

06'
Т 78

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Т Р У Д Ы
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 150

ФИЗИКА ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ ВОЗДУХА

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук
Д. Л. ЛАЙХТМАНА

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1964

183772

АННОТАЦИЯ

В сборнике опубликованы работы по строению нижних слоев атмосферы над морем и трансформации воздуха при переходе с одной подстилающей поверхности на другую. Часть работ посвящена анализу экспериментальных материалов по структуре турбулентности.

В сборник включены работы, представляющие собой развитие теории стационарного пограничного слоя атмосферы.

Сборник предназначен для специалистов по физике атмосферы и ряда смежных дисциплин, интересующихся приземным слоем атмосферы.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОЛЕЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ ПРИ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЗДУШНОЙ МАССЫ

Рассматривается метод решения «совместной» задачи о трансформации комплекса метеорологических элементов, определяющих состояние воздушной массы. Проводится анализ решения и результатов расчетов. Выявляются некоторые особенности распределения метеорологических характеристик в трансформирующейся массе воздуха.

Задача о трансформации воздушной массы очень важна для практики, поэтому она многократно решалась в той или иной постановке различными исследователями как в нашей стране, так и за рубежом [1—3].

Такие вопросы расчета микроклимата, как изменение метеорологических характеристик при орошении или осушении почвы, вопросы образования адвективных туманов и т. п., требуют наиболее полного знания процессов трансформации.

Однако и до настоящего времени многие стороны этой проблемы остаются невыясненными, тем более, что работы, посвященные трансформации, недостаточно полно учитывают физический механизм явлений, происходящих в приземном слое.

Современные представления об этом механизме таковы: всякое изменение внешних параметров, происходящее, например, в результате перехода воздушной массы на подстилающую поверхность с существенно новыми свойствами (скачок радиационного баланса, изменение шероховатости и т. п.), приведет к изменению всего комплекса метеорологических элементов, определяющих строение приземного подслоя.

Изменение метеорологических характеристик происходит одновременно и взаимосвязанно. Преобразование полей метеорологических элементов происходит до тех пор, пока не установится тепловое и динамическое равновесие между воздушной массой и подстилающей поверхностью.

В настоящей работе решается задача трансформации полей температуры, влажности, ветра и коэффициента турбулентности.

Описывается такой процесс: воздушная масса, перейдя через четко выраженную границу ($x=0$), попадает на подстилающую поверхность с новыми свойствами и перемещается над ней в течение достаточно длительного промежутка времени. При этом происходит перестройка полей метеорологических элементов.

В общем случае изменение некоторого свойства воздушной массы для приземного слоя описывается уравнением

$$\frac{\partial sp}{\partial t} + \frac{\partial spu}{\partial x} + \frac{\partial spv}{\partial y} + \frac{\partial spw}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial s}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial s}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial s}{\partial z},$$

где $s=c_p T$, q , u или v соответственно.

Сделаем ряд предположений, которые в приземном слое достаточно хорошо выполняются.

1. Воздушная масса однородна в направлении, перпендикулярном скорости ветра. Скорость ветра направлена по оси x .

2. В пределах приземного слоя плотность ρ — величина постоянная.

3. Горизонтальная диффузия отсутствует. Из соображений теории подобия следует, что влияние поперечной диффузии мало при $y \gg \frac{\sqrt{k_x k_y}}{u}$.

Расчет показывает, что этим влиянием можно пренебречь для $y \gg 10$ м для не очень больших x .

Продольной диффузией можно пренебречь по сравнению с упорядоченным переносом свойства.

$$4. \quad w \frac{\partial s}{\partial z} \ll \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial s}{\partial z}.$$

5. Рассматривается стационарный процесс.

Из сказанного выше ясно, что корректная постановка задачи требует решения некоторой «совместной» замкнутой системы уравнений, записанных с учетом принятых допущений.

Система такова:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (2)$$

$$u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$k(x, z) = F(x, z, \frac{g \Delta T}{T}, v_x, k'). \quad (5)$$

Граничные условия:

1) отсутствие разрыва исследуемых функций на границе

$$T(x, z) \Big|_{\substack{x=0 \\ z \neq 0}} = T'(z); \quad q(x, z) \Big|_{\substack{x=0 \\ z \neq 0}} = q'(z); \quad u(x, z) \Big|_{x=0} = u'(z); \quad (6)$$

2) затухание влияния земной поверхности с высотой

$$\left. \begin{aligned} T(x, z) \Big|_{z \rightarrow \infty} &= T'(\infty) \\ u(x, z) \Big|_{z \rightarrow \infty} &= u'(\infty) \\ q(x, z) \Big|_{z \rightarrow \infty} &= q'(\infty) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

3) прилипание потока у земли

$$u(x, z) \Big|_{z=0} = w(x, z) \Big|_{z=0} = 0; \quad (8)$$

4) уравнение теплового баланса земной поверхности

$$\left[-k\rho c_p \frac{\partial T}{\partial z} - Lk\rho \frac{\partial q}{\partial z} + \sigma T^4 \right]_{z=0} = [s_k(1-A) + s_d - B]_{z=0}; \quad (9)$$

5) связь влажности и температуры на уровне $z=0$.

Здесь T, q, u, k, w — метеорологические характеристики воздушной массы, установившиеся в ней после перехода через границу $x=0$. Все величины со штрихами относятся к области $x<0$. s_k — поток коротковолновой радиации, s_d — длинноволновой радиации, B — поток тепла в почву, A — альбеда подстилающей поверхности.

Дополнительные соображения относительно вида функции $k = F(x, z, \frac{g\Delta T}{T}, v_x, k')$ приведены ниже.

Система может быть переписана для отклонений метеорологических элементов от их значений в невозмущенной массе, представляющих собой меру трансформации и удовлетворяющих тем же уравнениям.

Соответствующим образом переписываются и граничные условия для отклонений.

Предполагая, что изменения скорости ветра вдоль оси x происходят при трансформации гораздо медленнее, чем изменения остальных характеристик массы (так как профиль ветра оказывается закрепленным в двух точках — у земли и на верхней границе внутреннего пограничного слоя), введем в уравнение (2) параметр (впоследствии полагаемый равным 1).

$$\mu u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2a)$$

и будем искать решение в виде разложения по этому параметру:

$$\begin{aligned} u(x, z) - u'(z) &= \mu u_1(x, z) + \mu^2 u_2(x, z) + \dots; \\ \tau(x, z) &= T(x, z) - T'(z) = \tau_0(x, z) + \mu \tau_1(x, z) + \dots; \\ x(x, z) &= q(x, z) - q'(z) = x_0(x, z) + \mu x_1(x, z) + \dots; \\ k(x, z) &= k_0(z) [\alpha_0(x, z) + \mu \alpha_1(x, z) + \mu^2 \alpha_2(x, z) + \dots]; \\ w(x, z) &= w_0(x, z) + \mu w_1(x, z) + \mu^2 w_2(x, z) + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Подставляя эти выражения в исходные уравнения и в граничные условия и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях μ , получим системы уравнений для последовательного определения первого, второго приближений и т. д.

А. Первое приближение:

$$\begin{aligned} u(x, z) &= u'(z); \quad w_0 = \text{const} = 0; \\ \alpha_0(x, z) &= \alpha_0(x); \\ \left. \begin{aligned} u'(z) \frac{\partial \tau_0}{\partial x} &= \alpha_0(x) \frac{\partial}{\partial z} k' \frac{\partial \tau_0}{\partial z} \\ u'(z) \frac{\partial x_0}{\partial x} &= \alpha_0(x) \frac{\partial}{\partial z} k' \frac{\partial x_0}{\partial z} \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

Граничные условия для уравнений (11):

$$1) \quad \tau_0(x, z) \Big|_{\substack{x=0 \\ z \neq 0}} = x_0(x, z) \Big|_{\substack{x=0 \\ z \neq 0}} = 0; \quad (12)$$

$$2) \quad \tau_0(x, z) \Big|_{z \rightarrow \infty} = x_0(x, z) \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} 3) \quad \left[-k\rho c_p \frac{\partial \tau_0}{\partial z} - Lk\rho \frac{\partial x_0}{\partial z} + 4\sigma T'^3 \tau_0 \right]_{z=0} &= \\ &= [(1 - \alpha_0(x))R' + s_k(A' - A)]_{z=0}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} 4) \quad x_0(x, z) \Big|_{z=0} &= r \frac{dq_m}{dT} \Big|_{T=T'} \tau_0(x) + [rq_m(T') - q_0(z)]_{z=0} = \\ &= \varphi_0 + \beta \tau_0(x). \end{aligned} \quad (15)$$

Принимается

$$u'(z) = u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n; \quad k'(z) = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\varepsilon}. \quad (16)$$

Уравнение теплового баланса (14) переписано для случая отсутствия различия в потолках s_d и B на обеих подстилающих поверхностях. R' — радиационный баланс земной поверхности для области $x < 0$; $z > 0$.

Обратим внимание на то, что условие $\alpha_0(x, z) = \alpha_0(x)$ получается непосредственно из начальной системы уравнений.

Из соображений теории подобия следует, что

$$\sigma_0(x) = \Phi\left(\frac{xg\Delta T}{T_0 v_*}\right). \quad (17)$$

Наиболее просто получается решение (как было показано Д. Л. Лайхтманом), если в качестве граничного условия принять $\tau_0(x, z)|_{z=0} = \Delta T = \text{const}$ и положить для малых x $\alpha_0(x) = 1 + bx$.

При этом решение имеет вид

$$\tau_0 = \Delta T P\left(\frac{2\sigma^{2-m}}{(2-m)^2}; 2\frac{1-m}{2-m}\right), \quad (18)$$

где P — функция Пирсона,

$$\sigma = \zeta \xi^{-\frac{1}{2-m}}; \quad m = \frac{1+\nu-\varepsilon}{1+\nu};$$

$$d\zeta = u' dz; \quad d\xi = \alpha_0(x) dx.$$

Если обобщить задачу на тот случай, когда в качестве граничного условия при $z=0$ принимается уравнение теплового баланса, задача значительно усложняется.

Известные (при условиях $\tau_0|_{z=0} = \tau_0(x)$; $\kappa_0(x, z)|_{z=0} = \kappa_0(x)$) решения уравнений (11):

$$\tau = \frac{\xi^{\frac{p}{1-p}} (1-p)^{2p}}{\Gamma(p)} \int_0^\xi \frac{\tau_0(\nu) e^{-\frac{h^2}{4(\xi-\nu)}}}{(\xi-\nu)^{p+1}} d\nu,$$

$$\kappa = \frac{\xi^{\frac{p}{1-p}} (1-p)^{2p}}{\Gamma(p)} \int_0^\xi \frac{\kappa_0(\nu) e^{-\frac{h^2}{4(\xi-\nu)}}}{(\xi-\nu)^{p+1}} d\nu,$$

будучи подставлены в (14), приводят его к интегральному уравнению с переменными коэффициентами вида

$$\frac{d}{d\xi} \int_0^\xi \frac{\tau_0(\nu) d\nu}{(\xi-\nu)^p} + \frac{\mu'}{\alpha_0} \tau_0(\xi) = \frac{\Delta R'}{\alpha_0(x)} + \left(\frac{1}{\alpha_0} - 1\right) R'_1, \quad (19)$$

где

$$\mu' = \frac{4\sigma T'^3}{(c_p + L\beta)\sigma}; \quad \Delta R' = \frac{\Delta R}{(c_p + L\beta)\sigma};$$

$$R'_1 = \frac{R'}{(c_p + L\beta)\sigma}; \quad p = \frac{\varepsilon}{1+\nu+\varepsilon};$$

$$\sigma = \frac{\rho k'_1 u_1 (1-p)^{2p-1}}{\Gamma(p)} \left(\frac{1+\nu}{u_1 z_1}\right)^{\frac{1-2p}{1-p}}.$$

Решение уравнения (19) может быть найдено приближенно или точно, причем отыскание его зависит от способа задания функции $\alpha_0(x)$.

Наиболее просто решение получается, если задать

$$\frac{1}{\alpha_0(\xi)} = 1 + b\xi^{np}$$

для малых расстояний, что аналогично приведенной выше линейной зависимости $\alpha_0(x)$ от x , b и n — экспериментально определяемые параметры.

Для этого случая решение для отклонений температуры и влажности у земной поверхности записывается в виде:

$$\tau_0(\xi) = \frac{\Delta R'}{\mu'} A(\xi) + \frac{b(\Delta R' + R'_1) \Gamma(np+1)}{\mu'} \xi^{np} A_1(\xi) + b\xi^{np} A_2(\xi);$$

$$x_0(\xi) = \frac{\Delta R'}{\mu'\beta} A(\xi) + \frac{b(\Delta R' + R'_1) \Gamma(np+1)}{\beta\mu'} \xi^{np} A_1(\xi) + \frac{b\xi^{np}}{\beta} A_2(\xi);$$

где

$$A(\xi) = \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{\left(\frac{\mu_1 \xi^p}{\Gamma(1-p)}\right)^k}{\Gamma(p+k+1)};$$

$$A_1(\xi) = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\mu_1 \xi^p}{\Gamma(1-p)}\right)^k \frac{1}{\Gamma[(n+k)p+1]};$$

$$A_2(\xi) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R_{ik} \xi^{pk}}{\Gamma[(n+k)p+1]};$$

$$R_{i,k} = \sum_{i=1}^{k-1} \frac{\mu_1^{k-1} C_{k-1} \Gamma[(n+k-i)p+1]}{\Gamma^{k-i}(1-p)}.$$

Можно отметить, что влияние различия режимов турбулентности над разнородными поверхностями увеличивается с ростом расстояния от границы раздела поверхностей и в значительной степени зависит от величины радиационного баланса над новой поверхностью.

Б. Второе приближение.

Система уравнений, решением которой получается второе приближение, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial z} k_0 \alpha_0 \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} k_0 \alpha_1 \frac{\partial u'}{\partial z} = 0, \quad (20)$$

$$u' \frac{\partial \tau_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k_0 \alpha_0 \frac{\partial \tau_1}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} k_0 \alpha_0 \frac{\partial T'}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} k_0 \alpha_1 \frac{\partial \tau_0}{\partial z} - u_1 \frac{\partial \tau_0}{\partial x}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial z} = - \frac{\partial u_1}{\partial x}. \quad (22)$$

Граничные условия:

- 1) $u_1|_{z=0} = w_1|_{z=0} = 0;$
- 2) $u_1|_{z=\delta} = 0;$
- 3) $\tau_1|_{x=0} = 0;$
- 4) $\tau_1|_{z=0} = 0;$
- 5) $\tau_1|_{z \rightarrow \infty} = 0.$

Величина δ — высота пограничного слоя.

Для получения решения необходимо знать вид функции $\alpha_1(x, z)$. Мы приняли $\frac{k(x, z)}{k_0(z)} = \alpha_0(x) + \alpha_1(x, z)$. Кажется разумным предположить, что коэффициент турбулентности, не изменяясь на верхней границе внутреннего пограничного слоя ($\frac{k}{k_0} = 1$ при $z = \delta$), также не изменяется или мало меняется у земной поверхности, если шероховатости поверхностей различаются мало; т. е. $\frac{k}{k_0} = 1$ при $z = 0$.

Допустим, например, что $\frac{k}{k_0}$ описывается функцией

$$\frac{k}{k_0} = 1 + a' (1 - \alpha_0) \left(\frac{z}{\delta} - \frac{z^2}{\delta^2} \right),$$

тогда

$$\alpha_1(x, z) = (1 - \alpha_0) + a' (1 - \alpha_0) \left(\frac{z}{\delta} - \frac{z^2}{\delta^2} \right).$$

Параметр a должен быть определен экспериментально.

Зная $\alpha_1(x, z)$, можно достаточно просто проинтегрировать уравнения (20) и (22), тогда получим:

$$u_1 = \left(1 - \frac{1}{\alpha_0} \right) \left[u'(z) \left(1 - \frac{avz}{\delta(v+1)} + \frac{avz^2}{\delta^2(v+2)} \right) - u'(\delta) \left(\frac{z}{\delta} \right)^v \left(1 - \frac{av}{(v+2)(v+1)} \right) \right];$$

$$w_1(x, z) = \frac{bnp\xi^{np-1}}{1 + b\xi^{np}} \left[\frac{u_1' z^{v+1}}{z_1^v (1+v)} - \frac{u_1(\delta) z^v - 1}{\delta^v (v+1)} \right].$$

Решение может быть легко получено и для случая различных шероховатостей. При этом можно задать $\frac{k}{k_0}$ в виде

$$\frac{k}{k_0} = 1 + a' (1 - \alpha_0) \frac{(\delta - z)(z - z_0)}{\delta - z_0} + \psi \frac{\delta - z}{\delta - z_0},$$

где ψ может быть равно $\ln \frac{u_1 z_0 \ln \frac{z_1}{z_0'}}{u_1' z_0' \ln \frac{z_1}{z_0}}$.

Значительно более сложным оказывается отыскание решения уравнения (21).

Заменив переменные по формулам

$$\begin{aligned} d\xi &= \alpha_0(x) dx, \\ d\zeta &= u'(z) dz, \end{aligned}$$

сведем уравнение (21) к виду

$$\frac{\partial \tau}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \zeta^m \frac{\partial \tau}{\partial \zeta} + \Phi_0(\xi, \zeta), \quad (21a)$$

где

$$\Phi_0(\xi, \zeta) = \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} k_0 u' \alpha_1 \frac{\partial T'}{\partial \zeta} + \frac{1}{\alpha_0} k_0 u' \alpha_1 \frac{\partial \tau_0}{\partial \zeta} - \frac{u_1}{u'} \frac{\partial \tau_0}{\partial \xi}.$$

Применив к уравнению (21a) интегральное преобразование по ζ с ядром

$$F = \zeta^{\frac{1-m}{2}} J_{\frac{1-m}{2-m}} \left(\frac{2\lambda}{2-m} \zeta^{\frac{2-m}{2}} \right),$$

сведем его к обыкновенному неоднородному дифференциальному уравнению первого порядка, решение которого известно.

