5}$

в таблице. Однако, по нашим данным, относительные отклонения местных значений производной от ее табличной величины, как правило, не превышают 30%. Больших расхождений (от половины до удвоенного табличного значения) можно ожидать там, где перед степенью 10 не указан числовой множитель.

5. Применим операцию вихря к уравнению для горизонтального ускорения, для чего дифференцируем уравнение (5) по x и вычитаем из него продифференцированное по y (4). После элементарных вычислений находим

$$\frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial x} + v \frac{\partial (\Omega_\zeta + l)}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial \zeta} + \Omega_\zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + l \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (9)$$

В уравнении (9) главные члены подчеркнуты жирной прямой чертой, члены первого порядка малости по отношению к главным подчеркнуты тонкой волнистой чертой. При этом учтены упомянутые выше выводы *a* и *б*. Впрочем, оценка всех величин может быть получена непосредственно из таблиц, если учесть, что по (6)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta}.$$

Из уравнения (9) видно, что благодаря наличию дивергенции горизонтальной скорости $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ величина $l + \Omega_\zeta$ не является инвариантом даже в первом приближении.¹

¹ Очевидно, что первые четыре члена уравнения (9) могут быть представлены в виде $\frac{d(l + \Omega_\zeta)}{dt}$, поскольку l не зависит от t, x, ζ .

Попытка Россби ввести специальную инвариантную величину — „потенциальный вихрь“ оправдывается, как отмечает А. М. Обухов [4], лишь при серьезных упрощающих предположениях. Другой также предложенный впервые Россби [9] способ перехода к инвариантной величине состоит в применении уравнения (9) на таком уровне, где дивергенция горизонтальной скорости очень мала и может быть отброшена.

Некоторое различие штандартов величин $\frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial t}$ и $l \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta}$ мы можем обнаружить даже по осредненным данным, приведенным в табл. 1а. Действительно, штандарт величины $\frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial t}$ есть $4 \cdot 10^{-10}$, а величины $l \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta}$ $3 \cdot 10^{-10}$ (при $l = 1,2 \cdot 10^{-4}$, что соответствует широте 55°).

Если мы отыщем слой, в котором отношение $l \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta} : \frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial t}$ в среднем равнялось бы 0,5, то величина $l + \Omega_\zeta$ в таком слое является инвариантом с точностью до $\varepsilon^{1/2}$. Заметим, что так называемая „баротропная схема“ предвычисления давления опирается на использование этого весьма приближенного инварианта.

Выведем теперь из (9) и (7) инвариант первого приближения. Для этого отбросим в (9) члены первого порядка малости $\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \zeta}$, заменим $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ на $-\frac{\partial \omega}{\partial \zeta}$, а всюду в остальных членах уравнений (9) и (7) заменим горизонтальные составляющие скорости ветра их геострофическими значениями

$$u_r = -\frac{1}{l} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v_r = \frac{1}{l} \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (10)$$

Оценивая порядки величин в уравнениях (4), (5), убеждаемся, что

$$\frac{u - u_r}{\sqrt{u_r^2 + v_r^2}}, \quad \frac{v - v_r}{\sqrt{u_r^2 + v_r^2}}$$

— суть величины порядка ε . Поэтому при выводе инварианта первого приближения замена действительного ветра геострофическим вполне естественна.

Итак, с точностью до малых первого порядка

$$\frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial t} + u_r \frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial x} + v_r \frac{\partial (\Omega_\zeta + l)}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial \Omega_\zeta}{\partial \zeta} - (l + \Omega_\zeta) \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta} = 0, \quad (9a)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = 0. \quad (7a)$$

Дифференцируем уравнение (7a) по ζ . В силу (10) и (8)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial y} &= -\frac{1}{l} \left(-\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y \partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) = \\ &= \frac{R^2 \lambda^{-1}}{l} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial \Theta}{\partial x} - \frac{\partial \Theta}{\partial x} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) = 0. \end{aligned}$$

Поэтому, обозначая $\frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = \Gamma$, находим

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + u_r \frac{\partial \Gamma}{\partial x} + v_r \frac{\partial \Gamma}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial \Gamma}{\partial \zeta} + \Gamma \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta} = 0$$

или

$$\frac{\partial (\ln \Gamma)}{\partial t} + u_r \frac{\partial (\ln \Gamma)}{\partial x} + v_r \frac{\partial (\ln \Gamma)}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial (\ln \Gamma)}{\partial \zeta} + \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta} = 0. \quad (11)$$

Разделим далее (9а) на $l + \Omega_c$ и представим его в виде

$$\frac{\partial \ln(l + \Omega_c)}{\partial t} + u_r \frac{\partial \ln(l + \Omega_c)}{\partial x} + v_r \frac{\partial \ln(l + \Omega_c)}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial \ln(l + \Omega_c)}{\partial \zeta} - \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \zeta} = 0. \quad (12)$$

Складывая (11) и (12), находим

$$\frac{\partial [\ln \Gamma + \ln(l + \Omega_c)]}{\partial t} + u_r \frac{\partial [\ln \Gamma + \ln(l + \Omega_c)]}{\partial x} + v_r \frac{\partial [\ln \Gamma + \ln(l + \Omega_c)]}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial [\ln \Gamma + \ln(l + \Omega_c)]}{\partial \zeta} = 0. \quad (13)$$

Таким образом, величина $\ln \Gamma + \ln(l + \Omega_c)$ является в первом приближении инвариантной. То же самое, очевидно, можно сказать и про величину $(l + \Omega_c) \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta}$.

6. Для получения инварианта второго приближения введем следующую замену переменных:

$$\xi = x + \frac{v}{l}, \quad \eta = y - \frac{u}{l}. \quad (14)$$

Проведем для примера полностью расчеты, связанные с заменой (14) для уравнения (7). Пусть $\Theta(t, x, y, \zeta)$ в новых переменных представляется функцией $F(t, \xi, \eta, \zeta)$.

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial t} &= \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial t} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial x} &= \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial y} &= \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial y} - \\ &\quad - \frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{v}{l^2} \frac{dl}{dy} + \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{u}{l^2} \frac{dl}{dx} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} &= \frac{\partial F}{\partial \zeta} + \frac{\partial F}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial \zeta} - \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Отсюда получаем, что

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \tilde{\omega} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = \frac{\partial F}{\partial t} + \left(u + \frac{1}{l} \frac{dv}{dt} - \frac{v^2}{l^2} \frac{dl}{dy} \right) \frac{\partial F}{\partial \xi} + \left(v - \frac{1}{l} \frac{du}{dt} + \frac{uv}{l^2} \frac{dl}{dy} \right) \frac{\partial F}{\partial \eta} + \tilde{\omega} \frac{\partial F}{\partial \zeta}.$$

Так как характерное значение $\frac{dl}{dy} = -\frac{2\omega \cos \varphi}{a}$ (a — радиус земли) есть $1,5 \cdot 10^{-11}$, то отношения величин, подчеркнутых волнистой линией, к скорости ветра представляют собой величины порядка $\epsilon^2 - \epsilon^3$. Отбрасывая их и используя (4), (5), (10), получаем

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + u_r \frac{\partial F}{\partial \zeta} + v_r \frac{\partial F}{\partial \eta} + \tilde{\omega} \frac{\partial F}{\partial \zeta}$$

или, заменяя временное обозначение F на Θ (но Θ уже выражено как функция новых переменных), будем иметь

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} + v_r \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \tilde{\omega} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta}. \quad (16)$$

Заменяем теперь в (9) $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta}$ из уравнения неразрывности

$$\frac{d(l + \Omega_\zeta)}{dt} - l \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} - \Omega_\zeta \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \zeta} = 0. \quad (17)$$

Волнистой чертой попрежнему подчеркнуты малые члены первого порядка. Аналогично (16)

$$\frac{d(l + \Omega_\zeta)}{dt} = \frac{\partial(l + \Omega_\zeta)}{\partial t} + u_r \frac{\partial(l + \Omega_\zeta)}{\partial \zeta} + v_r \frac{\partial(l + \Omega_\zeta)}{\partial \eta} + \tilde{w} \frac{\partial(l + \Omega_\zeta)}{\partial \zeta}.$$

Чтобы преобразовать к новым переменным остальные члены (17), введем временно обозначения

$$u(t, x, y, \zeta) = U(t, \xi, \eta, \zeta); \quad v(t, x, y, \zeta) = V(t, \xi, \eta, \zeta); \\ \tilde{w}(t, x, y, \zeta) = W(t, \xi, \eta, \zeta).$$

Тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} &= \frac{\partial W}{\partial \zeta} + \frac{\partial W}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial W}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} &= \frac{\partial W}{\partial \xi} \left(1 + \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial x}\right) - \frac{\partial W}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} &= \frac{\partial W}{\partial \eta} \left(1 - \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial W}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Далее следует выразить при помощи таких же соотношений все производные от u и v в новых переменных и подставить их в уравнения (18). Однако, так как при вычислениях мы отбрасываем величины порядка ε^3 по сравнению с единицей, вычисления могут быть существенно упрощены. Поскольку $\frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial x}$, $\frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial x}$ и т. п. представляют собой величины порядка ε , можем переписать последние уравнения (18) так:

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial \xi} + \varepsilon \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s} \right); \quad \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} = \frac{\partial W}{\partial \eta} + \varepsilon \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s} \right).$$

Здесь $\varepsilon \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s} \right)$ означает величину порядка ε относительно горизонтальной производной величины \tilde{w} .

Тогда имеем

$$-l \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \zeta} = l \frac{\partial W}{\partial \zeta} + \varepsilon \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s} \frac{\partial v_s}{\partial \zeta} \right). \quad (19)$$

Смысл обозначения $\varepsilon \left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s} \frac{\partial v_s}{\partial \zeta} \right)$ понятен из предыдущего. Так как сама величина в скобках имеет порядок ε относительно главных членов уравнения (17), то с точностью до величин порядка ε^2 можем заменить левую часть (19) на $l \frac{\partial W}{\partial \zeta}$.

Обращаясь далее к входящей в (17) величине $\Omega_\zeta \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta}$, легко убеждаемся, что в этом случае при выражении $\frac{\partial \tilde{w}}{\partial s}$ в новых переменных требуется еще меньшая точность и можно написать

$$\Omega_\zeta \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} \approx \Omega_\zeta \frac{\partial W}{\partial \zeta}.$$

Собирая все полученные результаты, приводим уравнение (17) к виду

$$\frac{\partial(l + \Omega_c)}{\partial t} + u_r \frac{\partial(l + \Omega_c)}{\partial \xi} + v_r \frac{\partial(l + \Omega_c)}{\partial \eta} + \tilde{w} \frac{\partial(l + \Omega_c)}{\partial \zeta} - (l + \Omega_c) \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} = 0. \quad (20)$$

Здесь восстановлено старое обозначение $W = \tilde{w}$, но следует помнить, что теперь \tilde{w} представляет собой функцию t, ξ, η, ζ . Преобразуем к новым переменным уравнение (8). Имеем (Φ в новых переменных обозначаем $\hat{\Phi}$)

$$\Theta = -\frac{1}{R} \zeta^{1-\lambda} \left(\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \eta} \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial \zeta} \right). \quad (21)$$

Геострофические соотношения (10) в новых переменных принимают вид

$$\left. \begin{aligned} u_r &= -\frac{1}{l} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \eta} \left(1 - \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{1}{l} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \xi} \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial y} \\ v_r &= \frac{1}{l} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \xi} \left(1 + \frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{1}{l} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Тогда с точностью до малых второго порядка можем представить (22) в виде

$$u_r = -\frac{1}{l} \frac{\partial \left(\hat{\Phi} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right)}{\partial \eta}, \quad v_r = \frac{1}{l} \frac{\partial \left(\hat{\Phi} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right)}{\partial \xi}. \quad (23)$$

Нетрудно проверить, что, производя такие же преобразования в (21), мы получим весьма точное выражение

$$\Theta = -\frac{1}{R} \zeta^{1-\lambda} \frac{\partial \left(\hat{\Phi} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right)}{\partial \xi}. \quad (24)$$

Если найти из (24) $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$ или $\frac{\partial \Theta}{\partial \eta}$, то погрешность будет иметь второй порядок малости.

Продифференцируем теперь уравнение (16) по ζ . Тогда в силу (23) и (24) величина

$$\frac{\partial u_r}{\partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \frac{\partial v_r}{\partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta}$$

равна нулю, и мы находим

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial \xi} + v_r \frac{\partial}{\partial \eta} + \tilde{w} \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \zeta} \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} = 0. \quad (25)$$

Из (20) и (25) получаем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial \xi} + v_r \frac{\partial}{\partial \eta} + \tilde{w} \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \left[\ln(l + \Omega_c) + \ln \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \right] = 0. \quad (26)$$

Итак, вновь получили инвариант $(l + \Omega_c) \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta}$, но в переменных t, ξ, η, ζ и при замене действительных скоростей u, v по геострофическим соотношениям. Свойство сохранения этой величины выполняется со значительной точностью.

Из вывода следует, что точность эта при нормальных условиях, когда приток тепла и турбулентный перенос количества движения в свободной атмосфере малы, вполне достаточна для всевозможных практических расчетов.

В заключение выражаю благодарность И. А. Кибелю за ценные совместные обсуждения на первом этапе выполнения настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гайгеров С. С. и Кастров В. Г. Исследование термической трансформации движущегося воздуха по материалам полетов свободных аэростатов. Труды ЦАО, вып. 6, 1952.
2. Гайгеров С. С. и Кастров В. Г. Результаты научных наблюдений в длительном полете свободного аэростата 25—28 октября 1950 г. Труды ЦАО, вып. 10, 1953.
3. Кибель И. А. Приложение к метеорологии уравнений динамики бароклинной жидкости. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 5, 1940.
4. Обухов А. М. К вопросу о геострофическом ветре. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 1949.
5. Юдин М. И. Некоторые вопросы теории метеорологических полей. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
6. Юдин М. И. Приложение статистической теории турбулентности к упрощению уравнений динамики атмосферы. Труды ГГО, вып. 33 (95), 1952.
7. Юдин М. И. Одно принципиальное обобщение метода барической топографии. „Метеорология и гидрология“, № 10, 1952.
8. Charney J. G. On the scale of atmospheric motions. Geofis. Publicat., v. XVII, N 2, Oslo, 1948.
9. Rossby C. G. Planetary flow patterns in the atmosphere... Quarterly Journ. Roy. Meteorol. Soc., Suppl. Toronto, 1940.

ОПЫТ ОПЕРАТИВНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА ПРОГНОЗА ЗАМОРОЗКОВ ПО СИНОПТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

В мае—июне 1954 г. в Ленинградском бюро погоды производились ежедневные расчеты ночного понижения температуры воздуха с использованием их для прогноза заморозков на территории Ленинградского УГМС. Эти расчеты и климатологическая обработка метеорологических данных позволили для исследуемого района установить особенности распределения температуры по вертикали в почве и воздухе при различных погодных условиях и дать количественную оценку некоторым членам, входящим в расчетные формулы. В результате удалось упростить схему расчета и удлинить срок прогноза.

Основы расчетного метода

Теоретическое обоснование использованного нами метода прогноза заморозков разработано М. Е. Берляндом в Отделе динамической метеорологии Главной геофизической обсерватории и изложено в работах [1, 2], а методика его применения — в научно-популярной книге М. Е. Берлянда и П. Н. Красикова [3] и в методических указаниях Центрального института прогнозов [4].

Рабочая схема этого метода рассчитана на использование метеорологических наблюдений за 19 час. Для прогноза ночного минимума температуры необходимы следующие данные:

- 1) температура воздуха (на высоте 2 м), поверхности почвы и на глубине 5, 10, 15 см;
- 2) абсолютная влажность воздуха;
- 3) скорость ветра;
- 4) степень увлажнения почвы.

Ожидаемый минимум температуры воздуха определяется по формуле

$$T = T_0 - (A + P), \quad (1)$$

где T_0 — температура воздуха за 19 час.

$$A = A_0 [1 - (k_1 n_n + k_2 n_{cp} + k_3 n_b) n]. \quad (2)$$

В этой формуле $A_0 = C_0 E_0$ отражает зависимость температуры воздуха от теплового баланса подстилающей поверхности. Здесь E_0 — эффективное излучение земной поверхности при ясном небе, C_0 — зависит от продолжительности ночи, скорости ветра и теплопроводности почвы (определяемой степенью увлажнения). При ясном небе $A = A_0$. При облачности вводится поправка, стоящая в квадратных скобках формулы (2). Здесь $k_1 = 0,80$, $k_2 = 0,65$; $k_3 = 0,25$.

$$P = C_1 (\theta_0 - \theta_5) + C_2 (\theta_5 - \theta_{10}) + C_3 (\theta_{10} - \theta_{15}) \quad (3)$$

зависит от начального распределения температуры в почве по вертикали, от поверхности (θ_0) до глубины 15 см (θ_{15}), C_1 , C_2 , C_3 — функции срока прогноза, скорости ветра и увлажнения почвы.

Аналогичным образом производится вычисление ночного минимума температуры почвы, но с другими коэффициентами C_1 . Кроме того к полученным значениям минимальных температур добавляется член, зависящий от температурной стратификации нижнего слоя воздуха (0—2 м). В таком виде метод рассчитан на применение его на метеорологических и агрометеорологических станциях, где ведутся указанные наблюдения. Он может быть также использован в оперативной работе бюро погоды, но для этого необходимо преодолеть следующие трудности, возникающие в связи с тем, что:

1. В современных сообщениях, получаемых бюро погоды от метеорологических станций, отсутствуют сведения о температуре поверхности почвы и на глубинах.

2. Бюро погоды обычно дает прогноз погоды на ночь в 16 час., поэтому для оперативного использования в практике УГМС прогноз заморозков необходимо производить, имея в распоряжении 15- или 13-часовую синоптическую карту.

Таким образом, для внедрения в практику прогнозов ЛУГМС вышеуказанного метода прогноза ночного понижения температуры нужно было определить величину слагаемого P в формуле (1) и члена, характеризующего температурную стратификацию нижнего слоя атмосферы, а также определить условия, при которых они обязательно должны вводиться в расчеты. Для этой цели были использованы многолетние метеорологические наблюдения Ленинградского управления гидрометслужбы.

Для выяснения возможности удлинить срок прогноза расчеты ночного понижения температуры производились по метеорологическим данным, прогнозируемым в 15 час. на 19 час., а также непосредственно по 15- и 13-часовой синоптическим картам.

Отсутствие некоторых метеорологических данных, входящих в расчетную формулу, затрудняло прогноз, но наличие синоптической карты позволяло при расчетах учитывать не только радиационное выхолаживание, а также адвективный перенос тепла.

Характеристика изменений температуры почвы по вертикали

Наиболее опасными для сельского хозяйства являются последние весенние заморозки, наблюдающиеся на фоне положительных среднесуточных температур. В Ленинградской и прилегающих к ней областях такие заморозки бывают в мае и июне [5]. Поэтому было решено прежде всего разработать метод прогноза заморозков в эти месяцы и рассмотреть изменения температуры почвы на разных глубинах именно в этот весенне-летний период. Нас интересовали изменения температуры самого верхнего слоя почвы, так как при рассмотрении таких кратковременных процессов, как заморозки, гораздо важнее учесть поток тепла в верхнем пахотном слое почвы, чем в более глубоких слоях.

Однако данные о распределении температуры в верхнем слое почвы, необходимые для расчета потока тепла, совершенно отсутствуют в климатологических справочниках, в силу чего пришлось обратиться к таблицам наблюдений ТМ-3.

Обработка материалов этих наблюдений производилась в Отделе динамической метеорологии Главной геофизической обсерватории техником Н. А. Белокуровой при участии сотрудников Ленинградского управления гидрометслужбы в порядке творческого содружества.

Использованы наблюдения над температурой почвы по четырем агрометеорологическим станциям Ленинградского управления гидрометслужбы (Белогорка, Боровичи, Ефимовская, Николаевская) за ряд лет. По ним были вычислены средние разности температур почвы по слоям 0—5, 5—10 и 10—15 см. Выписки производились с 1941 по 1951 г. Однако неоднородность наблюдений за 1941—1946 гг. не позволила их использовать. В дальнейшем приводим средние из 5-летнего периода с 1947 по 1951 г. Разности температур составлялись для 19- и 13-часового сроков.

Таблица 1

Средние температуры поверхности почвы и разности температуры на глубинах за 19 час.

Месяцы		Средние	Средние при ясном небе	Средние при пасмурном небе	Наибольшие	Наименьшие	При ясном небе (с 13 до 19 час.)	В дни, предшествовавшие заморозкам в мае и июне
Боровичи								
Май	θ_0	13,4	14,5	12,0	20,0	5,5		
	$\theta_0 - \theta_5$	-1,8	-2,1	-1,8	-4,7		-2,2	
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,3	0,3	0,2	1,4		0,4	
Июнь	θ_0	20,0	22,6	18,4	28,4	11,5		
	$\theta_0 - \theta_5$	-1,0	-1,2	-1,1	-5,0		-1,7	-2,2
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,4	0,6	0,4	1,6		0,3	0,2
Белогорка								
Май	θ_0	13,0	12,9	10,4	21,0	6,0		
	$\theta_0 - \theta_5$	-1,7	2,2	-1,2	-4,4		-3,5	-2,5
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,3	0,2	0,2	1,6		+0,3	
Июнь	θ_0	18,0	20,2	14,1	27,1	9,2		
	$\theta_0 - \theta_5$	-0,6	-0,2	-0,6	-4,1		-0,8	-2,5
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,5	0,8	0,2	2,0		1,2	0,3
Ефимовская								
Май	θ_0	9,0	8,8	9,1	13,9	4,1		
	$\theta_0 - \theta_5$	-1,8	-2,6	-2,1	-4,7		-3,6	
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,5	0,3	0,9	1,3		0,5	
Июнь	θ_0	17,0	20,4	15,9	25,0	8,4		
	$\theta_0 - \theta_5$	-0,6	-0,7	-0,2	-3,2		-1,2	-1,2
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,7	1,1	0,6	2,2		2,2	0,4
Николаевское								
Май	θ_0	11,1	11,8	19,0	16,4	4,5		
	$\theta_0 - \theta_5$	-1,6	-1,7	-0,9	-3,6		-2,1	
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,2	0,3	-0,01	0,9		0,5	
Июнь	θ_0	18,0	20,2	15,9	25,3	9,9		
	$\theta_0 - \theta_5$	-0,7	-1,0	-0,5	-3,4		0	
	$\theta_5 - \theta_{10}$	0,6	0,9	0,4	1,6		1,5	

В табл. 1 приводятся средние температуры поверхности почвы θ_0 и разности температур ($\theta_0 - \theta_5$) и ($\theta_5 - \theta_{10}$) для 19-часового срока наблюдений. Учитывая, что как температура почвы, так и распределение ее по глубине зависят от наличия облачности, в этой таблице, кроме средних значений указанных величин, приводятся средние для ясных и пасмурных дней. Средние при пасмурном небе получены по всем тем наблюдениям, при которых нижняя облачность не превышала 3 баллов, при этом верхняя была не более 4 баллов; средние при пасмурном небе соответствуют тем дням, когда облачность в указанный срок была не менее 8 баллов.

В последующих столбцах таблицы приводятся абсолютные максимумы и минимумы температуры почвы и максимумы разностей температуры по двум слоям, затем разности, вычисленные за 19 час. для тех дней, когда небо было безоблачно или малооблачно от 13 до 19 час., и в последнем столбце — разности, соответствующие дням, предшествующим заморозкам.

Аналогичная таблица составлена и для 13-часового срока наблюдений над температурой почвы (табл. 2).

Отметим некоторые особенности в распределении температуры почвы в 19 час. В мае средняя температура поверхности почвы мало отличается от средней температуры при ясном небе, по крайней мере на трех станциях из четырех рассмотренных, но при пасмурном небе температура поверхности почвы ниже примерно на 2° , чем при ясном.

В июне средняя температура поверхности почвы при ясном небе оказалась на 2° выше среднемесячной. При пасмурном небе средняя температура поверхности почвы была на $4-5^\circ$ ниже, чем при ясном.

Самая низкая температура поверхности почвы за пять лет наблюдалась на станции Ефимовская: в мае она была равна 4° , в июне 8° . Самая высокая температура в мае (21°) наблюдалась в Белогорке, в июне (28°) — в Боровичах.

В рассматриваемый срок наблюдений наиболее характерным является максимум температуры на глубине 5 см. Здесь температура выше, чем на поверхности почвы, и выше чем на глубине 10 см. Поэтому разности $\theta_0 - \theta_5$ почти всегда отрицательны, а разности $\theta_5 - \theta_{10}$ положительны.

Небольшие отклонения от этого правила наблюдались на станции Ефимовская, но средние значения разностей температур здесь имеют тот же знак, что и в других пунктах.

Средняя величина разности $\theta_0 - \theta_5$ на рассматриваемой территории меняется не значительно. Она равна $-1,7$, $-1,9^\circ$ в мае и $-0,6$, $-1,0^\circ$ в июне.

Среднее значение разностей $\theta_0 - \theta_5$ за 19 час. в те дни, когда ночью наблюдался заморозок, колеблется от $-1,2$ до $-2,5^\circ$. В отдельные дни эта разность достигала -5° .

Разности $\theta_5 - \theta_{10}$ значительно меньше по абсолютной величине и более устойчивы, чем разности $\theta_0 - \theta_5$. Максимальная их величина не достигает 2° , средняя составляет $0,3 - 0,4^\circ$, увеличиваясь от мая к июню только на $0,1^\circ$.

Средняя разность $\theta_0 - \theta_5$ при ясном небе как в мае, так и в июне больше, чем при пасмурном, и достигает наибольшей величины в те дни, когда небо безоблачно продолжительное время (например, от 13 до 19 час.). Среднее значение ее за эти дни достигает -2 , -3° , а в отдельных случаях более 4° .

Разность $\theta_5 - \theta_{10}$, как более устойчивая, меньше меняется и в зависимости от количества облачности. Эта разность тоже несколько больше при ясном небе, но среднее значение за месяц не превосходит, как правило, 1° . Однако она бывает несколько больше 1° в июне, если небо безоблачно от 13 до 19 час.

Но табл. 2 можно отметить особенности в распределении температуры почвы за 13 час. В этот срок температура поверхности почвы в мае и июне достигает довольно высоких значений. Однако и амплитуда ее колебаний в течение месяца очень велика.

Так, например, в мае 1949 г. наибольшая температура поверхности почвы в Боровичах составляла $41,3^\circ$, а наименьшая в этот же месяц равнялась $7,8^\circ$, в июне соответственно $46,4$ и $12,4^\circ$. Таким образом, месячная амплитуда температуры поверхности почвы за 13 час. составляет $32-34^\circ$.

Многолетние средние температуры поверхности почвы при ясном небе в мае также на $10-13^\circ$ выше, чем при пасмурном, а в июне — на $14-15^\circ$.

В 13 час., естественно, температура поверхности почвы значительно выше, чем на глубинах. Средняя разность $\theta_0 - \theta_5$ равняется $5-6^\circ$. При ясном небе она больше, достигает $9-10^\circ$ (несколько меньше только в Николаевском) и резко уменьшена при пасмурном (до $2-4^\circ$). В отдельные ясные дни разность $\theta_0 - \theta_5$ достигала 19° .

Наиболее значительны колебания средней разности по годам на станции Боровичи. Здесь средняя разность $\theta_0 - \theta_5$ в мае 1947 г. составляла 2° , а в 1950 г. 8° . В остальных пунктах отклонения от средней многолетней колеблются преимущественно около 1° . Естественно, что наибольшие отклонения от средней разности наблюдаются при больших значениях ее, т. е. при ясном небе.

Средние температуры поверхности почвы и разности температур на глубинах за 13 час.

Месяцы		Средние	Средние при ясном небе	Средние при пасмурном небе	Наибольшие	Наименьшие
Боровичи						
Май	θ_0	24,5	30,6	17,4	41,3	12,9
	$\theta_0 - \theta_5$	6,1	9,4	2,6	19,5	-5,0
	$\theta_5 - \theta_{10}$	3,3	4,4	1,6	13,6	-0,8
	$\theta_{10} - \theta_{15}$	2,1	2,6	1,3	4,1	-0,4
Июнь	θ_0	29,9	37,4	20,2	54,5	17,6
	$\theta_0 - \theta_5$	5,9	9,8	1,4	18,0	-3,3
	$\theta_5 - \theta_{10}$	3,0	3,8	1,9	16,8	-0,9
	$\theta_{10} - \theta_{15}$	2,4	3,5	1,1	6,5	-0,3
Белогорка						
Май	θ_0	20,5	23,8	14,7	38,8	13,3
	$\theta_0 - \theta_5$	4,5	6,0	2,2	16,5	-3,4
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,6	3,2	1,3	5,6	-2,4
Июнь	θ_0	25,6	30,8	16,9	40,3	15,6
	$\theta_0 - \theta_5$	5,2	8,6	1,7	15,9	-2,3
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,4	3,4	1,2	5,6	-0,1
Ефимовская						
Май	θ_0	16,6	20,5	14,7	25,0	8,2
	$\theta_0 - \theta_5$	4,6	8,0	3,4	12,9	-3,2
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,2	2,0	2,1	—	-0,1
Июнь	θ_0	25,0	32,7	18,6	43,3	12,2
	$\theta_0 - \theta_5$	6,2	10,2	3,8	17,1	-2,6
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,5	3,8	1,3	4,7	-0,2
Николаевское						
Май	θ_0	20,3	23,6	15,0	34,2	13,2
	$\theta_0 - \theta_5$	5,3	7,0	4,0	15,7	-0,7
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,4	2,6	1,1	5,6	0,1
Июнь	θ_0	25,9	27,6	16,4	40,5	11,0
	$\theta_0 - \theta_5$	3,4	5,0	1,3	9,5	-2,2
	$\theta_5 - \theta_{10}$	2,6	4,3	1,0	6,8	-0,5

Значительно меньше по своей величине разности $\theta_5 - \theta_{10}$, поэтому меньше и их изменения в зависимости от погоды. Если при ясном небе средняя величина этих разностей 3—4°, то при пасмурном 1—2°. Таким образом, отклонения этих разностей от многолетней разности, обусловленные состоянием неба, составляют около 2—2,5°.

Изменения разностей $\theta_5 - \theta_{10}$ в пространстве менее значительны (не более 1°). Очевидно, что разности $\theta_{10} - \theta_{15}$ будут еще меньше по своей величине и их изменения в пространстве будут меньше, чем разностей $\theta_5 - \theta_{10}$. Поэтому разности третьего слоя вычислялись только по одной станции Боровичи, где имелся полный пятилетний период наблюдений. Средняя величина их оказалась равной около 2° как в мае, так и в июне, при ясном небе 3,5°, при пасмурном около 1°.

Мы пытались выяснить также влияние скорости ветра на распределение температуры в почве. Для этой цели вычислили разности температур по градиентам скорости ветра. В результате вычислений обнаружили некоторую тенденцию

к уменьшению разностей температур в верхнем слое почвы с увеличением скорости ветра в 13 час. и слабую тенденцию к увеличению отрицательных разностей ($\theta_0 - \theta_5$) в 19 час. Однако эти различия в разностях, определяемые скоростью переноса воздуха, настолько незначительны, что ими можно пренебречь. При разбивке разностей температур почвы по градациям скорости ветра для тех дней, когда ночной минимум температуры на станции был ниже 0° , также существенной зависимости не обнаружено. Расхождения в средних разностях до $0,5^\circ$ могут быть объяснены ошибками измерений температуры почвы, особенно ее поверхности.

Определение значений величины P в 19 час.

В формулу (3) кроме уже рассмотренных разностей температур входят коэффициенты C_1, C_2, C_3 , зависящие от срока прогноза, скорости ветра и увлажнения почвы.

Поскольку в рассмотренные месяцы на широте Ленинграда промежуток времени от 19 часов до восхода солнца составляет около 8 час., то выпишем значения коэффициентов C_1, C_2, C_3 из табл. 3 работы [3] для интервала времени 4—10 час. и для соответствующих градаций скорости ветра. Вместо пяти градаций скорости ветра ограничимся тремя. Получим следующую таблицу:

Был в свете при градации скорости ветра, в табл. 3
его получили таблицу 3 (...)
Таблица 3
Значения коэффициентов C_1, C_2, C_3 для соответствующих градаций скорости ветра

Степень увлажнения почвы	C_1			C_2			C_3		
	Скорость ветра (м/сек.)								
	<1	1—2	3—6	<1	1—2	3—6	<1	1—2	3—6
Сухая	0,35	0,25	0,17	0,21	0,16	0,12	0,11	0,08	0,07
Увлажненная	0,33	0,26	0,16	0,26	0,21	0,13	0,20	0,13	0,09
Сильно увлажненная	0,41	0,29	0,16	0,32	0,24	0,14	0,21	0,17	0,09
Среднее	0,36	0,26	0,16	0,26	0,21	0,13	0,18	0,12	0,08

Воспользовавшись этой таблицей и многолетними данными о разностях температур почвы за 19 час. по слоям, представленными в предыдущем параграфе, оценим величину каждого слагаемого, входящего в формулу (3).

Из табл. 3 видно, что значения коэффициентов C_i в большей степени зависят от скорости ветра, чем от влагосодержания почвы. Чем больше скорость ветра, тем меньше влияние на коэффициенты влагосодержания почвы.

При штиле влияние степени увлажнения почвы несколько усиливается, однако, и здесь замена C_1 и C_2 средними значениями 0,36 и 0,26 приводит к ошибке, составляющей 5% разности ($\theta_0 - \theta_5$) или ($\theta_5 - \theta_{10}$).

Согласно табл. 1 первая разность температур в верхнем слое почвы, больше второй и за рассматриваемый период она не превосходила 5° , поэтому максимальная возможная ошибка в определении первого члена формулы (3) от пренебрежения увлажнением почвы составит не более $0,25^\circ$.

Максимальная возможная величина первого члена формулы (3) составляет -2° , но получается при разности температур $\theta_0 - \theta_5$, наблюдаемой один раз в течение 5—7 лет. Среднее значение этой разности при ясном небе составляет не более 2° , что соответствует значению первого члена $-0,8^\circ$.

Рассматривая P как сумму двух первых членов, определим его максимальное и среднее значения.

Если воспользуемся наибольшими из средних разностей температур, вычисленных для случаев ясной погоды с 13 до 19 час. (см. табл. 1), и возьмем максимальные коэффициенты C_1, C_2 , то получим $P = -1,3^\circ$, что возможно на стан-

циях Ефимовская и Белогорка. Поправка на распределение температуры в почве, определяемая средними значениями для этих станций, получается равной $-0,5^\circ$.

Во всех случаях $P < 0$ и должно вычитаться из A или добавляться к рассчитанному значению температуры воздуха. Учет третьего члена в формуле (3) может несколько уменьшить величину P .

При значительной скорости ветра этой поправкой можно пренебречь, так как P составляет менее $0,5^\circ$.

Незначительные колебания разностей $\Delta\theta$, в 19 час. в мае и июне позволяют использовать для вычисления P средние многолетние значения этих величин.

Об изменении температуры по высоте в нижнем слое атмосферы

При прогнозе ночного понижения температуры по методу, разработанному М. Е. Берляндом, распределение температуры по высоте учитывается в зависимости от времени захода солнца.

В интересующий нас период (май—июнь) в Ленинградской области поправка на распределение температуры должна вноситься при наличии температурной инверсии у поверхности земли. В этом случае разность между температурой воздуха в будке и температурой почвы $T - \theta_0$ положительна и вычитается из температуры воздуха, рассчитанной по эффективному излучению подстилающей поверхности и другим данным.

Как уже указывалось, при текущих прогнозах в нашем распоряжении не было данных о распределении температуры в воздухе, поэтому мы попытались на основании многолетних данных тех же четырех агрометеорологических станций определить, при какой погоде следует вносить указанную поправку и каковы ее средняя и предельная величины.

Прямой разности $T - \theta_0$ показал, что преимущественно они являются положительными при ясной погоде и (наибольшими) в сочетании малооблачной погоды с малыми скоростями ветра. Так по станции Белогорка из 53 положительных разностей 46, т. е. 87% , наблюдались при нижней облачности не более 2—3 баллов и в основном при скорости ветра менее 4 м/сек., по станции Боровичи 31 из 39, т. е. 80% . В остальных случаях наблюдавшиеся положительные разности были меньше тех, что наблюдались при ясной погоде.

Ниже приводятся средние и максимальные значения разностей $T - \theta_0$ при ясной погоде и штиле в 19 час. в дни с заморозками преимущественно в мае и начале июня.

	$T - \theta_0$	
	среднее	максимальное
Белогорка	1,5	3,8
Боровичи	1,0	2,1
Ефимовская . . .	1,6	3,9
Николаевское . .	1,5	3,2

Очевидно, эта поправка более существенна, чем член, определяемый распределением температуры в почве ($0,5^\circ$), но они имеют разные знаки, поэтому суммарная поправка в среднем будет составлять около 1° и должна вычитаться из предвычисленной температуры.

Максимальная поправка на инверсию при ясном небе и штиле достигает $3,8^\circ$, но при этом величина P может составлять $-1,3^\circ$. Следовательно, суммарная максимальная поправка на распределение температуры в почве и воздухе примерно достигает $2,5-3,8^\circ$ и должна вычитаться из рассчитанной температуры воздуха. Она должна вводиться в том случае, если в течение ночи ожидается ясная безветренная погода.

Опытные расчеты ночного понижения температуры воздуха

По данным И. А. Гольцберг [5], средняя дата наступления заморозков в Ленинградской области относится к 16 мая, а самые поздние заморозки бывали до 10 июня.

Учитывая эти климатологические данные, мы начали рассчитывать ночное понижение температуры воздуха в двух пунктах (Николаевское и Боровичи) с 10 мая 1954 г. В это время были положительны не только среднесуточные температуры воздуха, но осуществился переход через нуль и минимальных температур. По этим двум станциям с 10 по 12 июня было рассчитано 68 случаев ночного понижения температуры воздуха. С 22 мая по 12 июня расчеты производились дополнительно еще по 4—5 пунктам ежедневно. Главным образом использовались метеорологические данные следующих станций: Ленинград, Ефимовская, Вознесенье, Дно, Белогорка. Всего по рассматриваемым станциям было рассчитано 102 случая. В итоге на материале 1954 г. было произведено 170 расчетов по 19-часовым данным (с прогнозом температуры и облачности на этот срок).

За старые годы, с 1947 по 1951, произведены расчеты по 19-часовым наблюдениям станций Белогорка, Боровичи, Ефимовская, Николаевское для тех дней, когда были заморозки или на почве, или в воздухе (203 случая). И, наконец, по тем же материалам с 1947 по 1952 г. преимущественно за май по 13-часовым наблюдениям произведено 145 расчетов. Всего рассчитано 534 случая ночного понижения температуры.

Техника прогноза ночного понижения температуры по синоптическим картам 1954 г. была значительно упрощена и сводилась к следующему.

С ~~концевой~~ синоптической карты за 15 час. снимались температура воздуха, точка росы, скорость ветра и облачность. Затем прогнозировалась температура воздуха на 19 час.; влажность бралась по наблюдениям за 15 час., поскольку ее изменения за этот срок не могут быть значительными.

Расчет производился в предположении, что на данной станции в течение ночи ~~сохранится безоблачная погода~~. Поэтому пункты выбирались там, где наиболее вероятна ясная погода. Но для сравнимости и оценки результатов продолжались расчеты и по закрепленным пунктам. В отдельных случаях расчеты производились для пункта, указанного дежурным синоптиком.

По температуре и влажности воздуха с помощью графика на рис. 6 в работе [6] находили эффективное излучение земной поверхности.

Значения C_0 для мая и июня для районов, обслуживаемых Ленинградским управлением гидрометслужбы, находились по табл. 4.

Таблица 4

Значения C_0

Скорость ветра (м/сек.)	Срок прогноза (час.)	Степень увлажнения почвы		
		сухая	увлажненная	слабоувлажненная
<1	8	68	50	45
	14	83	69•	58
1—3	8	65	50	49
	14	79	65•	62
4—6	8	56	52	51
	14	71	67•	68

Учитывая, что в мае—июне восход солнца в Ленинграде происходит около 3 час., в первой строчке этой таблицы приводятся значения C_0 для расчета по 19-часовым, во второй—по 13-часовым данным. Перемножив C_0 на E_0 , получаем A_0 . Для вычисления поправки на облачность к эффективному излучению автором составлена вспомогательная таблица, значительно упрощающая эти расчеты (табл. 5).

В первых трех строчках этой таблицы приводится поправка на облачность при отсутствии облачности среднего яруса. В четвертой и пятой строчках—когда при малом количестве нижней облачности наблюдались облака среднего и верхнего ярусов. В этих случаях $\frac{2}{3}$ облаков отнесено к облакам среднего яруса

и $\frac{1}{3}$ — к облакам верхнего яруса. В шестой строчке поправка относится к облакам только среднего яруса. В последних строчках — при наличии облаков всех трех ярусов.

Таблица 5

Поправка на облачность к эффективному излучению земли E_0 (множитель k)

Нижняя облачность (баллы)	Общая облачность (баллы)								Ярусы
	3	4	5	6	7	8	9	10	
0	0,98	0,96	0,94	0,91	0,87	0,84	0,80	0,75	} верхний верхний, средний то же средний
1	0,96	0,93	0,91	0,88	0,84	0,80	0,75	0,70	
2	0,95	0,92	0,88	0,84	0,80	0,75	0,70	0,64	
1	0,94	0,91	0,85	0,80	0,73	0,64	0,58	0,46	
2	0,93	0,90	0,84	0,77	0,71	0,62	0,56	0,45	
0	0,93	0,90	0,84	0,77	0,68	0,58	0,48	0,35	
3	0,93	0,88	0,85	0,76	0,71	0,60			
4			0,81		0,66		0,49	0,37	
5				0,72		0,56			
6					0,61		0,43		
7						0,50		0,28	
8							0,35		
9								0,21	
10									

Поправка на облачность вводилась в том случае, когда было пасмурно в дневные часы и не ожидалось прояснения ночью.

Итак, вычисленный минимум температуры

$$T = T_0 - C_0 E_0 k,$$

где k — поправка на облачность.

Вначале производились расчеты с помощью номограммы (см. [3, 4]), но они оказались сложнее, чем отыскание E_0 по графику ([6], рис. 6) и последующее умножение найденной величины на C_0 .

Оценка результатов вычислений

а) Расчет по прогнозируемым данным на 19 час. Оценка результатов расчета производилась путем сравнения вычисленной температуры с фактически наблюдаемым минимумом, нанесенным на карту минимальных температур.

На основании 170 расчетов можно заключить, что наибольшие ошибки в расчетах получаются при наличии ясного неба, причем всегда вычисленный минимум температуры был выше наблюдавшегося. Это свидетельствует о необходимости введения поправки на температурную стратификацию нижнего слоя атмосферы. Аналогичные результаты получились в итоге 203 случаев расчета за старые годы по 19-часовым наблюдениям.

Вычисленная температура оказывалась выше наблюдаемой и в тех случаях, когда днем было пасмурно, а ночью ясно, т. е. поправку нужно вводить и тогда, когда к 03 час. ожидается уменьшение облачности до 3 баллов или менее. В этих случаях распределение температуры в воздухе оказывает большее влияние на охлаждение, чем распределение температуры в почве.

Представляло интерес полученные расчетные данные сравнить не только с наблюдаемыми, но и с теми, которые предсказываются синоптиками. Однако такое сравнение можно было провести лишь по одной станции Ленинград, так как только по этой станции дается ежедневный прогноз минимальной температуры с точностью до 2°. По остальной территории лишь с точностью до 5° без указания пунктов наибольшего понижения температуры.

По Ленинграду всего за рассмотренный период (с 22/V по 12/VI) было дано 22 прогноза. Разности между температурой прогнозируемой и фактической ($T_{пр} - T_{ф}$) и между рассчитанной и фактической ($T_p - T_{ф}$) распределяются следующим образом:

Δ	$\leq 1^\circ$	$\leq 2^\circ$	$> 2^\circ$
$T_{пр} - T_{ф} \dots$	6 (27%)	11 (50%)	11 (50%)
$T_p - T_{ф} \dots$	11 (50%)	26 (73%)	6 (27%)

В трех случаях поправка на облачность не вводилась. Введение ее дало бы такое распределение ошибок расчетного метода: $\Delta \leq 2^\circ - 77\%$, $\Delta > 2^\circ - 23\%$.

Преимущество расчетного метода очевидно, но все же ошибки его велики. Чаще они положительного знака и наибольшие при наличии штиля и ясного неба в течение суток.

При ветре у поверхности земли, а следовательно, при наличии хотя бы слабого турбулентного перемешивания с воздухом более высоких слоев атмосферы даже при ясном небе, отклонения вычисленных минимумов от наблюдаемых значительно уменьшаются.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в рассматриваемом районе нужно вводить поправку на распределение температуры в воздухе несколько больше той, которая получается по многолетним данным за 19-часовой срок наблюдений, что, видимо, нужно объяснить перераспределением температуры воздуха от 19 час. до захода солнца.

Мы все же попытались в рассчитанные температуры ввести поправку на инверсию, полученную по многолетним данным. Эта поправка за вычетом величины P при ясном небе вечером и ночью по станции Боровичи составляла -1° , по станции Николаевское -2° . Эта поправка была введена в предвычисленные по двум станциям температуры, соответствующие ясным дням мая—июня 1954 г., а также поправки на облачность в пасмурные дни и ночи (поправка на инверсию вводилась и в том случае, когда в 19 час. облачно, а к 21 часу ожидается прояснение). В результате для 68 расчетов получилось следующее распределение ошибок:

Δ град.	≤ 1	≤ 2	> 2
Повторяемость %	52	77	23

Из 16 случаев, когда ошибка предвычисления была больше 2° , четыре соответствуют дням с безоблачной погодой в вечерние часы (до 21 часа), остальные обусловлены адвекцией холода, осадками, грозами. Знак ошибки был положительный.

Таким образом, введение этой климатологической поправки, грубо определяемой, так как она является суммой двух средних значений поправок, приводит уже к неплохому распределению ошибок.

Однако ошибки, превосходящие 2° , имеют положительный знак, а поэтому можно было бы попытаться уменьшить их путем введения эмпирической поправки, включающей в себя влияние распределения температуры в почве и воздухе, а также перераспределения температуры воздуха в вечерние часы. Мы не пытались определить эту поправку, так как прогноз по 19-часовым данным имеет слишком малую заблаговременность и не всегда пригоден для практического использования. Дальнейшие расчеты ночного понижения температуры по данным наблюдений за 15 и 13 час. показали, что, пользуясь той же расчетной формулой и средним распределением температуры в почве, можно удлинить срок прогноза.

б) Расчет по 13-часовым данным. Преимущество расчета по 13-часовым данным заключается в том, что не нужно вводить поправку на распределение температуры в нижнем слое воздуха, так как в эти часы не бывает приземных инверсий.

Значения C_0 для прогноза по 13-часовым данным помещены в третьей строчке табл. 4.

Коэффициенты C_1, C_2, C_3 , как и для 19 час., при изменении влагосодержания почвы меняются мало. Их величина значительно больше зависит от скорости

ветра. Поэтому мы считали возможным взять следующие осредненные значения этих коэффициентов (табл. 6):

Таблица 6

Осредненные значения коэффициентов C_1, C_2, C_3

Коэффициенты	Скорость ветра (м/сек.)		
	< 1	1-3	4-6
C_1	0,32	0,28	0,13
C_2	0,29	0,22	0,13
C_3	0,18	0,13	0,11

Расчеты ночного понижения температуры произведены по двум станциям: Белогорка и Боровичи за годы с 1947 по 1952. Мы обратились к материалам за старые годы потому, что по таблицам ТМ-1 можно было получить более точные метеорологические данные и с меньшей затратой сил, чем путем снятия их с синоптических карт.

Расчет производился преимущественно для мая и начала июня вблизи тех чисел, когда наблюдались заморозки.

Величину P в формуле расчета ночного понижения температуры определяли по формуле (3), воспользовавшись значениями C_1, C_2, C_3 , соответствующими 14-часовому сроку прогноза, и разностями температур по слоям почвы, соответствующими 13-часовым наблюдениям в мае.

Поскольку срок прогноза увеличивается до 14 час., то мало вероятно, чтобы в течение этого срока сохранялся штиль. Действительно, за 244 дня, данные которых использовались для расчетов по двум указанным станциям, штиль в 13 час. ни разу не наблюдался. Скорость ветра 1 м/сек. была лишь в нескольких случаях. Таким образом, наиболее вероятные значения коэффициентов C_1, C_2, C_3 будут те, которые соответствуют скоростям ветра 4-6 м/сек.

Используем значения коэффициентов при скорости ветра 1-3 и 4-6 м/сек. и средние значения разностей температур в почве, тогда для значений P получим табл. 7.

Таблица 7

Значения P

Станции	Ясно		Пасмурно	
	Скорость ветра (м/сек.)			
	1-3	4-6	1-3	4-6
Боровичи	3,5	2,0	1,0	0,5
Белогорка	2,5	1,5	1,0	0,5
$P_{\text{средн}}$	3,0	1,8	1,0	0,5

При пасмурном небе значения P равны для обеих станций. При ясном небе величина P меняется как в зависимости от скорости ветра, так и в зависимости от положения станции. Однако скорость ветра оказывает большое влияние на величину P , поэтому мы взяли осредненное значение P для двух станций и ввели поправку к вычисленному минимуму температуры при ясном небе и слабом ветре, равную -3° при ясном небе и скорости ветра 4-6 м/сек. -2° . При пасмурном небе и скорости ветра не более 3 м/сек. поправка составляла -1° . При полужасном небе величина P из вычисленной температуры не вычиталась и поправка на облачность k не вводилась.

В табл. 8 приводится распределение отклонений вычисленных температур от наблюдаемых (минимальных).

В первой строчке приводятся ошибки вычисления, когда расчеты произведены без поправки на распределение температуры в почве, во второй — с поправкой.

В последних двух столбцах указаны средние ошибки, полученные в результате всех расчетов и только тех, когда ночью температура понижалась до нуля.