После ряда преобразований обращение запишется так:

$$\tau(\xi, \zeta) = \frac{2\zeta^{\frac{1-m}{2}}}{2-m} \int_0^\infty \left[\int_0^\xi K(\lambda, \nu) e^{-\lambda^2(\xi-\nu)} d\nu \right] \lambda J_{\frac{1-m}{2-m}}(\lambda h) d\lambda,$$

где

$$K(\lambda, \xi) = \int_0^\infty \Phi_0(\zeta, \xi) F(\lambda, \zeta) d\zeta.$$

Ввиду громоздкости выражения для τ_1 целесообразно записать его для простого случая однородного распределения температуры в поступающей массе и использовать τ_0 , определяемое выражением (18).

Тогда

$$\begin{aligned} \tau_1(\xi, \zeta) = & \mu \zeta^{\frac{p}{1-p}} \xi^{np} \left[L e^{-\lambda^2 \xi} + (1-p)^{p+1} \zeta^{\frac{p+1}{2(p-1)}} \times \right. \\ & \times \xi^{\frac{1-p}{2}} e^{-\frac{h^2}{8\xi}} \sum_{i=1}^5 \xi^{t_i} \Gamma(t_i + 1) \frac{\omega_{p-1-2t_i}}{2} - \frac{p}{2} \left(\frac{h^2}{4\xi} \right) + \\ & + \sum_{j=1}^5 C_j \sum_{k=1}^\infty \frac{\gamma_j(\gamma_j+1) \dots (\gamma_j+k)}{a_j(a_j+1) \dots (a_j+k) k!} \int_0^\infty \frac{\nu^{t_i+k} \Gamma(p+k+1)}{(\xi-\nu)^{p+k+1}} \times \\ & \left. \times {}_1F_1 \left(p+k+1; p+1; -\frac{h^2}{4(\xi-\nu)} \right) \right], \end{aligned}$$

где

$$h = 2\zeta^{\frac{1}{2(1-p)}} (1-p); \quad \mu = \frac{b \Delta T (1-p)^{p+1}}{\Gamma(p)};$$

$$L = \frac{1+a}{(1-p)^p};$$

$$t_i = \rho(i=1; 2) = 2\rho(i=3; 4) = p - \rho'(i=5)$$

$$\rho = \frac{1}{1+\nu+\varepsilon}; \quad \rho' = \frac{\nu}{1+\nu+\varepsilon};$$

$$C_j = \begin{cases} \frac{aa'\beta^j \Gamma(p+j\rho)}{\delta^j \Gamma(p) \Gamma(p+1) (1-p)^{p+2j\rho}} & \text{при } 1 \leq j \leq 2 \\ \frac{aa'\nu(2-m)^{p+(j-1)\rho}}{\delta^{j-2} \Gamma^2(p+1)} \Gamma[p+1+(j-2)\rho] & \text{при } 3 \leq j \leq 4 \\ \frac{u'(\delta) \left(1 - \frac{a'\nu}{(\nu+1)(\nu+2)} \right) z_1^\nu \beta_1^{\varepsilon-\nu}}{u_1' \delta^\varepsilon \Gamma^2(p+1)} (2-m)^{2p-\rho'} \Gamma(2p+1-\rho') & \text{при } j=5 \end{cases}$$

Полученные формулы позволили выполнить некоторые расчеты и произвести оценки величин отклонений метеорологических характеристик от их значений над полуплоскостью $x < 0$.

Рассмотрим результаты расчетов. Прежде всего представляется интересным выяснить, как влияет на численные значения изучаемой величины (в частности, температуры) учет изменения режима турбулентности. Расчеты показали, что учет последнего обстоятельства в значительной мере сказывается при вычислении температурных отклонений.

Каково же изменение коэффициента турбулентности?

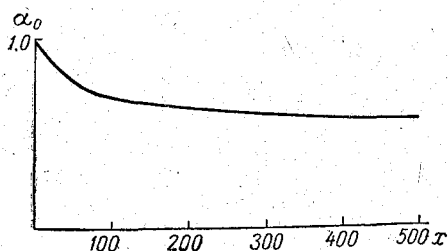


Рис. 1. Первое приближение. Трансформация коэффициента турбулентности при удалении от границы $x=0$.

В первом приближении, как было сказано выше, можно принять, что коэффициент турбулентности зависит от высоты так же, как и при $x < 0$. Зависимость же $\frac{k}{k'} = \alpha_0(x)$ представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что коэффициент турбулентности может изменяться в 2 раза и более на достаточно больших расстояниях.

На рис. 2 показаны профили коэффициента турбулентности с учетом второго приближения для двух расстояний $x=100$ м и $x=500$ м. Профиль коэффициента турбулентности $k(z)$ искажается по сравнению с

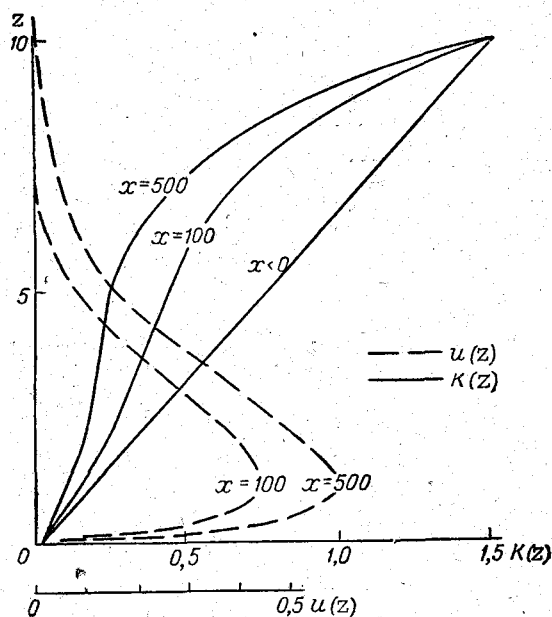


Рис. 2. Второе приближение. Профили ветра и коэффициента турбулентности над новой поверхностью.

профилем $k'(z)$ тем больше, чем больше расстояние от границы $x=0$.

Покажем теперь, как эти изменения коэффициента турбулентности влияют на температурные отклонения. На рис. 3 нанесены величины τ : сплошная кривая — отклонения, возникающие лишь за счет скачка ра-

диационного баланса; пунктирная кривая — отклонения, вызванные той же причиной, но с учетом изменения коэффициента турбулентности. Из рассмотрения графика видно, что изменение режима турбулентности изменяет в 3—5 раз (в зависимости от величины радиационного баланса над возмущенной поверхностью) величины температурных отклонений. Существенно зависит результат и от численных значений параметров, введенных в решение, поэтому их необходимо тщательно вычислять.

Полученная во втором приближении температурная поправка составляет $\sim 5\%$ величины отклонения температуры при $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$. Учет ее вряд ли является целесообразным. На рис. 3 нанесены значения этой по-

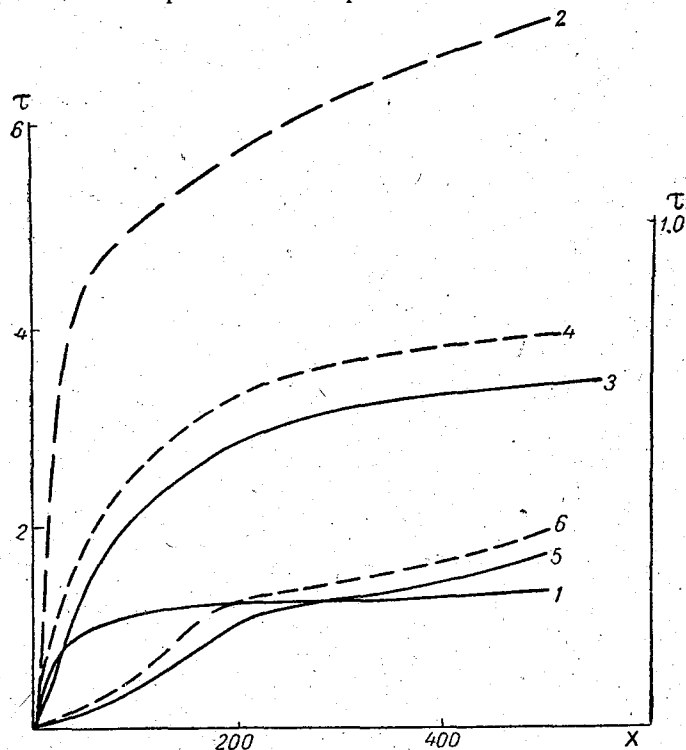


Рис. 3. Температурные отклонения.

1 — $\tau_0 = T(x, 0) - T'(0)$ без учета изменения k , 2 — τ_0 с учетом изменения k , 3 — $\tau_{z=0,5}$ м — первое приближение, 4 — $\tau_{z=0,5}$ м — второе приближение, 5 — $\tau_{z=2}$ м — первое приближение, 6 — $\tau_{z=2}$ м — второе приближение.

правки в сравнении с величинами температурных отклонений для двух уровней $z=0,5$ м и $z=2,0$ м.

Значительный интерес представляют решения, полученные для ветра и вертикальных скоростей. Численные значения меры трансформации этих величин мало исследованы, хотя они имеют практическую ценность.

В настоящей работе были рассчитаны профили u_1 для разных расстояний от границы раздела разнородных поверхностей (на рис. 2 показаны два таких профиля: для $x=100$ м и $x=500$ м). Величины отклонений u_1 достигают для этих расстояний значений 0,6—1,0 м; они возрастают от поверхности земли до высоты 1—1,5 м и, достигнув здесь максимума, вновь убывают до 0 на верхней границе внутреннего пограничного слоя. Величина u_1 составляет $\sim 15\%$ величины скорости ветра в невозмущенной воздушной массе.

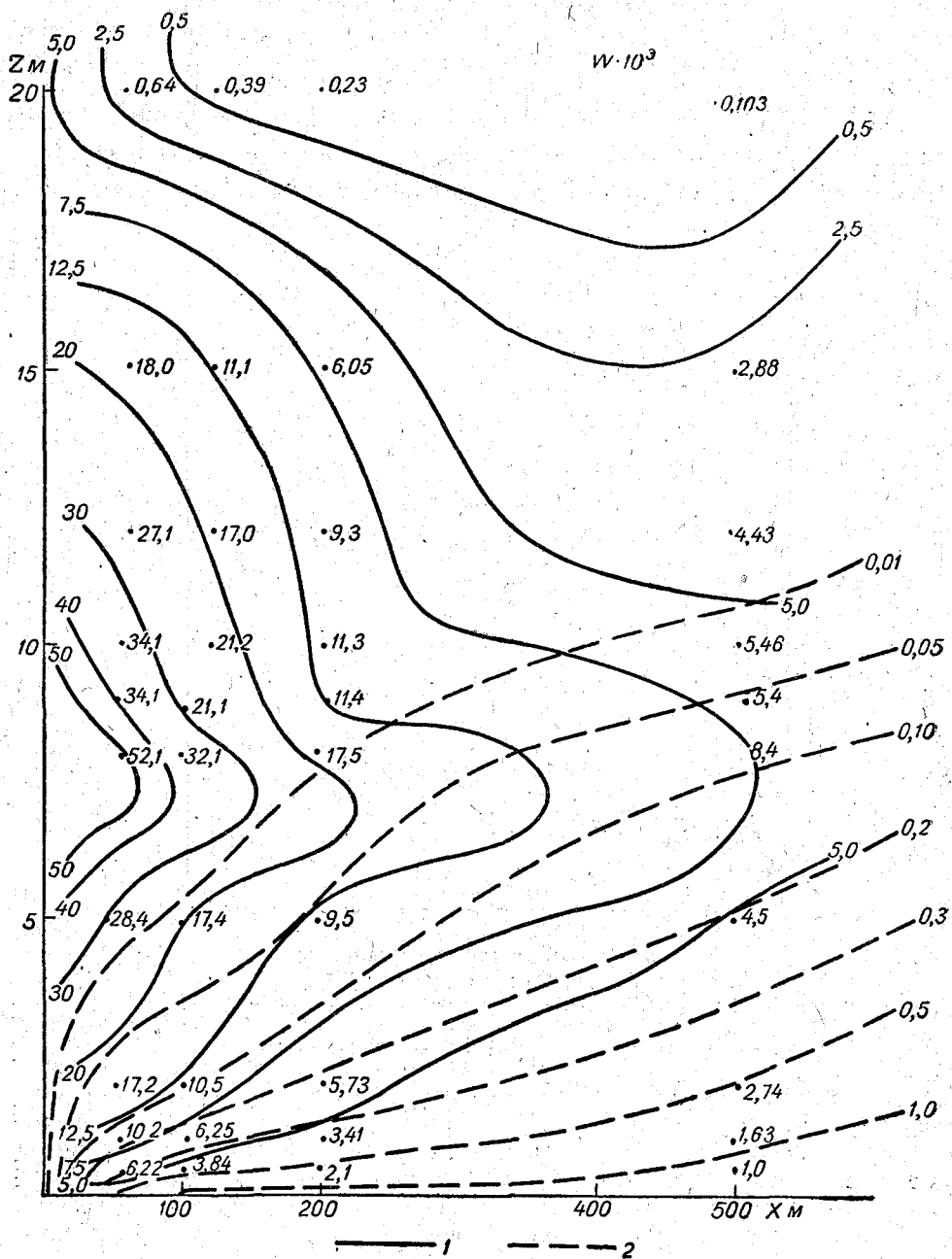


Рис. 4. Распределение вертикальных скоростей и температурных отклонений в области $x > 0, z > 0$.

1 — изолинии w , 2 — изолинии τ (x, z).

Вертикальные токи возникают в трансформирующейся воздушной массе за счет сдвига ветра. Максимальная дивергенция наблюдается на границе раздела поверхностей, поэтому и вертикальные скорости максимальны на этой границе. По мере роста x вертикальные скорости убывают. Численные значения их составляют 10^{-2} — 10^{-3} м/сек.

Наглядное представление о структуре поля вертикальных скоростей дает рис. 4, на котором проведены изолинии значений w . Отчетливо виден максимум вертикальных скоростей, располагающийся на уровне 7—8 м от поверхности земли.

Соответствующее распределение температуры представлено на том же рисунке.

Несомненно, было бы интересно сравнить результаты расчетов с экспериментально полученными данными о трансформации. К сожалению, таких данных чрезвычайно мало, особенно это касается результатов наблюдений за скоростью ветра и вертикальными скоростями.

Мы попытались сравнить результаты наших расчетов с изменениями профиля скорости ветра, наблюдающимися при переходе воздушной массы с моря на сушу. Экспериментальный материал получен в Севастопольской экспедиции ГГО. Выбраны случаи благоприятных погодных условий и построены профили отклонений скорости ветра над сушей от скорости ветра над морем по сравнению с рассчитанным профилем отклонений, соответствующим тем же условиям.

Оказалось, что по крайней мере для малых высот эти профили достаточно хорошо совпадают (рис. 5), порядки величин отклонений одинаковы. Выше 5 м совпадение значительно хуже, однако есть вероятность того, что верхний анемометр (10 м) в морских условиях давал неверные показания ввиду нерепрезентативности его установки.

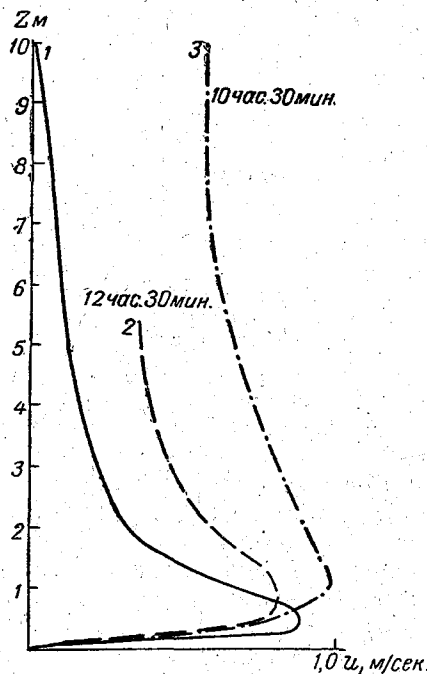


Рис. 5. Профили отклонений $u_1 = u(x, z) - u'(z)$.
1 — теоретический, 2, 3 — экспериментальные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1956.
2. Гандин Л. С. К вопросу о трансформации профиля ветра. Труды ГГО, вып. 33, 1952.
3. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
4. Лайхтман Д. Л. Некоторые вопросы теории микроклимата. Труды ВНМС, т. VII, 1963.

Д. Л. ЛАЙХТМАН, Л. Р. ОРЛЕНКО

СТРОЕНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НА РАЗНЫХ ШИРОТАХ

В статье приводятся формулы и результаты расчетов основных характеристик пограничного слоя на разных широтах. Анализируются полученные закономерности.

Известно, что при натекании вязкой турбулизированной жидкости на пластинку на ней образуется пограничный слой, толщина которого растет с удалением от края.

Рост толщины пограничного слоя довольно интенсивен на малых расстояниях от края, затем он постепенно замедляется и начиная с некоторого достаточно большого расстояния от края можно считать пограничный слой сформированным, практически его толщина может приниматься постоянной. Таков примерно механизм формирования планетарного пограничного слоя атмосферы.

При существующих горизонтальных масштабах атмосферных процессов основной интерес представляет строение сформированного пограничного слоя. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

В несжимаемой жидкости особенности пограничного слоя вблизи твердой поверхности зависят исключительно от скорости потока и шероховатости обтекаемой поверхности. Существенно сложнее этот процесс происходит в атмосфере. Свойства пограничного слоя в атмосфере, как и в любой сжимаемой жидкости, зависят от динамических и термических факторов.

По вертикальным профилям метеорологических элементов, полученным из экспериментальных данных, довольно четко выявляется существование пограничного слоя в атмосфере. В качестве иллюстрации можно, например, привести средние летние профили температуры и модуля скорости ветра для условий Ленинградской области (рис. 1).

Следует с самого начала подчеркнуть, что два фактора — термический ветер и лучистый приток тепла — нарушают классическую картину пограничного слоя; пограничный слой проявляется только при специальной обработке экспериментальных данных.

Для различных приложений крайне важно определять значение метеорологических элементов на разных высотах внутри пограничного слоя в зависимости от свойств воздушной массы, свободных от непосредственного влияния подстилающей поверхности, по физическим свойствам деятельного слоя почвы и притекающей к поверхности почвы радиации.

Мы имеем в виду, в частности, такие приложения: 1) выяснение эффективности активных воздействий на локальные метеорологические

процессы, которое, по существу, сводится к расчетам изменений метеорологических характеристик нижнего слоя атмосферы благодаря тем или иным нарушениям свойств деятельной поверхности при фиксированных макрометеорологических условиях, 2) прогноз погоды для рассматриваемого конкретного района на основании предполагаемого характера процессов большого масштаба.

Следует также отметить, что климат нижних слоев атмосферы формируется как результат наложения локальных эффектов на макропроцессы. Только из такого рассмотрения легко выявляется физический механизм взаимодействий, которыми определяется строение нижнего слоя атмосферы в разных физико-географических условиях. Как уже указы-

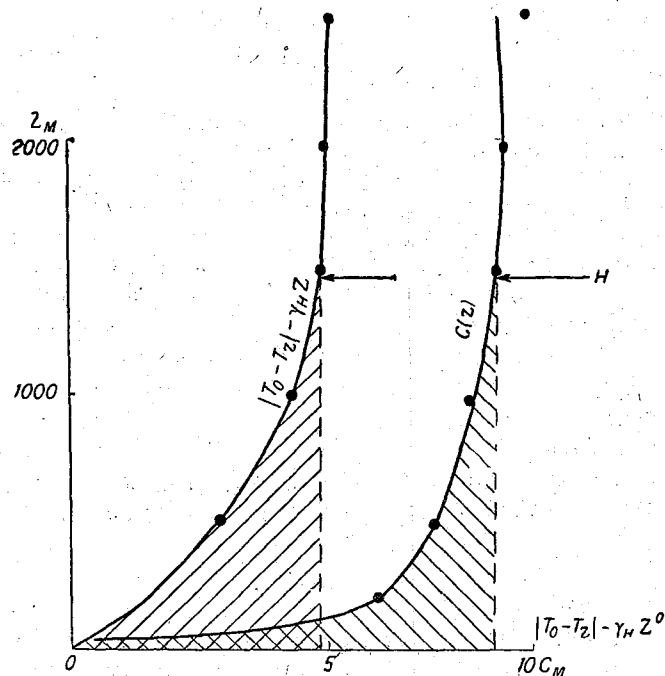


Рис. 1. Тепловой и динамический пограничные слои по экспериментальным данным.

валось выше, мы не будем касаться существенно нестационарных случаев и процессов, происходящих в непосредственной близости от фронтальных поверхностей. Эти вопросы эквивалентны рассмотрению процессов, происходящих вблизи наветренного края пластинки, на которую натекает поток, т. е. по существу стадии формирования пограничного слоя. Предметом настоящего исследования является строение стационарного пограничного слоя на больших расстояниях от края.

Полученные при таком подходе результаты будут характеризовать среднее строение нижних слоев атмосферы, за исключением тех случаев, когда в рассматриваемом районе расположена фронтальная зона. Поскольку относительный вклад этих периодов в средний режим невелик, то можно думать, что расчеты будут близки к фактическим климатическим характеристикам, получаемым при обычных обработках.

Для этого случая весь комплекс метеорологических характеристик определяется следующей системой уравнений:

$$H = \frac{1}{\sqrt{\Gamma}} \sqrt{\frac{R-B}{\left(1 + \frac{L}{c_p} B\right) 0,2 \omega_z \rho c_p} + \frac{2,3 (1-\delta) \bar{T} v_g^2}{g}}, \quad (1)$$

$$T_0 - T_H = \frac{1}{0,2 \omega_z \rho c_p} \frac{R-B}{1 + \frac{L}{c_p} B} + H(\gamma_a - \Gamma), \quad (2)$$

$$q_0 = f_0 q_{\max}(T_0), \quad (3)$$

$$P = 0,2 \omega_z \rho c_p H [T_0 - T_H + H(\Gamma - \gamma_a)], \quad (4)$$

$$LE = 0,2 \omega_z L \rho H (q_0 - q_H), \quad (5)$$

$$\frac{\tau}{\rho} = 0,62 \omega_z H v_g. \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения: H — высота пограничного слоя, T_0 , q_0 , T_H и q_H — температура и влажность у земли и в свободной атмосфере соответственно, R — радиационный баланс, P — турбулентный поток тепла, LE — затраты тепла на испарение, B — поток тепла в почву, τ — касательное напряжение, v_g — скорость геострофического ветра, $\omega_z = \omega \sin \varphi$, g — ускорение силы тяжести, f_0 — относительная влажность у земли, определяющаяся степенью увлажнения почвы, $q_{\max}(T)$ — насыщающая удельная влажность, ρc_p — объемная теплоемкость воздуха, L — скрытая теплота парообразования, $\bar{T}$ — средняя температура в пограничном слое, γ_a — адиабатический градиент температуры, $\gamma_a - \Gamma = \frac{T_0 - T_H}{H} \Big|_{p=0}$ — средний равновесный градиент для пограничного слоя, δ — отношение энергии турбулентности, которая диссипирует в тепло, к энергии турбулентности, возникающей за единицу времени в результате трансформации энергии среднего движения

$$\frac{L}{c_p} B = \frac{LE}{P}.$$

При получении формул коэффициент турбулентности заменяется средним значением, что не приведет к существенным погрешностям при стационарных условиях, если не касаться некоторых деталей профилей метеорологических элементов.

Приведенные формулы позволяют рассчитать все важнейшие характеристики пограничного слоя на основании внешних параметров и тем самым ответить на ряд важных вопросов практики, о которых уже упоминалось выше в общей форме. Так, например, легко оценить изменение температуры, влажности, составляющих теплового баланса, скорости ветра при изменениях таких внешних характеристик, как радиационный баланс (известно, что это может быть достигнуто изменением альbedo или прозрачности атмосферы), при изменении увлажнения почвы (вследствие осуществления гидромелиоративных мероприятий), при строительстве водохранилищ и др. Из этих же соотношений следует, в какой степени радиация и адвекция, т. е. местные и макрометеорологические характеристики, влияют на микрометеорологический режим. Это, в сущности, вопрос, с которым приходится сталкиваться при локальных прогнозах. Так, например, из приведенных формул следует, что температура вблизи земной поверхности при малых скоростях ветра изменяется приблизительно пропорционально корню квадратному из радиационного баланса.

Наоборот, при очень больших скоростях ветра температура мало зависит от величины радиационного баланса и определяется главным образом динамическими факторами, при этом средний вертикальный температурный градиент стремится к равновесному значению ($\gamma_a - \Gamma$).

Перейдем теперь к анализу некоторых результатов расчета, выполненного по полученным формулам. На основании приведенных выражений нетрудно оценить величину основных компонентов баланса энергии турбулентности. Трансформация кинетической энергии в энергию турбулентности определяется следующими выражениями:

$$\varepsilon = 4,27 \cdot 10^{-2} H v_g^2 \sin \varphi, \quad (7)$$

$$\frac{\varepsilon}{M} = 3,26 \cdot 10^{-5} v_g^2 \sin \varphi, \quad (8)$$

где ε — величина трансформации кинетической энергии в энергию турбулентности во всем пограничном слое, $\frac{\varepsilon}{M}$ — средняя трансформация в единице массы.

Расчеты показывают, что во всем пограничном слое трансформация кинетической энергии в пограничном слое существенно зависит от стратификации, изменяясь от 1000 гм²/сек.³ при инверсии до 5000 гм²/сек.³ при конвекции. Приблизительно половина поступающей энергии благодаря вязкости превращается в тепло. Что касается средней величины трансформации кинетической энергии в энергию турбулентности, относенной к единице массы, то она не зависит от стратификации и пропорциональна квадрату геострофического ветра.

При геострофическом ветре 10 м/сек. и $\varphi = 60^\circ$ она равна 28 см²/сек.³. Это обстоятельство объясняется тем, что рост энергии трансформации во всем пограничном слое с ростом термической неустойчивости прямо пропорционален увеличению массы пограничного слоя, а их отношение остается постоянным.

Внешние параметры, которые входят в приведенные выше формулы, закономерно меняются с широтой. Это дает возможность рассчитать основные характеристики пограничного слоя на разных широтах.

На основании известных значений радиационного баланса, характеристик свободной атмосферы (v_g , T_H , q_H) и физических свойств почвы приводим результаты расчетов основных параметров пограничного слоя на разных широтах ($\lambda = 40-80^\circ$).

Следует подчеркнуть, что для летних месяцев для исключения ошибок из-за «вентильного эффекта» расчеты производились отдельно для дня и для ночи. Приводимые ниже средние значения получены на основании дневных и ночных величин с учетом продолжительности дня и ночи.

При расчетах δ принималось равным 0,6, Γ для летних месяцев принималось 0,6°/100 м, для зимних — 1,2°/100 м.

На рис. 2 приводится высота пограничного слоя для летнего (июнь) и зимнего (январь) месяцев.

Высота пограничного слоя летом растет к югу, в зимний период кривая теряет монотонный ход, достигая максимума на широте 60°. Такой ход связан с широтными изменениями термического и динамического факторов. Пунктирные кривые на том же рисунке дают широтный ход высоты пограничного слоя, который был бы при нулевом радиационном балансе (H_0).

На рис. 2 дан также широтный ход касательного напряжения. Здесь следует отметить, что в летний период касательное напряжение больше,

чем зимой, несмотря на обратное соотношение геострофического ветра. В этом заключается одно из проявлений термических эффектов, характерных для атмосферного пограничного слоя.

Для тех же месяцев на рис. 3 приводится широтный ход температуры вблизи земной поверхности. Рассчитанные величины довольно

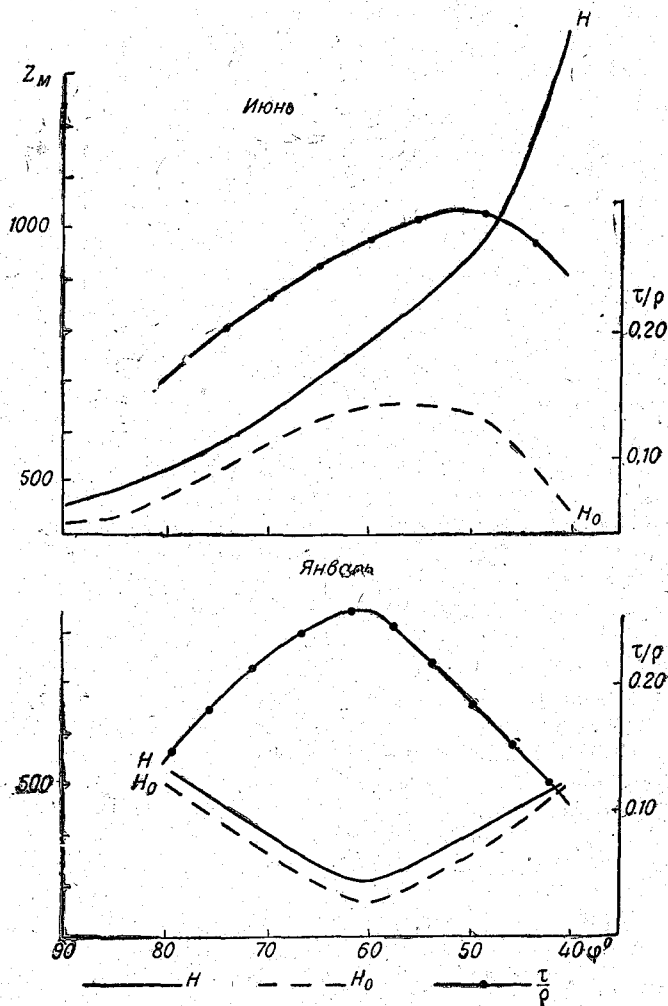


Рис. 2. Широтный ход толщины пограничного слоя и касательного напряжения.

хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями температуры. Некоторые расхождения связаны с погрешностями исходных параметров и некоторой схематизацией «логарифмической части» пограничного слоя.

На рис. 4 даны результаты расчетов компонентов теплового баланса на разных широтах. Как видно из рисунка, в зависимости от радиационного баланса и увлажнения почвы они закономерно меняются с широтой в летний период. Зимой все компоненты сравнительно невелики и в пределах широт от 40 до 80° мало меняются. Испарение в летний период максимально в зоне 50—60°, севернее оно убывает из-за уменьшения притока радиации, к югу — из-за недостатка влаги в почве.

Турбулентный поток тепла в летний период монотонно растет к югу из-за роста радиационного баланса. Особенно сильное увеличение его южнее 50° , несмотря на постоянство радиационного баланса, связано с недостатком увлажнения почвы и быстрым уменьшением к югу затрат тепла на испарение.

Из этого же графика видно, как расходуется поступающая лучистая энергия на разных широтах.

Следует подчеркнуть, что, в отличие от градиентных методов расчета составляющих теплового баланса или других методов, в которых совершенно не отражается механизм, в настоящей работе компоненты теплового баланса получают на основании исследования термодинамических взаимодействий на разных широтах.

В такой постановке имеется возможность определить не только существующее соотношение тепловых потоков на деятельной поверхности, но и возможные их изменения при изменении макрометеорологических или местных условий.

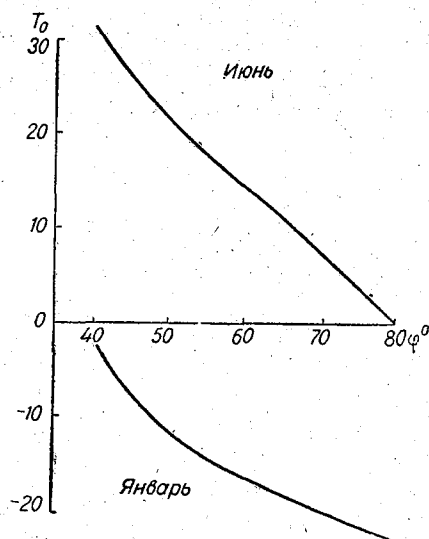


Рис. 3. Широтный ход температуры воздуха.

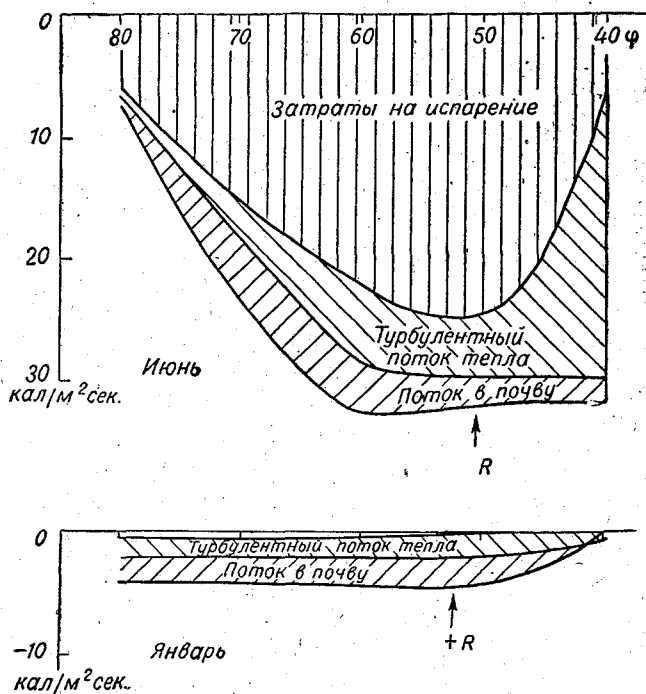


Рис. 4. Составляющие теплового баланса на различных широтах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. Гидрометеиздат, Л., 1963.
2. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
3. Лайхтман Д. Л., Утина З. М. Влияние макрометеорологических условий на строение пограничного слоя в атмосфере. Труды ГГО, вып. 107, 1961.

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ОБМЕН В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В статье излагается теория вертикального турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. Приводятся основные результаты исследований этого явления для равновесно и неравновесно стратифицированного потока. Указаны зависимости, характеризующие эффект нестационарности и горизонтальной неоднородности потока.

1. Введение

Важной особенностью атмосферных движений является то, что в подавляющем большинстве случаев они носят турбулентный характер. Это означает, что при многократной реализации одного и того же комплекса условий, однозначно определяющего осредненные свойства движения, мгновенные значения характеристик движения в любой точке потока в соответственные моменты времени не будут одинаковыми. Иными словами, в турбулентном потоке скорости частиц являются величинами случайными.

Хаотические отклонения от нормы (пульсации) скорости ветра приводят, очевидно, к интенсивному перемешиванию. Как показывает эксперимент, возникающие в атмосфере при наличии турбулентного перемешивания потоки количества движения, тепла, влаги и т. д. на несколько порядков превосходят значения компонентов этих потоков, обусловленные молекулярным переносом. Отсюда видно, сколь велика роль турбулентного обмена в механизме основных атмосферных явлений.

Выяснение закономерностей турбулентного обмена в атмосфере является, таким образом, одной из центральных проблем физики атмосферы. Вопрос о характере этих закономерностей для приземного слоя атмосферы представляет особый интерес, так как изучение метеорологических полей в этом слое наиболее важно для практики.

2. Ламинарный и турбулентный потоки. Критерий Рейнольдса. Напряжения турбулентного трения

Первые опыты по изучению турбулентности были поставлены в середине XIX в. В работе Хагена [44] исследовались условия перехода от ламинарного режима (характеризующегося прямолинейными траекториями движущихся частиц) к турбулентному при течении воды в цилиндрических трубах круглого сечения. Хаген заметил, что изменение режима может быть достигнуто варьированием любого из трех параметров: скорости течения, радиуса трубы или температуры воды (вязкости).