Таблица 8

Отклонения вычисленных минимальных температур от фактических
(Белогорка и Боровичи)

	$\Delta \leq 1$	$\Delta \leq 2$	$\Delta > 2$	n	Среднее отклонение	
					из всех	при $T_{\min} < 0^\circ$
Без поправки	38%	68%	32%	152	1,8°	1,3°
С поправкой	50%	87%	13%	152	1,2	0,9

Итак, в результате учета распределения температуры в почве по климатологическим данным мы получили, что отклонения вычисленных минимумов от фактических в 87% не превышают 2°. Введение поправок по станциям Боровичи и Белогорка, различных по величине, согласно климатологическим данным каждой из них (табл. 7), увеличило число отклонений меньше 2° только на 1%.

Среднее отклонение из 152 случаев получилось равным 1,2° и из 48 случаев, когда температура ночью понижалась ниже 0°, составило 0,9°.

Расчеты, проводившиеся ранее на станциях Ленинградской области Белогорка и Пушкин по 19-часовым метеорологическим наблюдениям с учетом всех поправок, также дали среднюю ошибку, равную 0,9° [7]. По другим станциям Европейской части СССР она была даже несколько больше.

Таким образом, предложенный автором упрощенный метод расчета ночного понижения температуры может с успехом применяться на станциях Ленинградского УГМС. В таком упрощенном виде он может быть использован и в практической работе Ленинградского бюро погоды.

В заключение следует указать, что теория использованного метода расчета заморозков в основном учитывает лишь радиационное выхолаживание. Поэтому при сравнении вычисленных и наблюдаемых минимумов температуры за старые годы были исключены те случаи, когда скорость ветра была велика днем или ожидалось значительное ее увеличение ночью. В этих случаях влияние адвекции теплого или холодного воздуха безусловно должно исказить результаты расчета. При оперативных прогнозах в бюро погоды адвективные понижения температуры с учетом трансформации движущегося воздуха могут быть учтены с помощью синоптической карты.

Исключались из рассмотрения также случаи, когда в начальный срок выпадали осадки, так как затрата тепла на испарение тоже не учитывается в проведенных расчетах. Нельзя, повидимому, ожидать удовлетворительного расчета и в тех случаях, когда незадолго до восхода солнца выпадают осадки. Однако при существующей точности метеорологических измерений полученная автором точность расчета ночного понижения температуры является вполне удовлетворительной. В самом деле, температура поверхности почвы, как показали сравнения с измерениями термосеткой [8], измеряется термометром с точностью до 3—4°, а иногда и меньшей. Поэтому даже вычисление величины P по непосредственным наблюдениям каждого дня может быть произведено с точностью, равной примерно 1°. Безусловно, может накладываться на расчеты также изменение отдельных метеорологических элементов во времени.

Просмотр метеорологических данных показал, что облачность в 13 час. нередко близка к ночной облачности, если от 13 до 03 час. через данный пункт не проходил фронт.

Действительно, в случае устойчивой антициклональной погоды часто к вечеру развивается внутримассовая облачность, которая к ночи снова рассеивается. Она

бывает кратковременна, и ее влияние на изменение температуры воздуха оказывается незначительным.

Следует отметить также, что различие в температуре воздуха за 13 и 19 час. на рассматриваемой территории очень мало. Более существенно изменение температуры от 19 час. до захода солнца.

Увеличивая заблаговременность прогноза, мы увеличиваем коэффициент C_0 , входящий в расчетную формулу, и вносим уточнение в расчеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд М. Е. Об изменении температуры в приземном слое воздуха со временем и трансформация воздушных масс. Докл. АН СССР, т. 67, вып. 7, 1949.
2. Берлянд М. Е. Изменение температуры в приземном слое атмосферы и предсказание заморозков. Изв. АН СССР, № 2, 1953.
3. Берлянд М. Е., Красиков П. Н. Борьба с заморозками и их предсказание. Гидрометеиздат, Л., 1953.
4. Методические указания ЦИП. Вып. 23. Сельскохозяйственная метеорология. Гидрометеиздат, 1953.
5. Гольцберг И. А. Климатическая характеристика заморозков и методы борьбы с ними. Труды ГГО, вып. 17 (79), 1949.
6. Заварина М. В. Аэросиноптический анализ тепловой трансформации воздушных масс. Труды ГГО, вып. 41 (103), 1953.
7. Яковлева Н. И. Анализ ночного выхолаживания и предсказание заморозков. „Метеорология и гидрология“, № 3, 1953.
8. Зубенок Л. И. К методике измерения температуры поверхности почвы. Труды ГГО, вып. 6 (68), 1947.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИСПАРЕНИЯ ВБЛИЗИ БЕРЕГОВОЙ ЛИНИИ

В работе [1] было теоретически исследовано изменение поля ветра при натекании воздуха с одной подстилающей поверхности на другую. Это изменение, вызываемое различием турбулентного трения на „старой“ и „новой“ подстилающих поверхностях, может быть названо трансформацией поля ветра. Благодаря трансформации поля ветра при движении воздуха с суши на море скорость испарения с последнего, строго говоря, не может быть рассчитана по данным о распределении ветра над сушей. Кроме того, при трансформации ветра возникают вертикальные токи, также влияющие на скорость испарения.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению влияния трансформации поля ветра на распределение влажности и на скорость испарения. Это влияние, как сказано выше, складывается из двух факторов — влияния изменений по горизонтальной скорости ветра и влияния вертикальных токов. Оба эти фактора удобно, однако, рассматривать совместно, поскольку они не независимы, а связаны посредством уравнения неразрывности.

Заметим, что влияние вертикальных токов на испарение было изучено М. Е. Шведом [2]. Однако, поскольку в работе [2] уравнение неразрывности не выполняется, результаты ее могут рассматриваться лишь в качестве первого приближения к действительности. Такое приближение, вероятно, вполне допустимо, если речь идет о влиянии на испарение вертикальных токов в движениях большого масштаба, которые вызваны причинами, не имеющими ничего общего с трансформацией ветрового поля под влиянием подстилающей поверхности. При анализе же влияния вертикальных токов, вызванных трансформацией ветрового поля, удовлетворять уравнению неразрывности, разумеется, совершенно необходимо.

Если при исследовании испарения в трансформирующемся поле ветра описать последнее возможно более точным путем, то получающаяся тогда задача не допускает точного решения и приходится использовать тот или иной приближенный метод. При анализе такого решения всегда возникает естественный вопрос: не объясняются ли те или иные особенности решения его приближенностью, а вовсе не физическими причинами? В настоящей работе применен иной путь. Реальное распределение ветра в пространстве аппроксимировано хотя и близкими, видимо, к действительности, но сравнительно грубыми зависимостями. Эта аппроксимация позволяет получить точное решение задачи.

Решение рассматриваемой ниже задачи было недавно получено М. Е. Шведом [3] несколько иным способом. От этой работы настоящая статья отличается главным образом количественным анализом получающихся результатов.

Рассмотрим установившееся распределение влажности над испаряющей поверхностью, концентрацию водяного пара над которой будем считать постоянной и известной

$$q|_{z=0} = q_0. \quad (1)$$

Распределение водяного пара описывается уравнением установившейся турбулентной диффузии пара, в котором учтен его конвективный перенос упорядоченными вертикальными токами,

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z} \quad (2)$$

при обычных обозначениях: x — горизонтальная координата в направлении ветра, отсчитываемая от береговой линии, z — вертикальная координата, отсчитываемая от подстилающей поверхности, u — скорость ветра, w — вертикальная скорость, k — коэффициент турбулентности.

Уравнение неразрывности для установившегося движения в плоскости x, z имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Под величиной q будем понимать отклонение удельной (или абсолютной) влажности от ее распределения над наветренной поверхностью суши. Тогда имеем очевидное граничное условие

$$q|_{x=0} = 0, \quad (4)$$

а величина q_0 в условии (1) означает превышение влажности у водной поверхности над влажностью у поверхности суши.

Зависимость коэффициента турбулентности, скорости ветра и вертикальной скорости от координат аппроксимируем следующим образом:

$$k = k_1 z^n, \quad (5)$$

$$u = u_1(x) z^m, \quad (6)$$

$$w = w_1(x) z^{1+m}, \quad (7)$$

где m и n — некоторые постоянные, $0 < m < 1$, $0 < n < 1$.

В силу уравнения неразрывности (3) функции $u_1(x)$ и $w_1(x)$ связаны соотношением

$$w_1(x) = - \frac{1}{1+m} u_1'(x) \quad (8)$$

$$\left(u_1'(x) \equiv \frac{du_1}{dx} \right).$$

Уравнение (2) после подстановки в него k , u и w из (5), (6), (7) и (8) может быть переписано в виде

$$u_1(x) z^m \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{1}{1+m} u_1'(x) z^{1+m} \frac{\partial q}{\partial z} = k_1 \frac{\partial}{\partial z} z^n \frac{\partial q}{\partial z}. \quad (9)$$

Это уравнение допускает точное решение при любом виде функции $u_1(x)$. Для нахождения этого решения проще всего перейти в уравнении (9) и граничных условиях (1) и (4) к новой независимой переменной η по формуле

$$\eta = \frac{z^2 + m - n}{k_1 (2 + m - n)^{2/n} \xi(x)}, \quad (10)$$

где

$$\xi(x) = \frac{\int_0^x \varphi(y) dy}{[\varphi(x)] \frac{2+m-n}{1-n}} \quad (11)$$

и, в свою очередь,

$$\varphi(x) = [u_1(x)]^{\frac{1-n}{1+m}}. \quad (12)$$

Тогда после несложных выкладок приходим к уравнению

$$\frac{d^2q}{d\eta^2} + \left(1 + \frac{1+m}{2+m-n} \frac{1}{\eta}\right) \frac{dq}{d\eta} = 0 \quad (13)$$

и граничным условиям

$$q|_{\eta=0} = q_0, \quad q|_{\eta=\infty} = 0. \quad (14)$$

Общее решение уравнения (13) находится сразу понижением порядка уравнения и имеет вид

$$q = C\gamma\left(\eta; \frac{1-n}{2+m-n}\right) + D, \quad (15)$$

где C и D — постоянные интегрирования, а

$$\gamma(y; p) = \int_0^y e^{-t} t^{p-1} dt \quad (16)$$

— так называемая неполная гамма-функция.

Определяя постоянные C и D из граничных условий (14), получим окончательно

$$q = q_0 \left[1 - \frac{\gamma\left(\eta, \frac{1-n}{2+m-n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1-n}{2+m-n}\right)} \right], \quad (17)$$

где

$$\Gamma(p) = \gamma(\infty; p) \quad (18)$$

есть полная гамма-функция.

Скорость испарения

$$E = -\rho \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (19)$$

легко вычисляется с помощью полученных формул. Подставляя в (19) k из (5), а $\frac{\partial q}{\partial z}$ из (17) и (10), получим

$$E = \frac{(2+m-n) \rho k_1 q_0}{\Gamma\left(\frac{1-n}{2+m-n}\right) [(2+m-n)^2 k_1 \xi(x)]^{\frac{1-n}{2+m-n}}}. \quad (20)$$

При анализе полученного решения удобно воспользоваться следующим обстоятельством. Если не принимать во внимание трансформации ветрового поля, т. е. считать скорость ветра не меняющейся по горизонтали, а вертикальные токи отсутствующими, то вместо уравнения (9) придется решать уравнение

$$u_1 z^m \frac{\partial q}{\partial x} = k_1 \frac{\partial}{\partial z} z^n \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (21)$$

где $u_1 = u_1(0) = \text{const}$; в этом частном случае рассмотренной задачи согласно (11) получаем

$$\xi(x) = \frac{x}{u_1(0)}. \quad (22)$$

Поэтому все полученные формулы применимы и для случая неучета трансформации поля ветра; для этого случая нужно только вместо (11) применять формулу (22).

В частности, при неучете влияния трансформации ветра на скорость испарения последняя согласно (20) и (22) определится по формуле

$$E_0 = \frac{(2+m-n) \rho k_1 q_0}{\Gamma\left(\frac{1-n}{2+m-n}\right) \left[(2+m-n)^2 \frac{k_1 x}{u_1}\right]^{\frac{1-n}{2+m-n}}} \quad (23)$$

Из формул (20) и (23) получаем простое выражение для отношения скоростей испарения, полученных с учетом и без учета трансформации ветрового поля,

$$\frac{E}{E_0} = \left[\frac{x}{u_1(0) \xi(x)} \right]^{\frac{1-n}{2+m-n}}, \quad (24)$$

где $\xi(x)$ определяется по формуле (11).

Для того чтобы иметь возможность от общих формул перейти к количественным оценкам, применим конкретную аппроксимацию функции $u_1(x)$, описывающей горизонтальное распределение ветра. Примем, что это распределение описывается формулой

$$u_1(x) = u_1(\infty) (1 - \beta e^{-cx})^{\frac{1+m}{1-n}} \quad (25)$$

Тогда функцию $\varphi(x)$ можно представить в виде:

$$\varphi(x) = a(1 - \beta e^{-cx}), \quad (26)$$

где

$$a = [u_1(\infty)]^{\frac{1-n}{1+m}} \quad (27)$$

Подставляя (26) в (11), получим

$$\xi(x) = \frac{a \left[x - \frac{\beta}{c} (1 - e^{-cx}) \right]}{[a(1 - \beta e^{-cx})]^{\frac{2+m-n}{1-n}}} \quad (28)$$

Согласно (28) и (24) для отношения скорости испарения с учетом и без учета трансформации ветрового поля найдем

$$\frac{E}{E_0} = \left\{ \frac{[a(1 - \beta e^{-cx})]^{\frac{2+m-n}{1-n}} x}{u_1(0) a \left[x - \frac{\beta}{c} (1 - e^{-cx}) \right]} \right\}^{\frac{1-n}{2+m-n}}, \quad (29)$$

где по самому смыслу формул (21)–(24) в качестве u_1 входит его значение в натекающей воздушной массе: $u_1 = u_1(0)$.

Легко показать, что (при $\beta < 1$) функция, стоящая в правой части (29), есть монотонная функция переменной x .

Найдем, чему равно $\frac{E}{E_0}$ при $x=0$ и при $x=\infty$.

Согласно (25) и (27) имеем

$$u_1(0) = [a(1 - \beta)]^{\frac{1+m}{1-n}} \quad (30)$$

Поэтому, раскрывая в (29) неопределенность при $x=0$, получим

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)_{x=0} = \left\{ \frac{[a(1 - \beta)]^{\frac{2+m-n}{1-n}}}{u_1(0) a (1 - \beta)} \right\}^{\frac{1-n}{2+m-n}} = \left\{ \frac{[a(1 - \beta)]^{\frac{1+m}{1-n}}}{u_1(0)} \right\}^{\frac{1-n}{2+m-n}} = 1.$$

Это означает, что непосредственно у берега испарение с учетом трансформации поля ветра получается таким же, как если эту трансформацию не учитывать.

При $x = \infty$ имеем в (29), используя (27),

$$\left(\frac{E}{E_0}\right)_{x=\infty} = \left(\frac{a^{2+m-n}}{u_1(0)a}\right)^{\frac{1-n}{2+m-n}} = \left(\frac{a^{1+m}}{u_1(0)}\right)^{\frac{1-n}{2+m-n}} = \left[\frac{u_1(\infty)}{u_1(0)}\right]^{\frac{1-n}{2+m-n}} \quad (31)$$

Формула (31) имеет, на наш взгляд, существенное значение. Во-первых, она показывает в соответствии с очевидными качественными соображениями, что при росте ветра вдоль потока увеличивается и испарение, а при убывании — уменьшается. Во-вторых, в противовес качественным соображениям, изменение испарения очень невелико. Действительно, показатель степени $\frac{1-n}{2+m-n}$ весьма мал. Так, при обычно принимаемых для оценки значениях $m = \frac{1}{7}$, $n = \frac{6}{7}$ получаем $\frac{1-n}{2+m-n} = \frac{1}{9}$. Тогда согласно (31) получается, что, даже если скорости ветра над новой и старой подстилающими поверхностями отличаются вдвое, испарение отличается только в $\sqrt[9]{2}$, т. е. примерно в 1,08 раза.

Приведем результаты численных подсчетов горизонтального распределения скорости ветра, вертикальных токов и скорости испарения на основании полученных формул. В обоих случаях было принято $m = \frac{1}{7}$ и $n = \frac{6}{7}$. Один пример соответствует росту скорости ветра ($\beta = 0,03$), другой — убыванию ($\beta = -0,03^1$); все величины выражены в функциях безразмерного расстояния $\bar{x} = cx$ [см. формулу (26)].

Таблица 1
Скорость ветра u_1 , вертикальная скорость w_1 и скорость испарения E в функциях от $\bar{x} = cx$; $m = \frac{1}{7}$, $n = \frac{6}{7}$, $\beta = 0,03$

$\bar{x} = cx$	0	0,01	0,1	0,3	1	3	∞
$\frac{u(x)}{u(0)}$	1,00	1,00	1,04	1,08	1,18	1,28	1,29
$\frac{w_1(x)}{0,21cu_1(\infty)}$	-0,796	-0,788	-0,747	-0,631	-0,342	-0,049	0
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,000	1,000	1,003	1,009	1,021	1,025	1,029

Из табл. 1 и 2 виден общий характер изменения скорости ветра, вертикальных токов и скорости испарения с расстоянием от берега. В частности, видно, что испарение меняется весьма слабо.

Заметим, впрочем, что этот результат верен только в том случае, если коэффициент турбулентности k не меняется в горизонтальном направлении. Если же коэффициент турбулентности тоже подвержен трансформации, то результаты могут существенно отличаться от только что полученных. Задача с переменным в горизонтальном направлении коэффициентом турбулентности в постановке, аналогичной нашей, тоже решается точно. Если вместо уравнения (9) имеем более общее

$$u_1(x) z^m \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{1}{1+m} u_1'(x) z^{1+m} \frac{\partial q}{\partial z} = k_1(x) \frac{\partial}{\partial z} z^n \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (32)$$

¹ Здесь и далее величина β подбиралась на основании требования, чтобы полное горизонтальное изменение скорости ветра составляло около 30%.

Таблица 2

Скорость ветра u_1 , вертикальная скорость w_1 и скорость испарения E в функциях от $\bar{x} = cx$, $m = \frac{1}{7}$, $n = \frac{6}{7}$, $\beta = -0,03$

$\bar{x} = cx$	0	0,01	0,1	0,3	1	3	∞
$\frac{u(x)}{u(0)}$	1,00	1,00	0,98	0,94	0,87	0,82	0,79
$\frac{w_1(x)}{0,21cu_1(\infty)}$	1,23	1,22	1,08	0,87	0,40	0,05	0
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,000	1,000	0,996	0,992	0,982	0,971	0,971

то снова удастся перейти к одной независимой переменной, а именно с помощью соотношений, аналогичных (10)—(12):

$$\eta = \frac{z^2 + m - n}{(2 + m - n)^2 \xi_1(x)}, \quad (33)$$

где

$$\xi_1(x) = \frac{\int_0^x k_1(y) \varphi(y) dy}{[\varphi(x)]^{\frac{2+m-n}{1-n}}}, \quad (34)$$

а $\varphi(x)$ определяется тем же равенством (12).

Так как случай неучета трансформации ветрового поля (и поля коэффициента турбулентности) получается как частный случай из (34) при $\xi_1(x) = \frac{k_1(0)x}{u_1(0)}$, то вместо формулы (24) получим для сопоставления скоростей испарения соотношение

$$\frac{E}{E_0} = \frac{k_1(x)}{k_1(0)} \left[\frac{k_1(0)x}{u_1(0)\xi_1(x)} \right]^{\frac{1-n}{2+m-n}}. \quad (35)$$

Для анализа решения этой более общей задачи предположим прежде всего, что выполняется соотношение

$$\frac{k_1(x)}{k_1(0)} = \left[\frac{u_1(x)}{u_1(0)} \right]^\alpha, \quad (36)$$

т. е. что горизонтальные изменения коэффициента турбулентности и скорости ветра определенным образом связаны друг с другом. В частности при $\alpha = 1$ коэффициент турбулентности меняется пропорционально скорости ветра, а при $\alpha = 0$ коэффициент турбулентности неизменен, что соответствует рассмотренной выше задаче.

Обозначая далее

$$\psi(x) = [u_1(x)]^{\alpha + \frac{1-n}{1+m}} \quad (37)$$

и подставляя (32), (36) и (37) в (34), получим

$$\xi_1(x) = \frac{k_1(0) \int_0^x \psi(y) dy}{[u_1(0)]^\alpha [\psi(x)]^{\frac{2+m-n}{(1+m)\alpha + 1-n}}}. \quad (38)$$

Аппроксимируем снова функцию $\psi(x)$ формулой

$$\psi(x) = a(1 - \beta e^{-cx}), \quad (39)$$

аналогичной (26). Подставляя (39) в (37), (36) и (38), получим

$$u_1(x) = [a(1 - \beta e^{-cx})]^{\frac{1}{\alpha + \frac{1-n}{1+m}}}, \quad (40)$$

$$\frac{k_1(x)}{k_1(0)} = \left(\frac{1 - \beta e^{-cx}}{1 - \beta} \right)^{\frac{a}{\alpha + \frac{1-n}{1+m}}}, \quad (41)$$

$$\xi_1(x) = \frac{k_1(0) a \left[x - \frac{\beta}{c} (1 - e^{-cx}) \right]}{[u_1(0)]^\alpha [a(1 - \beta e^{-cx})]^{(1+m)\alpha + 1 - n}} \quad (42)$$

Подставляя, наконец, (40), (41) и (42) в (35), получим формулу, описывающую влияние вертикальных токов и изменений скорости ветра и коэффициента турбулентности по горизонтали на испарение,

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1 - \beta e^{-cx}}{(1 - \beta)^{\frac{1+m}{2+m-n}} \left[1 - \frac{\beta}{cx} (1 - e^{-cx}) \right]^{\frac{1-n}{2+m-n}}}. \quad (43)$$

Интересно отметить, что эта формула не содержит показателя степени α из (36). Тем не менее изменение испарения, разумеется, зависит от этого показателя, поскольку от него зависит связь (37) между скоростью ветра и функцией ψ .

В частности согласно (43)

$$\left(\frac{E}{E_0} \right)_{x=0} = 1, \quad \left(\frac{E}{E_0} \right)_{x=\infty} = \left(\frac{1}{1-\beta} \right)^{\frac{1+m}{2+m-n}}. \quad (44)$$

Из формулы (43) вытекает, что горизонтальные изменения коэффициента турбулентности в противоположность изменениям скорости ветра весьма существенно влияют на испарение. В самом деле, рассмотрим сначала случай пропорциональности $u_1(x)$ и $k_1(x)$ ($\alpha = 1$). Тогда вместо (44) можно написать в силу (40)

$$\left(\frac{E}{E_0} \right)_{x=\infty} = \frac{u_1(\infty)}{u_1(0)} = \frac{k_1(\infty)}{k_1(0)}. \quad (45)$$

Сопоставляя (45) с (31), видим, что теперь отношение $\frac{u_1(\infty)}{u_1(0)}$ входит не в степени $\frac{1}{9}$, а в первой степени, так что совместное влияние трансформации полей ветра и коэффициента турбулентности на испарение весьма значительно. Это же можно видеть и на следующем численном примере, где положено $\alpha = 1$, $n = \frac{6}{7}$, $m = \frac{1}{7}$, $\beta = \pm 0,3$ (табл. 3).

Из этой таблицы видно, что отношение $\frac{E}{E_0}$ близко к $\frac{u(x)}{u(0)} = \frac{k(x)}{k(0)}$ не только на больших расстояниях от берега, но и всюду.

Можно, однако, думать, что предположение $\alpha = 1$ не должно правильно характеризовать наблюдающуюся связь между изменениями ветра и коэффициента турбулентности с изменением расстояния от берега. Действительно, в течение суток наибольшее испарение наблюдается днем. В это время над сушей, вообще говоря, сильно проявляется термическая неустойчивость, приводящая к интенсивному турбулентному обмену. Над морем вследствие турбулентного теплообмена в воде неустойчивость проявляется значительно слабее, поэтому, несмотря на то, что

Таблица 3

Влияние изменений скорости ветра и коэффициента турбулентности с расстоянием от берега на скорость испарения ($\alpha = 1$, $n = \frac{6}{7}$, $m = \frac{1}{7}$)

$\bar{x} = cx$	0	0,01	0,1	0,3	1	3	∞
а) Рост ветра и коэффициента турбулентности ($\beta = 0,3$)							
$\frac{u(x)}{u(0)} = \frac{k(x)}{k(0)}$	1,00	1,00	1,03	1,09	1,23	1,35	1,37
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,00	1,01	1,04	1,11	1,25	1,37	1,37
б) Убывание ветра и коэффициента турбулентности ($\beta = -0,3$)							
$\frac{u(x)}{u(0)} = \frac{k(x)}{k(0)}$	1,00	1,00	0,98	0,95	0,87	0,81	0,79
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,00	0,99	0,97	0,94	0,86	0,80	0,79

ветер над морем сильнее, чем над сушей, коэффициент турбулентности над морем может оказаться не только не ббльшим, но даже меньшим, чем над сушей. Эти же соображения применимы и к теплomu времени года в целом. Рассмотрим поэтому пример с отрицательным α , а именно с $\alpha = -\frac{1}{2}$ (коэффициент турбулентности обратно пропорционален корню квадратному из скорости ветра), результаты подсчета которого сведены в табл. 4.