Общий принцип изменений характера движения при течении жидкости в трубах был установлен Рейнольдсом [69]. Согласно [69], в рас-

смаатриваемом случае характер движения определяется величиной безразмерного отношения (числа Рейнольдса)

$$Re = \frac{VD}{\nu}, \quad (1)$$

где V — средняя скорость потока, D — диаметр трубы, ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости.

При значениях числа Re , меньших критического $Re_{кр}$, поток является ламинарным; при $Re > Re_{кр}$ движение носит турбулентный характер. Критическое значение числа Рейнольдса в значительной степени зависит от условий опыта. Тем не менее можно указать его характерное значение. Оно имеет порядок 10^3 .

Анализ уравнений Навье—Стокса показывает, что критерий Рейнольдса имеет универсальное значение. Безразмерное отношение, стоящее в правой части (1), является основной характеристикой движения для широкого класса явлений. При этом под V и D следует понимать масштаб скорости и масштаб длины, характерные для данного движения.

В случае большинства атмосферных движений характеризующее их значение числа Рейнольдса на несколько порядков превосходит критическое. Этот вывод хорошо согласуется с известным фактом турбулентного состояния земной атмосферы.

В работе [70] Рейнольдс предложил метод исследования турбулентного движения, основанный на использовании уравнений Навье—Стокса. Основная идея метода состоит в том, что нужно изучать отдельно поле скоростей среднего потока (макрокомпонент движения) и поле скоростей относительного движения (микрокомпонент движения). Удобство предложенного разделения связано с тем, что характеристики среднего потока во многих случаях однозначно определяются условиями опыта. Относительное (пульсационное) движение, напротив, носит характер случайных флуктуаций скорости.

Макрокомпонент u_i ($i=1, 2, 3$) составляющей u_i вектора скорости определяется как осредненное относительно выбранного пространственного или временного масштаба значение этой составляющей. Разность $u_i' = u_i - \bar{u}_i$ является при этом микрокомпонентом.

Как показано в [70], вытекающие из уравнений Навье—Стокса зависимости, определяющие поле скоростей среднего потока, отличаются от исходных уравнений наличием в них дополнительных членов

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'}, \quad (2)$$

где ρ — плотность среды, черта сверху — знак осреднения.

Величины τ_{ij} выражают обусловленные турбулентным обменом потоки i -того компонента вектора количества движения в направлении координатной оси с номером j . Указанные величины образуют симметричный тензор (тензор напряжений турбулентного трения).

Таким образом, для определения поля средней скорости уравнений Рейнольдса недостаточно. Оказываются необходимыми дополнительные сведения о величинах τ_{ij} .

3. Логарифмический пограничный слой

Рассмотрим случай плоского движения жидкости или газа, когда скорость среднего потока $\bar{u}$ меняется в направлении ортогональной к нему координатной оси OZ . Касательное напряжение τ при этом определяется равенством

$$\tau = -\overline{\rho u' w'}, \quad (2a)$$

где u' и w' — пульсационные значения продольной и поперечной составляющих скорости.

Учитывая физический смысл величины τ , можно выразить последнюю через градиент средней скорости, положив

$$\tau = \rho k \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}. \quad (3)$$

В последнем равенстве k — коэффициент турбулентного обмена, введенный по аналогии с коэффициентом молекулярной вязкости¹. Однако выражение (3) не может быть продуктивно использовано, пока величина k остается неопределенной.

Прандтль [60, 61, 64] по аналогии с понятием средней длины свободного пробега молекул в теории молекулярной диффузии ввел для элементов рассматриваемого турбулентного движения понятие пути смещения l . Последняя величина определяется как характерное расстояние, на протяжении которого элемент жидкости, участвующий в поперечном относительном движении, сохраняет неизменной продольную составляющую количества движения.²

Используя данное определение, Прандтль получил для касательного напряжения следующее выражение:

$$\tau = \rho \left(l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2. \quad (4)$$

Из анализа размерностей следует, что вблизи обтекаемой поверхности путь смещения линейно зависит от расстояния до стенки, т. е.

$$l = \kappa z, \quad (5)$$

где κ — числовой коэффициент.

Карман [49, 50] на основе предположения о самоподобии пульсационных движений получил для касательного напряжения выражение, аналогичное (4). При этом в его работах под l понимается характерный масштаб пульсаций, определяемый равенством

$$l = \kappa \left| \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}} \right|. \quad (6)$$

Как показал Л. Г. Лойцянский [17, 18, 19], формулы теории Кармана можно также получить исходя из предположения о самоподобии профилей осредненных скоростей.

Из уравнений движения следует, что в области потока, близкой к обтекаемой поверхности, касательное напряжение не зависит от координаты. В этом случае выражения (5) и (6) эквивалентны, причем распределение скоростей описывается формулой

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} (\ln z + \text{const}), \quad (7)$$

¹ Понятие коэффициента турбулентного обмена впервые было введено Буссинеском [34]. Применительно к задачам метеорологии идею введения коэффициента турбулентности развили Тейлор [85] и Шмидт [76, 77]. Л. В. Келлер [6] выяснил статистический смысл этого коэффициента в теории турбулентной диффузии.

² Тейлор [87] выдвинул гипотезу, согласно которой элементы жидкости при турбулентном движении сохраняют неизменным не количество движения (как это принимается в теории Прандтля), а вихрь скорости. Выводы схемы Тейлора, однако, не получили развития в теории атмосферной турбулентности.

где $v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ — скорость трения (динамическая скорость).

Число κ (постоянная Кармана), согласно эмпирическим данным, равно примерно 0,4.

Из (3), (7) вытекает следующее выражение для коэффициента турбулентного обмена:

$$k = \kappa v_* z. \quad (8)$$

В случае движения вдоль шероховатой стенки формула (7) может быть записана следующим образом:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{nz}{h_0} \quad \text{при } z \gg h_0. \quad (9)$$

Здесь h_0 — характерный размер неоднородностей обтекаемой поверхности, n — постоянная.

Выполненные Никурадзе [54] измерения в аэродинамических трубах показали, что $n \approx 30$.

В метеорологии формулу (9) обычно используют в следующем виде¹:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (9a)$$

Параметр z_0 (условная высота уровня шероховатости) имеет здесь тот же смысл, что отношение $\frac{h_0}{n}$ в (9).

Шероховатыми (в условиях данного потока), согласно [54], являются поверхности, для которых

$$\frac{v_* z_0}{v} > 2,5. \quad (10)$$

При условии, что

$$\frac{v_* z_0}{v} < 0,13, \quad (11)$$

обтекаемая поверхность является аэродинамически гладкой [54, 74]. В последнем случае закон распределения скоростей имеет вид [64]

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{\tilde{n} v_* z}{v} \quad \text{при } z \gg \frac{v}{v_*}. \quad (12)$$

Измерения в аэродинамических трубах [53] показали, что формула (12) справедлива в области потока, в которой $\frac{v_* z}{v} > 10$. При этом было

¹ Наряду с формулой (9a), употребляются и другие варианты записи логарифмического закона распределения скоростей. Так, например, Россби [72], чтобы удовлетворить условию равенства нулю скорости потока у стенки, предложил следующую модификацию уравнения профиля:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right).$$

В случае поверхностей со значительной шероховатостью логарифмический закон распределения скоростей хорошо согласуется с данными эксперимента, будучи записан в следующем виде [12, 37, 55]:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0},$$

где d — определяемая эмпирически величина, характеризующая смещение уровня нулевого значения средней скорости ветра.

получено, что $n \approx 9$.

Саттон [81] предложил следующую интерполяционную формулу, обобщающую выражения (9а) и (12),

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{v_* z}{v_* z_0 + \frac{v}{g}}. \quad (13)$$

Как нетрудно заметить, последнее равенство при малых значениях параметра z_0 переходит в (12), при больших z_0 — в (9а).

Заметим, что в случае атмосферных движений обтекаемая (подстилающая) поверхность является, как правило, аэродинамически шероховатой.

Анализ многочисленных наблюдений за вертикальным распределением ветра в атмосфере показал [16, 51, 52, 82], что при равновесных условиях логарифмический закон распределения скоростей оправдывается с большой точностью в приземном слое толщиной в несколько десятков метров.

4. Вертикальный турбулентный поток тепла

Изложенные выше результаты получены в предположении, что поток стратифицирован равновесно, т. е. вертикальные перемещения частиц не сопровождаются пульсациями плотности. Условия равновесности в приземном слое атмосферы, однако, как правило, не выполняются вследствие существенной неоднородности температурного поля.

В температурно-неоднородном воздушном потоке турбулентный обмен характеризуется целым рядом особенностей, обусловленных действием силы плавучести (равнодействующей силы тяжести и силы Архимеда). В этом случае зависимости вертикального распределения скорости ветра и температуры оказываются взаимосвязанными.

Анализируя по методу Рейнольдса уравнение теплопроводности в движущейся среде, нетрудно показать, что вблизи обтекаемой стенки турбулентный поток тепла в направлении ортогональной к ней оси OZ не зависит от координаты. В рассматриваемом случае указанный поток P определяется равенством

$$P = c_p \rho \overline{T'w'}, \quad (14)$$

где T' — пульсационное значение абсолютной температуры, c_p — теплоемкость среды при постоянном давлении.

Введем коэффициент k_H турбулентного переноса тепла. При этом можем написать

$$P = -c_p \rho k_H \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \gamma \right), \quad (15)$$

где T — абсолютная температура воздуха, γ — равновесный градиент температуры (такое значение величины $-\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$, при котором $P=0$).

Полагая, что элементы турбулентного движения (вихри) перемещаются адиабатически, Тейлор [85] и Шмидт [76, 77] получили для равновесного градиента температуры значение, равное

$$\gamma_a = \frac{Ag}{c_p},$$

где A — термический эквивалент работы, g — ускорение силы тяжести

($\gamma_a \approx 10^{-2}$ град/м). Выражение (15) для вертикального турбулентного потока тепла при этом может быть записано в следующем виде:

$$P = -c_p \rho k_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (15a)$$

где θ — потенциальная температура воздуха.

Позднее Эртель [40, 41] нашел, что величина γ в формуле (15) должна быть равной нулю. Однако Прандтль [62, 63] показал ошибочность количественной стороны рассуждений Эртеля.

М. И. Будыко и М. И. Юдин [4, 5] путем анализа эмпирического материала получили, что для приземного слоя атмосферы равновесный градиент температуры в среднем несколько меньше адиабатического ($\gamma < \gamma_a$). Согласно их расчетам, $\gamma \approx 0,6 \cdot 10^{-2}$ град/м.

А. С. Монин [21], пользуясь методами теории подобия, показал, что различие между величинами γ и γ_a в приземном слое атмосферы не может выражаться универсальной постоянной.

Заметим, что различие между формулой (15a) и выражением, предлагаемым в [4, 5], будучи принципиально важным, в большинстве задач физики приземного слоя атмосферы с количественной точки зрения несущественно.

Коэффициенты k_H и k турбулентного переноса тепла и количества движения обычно считают подобными. Отношение

$$\alpha_H = \frac{k_H}{k} \quad (16)$$

при этом рассматривается как постоянная величина.

Согласно современным представлениям о механизме турбулентного переноса, можно было бы ожидать, что $k > k_H$ (т. е. $\alpha_H < 1$). Это связано с тем, что в осуществлении переноса количества движения принимают участие пульсации давления, не оказывающие непосредственно влияния на перенос потенциальной температуры. Однако вполне надежных эмпирических значений отклонения величины α_H от единицы до настоящего времени не получено.

5. Термический фактор турбулентности. Критерий Ричардсона

Ричардсон [71] путем анализа уравнения баланса энергии турбулентности сделал ряд выводов о характере движения в условиях температурной неоднородности воздушного потока. Как показано в его работе, в рассматриваемом случае основной характеристикой движения является безразмерный параметр (число Ричардсона)

$$Ri = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2}. \quad (17)$$

Принимая $\alpha_H = 1$ и пренебрегая действием диссипации и диффузии энергии турбулентности, Ричардсон получил, что движение в потоке носит турбулентный характер при $Ri < 1$, при $Ri > 1$ турбулентность затухает и поток становится ламинарным. Таким образом, значение $Ri = 1$ является критическим.

М. И. Юдин [30], опираясь на результаты А. М. Обухова [25], уточнил вывод Ричардсона и нашел, что критическое значение $Ri_{кр}$ числа Ri должно быть меньше, чем $\frac{1}{\alpha_H}$.¹

¹ Вывод М. И. Юдина повторил впоследствии Колдер [36].

Проблема определения критического значения числа Ричардсона изучалась, кроме указанных выше авторов, еще многими исследователями [38, 39, 55, 58, 65, 75, 81, 83, 86]. В результате были получены самые различные значения искомой величины. Расчеты Шлихтинга [75], экспериментально подтвержденные Рейхардтом [65], показали, что при движении вблизи твердой стенки $Ri_{кр} \approx 0,04$. С другой стороны, измерения в атмосфере, выполненные Дарстом [39], привели к значению $Ri_{кр} \approx 1$.

Результаты, полученные в [24], открывают возможность получения оценки снизу для критического значения числа Ричардсона путем соответствующей обработки данных градиентных наблюдений в приземном слое атмосферы.

6. Профили метеорологических элементов в приземном слое температурно-неоднородного потока

Первые попытки учета влияния температурной стратификации на профиль ветра связаны с использованием аппроксимации этого профиля степенным законом¹

$$\bar{u} = u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m, \quad (18)$$

где u_1 — средняя скорость ветра на высоте z_1 , m — параметр, зависящий от устойчивости.

Формулы типа (18) в применении к условиям приземного слоя атмосферы изучались многими исследователями [32, 33, 42, 43, 51, 77, 78, 79, 82]. В результате было установлено, что параметр m изменяется в значительных пределах. При равновесной стратификации атмосферы $m \approx 1/7$. При сверхадиабатических значениях градиента температуры $0 < m < 1/7$. В условиях инверсий $1/7 < m < 1$.

В результате детального анализа наблюдений за ветром в приземном слое атмосферы [88] было обнаружено, что отклонение кривой распределения скоростей от логарифмической характеризуется следующей закономерностью. При положительном значении градиента потенциальной температуры $\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0 \right)$ график зависимости средней скорости ветра от логарифма вертикальной координаты оказывается вогнутым относительно оси абсцисс; при отрицательном значении этого градиента $\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} < 0 \right)$ указанный график является выпуклым. Последний вывод находится в противоречии с формулой (18).

Д. Л. Лайхтман [13, 14, 15] путем обобщения теории пути смешения Прандтля—Кармана на случай произвольной температурной стратифи-

¹ Выражение типа (18) для профиля скорости в турбулентном пограничном слое было предложено Прандтлем и Карманом [48] до создания ими теории пути смешения. Впоследствии Карман [49] заметил, что степенная зависимость указанного вида при надлежащем выборе показателя степени ($m \approx 1/7$) представляет собой для некоторой области значений аргумента приближенную аппроксимацию логарифмического закона.

Применительно к задаче о вертикальном распределении скорости ветра в приземном слое атмосферы выражение (18) одним из первых предложил использовать Шмидт [77].

кации получил следующие выражения для профилей скорости ветра и потенциальной температуры¹:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\kappa} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \frac{z^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}{z_0^{\varepsilon}}, \quad (19)$$

$$\bar{\theta} = \theta_0 - \frac{P}{\alpha_H \kappa c_p \rho v_*} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \frac{z^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}{z_0^{\varepsilon}}. \quad (20)$$

Здесь θ_0 — среднее значение потенциальной температуры воздуха на уровне шероховатости, ε — безразмерный параметр, характеризующий условия устойчивости.

Согласно [15], параметр ε является монотонно возрастающей функцией безразмерной величины $\frac{z_0}{L}$, где

$$L = - \frac{v_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta_0} \frac{P}{c_p \rho}}. \quad (21)$$

Наименьшим из возможных значений указанного выше параметра является $\varepsilon = -1/3$, наибольшим $\varepsilon = 1$. При равновесных условиях $\varepsilon = 0$. В последнем случае формула (19) совпадает с (9а).

Как нетрудно заметить, использование выражения (19) позволяет объяснить отмеченные выше особенности в вертикальном распределении скорости ветра как при положительных, так и при отрицательных значениях величины $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$.

Россби и Монтгомери [73] выдвинули гипотезу, согласно которой в условиях устойчивости воздушного потока влияние температурной неоднородности на турбулентный обмен состоит главным образом в уменьшении пути смешения. При этом в [73] было получено следующее уравнение, связывающее коэффициент турбулентности с числом Ричардсона,

$$k = \kappa v_* z (1 - \alpha Ri)^{\mu}, \quad (22)$$

где $\mu = -1/2$, α — отрицательная постоянная.

Свердруп [83, 84] показал, что при таком значении μ для наилучшего согласования уравнения [22] с данными эксперимента следует положить $\alpha \approx -11$.

Гольцман [46] предложил в формуле (22) считать $\mu = 1/2$, полагая при этом α положительной постоянной. Согласно исследованию Дикона [38], в этом случае $\alpha \approx 0,15$.

Уравнение типа (22) при $\mu = 1/2$ и $\alpha > 0$ использовал М. И. Будыко [1, 2, 3]. Исходя из предположения о том, что влияние устойчивости на турбулентный обмен в приземном слое атмосферы определяется средним по всему нижнему турбулизированному слою воздуха значением числа Ричардсона, Будыко получил формулу

$$k = \kappa v_* z \left[\sqrt{1 + \left(\frac{h}{L} \right)^2} - \frac{h}{L} \right], \quad (23)$$

где h — высота приземного слоя атмосферы.

¹ Аналогичные формулы широко использовал впоследствии Дикон [38].

Путем анализа предложенных им зависимостей Будыко установил следующий критерий возникновения термической конвекции в приземном слое атмосферы:

$$\frac{h}{L} < -\frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (24)$$

Турбулентный режим в нижних слоях атмосферы в условиях термической конвекции изучал Саттон [80, 81]. Опираясь в своих рассуждениях на концепцию пути смешения, Саттон получил для указанных условий следующую формулу, выражающую коэффициент турбулентности:

$$k = \left(\frac{gP}{c_p \rho \theta_0} \right)^{1/3} l_H^{4/3}, \quad (25)$$

где l_H — длина пути смешения для температуры при термической конвекции.

Исходные положения схемы Саттона близки к представлениям о механизме турбулентности при термической конвекции, предложенным в работах А. А. Скворцова [27, 28].

Роль термического фактора турбулентности при вынужденной конвекции оценивалась Пристли и Свинбенком [68].

В последнее время Л. Т. Матвеев [20] обобщил предложенную ранее Б. И. Извековым схему турбулентного обмена в приземном слое атмосферы, согласно которой коэффициент турбулентности выражается экспоненциальной функцией вертикальной координаты. Формула для коэффициента турбулентности, полученная в [20], имеет вид

$$k = \frac{1}{a} v_* L \left[\left(1 - a \frac{l_0}{L} \right) e^{a \frac{z}{L}} - 1 \right], \quad (26)$$

где l_0 — масштаб турбулентности (длина пути смешения) на уровне подстилающей поверхности, a — универсальная постоянная.

А. М. Обухов [25] сделал вывод об автомодельности стационарного турбулентного режима в приземном слое атмосферы. Задача об определении закономерностей универсального режима решалась в [25] путем использования уравнения баланса энергии турбулентности. Пренебрегая в этом уравнении членом, обусловленным диффузией пульсаций, и считая путь смешения линейно зависящим от вертикальной координаты, А. М. Обухов получил соотношение, эквивалентное (22) при $\mu = 1/4$, $\alpha > 0$.

Результаты, полученные в [25], развил А. С. Монин [21]. В частности, факт автомодельности стационарного режима в приземном слое доказан в последней работе при более общих, чем в [25], условиях. Кроме того, А. С. Монин (путем введения новой характеристики — коэффициента диффузии турбулентной энергии) уточнил предложенную А. М. Обуховым трактовку уравнения баланса энергии турбулентности.

Как заметил М. И. Юдин [31], при получении соотношения типа (22) из уравнения баланса энергии турбулентности величина показателя степени μ в указанном соотношении определяется видом функции, выражающей диссипацию турбулентной энергии в тепловую. Развиваемые в [25] методы теории подобия, так же как и физические гипотезы, используемые в [3, 73], не позволяют, однако, определить последнее выражение однозначно.

Принцип применения методов теории подобия к изучению закономерностей турбулентного перемешивания в температурно-неоднородной среде получил систематическое развитие в работах А. С. Монина и А. М. Обухова [22, 23, 24]. Основные результаты, полученные в этих ра-

ботах, состоят в следующем. Исчерпывающими характеристиками турбулентности приземного слоя атмосферы являются параметры v_* , $\frac{P}{c_p \rho}$, $\frac{g}{\theta_0}$. Отсюда следует, что зависимости вертикального распределения скорости ветра и потенциальной температуры в рассматриваемом случае имеют вид: ¹

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\alpha} \left[f\left(\frac{z}{L}\right) - f\left(\frac{z_0}{L}\right) \right], \quad (27)$$

$$\bar{\theta} = \theta_0 - \frac{P}{\alpha_H \kappa c_p \rho v_*} \left[f\left(\frac{z}{L}\right) - f\left(\frac{z_0}{L}\right) \right], \quad (28)$$

где f — универсальная функция безразмерного аргумента $\frac{z}{L}$. Постоянная α_H в формуле (28) имеет тот же смысл, что и в (16).

Функция $f(\xi)$, определенная с точностью до произвольной постоянной, характеризуется следующими асимптотическими свойствами ²:

$$f(\xi) \sim \begin{cases} C\xi^{-1/3} & \text{при } \xi \rightarrow -\infty \\ \ln |\xi| & \text{при } \xi \rightarrow 0 \\ \frac{1}{R}\xi & \text{при } \xi \rightarrow +\infty \end{cases} \quad (29)$$

Здесь C и R — универсальные постоянные. ³

При $|\xi| \ll 1$ выражение для функции $f(\xi)$ приближенно может быть записано в следующем виде ⁴:

$$f(\xi) = \ln |\xi| + \beta \xi, \quad (30)$$

где β — универсальная постоянная ⁵.

¹ Формулы (27), (28) получены в предположении, что профили ветра и потенциальной температуры в приземном слое атмосферы подобны. Если не придерживаться этого предположения, то универсальные функции в правых частях (27), (28) следует считать различными. Заметим, что основные выводы теории Монина—Обухова сохраняют смысл и в этом случае.

² При $\frac{z}{L} \rightarrow -\infty$ турбулентность определяется чисто термическим фактором. Такая же картина имеет место в условиях свободной конвекции. Автомодельность режима в последнем случае впервые была замечена Я. Б. Зельдовичем [7], предложившим ряд формул, эквивалентных первому из асимптотических выражений (29).

³ Согласно эмпирическим данным, постоянная C близка к единице [11, 26, 29]. Некоторые соображения, изложенные в [10], показывают, что должна быть близка к единице и постоянная R .

⁴ Формально близкий метод учета влияния температурной стратификации на вертикальное распределение метеорологических элементов в приземном слое атмосферы (путем введения линейной поправки к логарифмическому закону) был предложен Холстедом [45]. Однако Холстед не дал обоснования своих формул с точки зрения теории подобия.

⁵ Постоянная β определялась в [22, 23, 24] путем обработки результатов градиентных измерений из условия наилучшей аппроксимации профиля ветра формулами (27), (30) в широком диапазоне значений отношения $\frac{z}{L}$. В указанных работах было получено значение $\beta \approx 0,6$.

Уточненное значение величины β для условий вынужденной конвекции дал Тейлор [29]. Согласно [29], при сверхадиабатических значениях градиента температуры аппроксимация профиля ветра формулами (27), (30) законна при $-0,03 \leq \frac{z}{L} \leq 0$. В этой области изменения отношения $\frac{z}{L}$ величина β постоянна, причем ее значение заключено в пределах $3 < \beta < 6$.

Пристли [66, 67] показал, что при сверхadiaбатических значениях градиента температуры турбулентный обмен в приземном слое атмосферы характеризуется следующей закономерностью. Существует такое (универсальное) значение числа Ричардсона ($Ri^* \approx -0,03$), когда при $Ri < Ri^*$ профиль температуры имеет вид, характерный для режима свободной конвекции; при $Ri < Ri^* < 0$ имеет место режим вынужденной конвекции, в условиях которого профиль температуры подчиняется закону, близкому к логарифмическому.

Интерпретируя результаты Пристли, А. Б. Казанский и А. С. Монин [11] предложили следующую интерполяционную формулу для универсальной функции $f(\xi)$ при $\xi < 0$

$$f(\xi) = \begin{cases} \ln |\xi| + \beta \xi & \text{при } \xi^* \leq \xi \leq 0 \\ \ln |\xi^*| + \beta \xi^* + C (\xi^{-1/3} - \xi^{*-1/3}) & \text{при } \xi \leq \xi^* \end{cases} \quad (31)$$

где ξ^* — постоянная того же порядка, что Ri^* ($\xi^* \approx \alpha_H Ri^*$).

При $\xi > 0$ Казанский и Монин [10] получили интерполяционную формулу для функции $f(\xi)$ из уравнения

$$k = \kappa v_* z (1 - \alpha_H Ri)^{\beta}. \quad (32)$$

Постоянная β в последнем уравнении имеет тот же смысл, что и в (30), и вследствие этого может быть определена экспериментально.

Попытки определения универсальной функции, характеризующей закономерности турбулентного режима в приземном слое атмосферы, путем теоретических рассуждений были предприняты в работах Бузингера, Пановского и других [35, 47, 56, 57, 58]. Однако результаты, полученные в каждой из указанных работ, в значительной степени зависят от принимаемых авторами без достаточно строгого обоснования гипотез и вследствие этого не являются надежными.

7. Эффект нестационарности и горизонтальной неоднородности потока

Вопросу влияния нестационарности и горизонтальной неоднородности воздушного потока на турбулентный обмен в приземном слое посвящены работы [8, 9].

Анализ уравнений движения и притока тепла показывает, что в рассматриваемом общем случае в достаточно тонком слое атмосферы, непосредственно прилегающем к подстилающей поверхности (в среднем толщиной порядка нескольких метров), выполняется условие независимости от вертикальной координаты турбулентных потоков количества движения и тепла. Влияние нестационарности и горизонтальной неоднородности воздушного потока на турбулентный обмен в этом слое может быть учтено путем анализа уравнения баланса энергии турбулентности.

Примем условие, согласно которому масштаб длины, характеризующий горизонтальную неоднородность среднего потока, а также произведение масштаба скорости потока на масштаб времени, характеризующий его нестационарность, много больше характерного масштаба тур-

булентности. При этом могут иметь место следующие выражения для профилей ветра и потенциальной температуры:

$$\bar{u} = \frac{v_*}{\alpha} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z - z_0}{L} + c_0 \frac{z - z_0}{\frac{v_*}{\alpha} T_*} + c_0 \frac{z \ln \frac{z}{z_0} - (z - z_0)}{X_*} \right], \quad (33)$$

$$\bar{\theta} = \theta_0 - \frac{P}{\alpha_H \alpha c_p \rho v_*} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z - z_0}{L} + c_0 \frac{z - z_0}{\frac{v_*}{\alpha} T_*} + c_0 \frac{z \ln \frac{z}{z_0} - (z - z_0)}{X_*} \right]. \quad (34)$$

Здесь T_* — масштаб времени, характеризующий нестационарность воздушного потока, X_* — масштаб длины, характеризующий неоднородность потока по оси OX , ориентированной в направлении движения воздуха,

$$T_* = \frac{v_*}{2 \frac{\partial v_*}{\partial t}}, \quad X_* = \frac{v_*}{2 \frac{\partial v_*}{\partial x}}. \quad (35)$$

Выражения (33), (34) справедливы при условии, что величины $\frac{z}{L}$, $\frac{z}{v_* T_*}$ и $\frac{z \ln \frac{z}{z_0}}{X_*}$ являются малыми по сравнению с единицей. Как легко

видеть, указанные выражения являются обобщением формулы (30) на случай нестационарного неоднородного по горизонтали потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И. Распределение метеорологических элементов в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., 10, № 4, 1946.
2. Будыко М. И. Турбулентный обмен в нижних слоях атмосферы. Метеорология и гидрология, № 2, 1946.
3. Будыко М. И. Испарение в естественных условиях. Гидрометеиздат, Л., 1948.
4. Будыко М. И. и Юдин М. И. Условия термического равновесия в атмосфере. ДАН СССР, 53, № 7, 1946.
5. Будыко М. И. и Юдин М. И. Тепловой обмен поверхности земли с атмосферой и равновесный градиент температуры. Метеорология и гидрология, № 1, 1948.
6. Динамическая метеорология. Под ред. Б. И. Извекова и Н. Е. Кочина, ч. II, Гидрометеиздат, Л.—М., 1937.
7. Зельдович Я. Б. Предельные законы свободно восходящих конвективных токов. ЖЭТФ, 7, № 12, 1937.
8. Зилитинкевич С. С. Нестационарный турбулентный режим в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 127, 1962.
9. Зилитинкевич С. С. Строение приземного слоя атмосферы при нестационарных условиях, Метеорология и гидрология, № 1, 1963.
10. Казанский А. Б. и Монин А. С. Турбулентность в приземных инверсиях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1956.
11. Казанский А. Б. и Монин А. С. О турбулентном режиме в приземном слое воздуха при неустойчивой стратификации. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1958.
12. Константинов А. Р. Расчет испарения с сельскохозяйственных полей с учетом влияния лесных полос. Труды ГГИ, вып. 34 (88), 1952.
13. Лайхтман Д. Л. Профиль ветра и обмен в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., 8, № 1, 1944.
14. Лайхтман Д. Л. О профиле ветра в приземном слое при стационарных условиях. Труды НИУ ГУГМС, 1, № 39, 1947.

15. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
16. Лайхтман Д. Л. и Чудновский А. Ф. Физика приземного слоя атмосферы. ГИТТЛ, М., 1949.
17. Лойцянский Л. Г. Турбулентное течение жидкости и внутренняя задача. Изв. научно-исследов. ин-та гидротехн., 9, 1933.
18. Лойцянский Л. Г. О некоторых приложениях метода подобия в теории турбулентности. Прикладн. математика и механика, 2, № 2, 1935.
19. Лойцянский Л. Г. Аэродинамика пограничного слоя. ГИТТЛ, М.—Л., 1941.
20. Матвеев Л. Т. К установлению зависимости коэффициента турбулентности от высоты в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1960.
21. Монин А. С. Турбулентный режим в приземном слое воздуха. Информац. сборник ГУГМС, № 1, 1951.
22. Монин А. С. О механизме нагревания воздуха в открытой степи. Сб. «Микроклиматические и климатические исследования в Прикаспийской низменности». Изд. АН СССР, М., 1953.
23. Монин А. С. и Обухов А. М. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы. ДАН СССР, 93, № 2, 1953.
24. Монин А. С. и Обухов А. М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. Труды Геофиз. ин-та АН СССР, № 24 (151), 1954.
25. Обухов А. М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Труды Ин-та теорет. геофиз. АН СССР, 1, 1946.
26. Перепелкина А. В. О характеристиках турбулентности приземного слоя атмосферы в условиях свободной конвекции. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1962.
27. Скворцов А. А. Об испарении и обмене в приземном слое атмосферы. Труды ин-та энергет. АН УзССР, Ташкент, 1947.
28. Скворцов А. А. О тепловой конвекции и обмене в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1951.
29. Тейлор Р. Д. Вид профиля ветра в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1960.
30. Юдин М. И. Замечания о критерии и числе Ричардсона. Метеорология и гидрология, № 6, 1948.
31. Юдин М. И. О схеме турбулентного перемешивания М. И. Будыко. Метеорология и гидрология, № 7, 1952.
32. Ali B. Variation of wind with height. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 58, No 245, 1932.
33. Best A. C. Transfer of heat and momentum in the lowest layers of the atmosphere. Geophys. mem., No 65, 1935.
34. Boussinesq V. J. Theorie de l'ecoulement tourbillonnant. Paris, Acad. Sci. C. R., 122, 1289, 1896.
35. Businger J. A. A generalization of the mixing — length concept. J. Meteorol., 16, No 5, 1959.
36. Calder K. L. The criterion of turbulence in a fluid of variable density, with particular reference to conditions in the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 75, No 323, 1949.
37. Calder K. L. Eddy diffusion and evaporation in flow over aerodynamically smooth and rough surfaces: a treatment based on laboratory laws of turbulent flow with special reference to conditions in the lower atmosphere. Quart. J. Mech. Appl. Math., 2, 153, 1949.
38. Deacon E. L. Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 75, No 323, 1949.
39. Durst C. S. The breakdown of steep wind gradients in inversions. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 59, No 249, 1933.
40. Ertel H. Der vertikale Turbulenz-Wärmestrom in der Atmosphäre. Meteorol. Zeit., 59, Nr 8, 1942.
41. Ertel H. Über die Richtung des troposphärischen Turbulenz-Wärmestroms. Meteorol. Zeit., 61, Nr 1, 1944.
42. Frost R. Atmospheric turbulence. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 74, No 321—322, 1948.
43. Giblett M. A. Structure of wind over level country. Geophys. mem., No 54, 1932.
44. Hagen G. H. L. Über den Einfluss der Temperatur auf die Bewegung des Wassers in Röhren. Abh. Kön. Akad. Wiss., Berlin, 17, 1854.
45. Halstead M. H. A stability term in the wind-gradient equation. Trans. Amer. Geophys. Union, 204, 1943.
46. Holzman B. The influence of stability on evaporation. Ann. N. Y. Acad. Sci., 44, Art. 1, 1943.
47. Kao S. K. Turbulent transfer in the boundary layer of a stratified fluid. J. Meteorol., 16, No 5, 1959.

48. Karman Th. v. Über laminare und turbulente Reibung. Zeit. angew. Math. Mech., 1, No 4, 1921.
49. Karman Th. v. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Kl., 58, 1930. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
50. Karman Th. v. Some aspects of the theory of turbulent motion. Proc. 4-th Int. Congr. Appl. Mech., Cambridge, 1934. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
51. Lettau H. Atmosphärische Turbulenz. Leipzig, Akad. Verlag., 1939.
52. Lettau H. and Davidson B. Exploring the atmosphere's first mile. London, New-York, Paris, Pergamon Press, 1958.
53. Nikuradse J. Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren. VDI—Forschungsheft, 356, 1932. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
54. Nikuradse J. Strömungsgesetze in rauen Röhren. VDI—Forschungsheft, 361, 1933.
55. Paeschke W. Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. Beitr. Phys. fr. Atm., 24, 163, 1938.
56. Panofsky H. A., Blackadar A. C., McVehil G. E. The diabatic wind profile. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 86, No 369, 1960.
57. Panofsky H. A. An alternative derivation of the diabatic wind profile. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 87, No 371, 1961.
58. Panofsky H. A. Similarity theory and temperature structure in the lower atmosphere. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 87, No 374, 1961.
59. Petterssen S., Swinbank W. C. On the application of the Richardson criterion to large-scale turbulence in the free atmosphere. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 73, No 317—318, 1947.
60. Prandtl L. Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. Phys. fr. Atm., 19, 188, 1932.
61. Prandtl L. Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. VDI—Forschungsheft, 77, 1933. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
62. Prandtl L. Zur Frage des vertikalen Turbulenz-Wärmestroms. Meteorol. Zeit., 61, Nr 1, 1944.
63. Prandtl L. Nochmals der vertikale Turbulenz-Wärmestrom. Meteorol. Zeit., 61, Nr 5, 1944.
64. Prandtl L. Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig, Vieweg, 1949. (ИЛ, М., 1951.)
65. Prandtl L. und Reichardt H. Einfluss von Wärmeschichtung auf die Eigenschaften einer turbulenten Strömung. Deutsch. Forschung., Nr 21, 1934.
66. Priestley C. H. B. Free and forced convection in the atmosphere near the ground. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 81, No 348, 1955.
67. Priestley C. H. B. Turbulent transfer in the lower atmosphere. Chicago University Press, 1959.
68. Priestley C. H. B. and Swinbank W. C. Vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere. Proc. Roy. Soc., A, 189, 543, 1947.
69. Reynolds O. An experimental investigation on the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels. Phyl. Trans. Roy. Soc., A, 174, 935, 1884.
70. Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. Phyl. Trans. Roy. Soc., A, 186, 123, 1895. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
71. Richardson L. F. The supply of energy from and to atmospheric eddies. Proc. Roy. Soc., A, 97, 354, 1920.
72. Rossby C. G. A generalization of the theory of the mixing length with application to atmospheric and oceanic turbulence. Mass. Inst. Technol. Pap. Phys. Ocean. Meteorol., 1, No 4, 1932.
73. Rossby C. G. and Montgomery R. B. The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Mass. Inst. Technol., Pap. Phys. Ocean. Meteorol., 3, No 3, 1935.
74. Schiffler L. Strömung in Röhren. Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig, 4, Nr 4, 1932.
75. Schlichting H. Z. Turbulenz bei Wärmeschichtung. Zeit. angew. Math. Mech., 15, 313, 1935.
76. Schmidt W. Der Massenaustausch bei der ungeordneten Strömung in freier Luft und seine Folgen. Kais. Akad. Wiss. Wien., Math.—nat. Kl., Abt. 2 a, 126, Nr 6, 1917.
77. Schmidt W. Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Hamburg, Verlag Henri Grand, 1925.