Таблица 4

Влияние изменений скорости ветра и коэффициента турбулентности с расстоянием от берега на скорость испарения ($\alpha = -\frac{1}{2}$, $n = \frac{6}{7}$, $m = \frac{1}{7}$)

$\bar{x} = cx$	0	0,01	0,1	0,3	1	3	∞
а) Рост коэффициента турбулентности и убывания ветра ($\beta = 0,12$)							
$\frac{u(x)}{u(0)}$	1,00	1,00	0,98	0,91	0,81	0,73	0,72
$\frac{k(x)}{k(0)}$	1,00	1,00	1,01	1,04	1,11	1,17	1,17
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,00	1,00	1,01	1,03	1,08	1,12	1,12
б) Убывание коэффициента турбулентности и рост ветра ($\beta = -0,12$)							
$\frac{u(x)}{u(0)}$	1,00	1,00	1,02	1,07	1,12	1,32	1,35
$\frac{k(x)}{k(0)}$	1,00	1,00	0,99	0,96	0,91	0,87	0,87
$\frac{E(x)}{E_0(x)}$	1,00	1,00	0,99	0,97	0,93	0,90	0,90

Из этой таблицы видно, что, когда ветер и коэффициент турбулентности меняются противоположным образом, испарение следует не за ветром, а за коэффициентом турбулентности. Такой процесс происходит несмотря на то, что коэффициент турбулентности в рассмотренном примере изменяется в значительно меньшей степени, чем ветер. Это еще раз подтверждает вывод, что решающее влияние на испарение оказывают изменения с расстоянием от берега не скорости ветра, а коэффициента турбулентности.

Все полученные результаты могут быть весьма просто истолкованы на основе анализа формулы (23) для испарения при неучете трансформации ветра и коэффициента турбулентности. Согласно этой формуле испарение существенно зависит от коэффициента турбулентности (как $k_1^{1 - \frac{1-n}{2+m-n}} = k_1^{9/10}$) и слабо от ветра (как $u_1^{\frac{1-n}{2+m-n}} = u_1^{1/9}$). Оцениваемые таким образом влияния количественно согласуются с предельными формулами (31), (44) и (45). Действительно, при неизменном k_1

получаем из (23) $E \sim u_1^{\frac{1-n}{2+m-n}}$ в соответствии с (31), а при k_1 , пропорциональном u_1 , получаем из (23) $E \sim k_1$ в соответствии с (45). Наконец, при $k_1 \sim u_1^{\frac{1-n+\alpha(1+m)}{2+m-n}}$ из (23) получаем $E \sim u_1$, что, как легко проверить, полностью соответствует равенству (44).

В связи с этим естественно наряду со значением испарения $E(x)$, полученным из точного решения соответствующей задачи, ввести еще „параметрическое“ испарение $E_n(x)$, т. е. испарение, получаемое простой подстановкой в формулу (23) вместо постоянных u_1 и k_1 соответствующих функций $u_1(x)$ и $k_1(x)$. Легко показать, что для отношения $\frac{E(x)}{E_n(x)}$ в обеих рассмотренных нами задачах имеет место формула

$$\frac{E(x)}{E_n(x)} = \left[\frac{1 - \beta e^{-cx}}{1 - \frac{\beta}{cx}(1 - e^{-cx})} \right]^{\frac{1-n}{2+m-n}} \quad (46)$$

Из формулы (46) вытекает, что как у берега, так и на больших расстояниях от него точные и параметрические значения испарения совпадают

$$\left(\frac{E}{E_n} \right)_{x=0} = \left(\frac{E}{E_n} \right)_{x=\infty} = 1$$

и что для промежуточных значений x $\frac{E(x)}{E_n(x)} > 1$ при $\beta > 0$, т. е. при $\frac{E(x)}{E_0(x)} > 1$, и $\frac{E(x)}{E_n(x)} < 1$ при $\beta < 0$, т. е. при $\frac{E(x)}{E_n(x)} < 1$ (если только, разумеется, $\frac{1-n}{2+m-n} > 0$). Что касается количественных отличий параметрического решения от точного, то они весьма невелики, как видно из табл. 5, в которой приведены отношения $\frac{|E(x) - E_n(x)|}{E_n(x)}$ в процентах, вычисленные для разобранных выше примеров.

Во всех случаях, кроме одного, отклонение точного значения испарения от параметрического всюду не превышает 1%. Таким образом параметрическое значение испарения лежит между значением $E_0(x)$ (соответствующим неучету трансформации полей ветра и коэффициента турбулентности) и точным значением и притом весьма близко к последнему.

Сравнение точных и параметрических величин испарения

$\bar{x} = cx$		0	0,01	0,1	0,3	1	3	10	∞
$\frac{ E(x) - E_n(x) }{E_n(x)} \%$	а) Трансформируется только поле ветра	0,00	0,00	0,01	0,04	0,09	0,06	0,03	0,00
	б) Коэффициент турбулентности пропорционален ветру	0,00	0,04	0,22	0,55	1,02	0,99	0,33	0,00
	в) Коэффициент турбулентности обратно пропорционален квадратному корню из ветра	0,00	0,01	0,06	0,18	0,40	0,30	0,13	0,00

Близость параметрических значений испарения к точным позволяет существенно упростить расчеты испарения вблизи береговой линии. Именно, при наших расчетах можно с достаточной точностью пользоваться обычной формулой, вводя только в нее то значение скорости ветра, которое наблюдается на данном расстоянии от берега.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гандин Л. С. К вопросу о трансформации профиля ветра. Труды ГГО, вып. 33 (95) 1952.
2. Швец М. Е. К вопросу о влагообороте в атмосфере. Труды ГГО, 33 (95), 1952.
3. Швец М. Е. О решении одной задачи для уравнения параболического типа. Прикладная математика и механика, т. 18, № 2, 1954.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СВЯЗАННЫХ С ОСУЩЕСТВЛЕНИЕМ КАРСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ОСНОВЕ ИЗУЧЕНИЯ ИНДЕКСОВ ЦИРКУЛЯЦИИ

1. Роль карских воздействий в общей динамике атмосферных процессов

Карское море расположено на рубеже двух частей обширного материка — Азии и Европы. Его синоптический режим, как показали исследования Б. П. Мультиановского [1], складывается под влиянием процессов, имеющих место в Арктическом бассейне и в различных частях Евразии. Влияние Арктического бассейна сказывается во вторжении мощных волн холода, иногда глубоко проникающих на материк. Влияние Евразии проявляется в распространении теплых масс воздуха, проникающих в этот район довольно сложными путями.

В силу этого изучение данного района в синоптическом отношении представляет особый интерес, позволяя наиболее полно осветить характер теплообмена на значительной части северного полушария.

Холодные массы воздуха, вторгающиеся на материк с Карского моря, бывают различного происхождения. Так называемые полярные вторжения начало свое берут из северо-западных частей Арктического бассейна по отношению к Карскому морю. Ультраполярные вторжения возникают в районе, расположенном северо-восточнее Таймыра. В том и другом случае в результате имеет место накопление холодных масс воздуха на территории Азии в районах восточнее и юго-восточнее Таймыра и накопление тепла в северной части Европы и Западной Сибири.

Эти условия, наиболее характерные для холодной половины года, настолько мощны по своей контрастности, что налагают известный отпечаток на общую характеристику года и сказываются на особенностях циркуляции отдельных лет.

На рис. 1 приведена составленная А. А. Рождественским [2] карта средних периодов колебаний средней годовой температуры на земной поверхности. На этой карте довольно четко выявляются районы, имеющие период колебаний больше 3,5 лет, отделенные друг от друга зоной с периодами колебаний меньше 3 лет. Такое чередование непосредственно указывает на сопряженность районов с периодами больше 3,5 лет и на противоположный характер происходящих в них изменений.

Если в одном из этих районов наблюдается потепление, то в другом, сопряженном с ним, должно происходить похолодание и наоборот.

Для совершения полного цикла колебаний в этих районах на территории Евразии необходимо, чтобы в районе Карского моря и Таймыра в средних слоях тропосферы произошла смена потоков.

Другими словами, кроме типов циркуляции атмосферы в северном полушарии, при которых имеют место холодные вторжения в районе Карского моря, должны существовать еще и другие типы циркуляции, при которых распределения потоков

в средних слоях тропосферы имеют противоположный характер. Анализ показал, что всего имеется 8 типов циркуляции, которые наиболее характерны как для

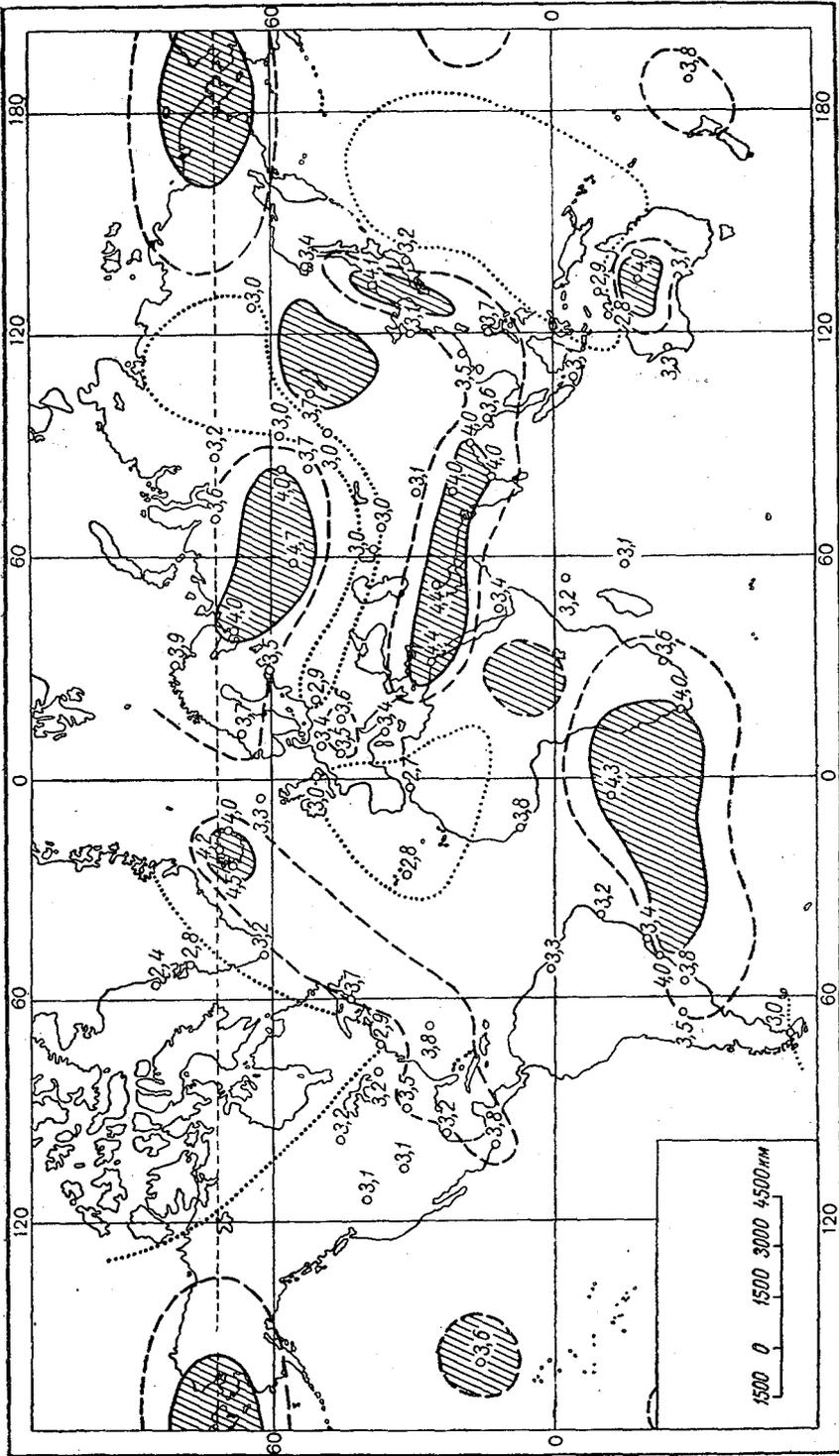


Рис. 1. Средние периоды колебаний средней годовой температуры воздуха.

отдельных лет, так и для сравнительно небольших промежутков времени, порядка естественных синоптических периодов.

Географическое расположение узловых линий в этих типах почти совпадает с направлением отдельных осей Б. П. Мультановского. Последнее дает основание предполагать, что формирование термобарических сейш в атмосфере тесно связано с распределением потоков в средней тропосфере, роль которых сводится к регулированию этих систем.

Чтобы в этом убедиться, мы сделали попытку совместить между собою теоретическую схему термобарических сейш В. В. Шулейкина, относящуюся к району Атлантики и Западной Европы, с типами сейш С. Д. Грибоедова и осями В. П. Мультановского.

Такая комбинированная схема представлена на рис. 4.

Положению узловой линии термобарических сейш Атлантика—Европа соответствует Скандинавская ось Б. П. Мультановского. Узловые линии сейш С. Д. Гри-

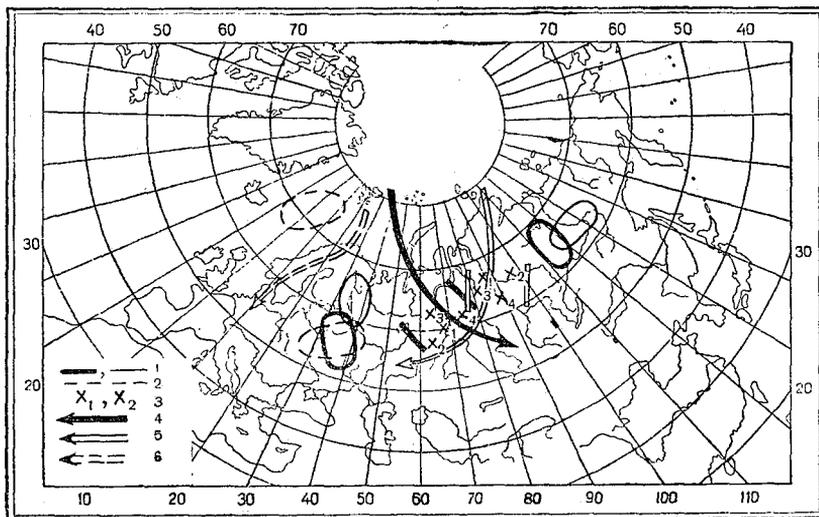


Рис. 4.

1 — положение зон пучностей в барических сейшах С. Д. Грибоедова; 2 — теоретическая схема термобарических сейш В. В. Шулейкина; 3 — положение центра узловой линии. 4 — Карская ось (летняя), 5 — Таймырская ось, 6 — Скандинавская ось (по Мультановскому).
 Годы наблюдений (зимы): группа I — 1892—1893, 1898—1899, 1901—1902, 1903—1904; группа II — 1896—1897, 1897—1898, 1900—1901, 1905—1906.

боедова совпадают в первом типе с летней Карской осью полярного происхождения, а во втором типе — с Таймырской ультраполярной осью.

Так как Скандинавская ось связана с Карской полярной осью, как дальше увидим, определенной последовательностью смены синоптических процессов, то, если потоки тропосферы принимают непосредственное участие в формировании стоячих волн в атмосфере, сейши системы Атлантика—Европа и сейши первого типа С. Д. Грибоедова должны также быть тесно связаны между собою. И действительно очаги пучностей в Европе как у В. В. Шулейкина, так и у С. Д. Грибоедова занимают один и тот же район.

Таким образом, становится вполне очевидным, что исследования С. Д. Грибоедова, Б. П. Мультановского и В. В. Шулейкина, взаимно дополняя друг друга, в совокупности представляют единую, цельную систему, отображающую механизм распространения океанического тепла и влаги вдоль такого обширного континента, как Евразия.

Этот механизм имеет настолько общее значение, что мы наталкиваемся на него постоянно, изучая характер развития атмосферных процессов, как в течение небольших промежутков времени, так и на протяжении сезона и даже отдельных лет.

В. П. Мультановский в свое время сделал попытку изучить характер циркуляции в Атлантическом океане и связь его с типами циркуляции в Европе. Он уста-

новил, что в Атлантическом океане наблюдается циркуляция двух видов. Одна из них благоприятствует распространению Гольфстрима вдоль северных берегов Европы до Карского моря. Другая, относящаяся к циркуляции Гренландского и Баренцова морей, ограничивает распространение струй Гольфстрима берегами Шотландии и Ирландии.

Первая так называемая гольфстримная циркуляция осуществляется при наличии карских воздействий. Вторая — антигольфстримная циркуляция связана с крайними западными осями (Исландской, Шведской).

Таким образом, переход от антигольфстримной к гольфстримной циркуляции сопровождается переходом от процессов, связанных с западными вторжениями, к процессам, при которых имеют место вторжения с Карского моря.

В годовом цикле такая смена происходит от лета к зиме. Обратный переход от гольфстримной циркуляции к антигольфстримной наблюдается при переходе от зимы к лету.

Динамика этого крупного процесса состоит в следующем.

Барические образования, посредством которых главным образом совершается теплообмен между различными широтами, создаются и развиваются за счет неоднородности составляющих их масс воздуха. Когда контрастность уничтожена и барические образования состоят из однородной массы воздуха, то они находятся на грани разрушения, и чтобы продлить их существование необходим приток свежих масс воздуха, отличных по своей тепловой структуре. Поэтому всякий стойкий процесс в атмосфере, по Мультановскому, связан с наличием в тропосфере двух сопряженных потоков различного происхождения и расположенных под углом, близким к прямому, для создания большей тепловой контрастности. Когда один из этих потоков выражен слабо, развитие процесса обрывается.

Последовательность развития какого-нибудь крупного процесса состоит в последовательном чередовании сопряженных потоков, один из которых является ведущим, а другой, развитый в меньшей степени, играет роль звена, необходимого для перехода к новому ведущему потоку.

Смена антигольфстримной циркуляции на гольфстримную состоит в такой последовательности:

Норвежская ось — Скандинавская ось — Исландская ось —
(полярная) (ультраполярная) (полярная)
— Венгерская ось — Карская ось
(ультраполярная) (полярная)

В зависимости от интенсивности вторжений процесс перехода от антигольфстримной циркуляции к гольфстримной совершается в различные промежутки времени.

Полная смена фаз развития карских воздействий обычно происходит в течение 30—35 дней, но не всегда этот процесс получает полное развитие.

Школа Б. П. Мультановского в развитии этого процесса различает 6 фаз. Из них первые 4 фазы характеризуются тыловыми воздействиями с Гренландии и Шпицбергена, направленными на Англию и северные берега Европы. В течение последних двух фаз осуществляется переход к воздействиям Карско-Таймырского центра, при которых циклоничность сосредоточена главным образом в Атлантике, несколько южнее Исландии, с отдельными ложбинами, перемещающимися к востоку вдоль южных берегов Англии и Норвегии.

Несмотря на то, что процесс развития карских воздействий является одной из наиболее важных частей общего механизма теплообмена на земной поверхности, он не изучен в достаточной мере, и в целях изыскания возможностей дальнейшей его доработки мы сделали попытку выяснить, как представляется развитие этого процесса на основе современных, более совершенных индексов циркуляции.

Поступая таким образом, мы расширяем базу для эмпирических исследований и до некоторой степени уничтожаем тот разрыв, который имеется между исследованиями эмпирического и теоретического характера.

Прежде чем перейти к изложению полученных результатов, остановимся вкратце на современном состоянии вопроса об индексах циркуляции.

2. Краткая характеристика современного состояния вопроса об индексах циркуляции

Недостаток прежних исследований в области изучения общей циркуляции атмосферы заключается в том, что индексы циркуляции, служившие характеристиками ее состояния, носили качественный характер, и не всегда было ясно их физическая природа.

Работы школы Б. П. Мультановского почти целиком построены на изучении полярных вторжений, но при этом не был выработан критерий учета их интенсивности. Сознвая это, Б. П. Мультановский говорил, что он устанавливает „только вехи.“

Современное состояние исследований общей циркуляции атмосферы характеризуется развитием работ теоретического характера. В связи с этим индексы циркуляции приобретают количественную оценку и более глубокое физическое содержание.

Одна из первых попыток придать индексам циркуляции количественное выражение была сделана Л. А. Вительсом [6]. Для оценки характера циркуляции им была введена одиннадцатибальная шкала (0—9 и X), посредством которой определяются тип и интенсивность барических образований. Составленный им каталог содержит характеристику особенностей циркуляции в отдельные годы в естественно-синоптическом районе Б. П. Мультановского, расчлененном автором на 8 районов.

Наличие каталога позволяет решать ряд отдельных вопросов и значительно облегчает производство работ, связанных с систематизацией материала.

Физическое обоснование предложенной Л. А. Вительсом шкалы индексов дал Н. А. Белинский [7], показавший, что при помощи индексов Вительса можно получить некоторое представление об энергетическом состоянии в данный момент.

Принципиально новый подход к определению индекса циркуляции мы имеем в работах Е. Н. Блиновой [8], известны также работы Россби и Гаурвитца в этом направлении.

Разрабатывая гидродинамическую теорию изменения температуры и давления воздуха на земной поверхности, Блинова установила, что давление воздуха на данной широте и на каком-либо уровне в тропосфере сравнительно точно может быть выражено формулой

$$p(\varphi, r) = p_0(r) + k(r) \cos^2 \varphi,$$

где $p(\varphi, r)$ — давление на широте φ и на уровне r , $p_0(r)$ — давление на полюсе на том же уровне (r), $k(r)$ — перепад давления на рассматриваемом уровне.

Выражая связь скорости зонального потока \bar{v}_λ с величиной зонального давления посредством соотношения градиентного ветра, будем иметь

$$-\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = 2\omega \sin \varphi \bar{v}_\lambda,$$

где ρ — плотность, ω — угловая скорость вращения земли.

Отсюда имеем

$$\bar{v}_\lambda = \frac{k(r)}{\rho \omega r} \cos \varphi.$$

полагая далее

$$k(r) = a(r) r^2 \rho \omega,$$

где $a(r)$ — параметр, характеризующий величину перепада давления, получим окончательно

$$\bar{v}_\lambda = a(r) r \cos \varphi.$$

Таким образом, введенный параметр $a(r)$ по существу является величиной угловой скорости вращения атмосферы относительно земли.

Представляя собой строго физическую величину и играя большую роль в общей теории атмосферных движений, индекс Е. Н. Блиновой характеризует скорость западно-восточного переноса в атмосфере, слагающегося под влиянием тепловых различий между экватором и полюсом.

Под влиянием неоднородного строения земной поверхности западно-восточный перенос временами испытывает возмущения, причем наиболее крупные его пульсации вызываются тепловыми различиями между океанами и материками.

Для характеристики возмущенного влияния земной поверхности на скорость западно-восточного переноса, в табл. 1 приведена повторяемость отдельных периодов его пульсаций, наблюдавшихся в 1949 г.

Таблица 1

Периоды пульсаций западно-восточного переноса, наблюдавшиеся в 1949 г.

Периоды пульсаций (дни)	Повторяемость (число случаев)
4	3
5—7	11
8—10	3
11—13	11
14—15	5

Наиболее характерными для 1949 г. оказались периоды 5—7 и 11—13 дней. Первые из них, повидимому, вызываются влиянием Атлантического океана, а вторые — влиянием Тихого океана.

Приведенные данные показывают, что столь частые возмущения западно-восточного переноса делают необходимым, кроме учета действий тепловой машины 1-го рода, учитывать также проявление тепловой машины 2-го рода.

Исходя из этих соображений, М. И. Юдин предложил ввести в рассмотрение наряду с индексом Е. Н. Блиновой еще и другой индекс, характеризующий тепловые различия между океанами и материками.¹

Новому индексу в отличие от зонального индекса Е. Н. Блиновой присвоили название „меридионального“ индекса. Этот термин нельзя смешивать с понятием „меридиональной циркуляции“, для характеристики которой может служить, например, индекс Х. П. Погосяна [9]. В данном случае термин „меридиональный“ применяется в том смысле, что он характеризует динамические и тепловые различия на различных меридианах.

Методика определения меридионального индекса заключалась в следующем.

Так как состояние подстилающей поверхности непосредственно отражается на интенсивности барических образований, то для суждения о тепловых различиях между океанами и материками необходимо и достаточно было определить разность между средним давлением на площади, занятой материками и океанами в отдельности.

Практически мы поступали следующим образом.

С наземных карт северного полушария снималось давление вдоль меридианов через каждые 10° в зоне от 70 до 40° северной широты. Меридианы отсчитывались через 30° и были подобраны таким образом, чтобы по возможности исключить прибрежные места. Затем вычислялось среднее давление в отдельности для материков и для океанов, и вычислялась разность между ними. Последняя и служила индексом, характеризующим тепловые различия между ними.

В табл. 2 приведен пример расчета меридионального индекса за 15 января 1949 г.

¹ М. И. Юдин считает, что для полного анализа атмосферных процессов необходимо было бы располагать еще и третьим индексом, учитывающим вертикальный перенос тепла, но пока за отсутствием достаточного числа данных приходится ограничиваться двумя индексами.

Таблица 2

Расчет меридионального индекса (Ми.) за 15 января 1949 г.

$\lambda^\circ \backslash \varphi^\circ$	160	130	100	70	40	10	-20	-50	-80	-110	140	170
70	23	17	0	-5	-30	-5	17	4	14	26	23	20
60	17	26	22	22	-5	0	10	-20	17	15	10	9
50	18	25	41	27	14	25	30	7	25	7	20	17
40	15	6	38	25	16	22	40	15	23	13	25	18
Σ	73	74	101	74	-5	42	97	6	79	61	70	64

Такие расчеты были сделаны с 1949 по 1953 г. включительно, за тот период, для которого мы располагали вычисленными в Центральном институте прогнозов (ЦИП) значениями зонального индекса (Зи).