78. Schmidt W. Turbulence near the ground. J. Roy. Aeronaut. Soc., 39, No 293, 1935.
79. Sutton O. G. Note on the variation of the wind with height. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 58, No 243, 1932.
80. Sutton O. G. Convection in the atmosphere near the ground. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 74, No 319, 1948.
81. Sutton O. G. Atmospheric turbulence. London, Methuen, 1949.
82. Sutton O. G. Micrometeorology. New York — Toronto — London, McGraw — Hill, 1953. (Гидрометеоиздат, Л., 1958.)
83. Sverdrup H. U. Austausch und Stabilität in der untersten Luftschicht. Meteorol. Zeit., 53, Nr 1, 1936.
84. Sverdrup H. U. The eddy conductivity of the air over a smooth snow field. Geophys. Publ., 11, No 7, 1936.
85. Taylor G. I. Eddy motion in the atmosphere. Phil. Trans. Roy. Soc., A, 215, 1, 1915.
86. Taylor G. I. Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluid. Proc. Roy. Soc., A, 132, 499, 1931.
87. Taylor G. I. The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion. Proc. Roy. Soc., A, 135, 685, 1932. (Сб. «Проблемы турбулентности». ОНТИ, М.—Л., 1936.)
88. Thornthwaite C. W. and Kaser P. Wind-gradient observations. Trans. Amer. Geophys. Union., 166, 1943.

К ТЕОРИИ ДРЕЙФА ЛЬДА В ГОРИЗОНТАЛЬНО-ОДНОРОДНОМ МОРЕ

В статье получено решение задачи о стационарном дрейфе льда в горизонтально-однородном море. Решается система уравнений движения для свободно плавающего ледяного покрова и верхнего слоя моря с привлечением уравнений баланса энергии турбулентности и диффузии плотности в море. Полученные формулы позволяют при заданном тангенциальном напряжении ветра вычислять скорость и направление дрейфа льда без использования каких-либо эмпирических данных для расчета напряжения трения на границе раздела море — лед. Приводится сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

1. Постановка задачи

Рассмотрим ветровой дрейф ледяных полей в горизонтально-однородном бесконечном море, в котором влиянием бокового трения, возникающего из-за близости берегов, можно пренебречь. Тангенциальное напряжение ветра будем считать заданным.

Когда ледяное поле под действием ветра приводится в движение, то вследствие трения на границе между льдом и водой верхние слои воды также увлекаются и приобретают в случае установившегося движения некоторую скорость. Сопротивление, испытываемое льдиной со стороны воды, определяется вязкими свойствами воды, скоростью дрейфа и гидродинамическим состоянием нижней поверхности льда. Это сопротивление принимается пропорциональным градиенту скорости на границе раздела лед—вода. Обозначим силу трения на нижней поверхности льда через $\tilde{R}$, коэффициент турбулентного обмена и плотность воды соответственно через $\tilde{k}$, $\tilde{\rho}$; поместим начало координат на нижней кромке льда и ось ξ направим вертикально вниз. Тогда

$$\tilde{R} = - \tilde{\rho} \tilde{k} \frac{d\tilde{c}}{d\xi} \Big|_{\xi=0}. \quad (1)$$

Очевидно, касательное напряжение на нижней поверхности льда будет определено, если известны градиент скорости дрейфового течения и коэффициент турбулентного обмена на уровне $\xi=0$. Градиент скорости может быть найден из уравнения движения для слоя трения, если известна величина коэффициента турбулентности в море.

Таким образом, задача сводится к определению коэффициента турбулентности в слое моря, охваченном дрейфовыми течениями. Коэффициент турбулентности зависит от распределения скорости и степени устойчивости в море. Однако последние в свою очередь зависят от степени турбулентности. Поэтому для определения коэффициента турбу-

лентности в подледном слое моря к системе уравнений движения для льда и слоя трения моря необходимо добавить такое дополнительное соотношение, которое связывало бы распределение скорости течения, плотности и степени турбулентности. В качестве такого дополнительного соотношения может быть использовано, например, уравнение баланса энергии турбулентности

$$\tilde{k} \left(\frac{d\tilde{c}}{d\xi} \right)^2 - \varepsilon \tilde{k} \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{d\xi} - \text{Di} - \text{Diff} = 0, \quad (2)$$

где, кроме уже известных обозначений, введены Diff — диффузия энергии турбулентности из слоя в слой.

Добавление уравнения баланса энергии турбулентности в форме (2) к системе уравнений движения для льда и моря позволило бы определить дрейф льда, а кроме того, и профиль коэффициента турбулентности, который складывается под влиянием структуры подледного дрейфового течения и распределения плотности. Однако для этого необходимо знать диффузию энергии турбулентности из слоя в слой.

Вопрос о диффузии энергии турбулентности в море в настоящее время совершенно не исследован. Поэтому целесообразно каким-либо способом исключить диффузию из уравнения баланса энергии турбулентности. Этого можно достичь, рассматривая баланс энергии турбулентности достаточно большого слоя воды, на внешней границе которого диффузией энергии турбулентности в ниже лежащие слои воды можно пренебречь.

Таким образом, мы приходим к необходимости задания уравнения баланса энергии турбулентности в интегральной форме, впервые примененной Д. Л. Лайхтманом [3]. Однако интегральная форма уравнения баланса энергии турбулентности наряду с преимуществом, выразившимся в возможности исключения неизвестного члена диффузии из общего баланса энергии турбулентности достаточно большого слоя воды, обладает тем недостатком, что требует задания схемы изменения коэффициента турбулентности по глубине в море.

Для исследования изменения коэффициента турбулентности по глубине рассмотрим соотношение сил, действующих на частицу воды в слое трения моря подо льдом. В стационарном чисто дрейфовом течении сила турбулентного трения уравновешивается силой Кориолиса. Произведем оценку этих сил, считая известными масштабы изучаемого явления. Поскольку эффект сил турбулентной вязкости выражается в переносе количества движения по вертикали, то в качестве характерного масштаба слоя моря, охваченного дрейфовыми течениями, примем α . Если представить, что лед находится в состоянии покоя, а вода движется по отношению к нему, то влияние силы трения вблизи твердой стенки выразится в быстром возрастании относительной скорости течения. В результате этого скорость движения воды уже на небольшом расстоянии от стенки станет сравнимой с характерной скоростью V . Рассматривая пограничный слой воды толщиной α , непосредственно прилегающий к нижней кромке льда, можно принять характерное значение силы турбулентной вязкости равным $\tilde{k} \frac{V}{\alpha^2}$. Сравним эту величину с характерным значением отклоняющей силы вращения земли ωV . Эти силы имеют одинаковый порядок величины, если

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\tilde{k}}{\omega}}.$$

При характерном значении коэффициента турбулентной вязкости, равном $100 \text{ см}^2/\text{сек.}$, получим характерный масштаб толщины слоя трения

$$\alpha \approx 10 - 100 \text{ м.}$$

На глубинах, значительно превосходящих эту величину, влияние турбулентной вязкости становится малым по сравнению с отклоняющей силой вращения земли. Исходя из этого, в море выделяют верхний пограничный слой толщиной порядка 100 м, названный Экманом слоем трения. На глубинах, малых по сравнению с толщиной α , сила турбулентной вязкости во много раз больше отклоняющей силы и влиянием последней можно пренебречь. Кроме того, поскольку поверхность льда является непроницаемой для воды, то граница раздела лед—вода препятствует развитию турбулентных движений в прилегающем к ней слое воды, оказывая стабилизирующее влияние на пульсации скорости и плотности. Исходя из этих особых свойств верхней части слоя трения, внутри этого слоя целесообразно выделить некоторый слой толщиной 1—5 м, который по аналогии с приземным слоем в атмосфере можно назвать подледным слоем моря. В этом слое коэффициент турбулентности должен резко уменьшаться по мере приближения к нижней поверхности льда. Те немногие прямые измерения коэффициента турбулентности в море подо льдом, которые имеются в настоящее время, подтверждают отмеченную закономерность.

За пределами подледного слоя профиль коэффициента турбулентности связан с распределением скоростей течений и плотности. Можно предположить, что вследствие уменьшения вертикальных градиентов скорости течения с глубиной и связанного с этим уменьшения притока энергии турбулентности за счет энергии осредненного движения, а также вследствие обычно наблюдающейся в основной толще слоя трения устойчивой стратификации вод степень турбулентности начиная с внешней границы подледного слоя должна убывать с глубиной. Сколько-нибудь достоверных сведений о скорости убывания коэффициента турбулентности в основной толще слоя трения в настоящее время не существует. Поэтому можно в первом приближении ограничиться рассмотрением случая, когда начиная с нижней границы подледного слоя и вплоть до нижней глубины слоя трения сохраняется постоянный во всем слое коэффициент турбулентности. Таким образом, изменение коэффициента турбулентности с глубиной в слое трения моря аппроксимируется «моделью с изломом».

Тогда задача о свободном ветровом дрейфе ледяных полей в горизонтально-однородном море может быть сформулирована следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} 2\omega_z m v_0 + \tilde{k} \tilde{\rho} \frac{d\tilde{u}}{d\xi} \Big|_{\xi_0} &= -\tau_x \\ -2\omega_z m u_0 + \tilde{k} \tilde{\rho} \frac{d\tilde{v}}{d\xi} \Big|_{\xi_0} &= -\tau_y \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d\xi} \tilde{k} \frac{d\tilde{u}}{d\xi} + 2\omega_z \tilde{v} &= 0 \\ \frac{d}{d\xi} \tilde{k} \frac{d\tilde{v}}{d\xi} - 2\omega_z \tilde{u} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$(1 - \tilde{\delta}) \int_0^{\tilde{H}} \tilde{k} \left[\left(\frac{d\tilde{u}}{d\xi} \right)^2 + \left(\frac{d\tilde{v}}{d\xi} \right)^2 \right] d\xi - \int_0^{\tilde{H}} \tilde{\epsilon} \tilde{k} \frac{g}{\tilde{\rho}} \frac{d\tilde{\rho}}{d\xi} d\xi = 0. \quad (5)$$

Здесь u_0 и v_0 — составляющие вектора скорости дрейфа льда, τ_x и τ_y — составляющие тангенциального напряжения ветра, m — масса льда, приходящаяся на единицу площади. Остальные обозначения прежние.

Коэффициент турбулентности в море, согласно вышеизложенному, записывается в форме

$$\tilde{k}(\xi) = \begin{cases} \kappa \tilde{v}_* \xi = \frac{\kappa^2 c_1}{\ln \frac{\xi_1}{\xi_0}} \xi = \tilde{k}_1 \xi & \text{для } \xi_0 \leq \xi \leq \tilde{h} \\ \kappa \tilde{v}_* \tilde{h} = \tilde{k}_H = \tilde{k}_1 \tilde{h} & \text{для } \tilde{h} \leq \xi \leq \tilde{H} \end{cases}$$

где v_* — напряжение трения в подледном слое моря, c_1 — модуль вектора скорости чисто дрейфового течения на единичном уровне ξ_1 , ξ_0 — параметр шероховатости нижней поверхности льда.

В формулу для коэффициента турбулентности вошли два параметра: постоянная Кармана κ и глубина подледного слоя $\tilde{h}$. Постоянная Кармана может быть принята, согласно Россби и Монтгомери [5], равной 0,4, а глубина подледного слоя будет определена в ходе решения задачи из уравнения баланса энергий турбулентности для слоя трения моря.

Интегрирование системы уравнений (3—5) производится при следующих граничных условиях:

на границе раздела лед—вода должно соблюдаться условие неразрывности скоростей:

$$\lim_{\xi \rightarrow \xi_0} \tilde{u} = u_0; \quad \lim_{\xi \rightarrow \xi_0} \tilde{v} = v_0; \quad (6)$$

на глубине подледного слоя $\tilde{h}$ — условие склейки скоростей:

$$\lim_{\xi \rightarrow h-0} \tilde{u} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \tilde{u}; \quad \lim_{\xi \rightarrow h-0} \tilde{v} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \tilde{v} \quad (7)$$

и потоков количеств движения, которое сводится к условию непрерывности на внешней границе подледного слоя градиентов скорости течения:

$$\lim_{\xi \rightarrow h-0} \frac{d\tilde{u}}{d\xi} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \frac{d\tilde{u}}{d\xi}; \quad \lim_{\xi \rightarrow h-0} \frac{d\tilde{v}}{d\xi} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \frac{d\tilde{v}}{d\xi}. \quad (8)$$

На достаточно большой глубине в море примем условие ограниченности скорости дрейфового течения:

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} \tilde{u} \neq \infty; \quad \lim_{\xi \rightarrow \infty} \tilde{v} \neq \infty. \quad (9)$$

Приведенных граничных условий достаточно для решения поставленной задачи, однако полученная система уравнений содержит две новые неизвестные функции: плотность воды $\tilde{\rho}$ и глубину слоя трения $\tilde{H}$. Поэтому для замыкания системы уравнений необходимо привлечь два дополнительных уравнения. Для определения $\tilde{\rho}$ используем уравнение диффузии плотности, которое в условиях горизонтально-однородного моря запишется как

$$\frac{d}{d\xi} \tilde{k} \frac{d\tilde{\rho}}{d\xi} = 0. \quad (10)$$

Поскольку плотность воды задается дифференциальным уравнением второго порядка, то систему граничных условий необходимо дополнить двумя граничными условиями для $\tilde{\rho}$:

$$\lim_{\xi \rightarrow \xi_0} \tilde{\rho} = \rho_0, \quad (11)$$

$$\lim_{\xi \rightarrow H} \tilde{\rho} = \tilde{\rho}_H. \quad (12)$$

На глубине излома коэффициента турбулентности $\tilde{h}$ потребуем соблюдения условия неразрывности плотности:

$$\lim_{\xi \rightarrow h-0} \tilde{\rho} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \tilde{\rho}. \quad (13)$$

За глубину слоя трения примем, согласно Экману, ту глубину, на которой модуль скорости дрейфового течения в $e^{-\pi}$ раз меньше модуля скорости на поверхности моря:

$$\lim_{\xi \rightarrow H} \frac{\tilde{c}}{c_0} = e^{-\pi}. \quad (14)$$

Таким образом, определение скорости и направления дрейфа льда сводится к интегрированию системы дифференциальных уравнений (3—5), (10), (14) при граничных условиях (6—9), (11—13).

Найдем вначале решение для скоростей дрейфовых течений в море, затем на основе полученного решения для профиля скоростей и распределения плотности в море определим неизвестные характеристики турбулентности $\tilde{k}_1$, $\tilde{h}$ и глубину слоя трения $\tilde{H}$. В заключение найдем выражения для составляющих скоростей дрейфа льда и угла отклонения дрейфа льда от направления ветра.

2. Определение вертикального профиля скорости дрейфового течения

Найдем распределение по глубине скорости дрейфового течения в предположении, что характеристики турбулентности k_1 и $\tilde{h}$ известны. Тогда при заданном значении параметра шероховатости нижней поверхности льда и составляющих скорости дрейфа ледяного поля определение вертикального профиля скорости чисто дрейфового течения сводится к решению уравнений движения (4) при граничных условиях (6—9).

Если ввести комплексную скорость

$$\tilde{W} = \tilde{u} + i\tilde{v},$$

то с учетом заданного изменения коэффициента турбулентности по глубине решение задачи сведется к интегрированию уравнений:

$$\frac{d}{d\xi} \tilde{k}_1 \xi \frac{d\tilde{W}}{d\xi} - 2\omega_z i \tilde{W} = 0 \quad \text{для} \quad \xi_0 \leq \xi \leq \tilde{h}, \quad (15)$$

$$\tilde{k}_H \frac{d^2 \tilde{W}}{d\xi^2} - 2\omega_z i \tilde{W} = 0 \quad \text{для} \quad \tilde{h} \leq \xi \leq \tilde{H} \quad (16)$$

при граничных условиях:

$$\lim_{\xi \rightarrow \xi_0} \tilde{W} = W_0, \quad (17)$$

$$\lim_{\xi \rightarrow h-0} \tilde{W} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \tilde{W}, \quad (18)$$

$$\lim_{\xi \rightarrow h-0} \frac{d\tilde{W}}{d\xi} = \lim_{\xi \rightarrow h+0} \frac{d\tilde{W}}{d\xi}, \quad (19)$$

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} \tilde{W} \neq \infty. \quad (20)$$

Решение уравнений (15) и (16) при граничных условиях (17—20) для $\xi_0 \leq \xi \leq \tilde{h}$ может быть найдено в виде

$$\tilde{W} = C_1 I_0 \left(2 \sqrt{\frac{il}{\tilde{k}_H}} \xi \right) + C_2 K_0 \left(2 \sqrt{\frac{il}{\tilde{k}_H}} \xi \right), \quad (21)$$

для $h \leq \xi \leq H$

$$\tilde{W} = C_3 \exp \left(- \sqrt{\frac{il}{\tilde{k}_H}} \xi \right) + C_4 \exp \left(\sqrt{\frac{il}{\tilde{k}_H}} \xi \right), \quad (22)$$

где I_0 и K_0 — функции Бесселя мнимого аргумента.

Произвольные постоянные интегрирования C_1 , C_2 , C_3 и C_4 могут быть найдены при удовлетворении граничных условий (17—20):

$$C_1 = W_0 \frac{K_1(x_h \sqrt{i}) - K_0(x_h \sqrt{i})}{J \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right) + J_1 \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right)}, \quad (23)$$

$$C_2 = W_0 \frac{I_0(x_h \sqrt{i}) + I_1(x_h \sqrt{i})}{J \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right) + J_1 \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right)}, \quad (24)$$

$$C_3 = \frac{W_0}{x_h \sqrt{i}} e^{\sqrt{\frac{il}{\tilde{k}_H}} \tilde{h}} \frac{1}{J \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right) + J_1 \left(x_h \sqrt{\frac{i\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \sqrt{i} \right)}, \quad (25)$$

$$C_4 = 0, \quad (25')$$

где

$$x_h = 2\tilde{h} \sqrt{\frac{l}{\tilde{k}_H}},$$

$$l = 2\omega_z.$$

Разделив вещественную и мнимую части полученного решения, найдем распределение составляющих скорости дрейфового течения для $\xi_0 \leq \xi \leq \tilde{h}$:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u}(\xi) &= u_0 f_I(\xi) - v_0 f_{II}(\xi) \\ \tilde{v}(\xi) &= u_0 f_{II}(\xi) + v_0 f_I(\xi) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$f_I(\xi) = \frac{\Delta_1}{\Delta_3}; \quad f_{II}(\xi) = \frac{\Delta_2}{\Delta_3};$$

$$\Delta_1 = \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right) +$$

$$+ \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right);$$

$$\Delta_2 = \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right) -$$

$$- \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right);$$

$$\Delta_3 = \Delta_1^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right) + \Delta_2^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right),$$

a

$$\begin{aligned} \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) = & - \operatorname{ber} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{kei}_1(x_h) + \operatorname{ker}(x_h)] - \\ & - \operatorname{bei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{ker}_1(x_h) - \operatorname{kei}(x_h)] + \operatorname{ker} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{bei}_1(x_h) + \\ & + \operatorname{ber}(x_h)] + \operatorname{kei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{ber}_1(x_h) - \operatorname{bei}(x_h)]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}}, x_h \right) = & - \operatorname{bei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{kei}_1(x_h) + \operatorname{ker}(x_h)] + \\ & + \operatorname{ber} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{ker}_1(x_h) - \operatorname{kei}(x_h)] + \operatorname{kei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{bei}_1(x_h) + \\ & + \operatorname{ber}(x_h)] - \operatorname{ker} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi}{h}} \right) [\operatorname{ber}_1(x_h) - \operatorname{bei}(x_h)]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right) = & - \operatorname{ber} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{kei}_1(x_h) + \operatorname{ker}(x_h)] - \\ & - \operatorname{bei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{ker}_1(x_h) - \operatorname{kei}(x_h)] + \operatorname{ker} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{bei}_1(x_h) + \\ & + \operatorname{ber}(x_h)] + \operatorname{kei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{ber}_1(x_h) - \operatorname{bei}(x_h)]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}}, x_h \right) = & - \operatorname{bei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{kei}_1(x_h) + \operatorname{ker}(x_h)] + \\ & + \operatorname{ber} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{ker}_1(x_h) - \operatorname{kei}(x_h)] + \operatorname{kei} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{bei}_1(x_h) + \\ & + \operatorname{ber}(x_h)] - \operatorname{ker} \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{h}} \right) [\operatorname{ber}_1(x_h) - \operatorname{bei}(x_h)], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \operatorname{ber}_n(y) &= \operatorname{Re} i^n I_n(y \sqrt{i}), \\ \operatorname{bei}_n(y) &= \operatorname{Im} i^n I_n(y \sqrt{i}), \\ \operatorname{ker}_n(y) &= \operatorname{Re} i^{-n} K_n(y \sqrt{i}), \\ \operatorname{kel}_n(y) &= \operatorname{Im} i^{-n} K_n(y \sqrt{i}). \end{aligned}$$

Используя отношения (26), можно получить выражение для модуля скорости дрейфового течения $\tilde{c}(\xi)$ и для тангенса угла отклонения направления течения $\operatorname{tg} \alpha(\xi)$ от направления оси x в подледном слое моря

$$\tilde{c}(\xi) = c_0 \sqrt{f_I^2(\xi) + f_{II}^2(\xi)}, \quad (27)$$

$$\operatorname{tg} \alpha(\xi) = \frac{\tilde{v}(\xi)}{\tilde{u}(\xi)} = \frac{u_0 f_{II}(\xi) + v_0 f_I(\xi)}{u_0 f_I(\xi) - v_0 f_{II}(\xi)}. \quad (28)$$

Ниже глубины излома $\tilde{h}$ модуль скорости течения, составляющие скорости и тангенс угла отклонения представляются как:

$$\tilde{c}(\xi) = \sqrt{\tilde{u}^2(\xi) + \tilde{v}^2(\xi)}, \quad (29)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u}(\xi) &= e^{-\sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h})} \left[\tilde{u}_h \cos \sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h}) + \right. \\ &\quad \left. + \tilde{v}_h \sin \sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h}) \right] \\ \tilde{v}(\xi) &= e^{-\sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h})} \left[\tilde{v}_h \cos \sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h}) - \right. \\ &\quad \left. - \tilde{u}_h \sin \sqrt{\frac{\omega_t}{\tilde{k}_H}}(\xi - \tilde{h}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\operatorname{tg} \alpha(\xi) = \frac{\tilde{v}(\xi)}{\tilde{u}(\xi)}, \quad (31)$$

где $\tilde{u}_h$ и $\tilde{v}_h$ — составляющие скорости дрейфового течения на глубине внешней границы подледного слоя.

3. Определение профиля плотности, характеристик турбулентности и глубины слоя трения

Найдем распределение плотности воды с глубиной в предположении, что параметры турбулентного обмена $\tilde{k}_1$ и $\tilde{h}$ и глубина слоя трения $\tilde{H}$ известны. Тогда определение плотности сводится к интегрированию дифференциального уравнения (10) при граничных условиях (11), (12).

Для подледного слоя ($\xi_0 \leq \xi \leq \tilde{h}$) вертикальное распределение плотности выразится в виде:

$$\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_0 + (\tilde{\rho}_H - \tilde{\rho}_0) \frac{\tilde{h}}{\tilde{H}} \frac{\ln \frac{\xi}{\xi_0}}{\left[1 + \frac{\tilde{h}}{\tilde{H}} \ln \frac{\tilde{h}}{e \xi_0} \right]}. \quad (32)$$

Для остальной части слоя трения ($\tilde{h} \leq \xi \leq \tilde{H}$) профиль плотности запишется

$$\tilde{\rho} = \tilde{\rho}_H - (\tilde{\rho}_H - \tilde{\rho}_0) \frac{(\xi - \tilde{H})}{\tilde{H} \left(1 + \frac{\tilde{h}}{\tilde{H}} \ln \frac{\tilde{h}}{e\xi_0} \right)}. \quad (33)$$

При нахождении профиля скорости дрейфовых течений и распределения плотности предполагалось, что характеристики турбулентного обмена $\tilde{k}_1$, $\tilde{h}$ и глубины слоя трения известны. Для их определения воспользуемся уравнением баланса энергии турбулентности (5) и полученным решением для распределения составляющих скорости дрейфовых течений и плотности в слое трения моря. Решение уравнения баланса энергии турбулентности запишется в виде

$$(\tilde{k}f_1)_{\xi_0} (u_0^2 + v_0^2) = -\varepsilon \frac{g}{\tilde{\rho}(1-\tilde{\delta})} \frac{\tilde{h}}{\tilde{k}_1} \frac{\tilde{\rho}_H - \tilde{\rho}_0}{1 + \frac{\tilde{h}}{\tilde{H}} \ln \frac{\tilde{h}}{e\xi_0}}, \quad (34)$$

где

$$\begin{aligned} (\tilde{k}f_1)_{\xi_0} = & \frac{1}{2} \tilde{k}_1 x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \left[\Delta'_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) + \right. \\ & \left. + \Delta'_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \right] \times \\ & \times \left[\Delta_1^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) + \Delta_2^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \right]^{-1}; \\ \Delta'_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) = & -\text{ber}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{kei}_1(x_h) + \text{ker}(x_h)] - \\ - \text{bei}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{ker}_1(x_h) - \text{kei}(x_h)] + & \text{ker}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{bei}_1(x_h) + \\ + \text{ber}(x_h)] + \text{kei}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{ber}_1(x_h) - \text{bei}(x_h)]; \\ \Delta'_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) = & -\text{bei}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{kei}_1(x_h) + \text{ker}(x_h)] + \\ + \text{ber}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{ker}_1(x_h) - \text{kei}(x_h)] + & \text{kei}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{bei}_1(x_h) + \\ + \text{ber}(x_h)] - \text{ker}' \left(x_h \sqrt{\frac{\xi_0}{\tilde{h}}} \right) [\text{ber}_1(x_h) - \text{bei}(x_h)]. \end{aligned}$$

При заданных величинах параметра шероховатости нижней поверхности льда и модуля скорости дрейфа уравнение (34) представляет собой соотношение между тремя искомыми характеристиками $\tilde{k}_1$, $\tilde{h}$ и $\tilde{H}$. Отметим, что вместо $\tilde{k}_1$ можно искать величину модуля скорости дрейфового течения на единичном уровне $c_1 = \sqrt{\tilde{u}_1^2 + \tilde{v}_1^2}$, так как последний однозначно связан с $\tilde{k}_1$.

Второе соотношение, связывающее три искомые характеристики $\tilde{c}_1$, $\tilde{h}$ и $\tilde{H}$, можно получить, удовлетворяя условие для глубины слоя трения (14). На основании (14) второе соотношение запишется так:

$$\frac{\kappa^2 \tilde{c}_1}{\ln \frac{\tilde{\epsilon}_1}{\tilde{\epsilon}_0}} \tilde{h} = \frac{\omega_t}{9.85} (\tilde{H} - \tilde{h})^2. \quad (35)$$

Третье соотношение между величинами $\tilde{c}_1$, $\tilde{h}$ и $\tilde{H}$ найдется из условия

$$\tilde{k}_1 = \frac{\kappa^2 \tilde{c}_1}{\ln \frac{\tilde{\epsilon}_1}{\tilde{\epsilon}_0}}. \quad (36)$$

Полученные три соотношения (34—36) в принципе содержат решение поставленной задачи об определении силы трения на границе раздела море—лед. В самом деле, определив численные значения характеристик $\tilde{c}_1$, $\tilde{h}$ и $\tilde{H}$, можно по формулам (26), (30) рассчитать распределение скоростей течений и коэффициента турбулентности в слое трения моря, а затем напряжение трения на нижней поверхности льда. Зная последние, скорость дрейфа льда и угол отклонения дрейфа льда от оси x могут быть найдены из уравнений (3) по формулам

$$c_0 = \frac{1}{(\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0}} \sqrt{\frac{\left(\frac{\tau_x}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\tau_y}{\rho}\right)^2}{\left[1 + \left(\frac{\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}}{\tilde{k} f'_I}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}^2\right]}}, \quad (37)$$

$$u_0 = - \frac{\frac{\tau_x}{\rho} (\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} + \frac{\tau_y}{\rho} \left(\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}}{(\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} \left[1 + \left(\frac{\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}}{\tilde{k} f'_I}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}^2\right]}, \quad (38)$$

$$v_0 = \frac{-\frac{\tau_y}{\rho} (\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} + \frac{\tau_x}{\rho} \left(\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}}{(\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} \left[1 + \left(\frac{\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}}{\tilde{k} f'_I}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}^2\right]}, \quad (39)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{\tau_y (\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} - \tau_x \left(\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}}{\tau_x (\tilde{k} f'_I)_{\tilde{\epsilon}_0} + \tau_y \left(\tilde{k} f'_{II} - \frac{2\omega_z m}{\rho}\right)_{\tilde{\epsilon}_0}}, \quad (40)$$

где

$$(\tilde{k}f_{II})_{\varepsilon_0} = \frac{1}{2} \tilde{k}_1 x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}} \left[\Delta'_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \Delta_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) - \right. \\ \left. - \Delta'_1 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \Delta_2 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \right] \times \\ \times \left[\Delta_1^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) + \Delta_2^2 \left(x_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\tilde{h}}}, x_h \right) \right]^{-1}.$$

Расчеты скорости и направления дрейфа льда по формулам (37—40) довольно трудоемки, однако их можно в значительной степени облегчить, используя изложенную ниже расчетную схему.

4. Расчетная схема

Большая трудоемкость при расчетах скорости и направления дрейфа льда возникает из-за сложности расчета характеристик турбулентности $\tilde{c}_1$, $\tilde{h}$ и глубины слоя трения $\tilde{H}$. Эти параметры находятся из трех соотношений (34—36), но поскольку эти соотношения являются трансцендентными относительно искомых величин $\tilde{c}_1$, $\tilde{h}$ и $\tilde{H}$, то удобно их определить методом последовательных приближений.

Для облегчения расчетов имеет смысл представить эти трансцендентные соотношения графически. На рис. 1, 2, 3, 4 и 5 приводятся результаты расчета отношения модуля скорости чисто дрейфового течения на единичном уровне к модулю скорости дрейфа льда, глубины слоя трения и вспомогательных функций $\mu = 1 + \frac{\tilde{h}}{\tilde{H}} \ln \frac{\tilde{h}}{e\varepsilon_0}$, $(\tilde{k}f_{I'})_{\varepsilon_0}$ и $(\tilde{k}f_{II'})_{\varepsilon_0}$.

Расчеты выполнены применительно к условиям Центральной Арктики ($\varphi = 85^\circ$ с. ш.). Параметр шероховатости нижней поверхности льда принят, согласно Риду и Кемпбеллу [4], равным 0,0265 м.

Продemonстрируем методику расчета скорости и направления дрейфа льда.

1) По произвольно заданным $\tilde{h}$ и c_0 на графиках (рис. 1—5) находят величины модуля скорости течения на единичном уровне, глубины слоя трения $\tilde{H}$, а также μ , $(\tilde{k}f_{I'})_{\varepsilon_0}$ и $(\tilde{k}f_{II'})_{\varepsilon_0}$.

2) По найденным параметрам рассчитывают отдельно левую и правую части уравнения баланса энергии турбулентности (34), которые в общем случае оказываются не равными между собой.

3) Действия, указанные в пунктах 1 и 2, повторяют для других $\tilde{h}$, но при том же значении модуля скорости дрейфа льда.

4) Строят графики правой и левой частей уравнения (34) для различных $\tilde{h}$. По точке пересечения двух кривых находят искомое $\tilde{h}$.

5) По найденному значению $\tilde{h}$ из соответствующих графиков (рис. 1—5) определяют искомые значения $\tilde{c}_1$, $\tilde{H}$, μ , $(\tilde{k}f_{I'})_{\varepsilon_0}$ и $(\tilde{k}f_{II'})_{\varepsilon_0}$.

6) По формуле (37) при заданных значениях составляющих тангенциального напряжения ветра рассчитывают модуль скорости дрейфа льда. Если полученное значение c_0 не совпадает с заданным значением, то весь расчет повторяют для других c_0 до тех пор, пока последующее значение c_0 не совпадет с предыдущим значением модуля скорости дрейфа льда.

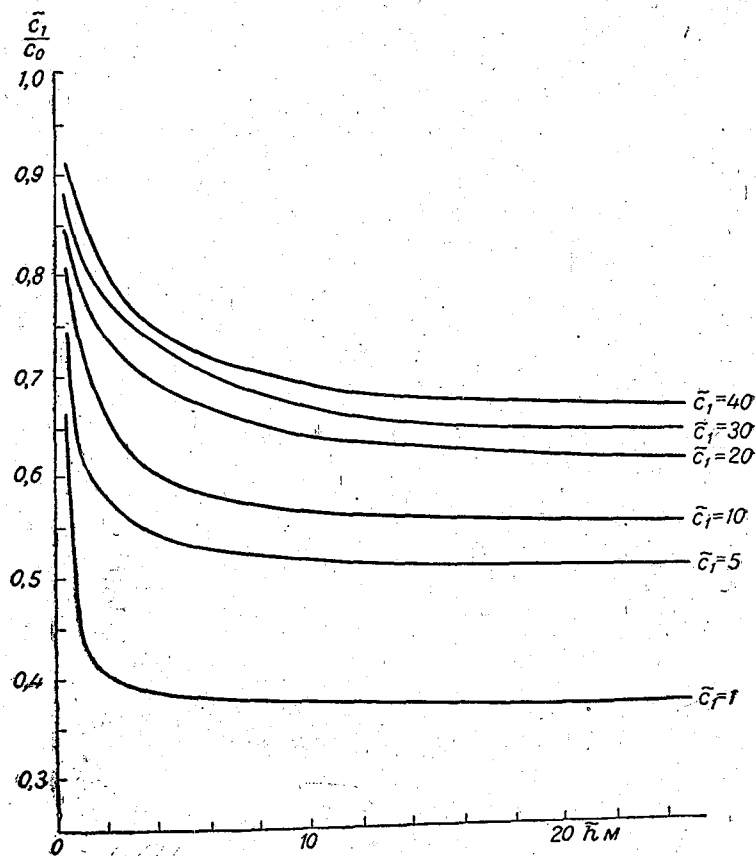


Рис. 1.