Далее были вычислены средние нормальные значения меридионального индекса на основании карт среднемесячного давления в северном полушарии и средние нормальные значения зонального индекса на основании среднемесячных карт барической топографии (АТ-500), опубликованных Х. П. Погосьяном [10].

Впоследствии мы узнали, что вычисленные на основе тех же материалов средние значения зонального индекса имеются в ЦИП. Поэтому в целях единства мы в дальнейшем расчеты вели на основании данных ЦИП.

Средние нормальные значения обоих индексов приведены в табл. 3.

Суша		Море	
λ	Σ	λ	Σ
100°	101	-140°	78
70	74	-170	64
-80	79	-20	97
-110	61	-50	6
Среднее	19,7	Среднее	15,3

$$Mi = 19,7 - 15,3 = 4,4$$

Таблица 3.
Годовой ход средних значений зонального индекса¹ (по данным ЦИП)
меридионального индекса (по данным ГГО)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Зи	41,1	40,0	43,9	40,7	34,0	27,8	27,1	30,3	36,9	45,9	47,8	45,6
Ми	12,2	12,0	7,3	2,6	-2,2	-5,3	-7,4	-5,8	-0,4	5,6	8,5	13,3

В годовом ходе зональный и меридиональный индексы ведут себя по-разному. В то время как меридиональный индекс плавно изменяется в течение года, достигая наибольших значений в декабре и наименьших в июле, годовой ход зонального индекса имеет двойную волну. Наибольшее его значение наблюдается в ноябре и марте, а наименьшее — в июле и феврале.

Такая особенность годового хода зонального индекса, повидимому, объясняется большой повторяемостью в зимнее время меридионального типа циркуляции, при котором западно-восточный перенос ослабевает.

Годовая амплитуда изменений для обоих индексов оказалась одной и той же (20,7).

На основании годового изменения меридионального индекса приходим к заключению, что с октября по апрель в северном полушарии материка холоднее океанов, а с мая по сентябрь — теплее последних.

Представляло интерес сопоставить имеющиеся у нас значения индексов за отдельные годы с изаномалами, которые, как известно, также характеризуют теп-

¹ Зональный индекс (Зи) = $1000 \frac{a}{\omega}$.

ловые различия на земной поверхности, обусловленные состоянием теплообмена между океанами и материками.

Такие данные были недавно опубликованы в статье С. Т. Пагава [11], в которой наряду с другими материалами приведены карты изаномал в северном полушарии в среднем для слоя от 0 до 5 км за январь 1949, 1950 и 1951 гг.

Сопоставляя значения индексов со значениями изаномал в районах Атлантики и Арало-Каспийской низменности получаем следующие результаты (табл. 4).

Таблица 4

Значения индексов циркуляции и изаномал в районах Атлантики и Арало-Каспийской низменности в январе 1949, 1950 и 1951 гг.

	Значение индексов в отклонениях от нормы		Значение изаномал		Характер температурной аномалии в Европе
	Зи	Ми	Атлантический океан	Арало-Каспийская низменность	
Январь 1949	6,0	-4,0	24°	-3°	Очень тепло
" 1950	-2,8	-6,6	28	-12	" холодно
" 1951	0,9	-2,0	20	-6	Около нормы

Величина и характер отклонения от нормы зонального индекса хорошо согласуются со значениями изаномал в Арало-Каспийской низменности:

Значение зонального индекса	+6,0	+0,9	-2,8
" изаномал в Арало-Каспийской низменности . . .	-3°	-6°	-12°

В то же время значения меридионального индекса тесно связаны с изаномалами в Атлантическом океане:

Значения меридионального индекса	-2,0	-4,0	-6,6
" изаномал в Атлантическом океане	20°	24°	28°

Такая связь не является случайной и находит свое объяснение в следующем. Изаномалы дают в суммарном виде характеристику радиационного баланса и количества тепла, переносимого в широтном направлении. Для Арало-Каспийской низменности радиационный баланс в январе отрицательный, а количество тепла, поступающего с океанов, находится в прямой зависимости от скорости западно-восточного переноса. Поэтому с уменьшением значений зонального индекса скорость западно-восточного переноса ослабевает, и в силу этого отрицательные значения изаномал в Арало-Каспийской низменности должны возрастать.

Подобным образом объясняется и то обстоятельство, что между значениями меридионального индекса и изаномалами в Атлантическом океане выявляется довольно тесная обратная зависимость. Рассматриваемые нами изаномалы, как уже отмечалось, являются характеристикой нижнего слоя тропосферы, от 0 до 5 км. Большое количество тепла в этом случае над Атлантикой сопровождается увеличением T_{1000}^{500} в этом районе; последнее вызывает рост давления в океане и, следовательно, значения меридионального индекса уменьшаются.

В заключение отметим, что очень хорошая связь выявляется между значениями зонального индекса и температурными аномалиями в Европе:

Значения зонального индекса	+6,0	+0,9	-2,8
Характер аномалии в Европе	Очень тепло	Около нормы	Очень холодно

Эти результаты показывают, что оба индекса, отражая различные стороны теплообмена, являются вполне надежными характеристиками его состояния в данный момент и позволяют глубже проводить анализ атмосферных процессов, выявляя количественные соотношения между отдельными факторами рассматриваемого явления.

В качестве первого опыта такого анализа мы рассмотрели последовательность развития синоптических процессов, с которыми связано осуществление карских воздействий.

Развитие этого крупного атмосферного процесса на основе современного состояния вопроса об индексах циркуляции показано в следующем разделе, в котором рассматривается вопрос о связи между индексами циркуляции и характером синоптических процессов.

3. Связь индексов циркуляции с характером синоптических процессов и в частности с развитием карских воздействий

Синоптические процессы являются суммарными характеристиками теплообмена, совершающегося под влиянием радиационного баланса и характера адвекции вдоль меридианов и параллелей.

Наиболее полный анализ синоптических процессов можно будет проводить только тогда, когда будут изучены соотношения между факторами адвекции и затем соотношение между радиационным балансом и адвекцией в целом.

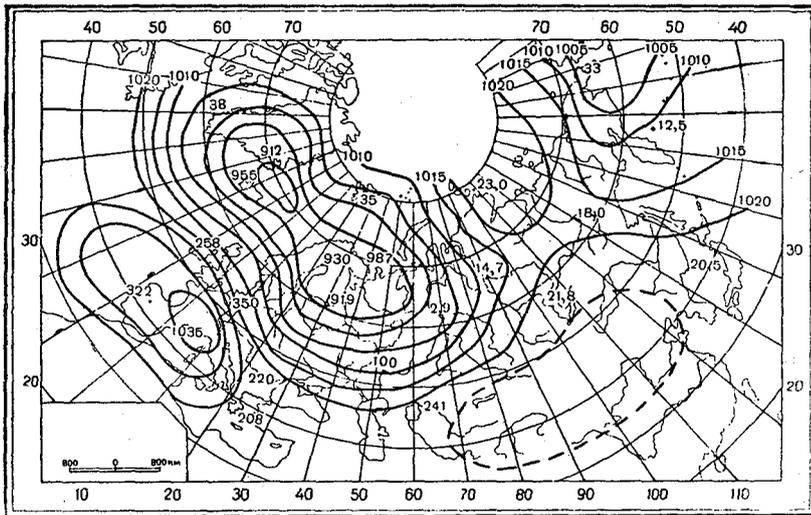


Рис. 5. Отклонение от нормы (12,8) зонального индекса.
Отклонение от нормы (-1,2) меридионального индекса.

В настоящее время, располагая только характеристиками отдельных составляющих адвекции, анализ синоптических процессов можно проводить лишь на основе изучения влияния каждого из факторов адвекции в отдельности.

Для этой цели из имеющегося у нас трехлетнего ряда значений зонального и меридионального индексов циркуляции для зимнего сезона выбирались такие отрезки времени, в течение которых сохранялась однородность изменений обоих индексов. Эти отрезки времени по длительности равны так называемым элементарным процессам. Для каждого из таких отрезков составлялась средняя барическая карта. Выбирая только те из них, у которых значения одного из индексов были близки к норме, мы смогли получить представление о том, как меняется барическое состояние при изменении каждого из индексов в отдельности.

Если отобрать случаи, когда значения меридионального индекса близки были к норме, а зональный индекс менялся в сравнительно широких пределах, то изменения циркуляции на территории Евразии приобретают следующий характер (рис. 5—8).

При больших положительных отклонениях зонального индекса от нормы (+12,8) на большей части территории Евразии наблюдается ярко выраженный западно-

восточный перенос. Большая циклоническая система с двумя центрами, вытянутая в широтном направлении, охватывает всю северную часть Атлантики и Европу. В Азии циклоничность сосредоточена в районе Берингова моря.

Азорский и сибирский максимумы занимают более южное положение по сравнению с нормой и развиты в меньшей степени.

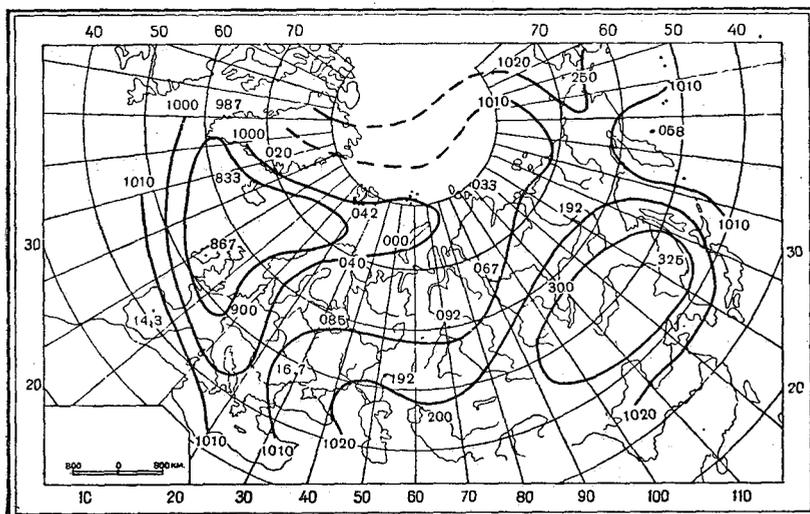


Рис. 6. Отклонение от нормы (+5,5) зонального индекса.
Отклонение от нормы (0) меридионального индекса.

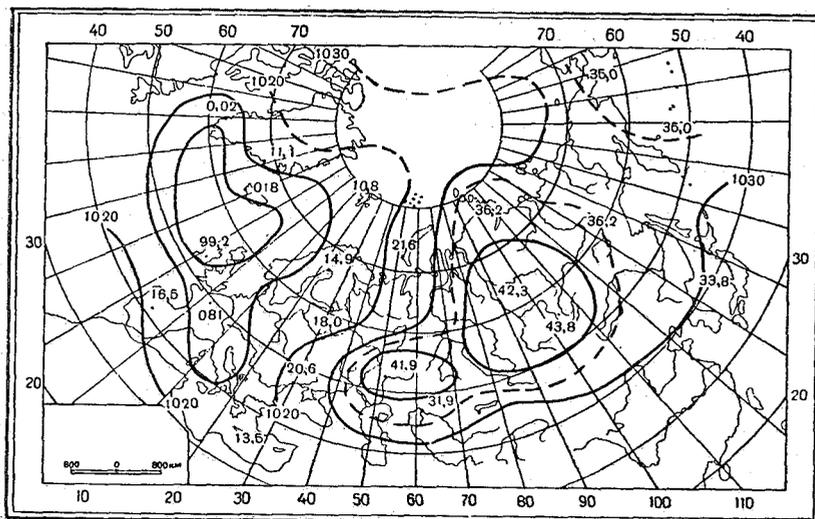


Рис. 7. Отклонение от нормы (-4,1) зонального индекса.
Отклонение от нормы (0,0) меридионального индекса.

Слабо выраженные полярные вторжения имеют место в Баренцовом море и в районе Новосибирских островов.

С уменьшением превышений зонального индекса над нормой (+5,5) циклоническая система в Атлантике и в Европе преобразуется в глубокий центральный циклон с центром между Исландией и северным побережьем Англии, В Азии цикло-

ничность сосредоточена в океане, восточнее Камчатки. Азорский максимум смещен к западу, а сибирский приподнят к северу.

При дальнейшем ослаблении западно-восточного переноса, когда отклонения зонального индекса от нормы достигнут отрицательных значений, центральный

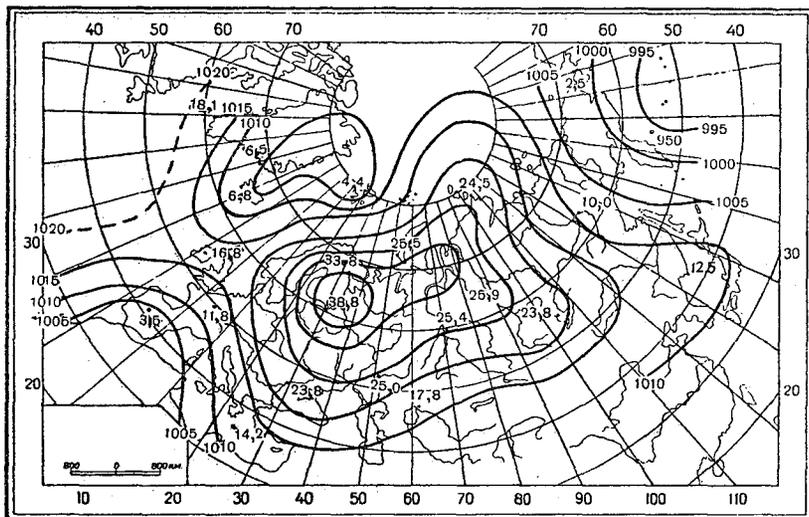


Рис. 8. Отклонение от нормы (-10,8) зонального индекса.
Отклонение от нормы (-0,4) меридионального индекса.

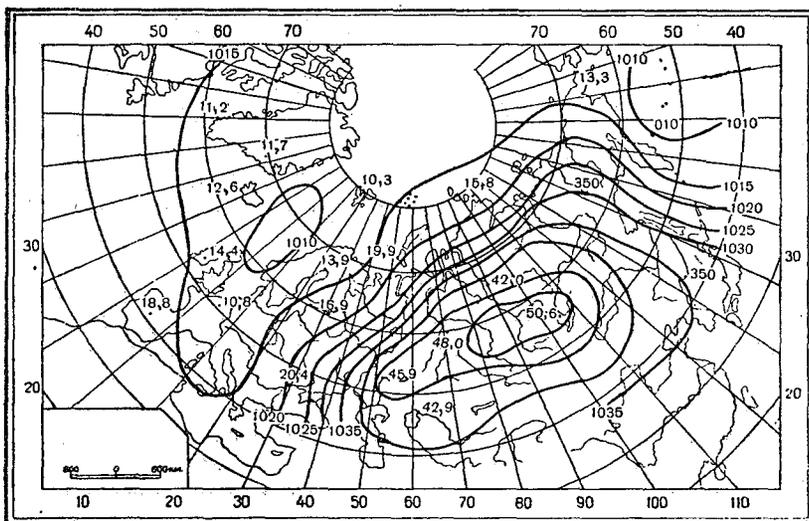


Рис. 9. Отклонение от нормы (0,0) зонального индекса.
Отклонение от нормы (3,0) меридионального индекса.

циклон в Атлантике постепенно заполняется; азорский максимум все больше отодвигается к западу, к берегам Америки, и приподнимается к северу. Одновременно сибирский максимум, приподнимаясь к северу, перемещается в Европу.

В тех случаях, когда зональный индекс близок к норме, а меридиональный индекс достигает сравнительно больших отклонений от нормы, изменение характера циркуляции на территории Евразии при изменении значений меридионального индекса противоположно изменению ее при тех же значениях зонального индекса (рис. 9—10).

Если с уменьшением зонального индекса наблюдалось образование в Атлантике центрального циклона из двухцентровой циклонической системы и затем постепенное его заполнение, то при уменьшении значений меридионального индекса в Атлантике сначала образуется центральный циклон, а затем происходит его диссоциация с переходом в обширную циклоническую систему с двумя центрами.

Подобная обратная эволюция наблюдается и у антициклонических образований. При положительных отклонениях меридионального индекса от нормы (+3,0) азорский максимум вытянут по площади и занимает более северное положение, чем обычно. То же самое следует сказать и относительно сибирского антициклона.

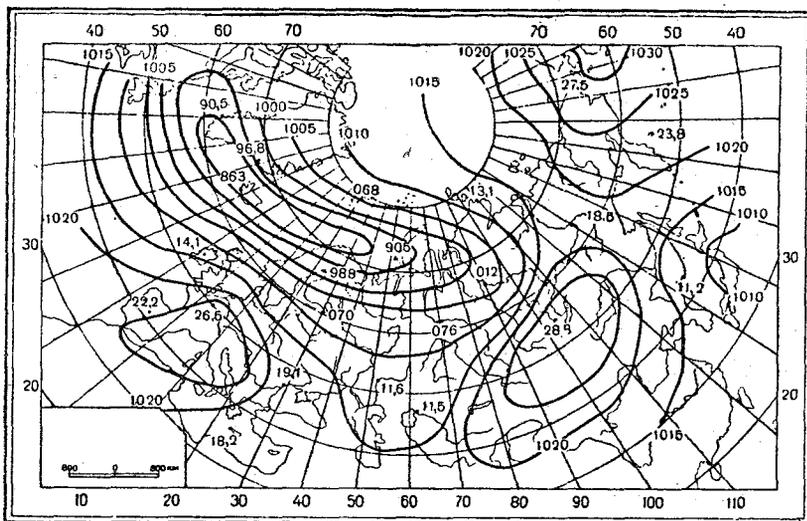


Рис. 10. Отклонение от нормы (0,0) зонального индекса.
Отклонение от нормы (-10,0) меридионального индекса.

При значительных отрицательных отклонениях меридионального индекса от нормы (-10,0) азорский максимум занимает уже меньшую площадь в океане и придвинут к берегам Европы. Сибирский антициклон значительно менее развит и располагается в Монголии.

Противоположное влияние на циркуляцию одинакового характера изменений зонального и меридионального индексов еще нагляднее обнаруживается, если рассматривать характер изменения давления при соответствующих амплитудах изменений как зонального, так и меридионального индексов. Такие карты представлены на рис. 11—12.

При увеличении значений зонального индекса давление падает в Атлантическом океане, к Западу от Исландии, и на северо-западе Европы. Одновременно рост давления происходит в юго-западной части Европы и в бассейне Арктики, севернее Шпицбергена. При увеличении значений меридионального индекса в тех же районах наблюдается обратный характер изменения давления.

Таким образом, при одновременном одинаковом характере изменений обоих индексов барическое поле в Атлантическом океане и в Европе меняется относительно мало. Существенные преобразования поля должны наблюдаться в тех случаях, когда оба индекса изменяются в противоположную сторону.

Для изучения последовательности развития синоптических процессов, приводящих к осуществлению карских воздействий, из трехлетнего ряда (с 1949 по 1951 г.) выбирались такие отрезки времени, характеризующиеся сохранением имеющегося характера изменений зонального и меридионального индексов циркуляции, которые по среднему состоянию барического поля и по структуре ближе всего подходили бы к типовым схемам фаз развития карских воздействий.

Подберем таким образом ряд типовых схем, соответствующих фазам развития карских воздействий. Определяя для каждой схемы в отдельности средние значения индексов и относя последние к моментам характерных положений для каждой

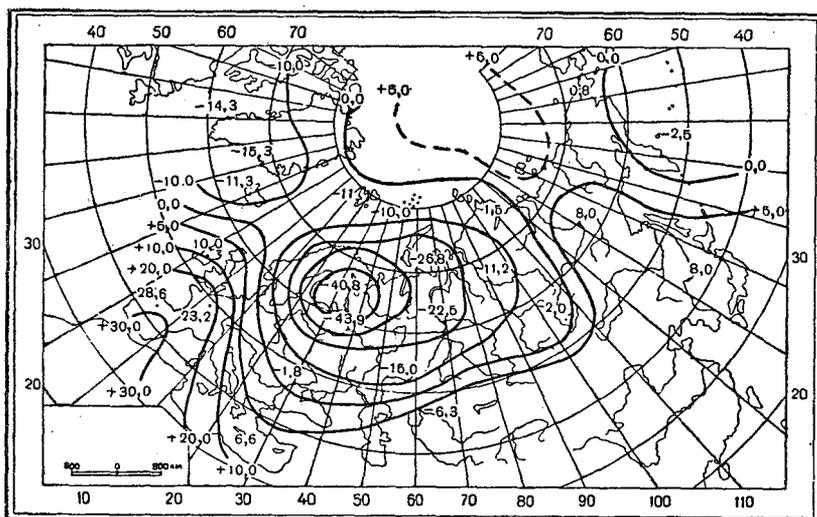


Рис. 11. Влияние на циркуляцию изменения зонального индекса на 23,6 и меридионального индекса на $-0,8$.

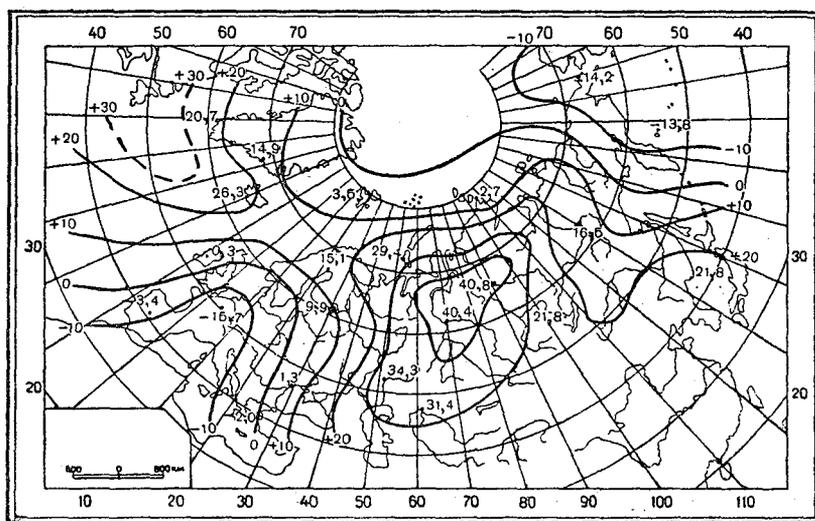


Рис. 12. Влияние на циркуляцию изменения меридионального индекса на 13,0.

фазы, мы смогли выяснить необходимые оптимальные условия для осуществления карских воздействий и для развития гольфстримной циркуляции (рис. 13).

Для осуществления данного макропроцесса необходимо, чтобы зональный индекс в течение первых двух декад непрерывно возрастал и затем постепенно убывал, достигая своих нормальных значений к моменту осуществления карских воздействий.

В первую декаду значение его ниже нормы, а во вторую — выше нормы.

Меридиональный индекс в течение всего периода развития процесса непрерывно должен расти, приближаясь к норме к концу процесса.

Таким образом, само по себе осуществление карских воздействий происходит при нормальных значениях обоих индексов, но их подготовка связана со значительными изменениями индексов циркуляции.

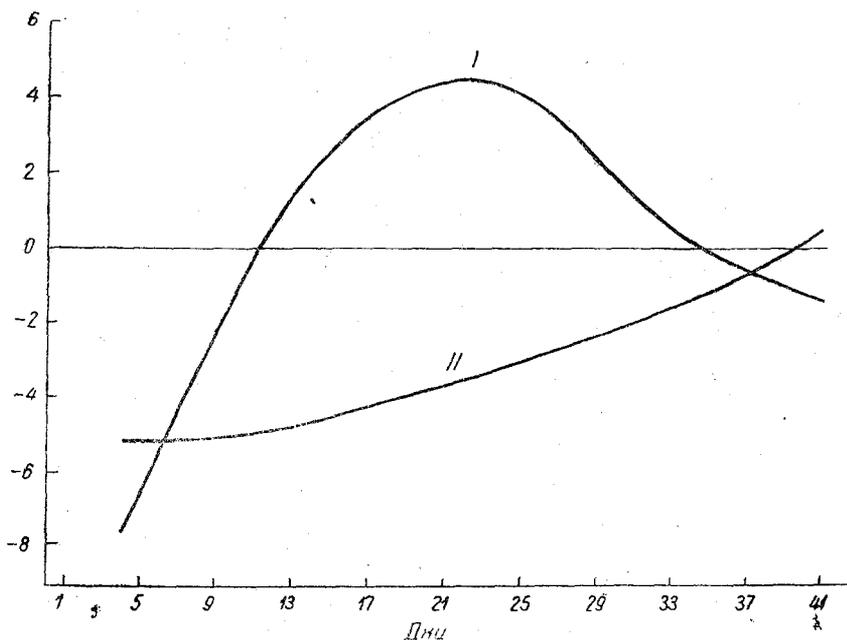


Рис. 13. Изменение индексов циркуляции при процессах осуществления фаз карских воздействий.
I — зональный индекс, II — меридиональный индекс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мультановский Б. П. Основы синоптического метода долгосрочных прогнозов погоды. Изд. ЦУЕГМС, М., 1933.
2. Рождественский А. А. Температура воздуха как индикатор изменения длительности общей циркуляции атмосферы, ч. I. Труды ГГО, вып. 25, 1938.
3. Шулейкин В. В. Физика моря. Изд. АН СССР, 1953.
4. Грибоедов С. Д. Замкнутые периодические циклы в деятельности сибирского антициклона. Геофизический сборник, т. IV, вып. 3, 1915.
5. Основы синоптического метода долгосрочных прогнозов погоды. Под ред. С. Т. Пагава. Гидрометеиздат, 1940.
6. Вительс Л. А. Об определении индекса циркуляции по данным синоптического каталога. Метеорология и гидрология, № 5, 1947.
7. Белинский Н. А. Опыт установления индекса циркуляции атмосферы. Труды НИУ ГУГМС, сер. V, вып. 14, 1946.
8. Блинова Е. Н. Гидродинамическая теория волн давления температурных волн и центров действия атмосферы. ДАН СССР, т. 39, № 7, 1943.
9. Погосян Х. П., Савченко Е. И. О числовом выражении вида атмосферной циркуляции. Метеорология и гидрология, № 3, 1950.
10. Погосян Х. П. Сезонные колебания общей циркуляции атмосферы. Труды ЦИП, вып. 1 (28), 1947.
11. Пагава С. Т. Естественный синоптический район. Труды ЦИП, вып. 36 (63), 1954.

ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА ПРИ ТРАНСФОРМАЦИИ ЕГО В МАЛОПОДВИЖНЫХ АНТИЦИКЛОНАХ НАД ЕВРОПЕЙСКОЙ ТЕРРИТОРИЕЙ СССР

В опубликованной ранее работе [1] приводились некоторые предварительные характеристики летней тепловой трансформации воздуха в малоподвижных антициклонах, полученные на основании анализа ограниченного синоптического материала.

В данной работе для той же цели использован значительно больший синоптический материал и рассмотрены случаи трансформации малоподвижного воздуха не только летом, а и во все сезоны года. Вместе с изменениями температуры воздуха проанализированы также изменения его влажности как у поверхности земли, так и в свободной атмосфере.

Характеристика использованных материалов

По картам Ленинградского управления гидрометслужбы с 1949 по 1952 г. было отобрано 109 антициклонов, располагавшихся над Европейской территорией СССР. Вблизи центра антициклона фиксировалась метеорологическая станция, по наблюдениям которой и определялась трансформация воздуха в области высокого давления. Рассмотренные нами случаи антициклональной погоды по районам Европейской территории СССР в различные месяцы распределяются следующим образом

Таблица 1

Район \ Месяцы	Месяцы											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Северо-западный . . .	4	4	7	3	4	4	1	3	2	3	1	—
Центральный	3	2	3	3	4	3	4	5	4	1	—	—
Юго-восточный	—	8	—	5	—	4	3	1	6	2	4	3
Восточный	—	—	1	—	—	1	—	2	—	—	1	—
Всего	7	14	11	11	8	12	8	11	12	6	6	3

Это — случаи устойчивой антициклональной погоды при высоком давлении воздуха и малой скорости ветра (менее 3—4 м/сек. по флюгеру). В теплое время года такая погода обычно наблюдалась после прохождения холодного фронта. При этом характерным является прогрев воздуха от подстилающей поверхности. Зимой при отрицательном радиационном балансе в ясную антициклональную погоду воздух у земной поверхности, как правило, охлаждался.

На юге и юго-востоке Европейской территории СССР процесс трансформации воздуха в антициклоне продолжался 4—5 дней, а иногда и более. На северо-

западе Европейской территории СССР приходилось ограничиваться рассмотрением трех, а иногда и двух дней ясной погоды, когда процесс трансформации полностью не завершался.

Мы предпочитали рассматривать эти кратковременные периоды ясной погоды вблизи Ленинграда потому, что метеорологические данные, относящиеся к этому району, на синоптических картах ЛУГМС проанализированы, несомненно, лучше, чем по юго-восточному и южному районам Европейской территории СССР. Это тем более было целесообразно, так как результаты анализа трансформации воздуха в одном районе, проведенного нижеизложенным способом, могут быть в известной степени обобщены на любой район.

Использование же синоптических данных по юго-восточному району часто было затруднено еще потому, что метеорологическая сеть здесь менее густа, а метеорологические данные, относящиеся к одному и тому же пункту, на синоптические карты наносятся нерегулярно.

Метод анализа

Для определения изменений тепло- и влагосодержания воздуха, трансформирующегося в устойчивом антициклоне, подсчитывались междусуточные разности температуры воздуха и упругости водяного пара по метеорологическим данным фиксированного пункта. Подсчеты велись по утренним (9-часовым) срокам наблюдений и по среднесуточным значениям этих метеоэлементов, вычисленным на основании данных, снятых с синоптических карт. По разностям ΔT и Δe определялся общий характер изменений температуры и влажности трансформирующегося воздуха.

Дальнейший анализ заключался в отыскании связи между изменениями температуры воздуха и величиной радиационного баланса подстилающей поверхности или разностью радиационного баланса и затратой тепла на испарение с почвы за первый день ясной погоды, а также в отыскании зависимости между изменениями температуры воздуха и его влагосодержания. Радиационный баланс подстилающей поверхности вычислялся по метеорологическим данным 9-часового срока наблюдений и по среднесуточным данным.

Расчетная формула для радиационного баланса имеет вид

$$B = I_0 (1 - \alpha) (1 - c_k n) - E_0 (1 - c_k n^2), \quad (1)$$

где B — радиационный баланс, I_0 , E_0 — суммарная радиация и эффективное излучение земли при ясном небе, α — альbedo подстилающей поверхности,

$$c_k n = c_1 n_n + c_2 n_c + c_3 n_v,$$

где n_n , n_c , n_v — соответственно количество облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов, выраженное в десятых долях единицы, n — общая облачность.

Затрата тепла на испарение LE подсчитывалась по среднemesячным данным.

Для анализа связи между изменениями температуры и влажности воздуха мы воспользовались формулой М. Е. Берлянда [2], полученной для изменений температуры и влажности воздуха, движущегося над однородной подстилающей поверхностью. Эта формула имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta e}{\Delta T} = \mu, \quad (2)$$

где

$$\mu = \frac{17,1}{235 + T_0} e_0.$$

Проверка ее на фактическом материале в случае движения воздуха над однородной подстилающей поверхностью дала удовлетворительные результаты [3].

В случае трансформации малоподвижного воздуха условие однородности подстилающей поверхности выполняется значительно лучше, чем при движении воздуха в течение 1—2 суток, поэтому естественно было воспользоваться этой формулой и при анализе связи между изменениями тепло- и влагосодержания воздуха в стационарных антициклонах.

Результаты анализа

а) Общая характеристика изменений температуры и влажности трансформирующегося воздуха.

В теплое время года в большинстве случаев в суточном ходе упругости водяного пара (или абсолютной влажности) наблюдались два максимума. Поскольку мы использовали для анализа только четырехсрочные наблюдения, снятые с синоптических карт, то эти максимумы можно было заметить в 9 и 21 час. За 15 час. упругость водяного пара у поверхности земли в преобладающем большинстве случаев понижалась или составляла такую же величину, что и утром.

Эти же данные позволяют заключить, что при малых значениях абсолютной влажности (< 5 мб) в начальный момент (т. е. в первый ясный день) суточный ход ее в последующие сутки более сглажен, чем при большом влагосодержании воздуха.

Далее при рассмотрении изменений влагосодержания воздуха мы использовали междусуточные разности в упругости водяного пара, исключая, таким образом, суточный ход влажности.

Анализ этих разностей показал, что в первый ясный день после прохождения холодного фронта летом (после пасмурного дня) абсолютная влажность у поверхности земли обычно резко понижается. Последующие ее изменения связаны с изменениями температуры воздуха и наличием влаги в почве.

На основании имеющихся данных можно дать следующую характеристику изменений температуры и влажности воздуха в каждом из указанных выше районов Европейской территории СССР.

На северо-западе Европейской территории СССР с половины сентября до второй половины марта при наступлении ясной антициклональной погоды температура воздуха понижается и абсолютная влажность убывает. В сентябре и марте понижение температуры незначительно и составляет 1—2° в сутки, а в холодный период (с октября по февраль) среднее понижение температуры за первые сутки по 9-часовым наблюдениям равно 5°, по среднесуточным 2—3°.

В последующие сутки ясной погоды охлаждение воздушной массы уже уменьшается или наступает прогрев. Наблюдались единичные случаи охлаждения воздуха за сутки на 10°. Иногда же воздух в течение суток прогрелся на 1—2°.

Такие резкие колебания в изменении температуры малоподвижного воздуха при безоблачном небе показывают, что средние изменения температуры не являются достаточно характерной величиной, которая могла бы быть использована при прогнозе погоды, и указывают на необходимость выявления факторов, от которых эти колебания зависят.

В теплое время года изменения температуры на северо-западе Европейской территории СССР более устойчивы. В апреле и мае они составляют 1—2° за сутки и в летние месяцы колеблются от 1 до 5°. Прогрев за двое суток весной и летом составлял 4—6°, а увеличение упругости водяного пара за этот же срок колебалось от 0 до 5 мб.

В центральном и юго-восточном районах охлаждение воздуха в результате его трансформации в антициклоне под действием подстилающей поверхности происходило лишь с конца октября по февраль, причем и за этот период были единичные случаи прогрева воздуха при наличии ясной погоды.

С ноября по февраль охлаждение воздуха может меняться от 1 до 6° за первые сутки ясной погоды и не более 4° за вторые. Почти всегда на третьи сутки, а иногда и в течение вторых суток происходил уже прогрев воздуха.

Прогрев воздуха в летнее время колеблется от 1 до 5° за первые сутки ясной погоды и от 3 до 10° за двое суток; за третьи сутки в рассмотренных случаях прогрев ни разу не превышал 4° по 9-часовым наблюдениям и равнялся 2—3° по среднесуточным. Суточные изменения упругости водяного пара в отдельных случаях достигали 5 мб.

Для характеристики изменений влагосодержания воздуха на высотах использовались данные об удельной влажности. В нашем распоряжении данных о влажности воздуха на высотах было меньше, чем вблизи поверхности земли. Все же по этим данным можно заключить, что зимой изменения влажности в свободной атмосфере очень незначительны: в большинстве случаев они не превосходят 0,5 г/кг за сутки. Поэтому мы считали возможным не останавливаться на анализе этих изменений и ограничиться рассмотрением изменений влажности и температуры воздуха на высоте поверхности 850 мб в теплое время года.

Суточные изменения температуры и влажности воздуха на высоте поверхности 850 мб почти всегда одного и того же знака.

Летом эти изменения чаще положительные и являются наибольшими по сравнению с другими сезонами. Максимальное изменение удельной влажности наблюдалось в центральном районе Европейской территории СССР и составляло за одни сутки 4,3 мб, но ни разу ни в одном из районов не превосходило 5 мб за двое суток. Обычно изменения влажности воздуха за вторые сутки были меньше, чем за первые.

Наиболее интенсивный рост температуры воздуха за сутки происходил на юго-востоке Европейской территории СССР. Средние изменения температуры на высоте поверхности 850 мб за первые сутки ясной погоды здесь составляют около 4°, а в отдельных случаях достигают 10°. Средний прогрев за вторые сутки около 3°, за последующие сутки несколько меньше, суммарный прогрев за трое суток в летний период, как правило, не более 10°. Изменения удельной влажности на высоте поверхности 850 мб на юго-востоке Европейской территории СССР в это время невелики, они очень редко превосходят 1,5 г/кг в сутки. Максимальное изменение удельной влажности за трое суток составляло 4,5 г/кг.

б) Зависимость изменений температуры воздуха от радиационного баланса подстилающей поверхности.

Рассматривая процесс тепловой трансформации воздуха при антициклональной безоблачной погоде, можно предположить, что в течение этого периода радиационный баланс подстилающей поверхности меняется очень незначительно. Поэтому достаточно знать величину радиационного баланса за первый день ясной погоды и по ней определять прогрев воздушной массы за последующие сутки. Поправка на облачность в этих случаях незначительна и часто ею можно пренебречь.

Нами подсчитаны значения радиационного баланса B и разности между балансом и испарением R .

Здесь мы приводим один из графиков (рис. 1), построенный по среднесуточным данным.

По положительной оси абсцисс этого графика нанесены значения R , по отрицательной B , вычисленные по среднесуточным данным первого дня, а по оси ординат — значения изменений среднесуточной температуры за двое суток (ΔT_2). На этом же графике нанесена кривая, выражающая зависимость изменений температуры воздуха от величины R , полученная расчетным методом М. Е. Берлянда.

Из сопоставления теоретической кривой и точек, полученных на основании материала наблюдений, можно видеть, что за теплый период года (когда $R > 0$) совпадение их получалось удовлетворительное, несмотря на то, что точки графика были получены в результате приближенной оценки некоторых величин, которыми эти точки определялись. Так, при расчете R использовались осредненные данные величин суммарной радиации и эффективного излучения при безоблачном небе, средние величины затраты тепла на испарение, рассчитанные по многолетним климатическим данным.

Сведения о запасах полезной влаги в почве позволили установить, что точки, расположенные на рис. 1 правее остальных и ниже расчетной кривой, т. е. соот-

ветствующие большому значению R при сравнительно малых ΔT , получились для тех случаев, когда запасы полезной влаги в почве были настолько велики, что в 2—3 раза превышали многолетнюю норму, вычисленную для данной станции.

Поскольку значения функции R нами вычислены с учетом среднемесячного испарения, то они оказались значительно завышенными по сравнению с истинным значением ее в те дни, когда затрата тепла на испарение должна была быть значительно больше нормы вследствие больших по сравнению с нормой запасов влаги в почве. При сопоставлении ΔT_2 и R мы не учитываем конденсационные процессы. Влияние этих процессов также могло привести к отклонению некоторых точек от прямой, относящейся к случаям, когда конденсацией можно было пренебречь.

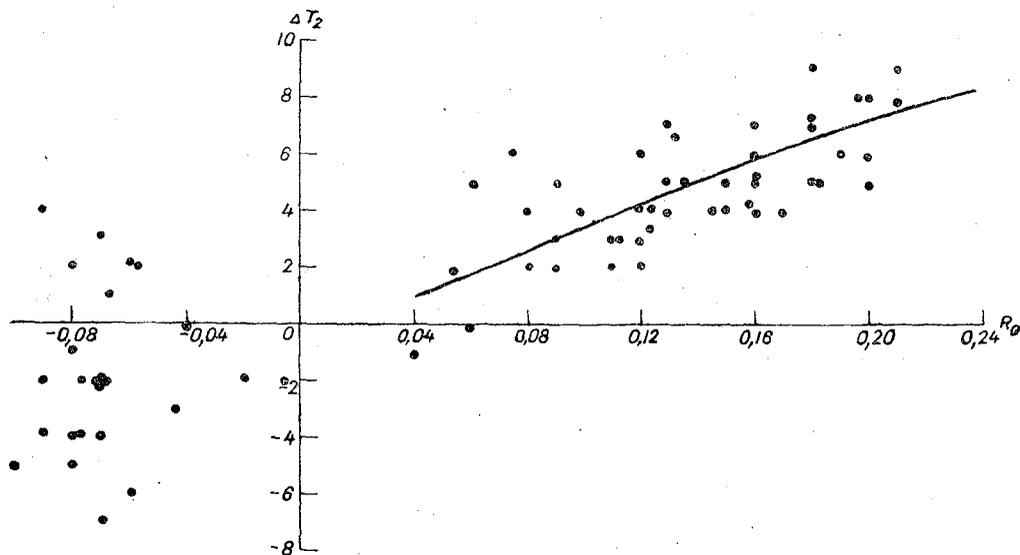


Рис. 1. График зависимости изменения температуры от величины R .

Действительно, как на рис. 1, так и на других графиках,¹ построенных по 9-часовым наблюдениям для односуточных и двухсуточных изменений температуры, некоторые точки, расположенные левее и выше остальных, соответствуют тем междусуточным изменениям температуры в теплое время года, когда у поверхности земли наблюдался туман.

Все же подавляющее большинство точек для теплого времени года расположилось так, что убедительно доказывает связь между изменением температуры воздуха и значением радиационного баланса подстилающей поверхности в первый день ясной антициклональной погоды. По этим точкам можно провести кривую, которая позволяет предсказать ожидаемые изменения температуры в течение двух суток с точностью до 2° .

Для уточнения прогноза требуется учет отдельных факторов местного характера, как-то: влажность почвы, возможная конденсация водяного пара и прочее, которые могут вызвать дополнительные отклонения от полученной по R величины прогрева. При больших значениях ΔT эти отклонения могут достигать $2-3^\circ$.

Радиационный баланс на северо-западе Европейской территории СССР переходит через нуль в конце сентября и во второй половине марта. В центральном и юго-восточном районах Европейской территории СССР, а также на Украине в сентябре и даже в октябре его значения еще положительны и только в ноябре становятся отрицательными, а второй переход через нуль происходит в марте.

В соответствии с отрицательным значением радиационного баланса подстилающей поверхности за указанные периоды времени в этих районах происходит охла-

¹ Здесь они не приводятся.

ждение трансформирующегося воздуха. Однако наблюдались такие случаи, когда несмотря на отрицательный радиационный баланс, температура воздуха в течение суток оставалась постоянной, а иногда даже повышалась.

Наиболее часто несоответствие междусуточного изменения температуры величине радиационного баланса в холодное время года проявляется по данным девятичасовых наблюдений. Но и по положению точек на рис. 1 легко видеть, что среднесуточная температура воздуха при отрицательном радиационном балансе также не всегда понижается. Следовательно, в холодный период года оценивать изменения температуры воздуха по величине одного лишь радиационного баланса нельзя.

В холодные месяцы года, очевидно, на изменение температуры воздуха существенное влияние оказывают не только радиационный баланс подстилающей поверхности, но и перераспределение тепловой энергии внутри воздушной массы, которое могло быть вызвано наличием нисходящих потоков воздуха, конденсацией водяного пара и другими процессами.

Просмотр синоптических карт показал, что в некоторых из этих случаев наблюдались туманы. Благодаря их образованию выделяется некоторое количество тепла, но главная причина повышения температуры воздуха, по видимому, заключается в том, что значительно уменьшается эффективное излучение земли, вследствие чего радиационный баланс увеличивается. Можно поэтому предположить, что рассчитанные нами значения радиационного баланса занижены. Следует иметь еще в виду, что мы не располагали данными о состоянии снежного покрова, поэтому расчет радиационного баланса в зимнее время был слишком приближенным.

в) Взаимосвязь между изменениями температуры и влажности воздуха у поверхности земли.

Рассматривая трансформацию воздуха в малоподвижных антициклонах как частный случай нестационарной трансформации движущегося воздуха при скорости переноса, равной нулю, можно предположить, что в данном случае должно выполняться соотношение между изменениями влажности и температуры воздуха, выраженное формулой (2).

Подобранный автором материал наблюдений позволил проверить, при каких условиях и с какой точностью это соотношение можно считать справедливым.

По значениям температуры и влажности воздуха было вычислено μ для каждого первого дня ясной антициклональной погоды и получены отношения $\frac{\Delta e}{\Delta T}$ для одних, двух и трех суток трансформации малоподвижного воздуха.

Значительное число малых разностей ΔT и Δe приводило к ошибке в отношении $\frac{\Delta e}{\Delta T}$, равной или даже превосходящей величину этого отношения. Такие отношения в дальнейшем во внимание не принимались. В этих случаях, как правило, $\Delta e = \mu \Delta T$ с точностью до 1 мб.

По остальным точкам был построен график (рис. 2), по оси абсцисс которого откладывались значения μ , а по оси ординат — отношения $\frac{\Delta e}{\Delta T}$, соответствующие изменению температуры и влажности воздуха за одни и двое суток. Точки, соответствующие изменениям температуры и влажности за одни сутки, обозначены белыми кружками, за двое суток — черными. Биссектриса координатного угла на рис. 2 проведена для удобства оценки равенства между величинами, отложенными по оси абсцисс и оси ординат.

При построении графика некоторые точки оказались значительно выше биссектрисы координатного угла. Просмотр синоптических карт показал, что в этих случаях, как правило, накануне того дня, который считался за начальный, выпал дождь. По видимому, на величины T_1 и e_1 за 9 час. первого дня еще оказывали влияние выпавшие осадки, т. е. e_1 было велико, а T_1 мало, и μ определялось величиной большей, чем последующее отношение изменений влажности к изменению температуры. Следовательно, в этих случаях трансформация воздуха происходила над быстро меняющей свои свойства подстилающей поверхностью, т. е.

условие однородности, в предположении которого получено соотношение (2), не выполнялось. Поэтому на рис. 2 такие точки не помещались.

Дальнейший анализ данных показал, что равенство (2) не выполняется еще в тех случаях, когда почва очень суха, т. е. запасы полезной влаги в 20-см слое почвы не превышают 5 мм. В этих случаях отношение $\frac{\Delta e}{\Delta T}$ оказывается существенно меньше μ , и точки на график ложатся значительно ниже биссектрисы координатного угла.

Когда запасы влаги в почве очень малы или совершенно отсутствуют, испаряться уже нечему и естественно, что зависимость между изменениями температуры и влажности нарушается.

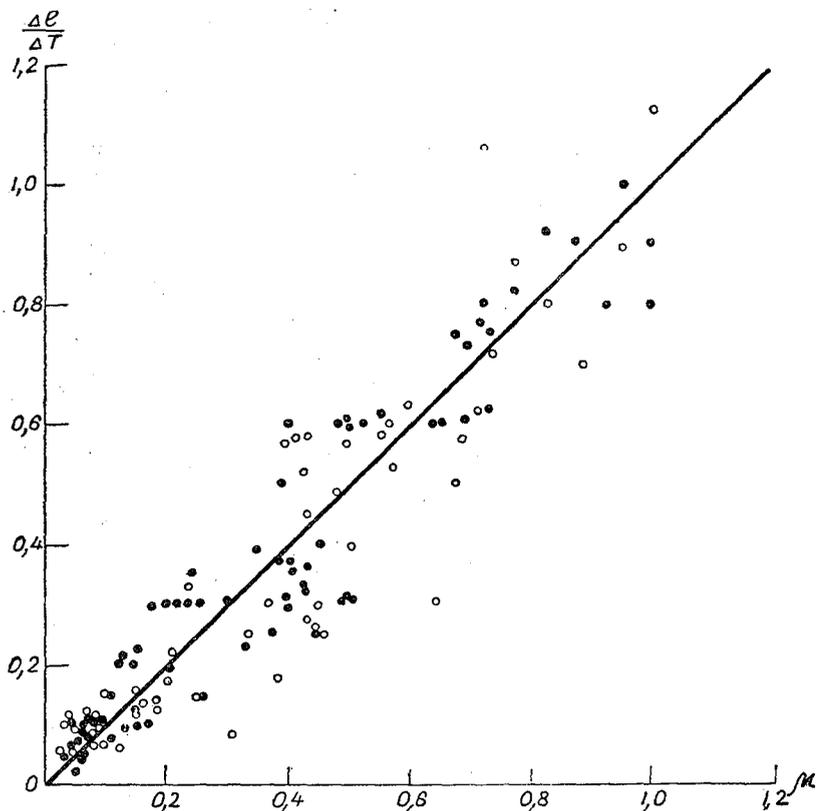


Рис. 2. График зависимости μ от $\frac{\Delta e}{\Delta T}$.

Температура воздуха продолжает повышаться, влажность же возрастает значительно медленнее, чем следует согласно равенству (2), или остается без изменения, а при отсутствии влаги в верхнем слое почвы иногда даже понижается вследствие оттока влаги в более высокие слои атмосферы. Это наблюдалось при температурном градиенте более 1° на 100 м, осредненном для нижнего километрового слоя атмосферы.

Таким образом, при отсутствии резкого изменения во влагосодержании подстилающей поверхности (которое может произойти при смене ненастной погоды на ясную) при наличии некоторых запасов влаги в почве между изменениями температуры и влажности малоподвижного воздуха существует довольно тесная и простая связь, выражаемая формулой (2). О тесноте этой связи можно судить по графику на рис. 2, построенному для интервала времени в одни и двое суток.

Было бы ценно точнее определить тот предел запаса полезной влаги в почве, при котором происходит нарушение указанной выше зависимости. Для этого необ-

ходимо иметь в распоряжении значительно больше данных о влагосодержании почвы, чем те, которыми мы располагали.

На сегодняшний день данные о полезных запасах влаги в почве пока не являются достаточно систематичными. Однако число их на сети станций гидрометслужбы с каждым годом увеличивается, а также улучшается и качество наблюдений за влажностью почвы, что позволит в дальнейшем уточнить полученные нами выводы.

Однако в преобладающем большинстве случаев, как показывает рис. 2, уже можно пользоваться соотношением (2) для определения изменений влажности воздуха по изменениям его температуры. Почти безоговорочно можно пользоваться этим равенством для северо-западных районов Европейской территории СССР, где почва достаточно увлажнена. Здесь во всех разобранных нами случаях ни разу не было уменьшения влажности воздуха при повышении его температуры, и отношение изменения влажности к изменению температуры за тот же интервал времени определяется по начальным значениям температуры и влажности с точностью до 0,1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заварина М. В. Аэросиноптический анализ тепловой трансформации холодных воздушных масс. Труды ГГО, вып. 41 (103), 1953.
2. Берлянд М. Е. О трансформации воздушных масс. Труды ГГО, вып. 41 (103), 1953.
3. Заварина М. В. Изменения тепло- и влагосодержания воздушной массы, движущейся над однородной подстилающей поверхностью. Труды ГГО, вып. 48 (110), 1954.

К ВОПРОСУ О КОЭФФИЦИЕНТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ОБМЕНА

При изучении атмосферных процессов большого масштаба существенно выяснить роль горизонтального макрообмена. До настоящего времени в этом вопросе нет ясности, что объясняется отсутствием достаточно точных методов расчета коэффициента горизонтального обмена k_s . Предложенные до сих пор способы определения k_s основаны или на использовании понятия пути смешения, или на определении турбулентного потока какой-либо величины и ее среднего градиента.

Определение коэффициента горизонтального обмена по методам группы I основано на формуле

$$k_s = -\overline{\rho u' L'}$$

где u' — пульсация скорости, L' — путь смешения.

Как известно, понятие пути смешения не решает задачи о турбулентных движениях, а лишь упрощает наши представления о процессе турбулентного перемешивания. Вместо величины турбулентного напряжения входит новая неизвестная величина — путь смешения.

Правильное и точное определение пути смешения для элементов макротурбулентности является очень сложной задачей, удовлетворительного решения которой нет до настоящего времени.

В предложенных способах вычисления L фактически определяется не путь смешения в точном смысле этого слова, а совсем другая величина. Так, Леттау [6] и Гиллебранд [8] определяют путь смешения как расстояние между последовательными циклонами и антициклонами, Яо, Тао, Као, Лиу [7] — как длину дуги круга широт между соседними экстремумами давления. Очевидно, что как в первом, так и во втором способах найденная характеристика не соответствует физическому смыслу пути смешения и не может дать правильного представления о его численной величине. Коэффициент горизонтального обмена, полученный в этих работах, имеет порядок $10^{10} - 10^{11}$ см²/сек.

Вычисление коэффициента горизонтального обмена по методам группы II основано на применении формулы

$$Q = -k_s \rho \frac{\partial q}{\partial s}$$

где Q — турбулентный поток величины q , ρ — плотность воздуха, s — горизонтальная координата.

Вследствие наличия в атмосфере упорядоченных воздушных течений определение макротурбулентных потоков субстанций представляет известные трудности, которые в имеющихся работах не преодолены. Так, Дефант [5], Онгстрем [4] и другие определяли величину Q как меридиональный поток тепла или влаги, тем самым предполагая, что только турбулентный макрообмен осуществляет междуширотный перенос этих субстанций. Как указывает В. В. Шулейкин [3], этот метод верно отражает лишь формальную сторону процесса переноса тепла (поток

тепла пропорционален градиенту температуры, осредненной по параллели). Поэтому авторы этих работ получали завышенные значения турбулентных потоков тепла, так как в найденную ими величину Q входит также и тепло, переносимое упорядоченными меридиональными течениями; величина коэффициента горизонтального обмена, определенного в этих работах, имеет порядок 10^{10} см²/сек.

К методам этой группы можно отнести и работу Берсона [2], где предлагается способ определения коэффициента горизонтального обмена для уровня поверхности 500 мб из уравнения диффузии вихря скорости и условия его сохранения. Выделяя в локальной производной вихря скорости часть, зависящую от турбулентного потока вихря, и вводя некоторые недостаточно обоснованные допущения (в частности, если равны лапласианы функций, то равны и сами функции), Берсон получает окончательную формулу в виде

$$\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_e = k_s \Delta \bar{z},$$

где z — высота изобарической поверхности.

Величина коэффициента горизонтального обмена получена Берсоном порядка 10^9 — 10^{10} см²/сек. При этом из 35 рассмотренных случаев в 20 коэффициент оказался отрицательным, чего автор почти не объясняет.

С нашей точки зрения, отрицательные значения коэффициента обмена является следствием, повидимому, не только произвольности некоторых допущений, но также и большой погрешности расчета.

Ввиду вышеизложенного разработка новых методов расчета коэффициента горизонтального обмена является актуальной задачей.

В современных исследованиях по теории атмосферных процессов детально анализируется уравнение переноса вихря скорости. На основе полученных результатов выяснен ряд закономерностей в атмосферных процессах, в частности, показана роль полной производной вертикальной составляющей вихря скорости как основного фактора, определяющего в первом приближении изменение давления во времени и вертикальную скорость движения воздуха.

В работе М. И. Юдина [1] проделаны наиболее полный анализ и оценка различных факторов, влияющих на изменение во времени вертикальной составляющей вихря скорости. Однако вопрос о роли горизонтального перемешивания в уравнении переноса вихря до сих пор не выяснен, и силы бокового трения отбрасываются как малые величины без достаточного обоснования.

Между тем коэффициент горизонтального обмена можно вычислить при достаточном осреднении из самого уравнения переноса вихря скорости. Идея этого метода принадлежит М. И. Юдину.

Перейдем к выводу нужных соотношений. Произведем операцию осреднения над адвекцией вертикальной составляющей вихря скорости

$$u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} \quad (1)$$

Предполагаем, что данная совокупность физических состояний удовлетворяет условиям физического осреднения. Представим

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u', \\ v &= \bar{v} + v', \\ \Omega_z &= \bar{\Omega}_z + \Omega'_z. \end{aligned}$$

Перепишем соотношение (1) в виде

$$u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} = \bar{u} \frac{\partial \bar{\Omega}_z}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\Omega}_z}{\partial y} + u' \frac{\partial \Omega'_z}{\partial x} + v' \frac{\partial \Omega'_z}{\partial y} \quad (2)$$

Используем обычное в полуэмпирической теории турбулентности представление среднего произведения пульсаций скорости и какой-либо величины через градиент

се среднего значения

$$\overline{u' \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v' \frac{\partial \Omega_z}{\partial y}} = -k_s \left(\frac{\partial^2 \overline{\Omega_z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{\Omega_z}}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

где k_s — коэффициент горизонтального обмена.

Окончательная формула для вычисления k_s имеет вид

$$u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} - \overline{u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y}} = -k_s \left(\frac{\partial^2 \overline{\Omega_z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{\Omega_z}}{\partial y^2} \right). \quad (4)$$

Обозначим

$$\overline{u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y}} = \overline{S}, \quad \overline{u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y}} = \overline{P}.$$

Перепишем формулу (4) в виде

$$\overline{S} - \overline{P} = -k_s \Delta \overline{\Omega}_r. \quad (5)$$

Вычисление всех величин, входящих в формулу (4), производилось по методу конечных разностей, при этом составляющие скорости ветра и вертикальная составляющая вихря скорости выражались через поле давления по геострофическим соотношениям.

Направим ось X на юг, ось Y на восток и перейдем к сферической системе координат. Все величины, входящие в формулу (4), можно представить в следующем виде:

$$u_r = -b_1(p_3 - p_1),$$

$$v_r = b_2(p_4 - p_2),$$

$$\Omega_z = B_1(p_4 + p_2 - 2p_0) + B_2(p_3 + p_1 - 2p_0),$$

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial x} = c_1(\Omega_{z_4} - \Omega_{z_1}),$$

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial y} = c_2(\Omega_{z_3} - \Omega_{z_2}),$$

$$\Delta \Omega_z = D_1(\Omega_4 + \Omega_2 - 2\Omega_0) + D_2(\Omega_3 + \Omega_1 - 2\Omega_0),$$

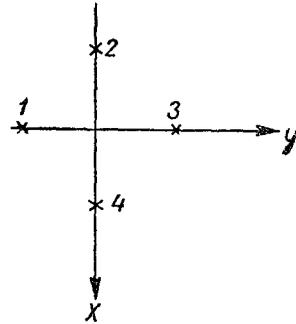


Рис. 1.

где P_n и Ω_n (n равно 0, 1, 2, 3, 4) — значения давления и вертикальной составляющей вихря скорости в соответствующих, указанных на рис. 1 точках, а

$$b_1 = \frac{1}{4\omega r \rho \Delta \lambda \sin \varphi \cos \varphi},$$

$$b_2 = \frac{1}{4\omega r \rho \Delta \theta \sin \varphi},$$

$$B_1 = \frac{1}{2\omega r^2 (\Delta \theta)^2 \sin \varphi},$$

$$B_2 = \frac{1}{2\omega r^2 (\Delta \lambda)^2 \sin \varphi \cos^2 \varphi},$$

$$c_1 = \frac{1}{2r \Delta \theta}, \quad c_2 = \frac{1}{2r \Delta \lambda \cos \varphi},$$

$$D_1 = \frac{1}{r^2 (\Delta \theta)^2}, \quad D_2 = \frac{1}{r^2 (\Delta \lambda)^2 \cos^2 \varphi},$$

где ω — угловая скорость вращения земли, r — радиус земли, φ — широта места, θ — дополнение широты, λ — долгота, $\Delta \lambda$ — шаг по параллели, $\Delta \theta$ — шаг по меридиану.

При вычислениях шаг по параллели взят 10° , шаг по меридиану 5° и использованы следующие значения постоянных:

$$\begin{aligned}\omega &= 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}^{-1}, \\ \rho &= 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3, \\ r &= 6,37 \cdot 10^8 \text{ см}, \\ \Delta\lambda &= 0,1744, \\ \Delta\theta &= 0,0872.\end{aligned}$$

Вычисления проводились для пунктов, выбранных в различных климатических зонах северного полушария, поскольку горизонтальный обмен является одним из циркуляционных факторов формирования климата. Таких пунктов было выбрано девять. В дальнейшем близкие пункты объединили в три группы, из которых первая группа характеризует муссонный климат экваториального, субтропического и умеренного поясов; вторая — океанический климат субтропического и умеренного поясов; третья — континентальный климат умеренного пояса.

Исходные данные по давлению снимались в 117 точках с ежедневных синоптических карт американского Бюро погоды.

Вычисления проводились для 16 дней (нечетные числа) января и июля с 1929 по 1938 г., и по полученным ежедневным значениям вычислялось среднее арифметическое каждого члена формулы (4).

Погрешности вычисления коэффициента горизонтального обмена определялись по вероятным ошибкам средних арифметических из январских и июльских значений $(\bar{S} - \bar{P})$ и $\Delta\bar{Q}_r$ для каждого года.

Таблицы 1, 2 и 3 содержат основные результаты проделанных вычислений.

Таблица 1

Группы пунктов	Координаты пунктов	Январь		Июль	
		$\bar{S} \cdot 10^{11}$	$\bar{P} \cdot 10^{11}$	$\bar{S} \cdot 10^{11}$	$\bar{P} \cdot 10^{11}$
I	20° с. ш. 75° в. д.	1,5	1,4	6,5	6,7
	30 120	-0,7	-0,5	-1,2	-0,2
	45 130	-2,1	-0,7	0,8	0,9
II	25° с. ш. 75° з. д.	-1,4	0,3	-1,3	-1,2
	35 45	-0,9	-0,3	0,2	0,3
	40 10	-1,2	0,7	0,9	1,2
III	55° с. ш. 35° в. д.	-0,6	-1,0	1,2	0,1
	55 85	-0,3	0,3	-0,3	0
	60 60	8,6	4,7	0,4	0

Таблица 2

Группы пунктов	Январь		
	$(\bar{S} - \bar{P}) \cdot 10^{11}$	$\Delta\bar{Q}_r \cdot 10^{21}$	$k_s \cdot 10^{-10}$
I	$-0,5 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,2$
II	$-1,4 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,1$
III	$1,3 \pm 0,3$	$-1,8 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,2$

Приведенные погрешности представляют собой округленные вероятные ошибки соответствующих величин.

Как видно из табл. 2 и 3, при вычислении средней адвекции вихря скорости для всего северного полушария величину коэффициента горизонтального обмена надо взять для января $6,0 \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{сек.}$, для июля $-3,0 \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{сек.}$

При вычислении средней адвекции вихря скорости для Советского Союза, повидимому, можно брать значения k_s , относящиеся к группе III.

Коэффициент горизонтального обмена, вычисленный по адвекции вихря скорости, получился на порядок меньше, чем при вычислении k_s по величине пути смешения или по меридиональному потоку тепла.

Таблица 3

Группы пунктов	Июль		
	$(\bar{S} - \bar{P}) \cdot 10^{11}$	$\Delta \bar{Q}_r \cdot 10^{21}$	$k_s \cdot 10^{-10}$
I	$-0,5 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,4$	$0,21 \pm 0,05$
II	$-0,18 \pm 0,04$	$0,8 \pm 0,2$	$0,20 \pm 0,1$
III	$0,46 \pm 0,06$	$-0,8 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,3$

Как уже указывалось, это объясняется в первом случае весьма приближенным определением пути смешения, во-втором — завышенной величиной турбулентного потока тепла. Интересно, что Берсон, определяя коэффициент горизонтального обмена по вихрю скорости, также получил величину k_s порядка 10^9 см²/сек.

Вклад макротурбулентного обмена в значение адвекции вихря скорости представляет величину первого порядка малости и, как видно из табл. 1, средний перенос вертикальной составляющей вихря скорости близок по величине и направлению к общему переносу. Однако, как показывает та же таблица, могут быть случаи, когда при вычислении средней адвекции вихря скорости необходимо учитывать и вклад горизонтального перемешивания.

В заключение автор приносит благодарность доктору физико-математических наук М. И. Юдину за общее руководство работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юдин М. И. Приложение статистической теории турбулентности к упрощению уравнений динамики атмосферы. Труды ГГО, вып. 33 (95), 1952
2. Berson F. A quantitative analysis of large scale patters with special regard to the effect of eddy motion Quart. Journ. R. Met. Soc. v. 79, № 340, 1953.
3. Шулейкин В. В. Физика моря. Изд. АН СССР, 1953.
4. Angström A. Gerlängs Beitr. Bd. 15, 1926.
5. Defant A. Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. Geogr. Ann., 3, 1921.
6. Lettau H. Atmosphärische Turbulenz. Leipzig, 1939.
7. Jaw J. J., Tao S. Y., Kao Y. S., Liu K. N. Statistical Studies on the general circulation in middle latitudes. J. Chinese Geophys. Soc. v. 1, № 2, 1949.
8. Hillebrand R. Untersuchungen über den atmosphärischen Großaustausch und seine Bedeutung als Klimafaktor. Veröff. Geoph. Inst. Univ. Leipzig, Zweite Ser. Spezialarb. Geoph. Inst. Bd. XI, H. 6, 1940.

В РАСЧЕТЕ ТЕПЛОТДАЧИ ЗДАНИЙ В РАЗЛИЧНЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Расчет теплоотдачи является необходимой составной частью проектирования зданий. Методы определения теплоотдачи зданий разработаны в настоящее время с большой полнотой. Теоретические основы этих методов изложены исчерпывающим образом в монографии профессора Мачинского [1], а практические рекомендации к расчету собраны в работе [2].

Однако, как это с полной отчетливостью выявилось сравнительно недавно, предписания Урочного положения не применимы к проектированию зданий в некоторых районах с сильным ветром.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы наметить пути усовершенствования предписаний по расчету теплоотдачи зданий, которое сделало бы их применимыми в любых климатических условиях.

1. Теплоотдача зданий складывается из двух частей: кондуктивной, связанной с теплопроводностью материала стен, и инфильтрационной, происходящей вследствие проникновения воздуха сквозь щели здания и поры материала.

Кондуктивная теплоотдача q_k некоторого однородного участка стены пропорциональна, очевидно, перепаду температур, т. е. разности между температурой воздуха внутри данного помещения $t_{вн}$ и температурой наружного воздуха t ,

$$q_k = a(t_{вн} - t), \quad (1)$$

причем коэффициент пропорциональности зависит, вообще говоря, как от теплоотдающих свойств данного участка стены (толщины, площади поверхности, коэффициента теплопроводности), так и от условий теплоотдачи на внешней и внутренней поверхностях стены, в том числе и от скорости ветра. Легко видеть, однако, что зависимостью от скорости ветра можно пренебречь. Действительно, поскольку условия теплоотдачи близки к стационарным, а в стационарных условиях имеет место закон сложения тепловых сопротивлений, то основную роль играют свойства самой стены, сопротивление которой велико. Сопротивление же границы стена — наружный воздух мало и изменения его почти не сказываются на величине суммарного теплового сопротивления. Поэтому, хотя принципиально ветер оказывает влияние на кондуктивную теплоотдачу, этим влиянием, безусловно, можно пренебречь и считать коэффициент a в формуле (1) не зависящим от метеорологических условий.

Иначе обстоит дело с инфильтрационной теплоотдачей $q_{и}$, которая, помимо очевидной пропорциональности перепаду температур, должна быть, как показывают простые рассуждения, пропорциональна квадрату скорости ветра v

$$q_{и} = bv^2(t_{вн} - t). \quad (2)$$

Действительно, степень инфильтрации пропорциональна перепаду давлений Δp , а последний связан со скоростью ветра соотношением

$$\Delta p = c \frac{\rho^2}{2} v^2$$

(ρ — плотность воздуха), где аэродинамический коэффициент c может лишь весьма слабо зависеть от v , вообще говоря, несколько убывая с ее ростом. Поэтому показатель степени при v в формуле (2) может при некоторых аэродинамических условиях уменьшиться на одну-две десятых, но не более того.

Подсчеты показывают, однако, что при средних скоростях ветра инфильтрационная теплоотдача составляет лишь около 20% от кондуктивной (отношение $\frac{b}{a}$ имеет порядок величины 0,01 сек.²/м²), так что в первом приближении можно вообще отбросить $q_{\text{и}}$. Тогда из метеорологических характеристик в расчет теплоотдачи войдет только температура наружного воздуха t .

2. Ясно, что принимать в качестве расчетной температуры наружного воздуха t минимальную температуру, когда бы то ни было имевшую место в данном месте, нерационально. Действительно, такой абсолютный минимум весьма мало вероятен, и, строя расчеты на основании $t_{\text{мин}}$, мы получили бы излишнюю затрату материальных средств. В связи с этим до недавнего времени [3] в качестве расчетной предлагалось дать температуру, определяемую по формуле Чаплина [4]

$$t_{\text{рас}} = 0,6t_{\text{мин}} + 0,4t_{\text{ср}},$$

где $t_{\text{ср}}$ — средней температура самого холодного месяца.

Хотя очевидно, что $t_{\text{рас}} > t_{\text{мин}}$, ни численные коэффициенты в формуле Чаплина, ни сам выбор исходных параметров ни в коей мере не обоснован. Как справедливо указывает Е. С. Рубинштейн (см. [5]), величины $t_{\text{мин}}$ и $t_{\text{ср}}$ представляют собой климатологические характеристики совершенно разной природы, никак друг с другом не сопоставимые. Вместе с тем важно учесть тот факт, что наружные ограждения зданий обладают большой тепловой инерцией, вследствие которой кратковременное понижение температуры наружного воздуха не успевает отразиться на тепловом режиме здания. Попытки учета этого обстоятельства предпринимались рядом авторов [5], [6], [7] и [8]. Общим недостатком этих работ является, однако, подход к задаче с точки зрения распространения тепловых волн, в то время как ход температуры внешнего воздуха (в особенности если исключить суточные колебания) коренным образом отличается от гармонических колебаний. Нам представляется более правомерным подход к этому вопросу не с точки зрения тепловых волн, а с точки зрения распространения скачков температуры. Важно, однако, отметить, что под влиянием упомянутых работ, и в особенности работы К. Ф. Фокина [5], в существующие предписания введено предложение в качестве расчетной температуры наружного воздуха принимать среднюю температуру самой холодной пятидневки (точнее, среднюю температуру самой холодной пятидневки, осредненную по трем самым холодным зимам из общего числа 25).

Введение этих холодных пятидневок является значительным шагом вперед, ликвидирующим излишние „запасы прочности“ и приводящим тем самым к значительной экономии государственных средств. Вместе с тем ясно, что длительность интервала осреднения должна существенно зависеть от тепловой инерции здания и, следовательно, меняться в зависимости от вида здания, так что введение универсального интервала — пяти дней — есть лишь некоторое первое грубое приближение.

3. Если и в обычных условиях пренебрежение инфильтрационной теплоотдачей приводит к заметным погрешностям, то оно является совершенно недопустимым для расчета теплоотдачи зданий в районах с сильными ветрами.

На рис. 1 показаны соотношения кондуктивной и инфильтрационной теплопотерь, теоретически рассчитанные для ряда типовых строений при условиях

сильного ветра. Из рис. 1 видно, что при вполне реальных и действительно существовавших метеорологических условиях инфильтрационные теплопотери могут согласно расчетам в несколько раз превосходить кондуктивные.

Этот факт может навести на мысль, что применявшиеся формулы для инфильтрационной теплоотдачи, возможно, дают завышенные ее значения. Однако в пользу правильности этой формулы свидетельствует прежде всего практика: при сильном ветре здания действительно часто охлаждаются значительно сильнее, чем при

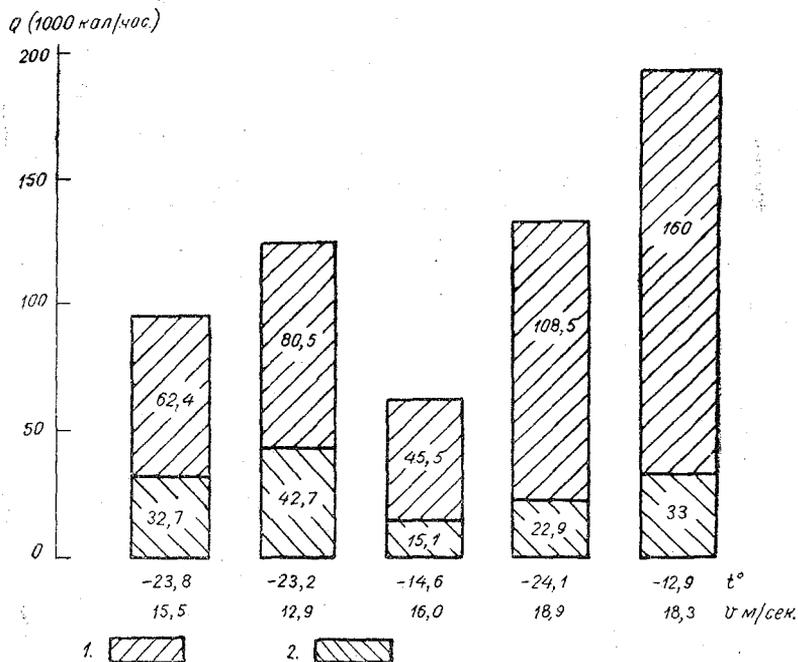


Рис. 1. Соотношение кондуктивной и инфильтрационной теплоотдачи при некоторых метеорологических условиях.

1 — инфильтрационная теплоотдача Q_n , 2 — кондуктивная теплоотдача Q_k .

низкой температуре и слабом ветре. Теоретические соображения также дают основания считать, что формула для инфильтрационной теплоотдачи не может приводить к существенным погрешностям. Поэтому представляется целесообразным, по крайней мере до накопления новых знаний об инфильтрационной теплоотдаче, улучшить соответствующее предписание на основе имеющихся в настоящее время формул. В то же время весьма желательно произвести тщательное экспериментальное изучение инфильтрационных теплопотерь.

При таких опытах необходимо иметь в виду, что моделирование инфильтрации связано с большими затруднениями, поскольку в модели должны быть воспроизведены относительные размеры щелей здания и пор материала. В связи с этим можно рекомендовать наряду с модельными экспериментами произвести также опыты в натуральных условиях над уже построенными зданиями. Простые метеорологические наблюдения над ветром и температурой в сочетании с измерениями внутренней температуры и регистрацией действия отопительной системы позволят проверить существующие теоретические формулы и в случае надобности внести в них изменения.

4. Обратим теперь внимание на то, что во многих районах наиболее низкие температуры достигаются при сравнительно слабых ветрах, а сильные ветры осуществляются при не слишком низких температурах. Естественно предположить, что для таких районов выбор в качестве основы для расчета теплоотдачи зданий метеорологической ситуации только по температурному признаку может оказаться

неправильным. Действительно, можно ожидать, что наибольшая теплоотдача здания будет иметь место не при самой низкой температуре, — ибо при этом мала скорость ветра, — а при каких-то других условиях, например, при самом сильном ветре. Но это будет означать, что мы неправильно выбрали „расчетную“ метеорологическую ситуацию.

Сказанное иллюстрируется рис. 2, на котором воспроизведены результаты расчета теплоотдачи некоторых типовых зданий для случая наиминимальшей температуры и наиболее сильного ветра в нескольких пунктах. Теплоотдача в случае сильного ветра оказывается большей. Поэтому расчет теплоотдачи по метеорологическим условиям холодных пятидневок привел бы к существенно заниженным значениям теплопотерь.

Однако было бы неправильно исходить и из условий наиболее сильных ветров. В самом деле, рассмотрим рис. 2; на нем приведены также результаты расчета

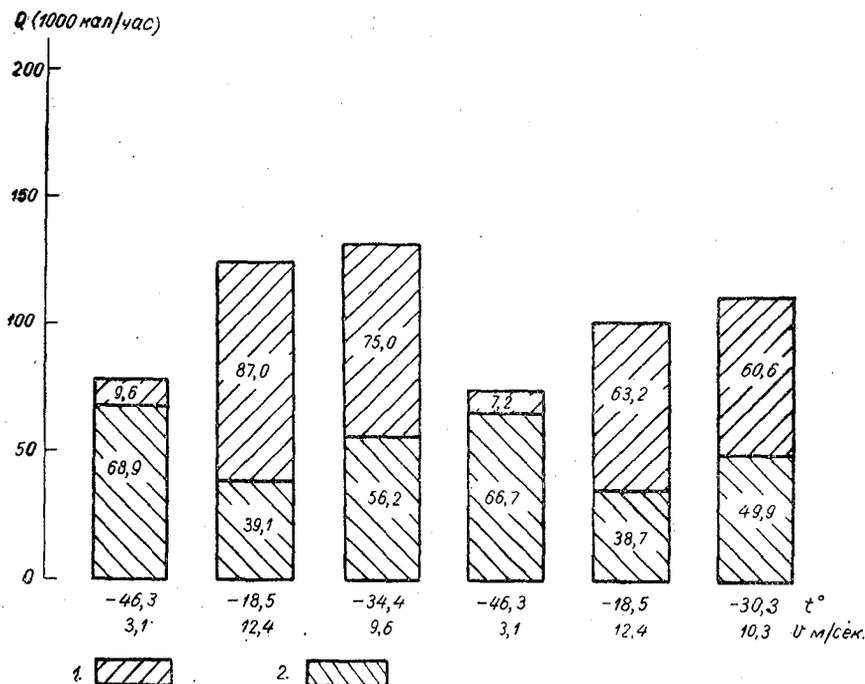


Рис. 2. Теплоотдача при различных метеорологических ситуациях.

1 — инфильтрационная теплоотдача Q_n , 2 — кондуктивная теплоотдача Q_k .

для некоторых промежуточных, с метеорологической точки зрения, условий: сильного, но не максимального для данного пункта ветра в сочетании с низкой, но не минимальной для этого пункта температурой. Как видно из рис. 2, эти промежуточные метеорологические условия дают максимальную суммарную теплоотдачу. Хотя инфильтрационная теплоотдача при этом оказывается меньшей, чем в условиях максимального ветра, а кондуктивная теплоотдача — меньшей, чем в условиях минимальной температуры, сумма этих теплоотдач получается максимальной.

Итак, при расчете теплоотдачи в районах с сильным ветром нельзя исходить ни из минимальной температуры, ни из максимальной скорости ветра. Необходимо учитывать взаимодействие обоих этих факторов.

5. Рассуждая теоретически, можно для каждого здания в каждом географическом пункте рассчитать наибольшую теплоотдачу. Для этого нужно перебрать всевозможные осуществляющиеся в данном пункте сочетания ветра и температуры, определив при каждом отдельном сочетании теплоотдачу данного здания, и вы-

брать из всех рассчитанных таким образом теплоотдач максимальную. Ясно, однако, что практически изложенный путь подсчета сопряжен с чрезвычайно громоздкими и трудоемкими вычислениями, поскольку, беря другое здание или переходя к другому географическому пункту, придется все вычисления делать заново. Основные трудности при этом вызываются следующими двумя причинами:

1) Вследствие того, что здание всегда бывает неоднородным по своим теплоотдающим свойствам (различная толщина стен, различная теплопроводность и инфильтрационная способность материала, различная внутренняя температура отдельных частей здания и т. п.), расчет теплоотдачи производится всегда отдельно для нескольких частей здания. При этом в суммарную теплоотдачу здания, получаемую сложением этих „элементарных“ теплоотдач, температура и ветер входят сложным образом. Это весьма сильно усложняет пересчет результатов на другие метеорологические условия.

2) Каждое здание по своим теплоотдающим свойствам характеризуется множеством параметров. Это обилие параметров сильно усложняет переход от теплоотдачи одного здания к теплоотдаче другого.

Ниже мы укажем пути преодоления обеих этих трудностей, в связи с чем вывяжутся и практически применимые пути расчета теплоотдачи зданий с учетом инфильтрации.

6. Покажем прежде всего, что получится весьма хорошая точность, если считать, что теплоотдача всего здания так же зависит от ветра и температуры, как теплоотдачи отдельных его частей, или, иными словами, что имеют место формулы, совершенно аналогичные (1) и (2),

$$Q_k = A(t_{\text{вн}} - t), \quad (3)$$

$$Q_n = Bv^2(t_{\text{вн}} - t), \quad (4)$$

в которых Q_k и Q_n представляют собой теплоотдачу (соответственно кондуктивную и инфильтрационную) всего здания, а A , B и $t_{\text{вн}}$ не зависят от метеорологических условий, являясь некоторыми эффективными характеристиками теплоотдающих свойств всего здания.

Это предположение соответствует, очевидно, замене реального здания некоторым „идеальным“ с однородными теплоотдающими свойствами.

Рассмотрение рис. 3 и 4, воспроизводящих результаты обработки расчетов теплоотдачи для ряда типовых проектов зданий в широком интервале метеорологических условий, показывает законность высказанного предположения. Действительно, если верна формула (3), то зависимость Q_k от t для каждого здания должна изображаться прямой линией. Это подтверждает рис. 3: разброс точек пренебрежимо мал. Далее, если верна формула (4), то зависимость $\frac{Q_n}{v^2}$ от t также должна для каждого здания изображаться прямой. Это подтверждает рис. 4: и на нем разброс точек совершенно ничтожен. Наконец, с прямой на рис. 3 можно снять значения величин A и $t_{\text{вн}}$, а с рис. 4 — значения B и $t_{\text{вн}}$. Тем самым имеем дополнительный контроль — значения $t_{\text{вн}}$, полученные обоими путями, должны для каждого здания совпадать. Действительно, как показали расчеты, отклонение найденных $t_{\text{вн}}$ от их среднего значения не превышает $0,3^\circ$.

Таким образом можно пользоваться простой формулой

$$Q = (A + Bv^2)(t_{\text{вн}} - t), \quad (5)$$

выражающей суммарную теплоотдачу всего здания через три характеристики самого здания A , B и $t_{\text{вн}}$ и два метеорологических параметра t и v .

7. Пользуясь широко применяющейся в теоретической и прикладной метеорологии идеей эффективных температур, можно уменьшить число характеристик здания, подлежащих использованию при определении метеорологических условий наибольшей теплоотдачи, до двух.

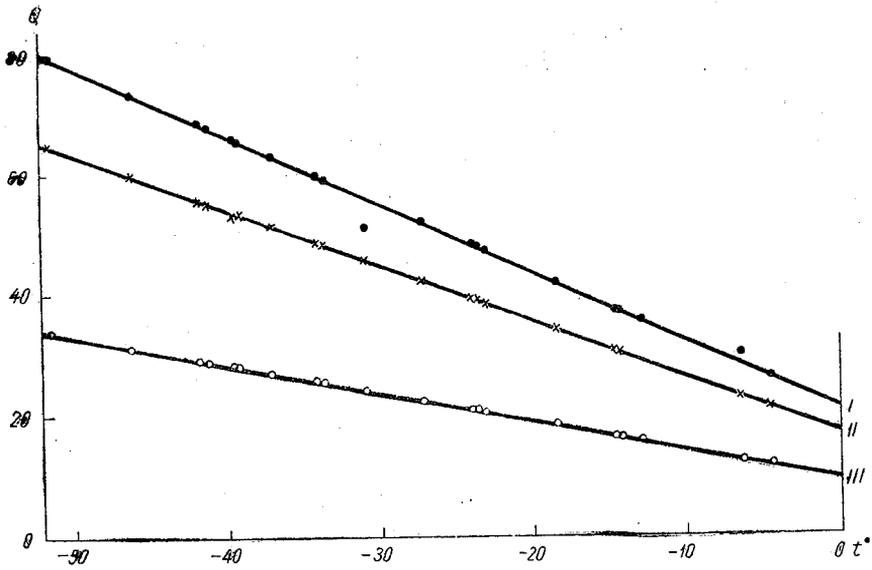


Рис. 3. Кондуктивная теплоотдача.

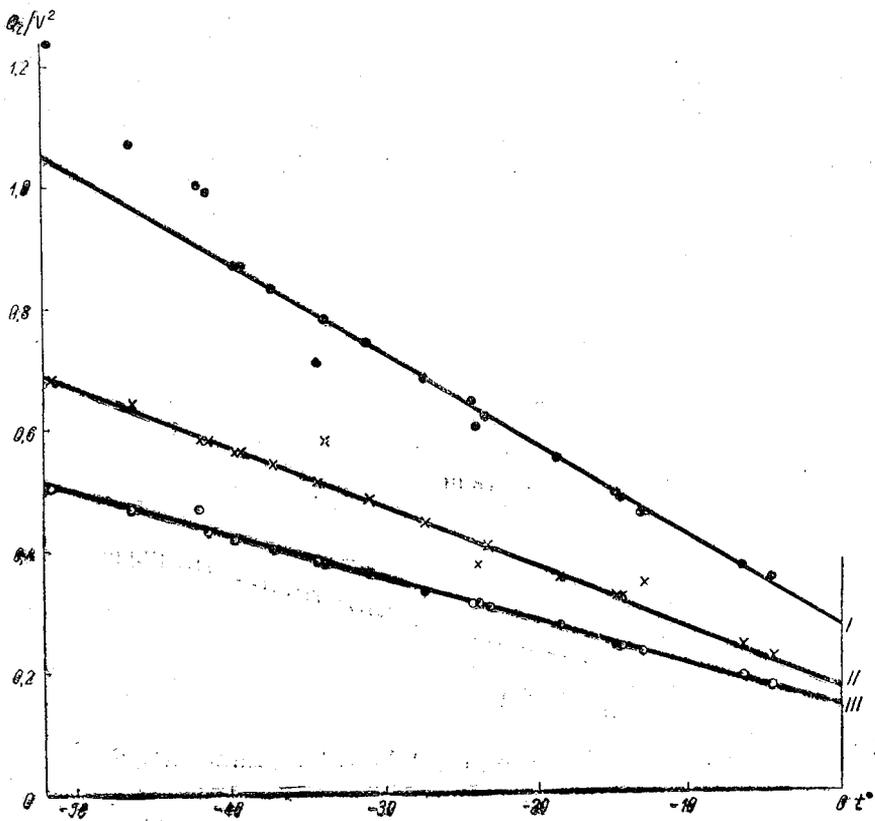


Рис. 4. Инфильтрационная теплоотдача.

Именно введем понятие эффективной температуры применительно к теплоотдаче здания, исходя из сопоставления следующих состояний атмосферы:

- 1) реальное состояние с температурой воздуха t и скоростью ветра v ;
- 2) некоторое эффективное состояние с температурой воздуха t' при безветрии ($v' = 0$), но при том такое, что теплоотдача данного здания та же, что и в первом состоянии.

Температуру t' и назовем эффективной температурой для теплоотдачи данного здания при данных температуре воздуха и скорости ветра.

Иначе говоря, эффективной температурой теплоотдачи будем называть температуру воздуха, которая необходима для того, чтобы вся действительно имеющая место теплоотдача данного здания в данных метеорологических условиях осуществлялась бы при штиле, т. е. чисто кондуктивным путем.

Выведем формулу для эффективной температуры t' . Реальная теплоотдача здания задается равенством (5). Та же теплоотдача должна иметь место при скорости $v = 0$ и температуре $t = t'$, т. е.

$$Q = A(t_{\text{вн}} - t'). \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) найдем

$$t' = t - \frac{B}{A} v^2 (t_{\text{вн}} - t). \quad (7)$$

Смысл введения эффективной температуры t' заключается в следующем. Поскольку согласно определению (6) величина t' так же входит в формулу для суммарной теплоотдачи, как реальная температура t в формулу (3) для кондуктивной теплоотдачи, то величина t' полностью определяет собой метеорологические условия теплоотдачи данного здания. В то же время величина t' определяется уже не тремя характеристиками теплоотдающего здания A , B и $t_{\text{вн}}$, а лишь двумя — $\frac{B}{A}$ и $t_{\text{вн}}$. Кроме того, можно полагать, что отношение $\frac{B}{A}$ в меньшей степени меняется при переходе от одного здания к другому, чем величины A и B порознь. Например, меняя только размеры здания, мы, разумеется, сильно изменим и величины A и B , в то время как отношение $\frac{B}{A}$ практически останется постоянным.

8. Выясним, насколько сильно меняется величина t' при изменении характеристик здания $\frac{B}{A}$ и $t_{\text{вн}}$. Из выражения (7) вытекают формулы

$$\frac{\delta t'}{\delta t_{\text{вн}}} = - \frac{B}{A} v^2, \quad (8)$$

$$\frac{\delta t'}{\delta \left(\frac{B}{A}\right)} = - v^2 (t_{\text{вн}} - t), \quad (9)$$

где формула (8) выражает изменение (или ошибку определения) величины t' вследствие изменения (или ошибки определения) внутренней температуры $\delta t_{\text{вн}}$ при постоянном $\frac{B}{A}$; формула (9) выражает изменение (или ошибку определения) величины t' вследствие изменения (или ошибки определения) отношения $\frac{B}{A}$ при постоянном $t_{\text{вн}}$.

Согласно (8) абсолютное значение $\frac{\delta t'}{\delta t_{\text{вн}}}$ максимально при максимальных $\frac{B}{A}$ и v .

Принимая в качестве таковых $\frac{B}{A} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ сек.}^3/\text{м}^2$ (см. табл. 1) и $v = 20 \text{ м/сек.}$, найдем, что

$$\left| \frac{\delta t'}{\delta t_{\text{вн}}} \right|_{\text{макс}} = 6. \quad (10)$$

Согласно (9) абсолютное значение $\frac{\delta t'}{\delta \frac{B}{A}}$ максимально при максимальных $t_{\text{вн}} - t$ и v . Принимая в качестве таковых $t_{\text{вн}} - t = 70^\circ$ и $v = 20$ м/сек., найдем, что

$$\left| \frac{\delta t'}{\delta \frac{B}{A}} \right|_{\text{макс}} \approx 3 \cdot 10^{-4}. \quad (11)$$

Чтобы оценить допустимые пределы погрешности в определении t' , воспользуемся формулой

$$\frac{\delta Q_{\delta t'}}{Q} = \frac{\delta t'}{t_{\text{вн}} - t'}, \quad (12)$$

вытекающей из (6) и описывающей влияние изменения $\delta t'$ величины t' на относительное изменение суммарной теплоотдачи здания. Это относительное изменение $\frac{\delta Q_{\delta t'}}{Q}$, согласно (12), максимально при минимальном значении разности $t_{\text{вн}} - t'$. Но нас интересует не точность определения Q вообще, а точность определения максимальной в данном месте теплоотдачи, которая получается при наименьшем в этом месте значении эффективной температуры t' . Такое наименьшее значение, во всяком случае для районов с сильным ветром, обычно не меньше, чем -30° , -35° . Поэтому в качестве минимального значения разности можно принять значение $t_{\text{вн}} - t' = 50^\circ$. Тогда получим

$$\frac{\delta Q}{Q} = 2 \times 10^{-2} \delta t'. \quad (13)$$

С помощью формул (10), (11) и (13) легко получить оценки, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Первичное изменение или ошибка	$(\delta t)_{\text{макс}}$ (град.)	$\left(\frac{\delta Q}{Q}\right)_{\text{макс}}$ (%)
$\delta t_{\text{вн}} = 0,3^\circ$	2,8	4
$\delta t_{\text{вн}} = 2^\circ$	12	24
$\delta \left(\frac{B}{A}\right) = 10^{-4}$	3	6
$\delta \left(\frac{B}{A}\right) = 10^{-3}$	60	120

В первой и третьей строчках табл. 1 оценены влияния ошибок, связанных с введением средних для всего здания характеристик $t_{\text{вн}}$ и $\frac{B}{A}$. Мы видим, что вызываемые этим ошибки весьма невелики, что еще раз подтверждает допустимость принятой схематизации. Во второй и четвертой строчках табл. 1 оценено влияние перехода от характеристик одного здания к характеристикам другого, именно вычислено относительное изменение расчетной теплоотдачи вследствие ошибки определения температуры, которая в свою очередь произойдет, если характеристики $\frac{B}{A}$ и $t_{\text{вн}}$ одного здания заменить характеристиками другого.

Рассмотрение второй строчки табл. 1 показывает, что влияние внутренней температуры невелико: относительные изменения теплоотдачи не превосходят 24%. К тому же такие максимальные значения $\frac{\delta Q}{Q}$ получаются, как легко видеть, лишь в том случае, если наибольшая для данного места теплоотдача осуществляется при самых сильных ветрах. В других случаях $\frac{\delta Q}{Q}$ будет значительно меньше

Можно поэтому с достаточной точностью принять внутреннюю температуру одинаковой для всех жилых зданий. В качестве такой температуры мы примем $t_{вн} = 18^\circ$.¹

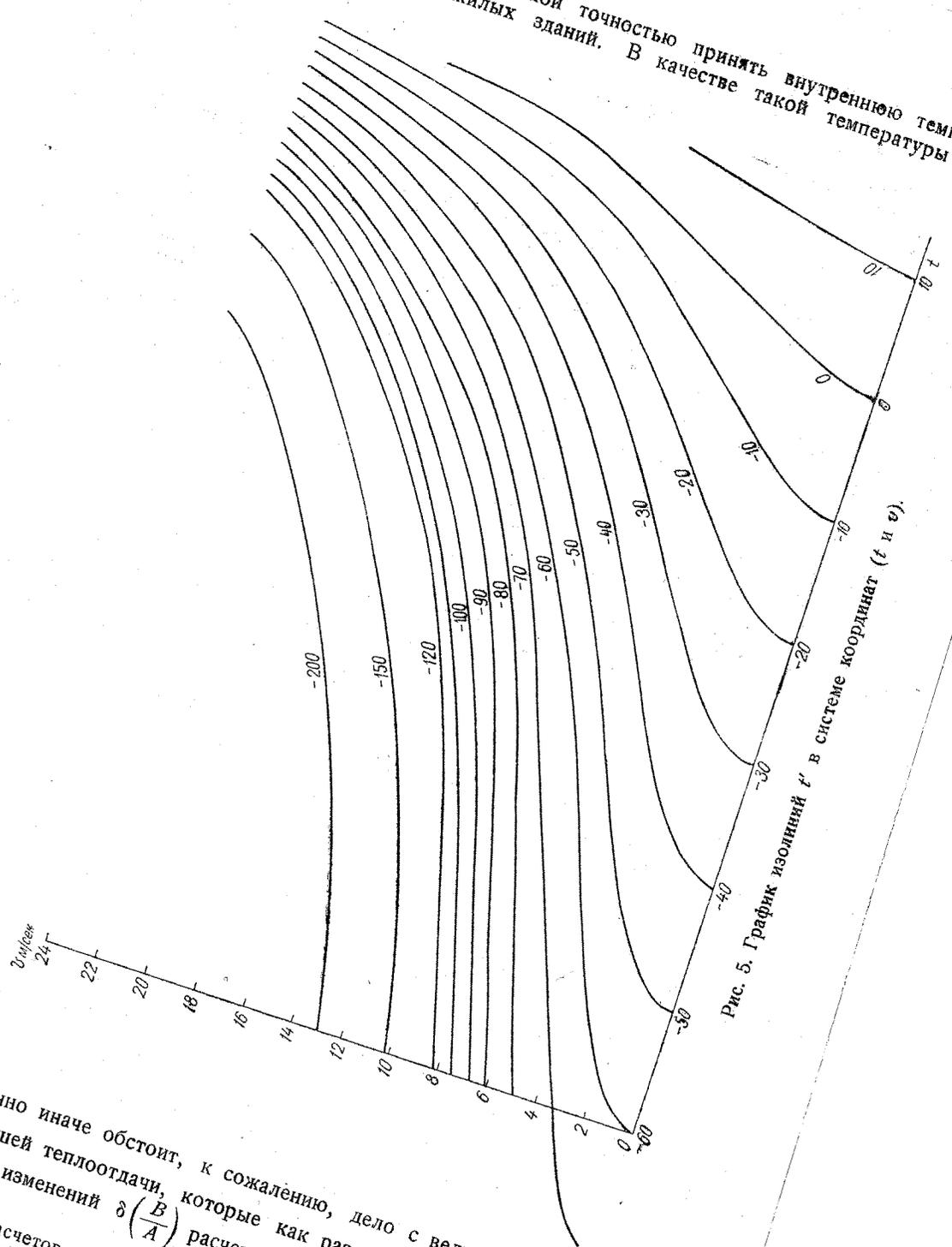


Рис. 5. График изотерм t' в системе координат $(t \text{ и } \phi)$.

Совершенно иначе обстоит, к сожалению, дело с величиной $\frac{B}{A}$. При условиях наибольшей теплоотдачи, которые как раз и представляют главный интерес, под влиянием изменений $\delta\left(\frac{B}{A}\right)$ расчетная теплоотдача может, как видно из чет-
¹ Методика расчетов пригодна и для зданий специального назначения, но для некоторых из них следует вводить другую расчетную температуру $t_{вн}$.

третьей строчки табл. 2, меняться более, чем на 100%. Это исключает возможность введения единого значения отношения $\frac{B}{A}$ для всех рассчитываемых зданий. В связи с этим мы предлагаем ввести три градации этой величины, а именно:

- 1) здания со слабой инфильтрацией: $\frac{B}{A} = 0,008 \text{ сек.}^2/\text{м}^2$,
- 2) здания со средней инфильтрацией: $\frac{B}{A} = 0,011 \text{ сек.}^2/\text{м}^2$,
- 3) здания с сильной инфильтрацией: $\frac{B}{A} = 0,014 \text{ сек.}^2/\text{м}^2$.

При введении таких градаций первичное изменение $\delta\left(\frac{B}{A}\right)$ составит в среднем не более $5 \cdot 10^{-4} \text{ сек.}^2/\text{м}^2$, максимальная ошибка эффективной температуры не превысит 15° , а относительное изменение теплоотдачи будет менее 30%. Такая точность может считаться удовлетворительной. В действительности она будет еще выше вследствие возможности интерполяции. В связи с этим возможно, что достаточно будет ограничиться и двумя градациями $\frac{B}{A}$. Мы выбрали три потому, что промежуточная градация встречается, по видимому, наиболее часто.

9. Таким образом, пути усовершенствования расчета теплоотдачи зданий представляются в следующем виде.

Прежде всего необходимо определить для некоторого значительного количества пунктов наименьшие эффективные температуры, или, еще лучше, средние эффективные температуры за наиболее „холодные“ (в смысле эффективной температуры) пятидневки. Определение единичной эффективной температуры по заданной температуре и скорости ветра производится чрезвычайно просто с помощью графиков изолиний t' в системе координат (t, v) , приведенных на рис. 5. Поскольку не требуется для каждого здания вводить свое определение эффективной температуры, а достаточно ограничиться всего тремя (а возможно и двумя) ее вариантами, то нахождение таких наименьших эффективных температур не является чрезмерно трудоемкой задачей. Оно не сложнее, скажем, чем определение минимальной абсолютной влажности по результатам измерения температур сухого и смоченного термометров. Нужно вдобавок учитывать, что, приобретя небольшой навык, обрабатывающий может сразу отбросить большую часть данных, как дающих явно не наименьшую эффективную температуру.

Результатом этой климатографической работы должны явиться таблицы, а возможно и схематические карты распределения эффективных температур.

Имея такие таблицы или такие карты, строитель должен будет только по известному ему значению $\frac{B}{A}$ выбрать соответствующую карту или таблицу и найти по ней значение эффективной температуры в нужном ему месте. Это значение он и будет использовать как единственную метеорологическую характеристику, вводя ее в расчетную формулу (6).

Таким образом выполнение указанной климатографической обработки даст возможность производить расчет суммарной теплоотдачи зданий не сложнее, чем это делается в настоящее время для кондуктивной теплоотдачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мачинский В. Д. Теплотехнические основы строительства. Стройиздат, 1949.
2. Строительные нормы и правила, ч. II. Стройиздат, 1954.
3. ОСТ 90008-39. Теплопотери через ограждение зданий и расчетные температуры, 1938.
4. Чаплин М. В. Курс отопления и вентиляции, вып. 1, 1923.
5. Фокин К. Ф. Расчетные температуры наружного воздуха. Стройиздат, 1946.
6. Власов О. Е. Основы строительной теплотехники. 1937.
7. Муромов С. И. Расчетные температуры наружного воздуха и теплоустойчивость ограждений. Стройиздат, 1939.
8. Шкловер А. М. Метод расчета зданий на теплоустойчивость. Изд. АН архитектуры СССР, 1945.

СОДЕРЖАНИЕ

М. И. Юдин. Инвариантные величины в крупномасштабных атмосферных процессах	
М. В. Заварина. Опыт оперативного использования метода прогноза заморозков по синоптическим данным	13
Л. С. Гандин. Об особенностях испарения вблизи береговой линии	26
А. А. Рождественский. Исследование синоптических процессов, связанных с осуществлением карских воздействий на основе изучения индексов циркуляции	36
М. В. Заварина. Изменения температуры и влажности воздуха при трансформации его в малоподвижных антициклонах над Европейской территорией СССР	51
К. А. Решетникова. К вопросу о коэффициенте горизонтального обмена	59
Л. С. Гандин. О расчете теплоотдачи зданий в различных климатических условиях	64

Редактор *Ю. В. Власова*

техн. редактор *А. А. Соловейчик*

Корректор *М. П. Бушева* и *А. И. Мелузов*

Сдано в набор 19/X 1955 г. Подписано к печати 13/XII 1955 г. Бумага 70×108¹

Бум. л. 2,33 Печ. л. 6,34 У-изд. л. 6,74 Тираж 650 экз М-600¹

Индекс МЛ-7 Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В. О., 2-я линия, д. № 2.

Заказ № 876

Цена 4 руб. 70 коп.

2-я типо-литография Гидрометеоиздата, Ленинград, Прачечный пер., д. 6.