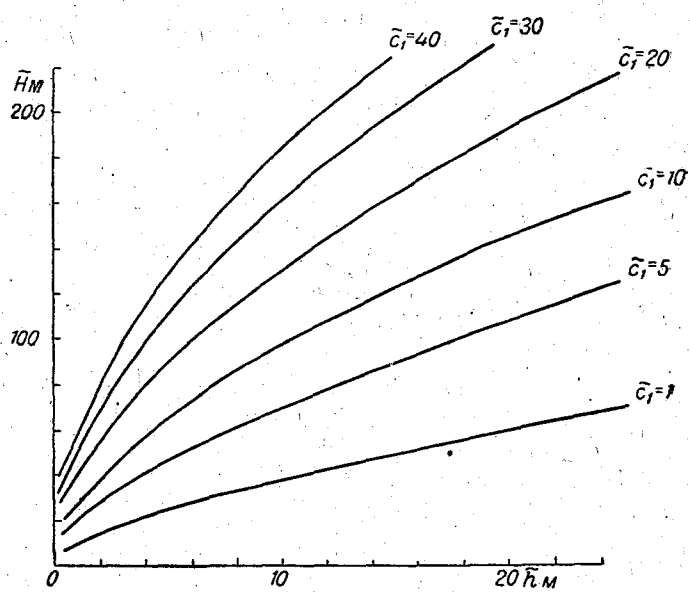


Рис. 2.

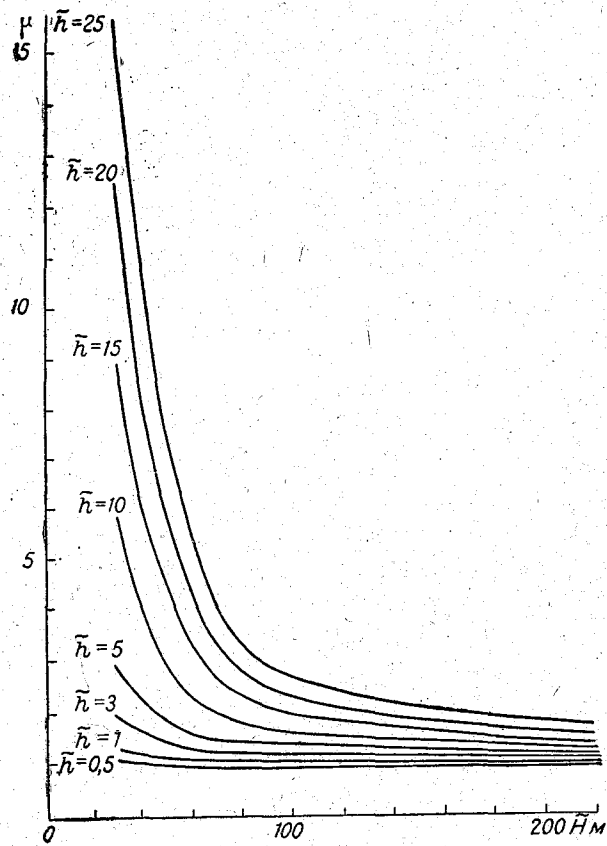


Рис. 3.

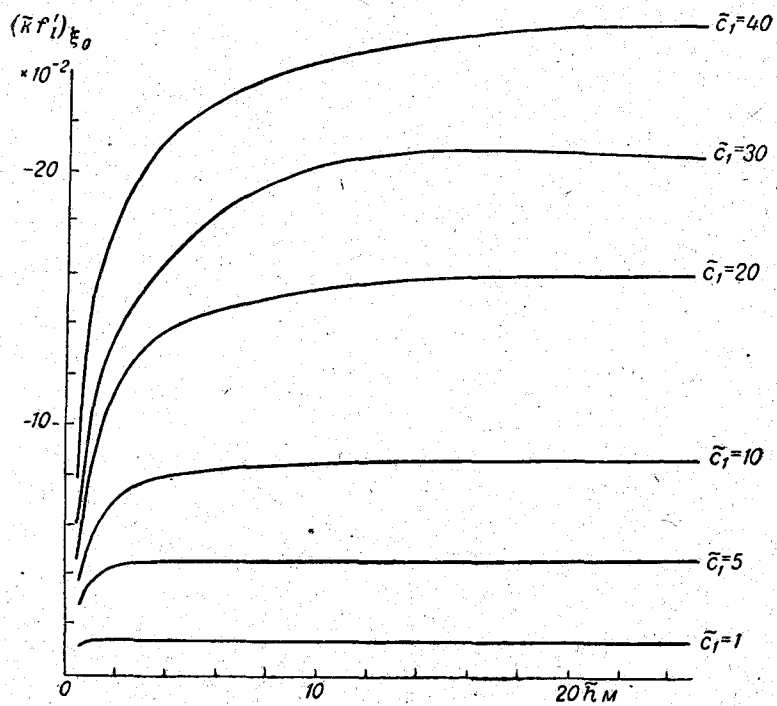


Рис. 4.

7) Определив искомое значение модуля скорости дрейфа льда, по формулам (38—40) находят составляющие скорости дрейфа льда и угол отклонения дрейфа льда от направления ветра.

Опыт расчетов по указанной схеме показал, что для определения скорости и направления дрейфа льда при фиксированном значении скорости ветра требуется не более 20 минут.

5. Сопоставление результатов расчета с опытными данными

Из довольно многочисленных сведений о дрейфе льда в глубоком море для сопоставления с результатами расчета были выбраны наблюдения «Г. Седова» и дрейфующих станций СП-2 (1950—1951), СП-3

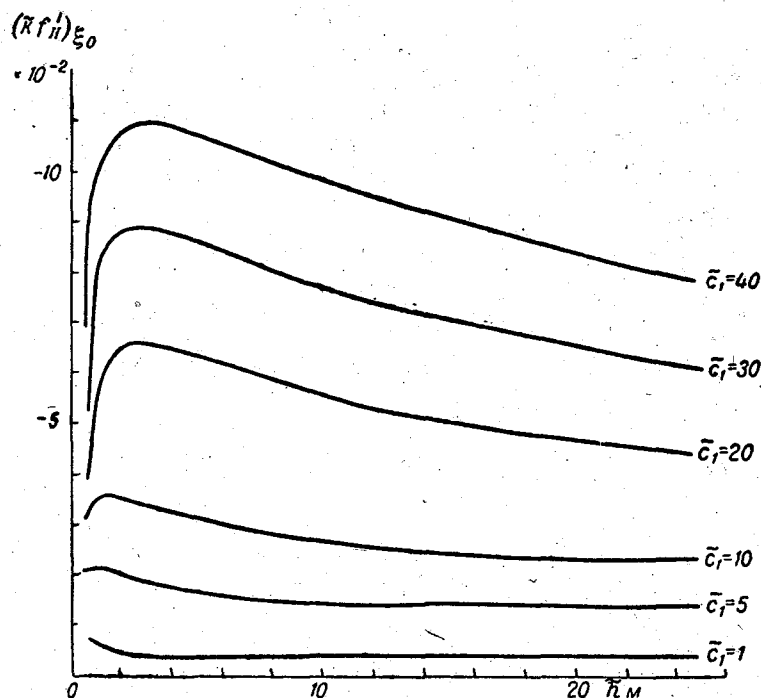


Рис. 5.

(1954—1955), СП-4 (1954—1956) и СП-5 (1955—1956). Такой выбор объясняется исключительно соображениями удобства: первичный материал этих наблюдений был обработан и представлен в удобном для сопоставления виде в работах Н. Н. Зубова [2] и З. М. Гудковича [1]. Сопоставление вычисленных с помощью изложенной выше теории значений ветровых коэффициентов с соответствующими опытными данными приведены в табл. 1 и на рис. 6.

Кроме того, на рис. 7 представлено сравнение рассчитанных и экспериментальных величин угла отклонения дрейфа льда от направления ветра по данным дрейфа «Г. Седова». Сходимость вычисленных данных с наблюдаемыми следует признать вполне удовлетворительной.

Из рис. 6 и 7 видно, что особенно большие расхождения между рассчитанными и экспериментальными данными ветровых коэффициентов и углов отклонения дрейфа льда от направления ветра отмечаются

Таблица 1

Сравнение рассчитанных и наблюдаемых ветровых коэффициентов
для дрейфующих станций СП-2, СП-3, СП-4 и СП-5

Месяц	c_0/v		Месяц	c_0/v	
	рассчитанное	наблюденное		рассчитанное	наблюденное
I	0,0165	0,0182	VII	0,0190	0,0208
II	0,0162	0,0180	VIII	0,0192	0,0225
III	0,0160	0,0175	IX	0,0190	0,0230
IV	0,0165	0,0180	X	0,0170	0,0215
V	0,0172	0,0190	XI	0,0160	0,0195
VI	0,0186	0,0195	XII	0,0160	0,0183

в области слабых ветров. По-видимому, этот факт может быть объяснен недостаточно точным учетом эффекта постоянного течения при выделении из суммарного дрейфа чисто ветрового дрейфа льда. Действительно,

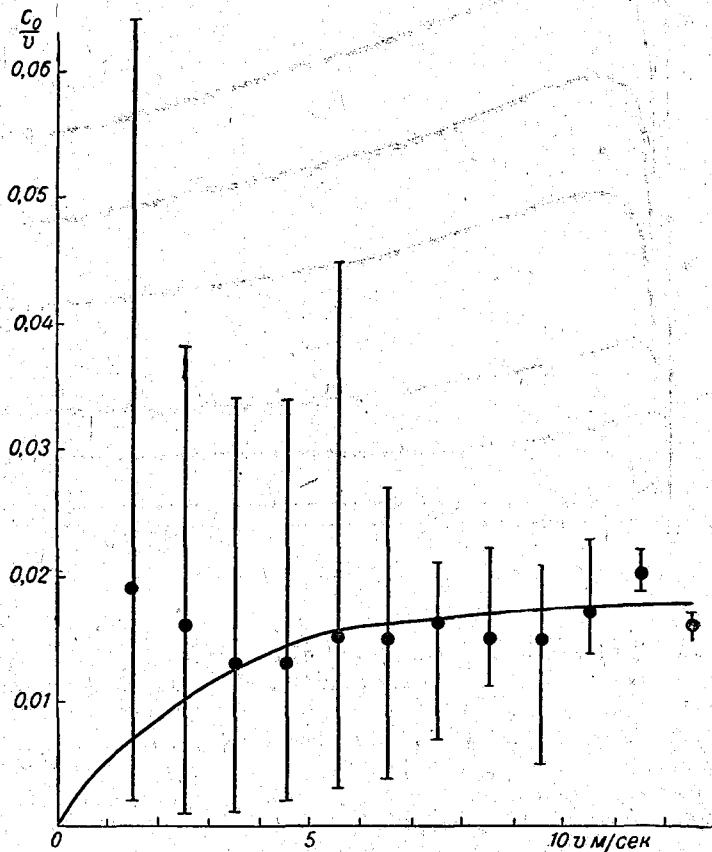


Рис. 6. Экспериментальные и рассчитанные величины ветровых коэффициентов.

исключение эффекта постоянного течения из суммарного ветрового дрейфа «Г. Седова» производилось по методу Нансена, который заключается в следующем.

Если за некоторое время «путь ветра» становится равным нулю и в соответствующем векторном графике получается замкнутый многоугольник, то ледяное поле также должно описать замкнутую траекторию, возвратясь в исходное положение. Если за это время льдина не возвратится в исходное положение, то получающийся остаточный дрейф следует приписать влиянию постоянного течения. Этот способ выделения постоянного течения справедлив только в том случае, когда между скоростью ветра и скоростью дрейфа существует линейная зави-

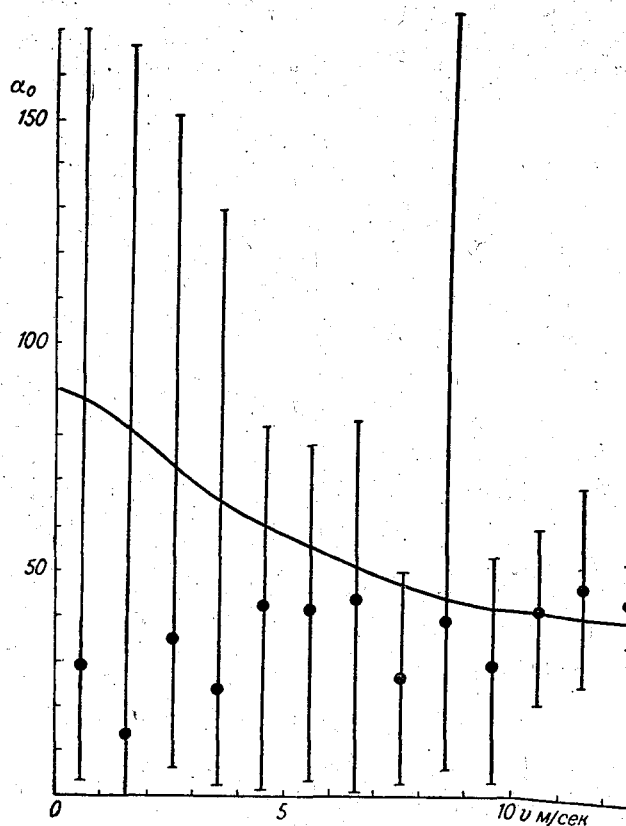


Рис. 7. Экспериментальные и рассчитанные величины угла отклонения дрейфа льда от направления ветра.

симость и если угол между направлением дрейфа и направлением ветра имеет одно и то же значение для всех скоростей ветра и дрейфа. Если для больших скоростей ветра эти условия выполняются, то в области слабых ветров (0—5 м/сек.) изменение ветрового коэффициента и угла отклонения дрейфа от направления ветра происходит очень резко. Понятно, что скорость и направление чисто ветрового дрейфа, полученные выделением из суммарного дрейфа эффекта постоянного течения, в области слабых скоростей ветра будут значительно искажены.

Таким образом, изложенная выше теория позволяет при заданной скорости ветра вычислять скорость и направление дрейфа льда в горизонтально-однородном море без привлечения каких-либо эмпирических данных для расчета напряжения трения на границе раздела море—лед.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудкович З. М. Об основных закономерностях дрейфа льда в Центральном Полярном бассейне. Материалы конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной Атлантике», вып. 3—4. Гидрометеиздат, Л., 1958.
2. Зубов Н. Н. Льды Арктики. Изд. Главсевморпути, Л., 1944.
3. Лайхтман Д. Л. Закономерности физических процессов пограничного слоя атмосферы в Арктике. Сб. «Современные проблемы метеорологии приземного слоя воздуха». Гидрометеиздат, Л., 1958.
4. Reed K. Y., Campbell W. J. The equilibrium drift of ice station Alpha. J. Geophys. Res., v. 67, No 1, 1962.
5. Rossby C. G., Montgomery R. B. The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Papers in Phys. Oceanogr. a. Meteor., v. 3, No 3, 1935.

К ВОПРОСУ О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЯХ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОТОКА РАДИАЦИИ

В статье рассматривается вопрос о возможности замены интегральных выражений для интегрального потока длинноволновой радиации дифференциальными. Показано, что такая замена возможна в том случае, если функция пропускания или ее четные производные обладают свойствами дельта-функции.

Для решения замкнутой задачи о температурном поле атмосферы необходимо систему уравнений гидро- и термодинамики дополнить уравнением для интегрального потока длинноволновой радиации в атмосфере. Интегральные уравнения для лучистых потоков известны давно, однако наличие в системе интегральных уравнений чрезвычайно усложняет задачу. Поэтому неоднократно делались попытки получить дифференциальные уравнения для интегрального потока радиации.

Д. Брент [1] и С. Л. Мэлуркар и Л. А. Рамадас [2] на основе нестрогих качественных соображений получили два совершенно различных типа приближенных уравнений.

Р. М. Гуди [2], исходя из уравнения переноса для потока монохроматической радиации, пришел к выводу, что точное дифференциальное уравнение для потока интегральной радиации может быть получено только в случае неселективно поглощающей атмосферы. Однако если в уравнении для монохроматического потока пренебречь некоторыми членами, то оказывается возможным ввести не зависящий от стратификации средний коэффициент поглощения в селективной атмосфере и получить таким образом приближенные уравнения для интегрального потока радиации. При этом двум предельным случаям, когда можно пренебречь либо второй производной от потока, либо самим потоком, соответствуют два типа средних коэффициентов (Росселандовское среднее и Планковское среднее) и два различных уравнения. Первое из этих уравнений совпадает с уравнением Д. Брента, а второе — с уравнением С. Л. Мэлуркара и Л. А. Рамадаса.

Но точное математическое условие, требующее малости тех или иных членов в уравнении, практически не решает вопроса, так как и отбрасываемые и остающиеся члены содержат искомую функцию и ее производные и поэтому не могут быть оценены априори. На основе рассмотрения ряда конкретных частных случаев Гуди пришел к выводу, что невозможно установить даже необходимые (не говоря уже о достаточных) физические условия в атмосфере, при которых могут применяться указанные приближенные уравнения.

К. Я. Кондратьев [3] ввел в рассмотрение тензор излучения и объемную плотность излучения, но и в этом случае вопрос о применимости диффузионных формул решается в результате оценки составляющих тензора излучения, т. е. искомого решения.

Рассмотрим этот вопрос исходя из интегральных выражений для лучистых потоков. Возьмем точные формулы для интегральных потоков длинноволновой радиации в плоско-параллельной, горизонтально однородной атмосфере, следуя Ф. Н. Шехтер [4, 5],

$$A(m) = E(m) - E(M) D(M - m) + \int_m^M D(\tau - m) \frac{dE}{d\tau} d\tau, \quad (1)$$

$$B(m) = E(m) - (1 - \delta_3) E(M) D(M + m) + \\ + (1 - \delta_3) \int_0^M D(\tau + m) \frac{dE}{d\tau} d\tau - \int_0^m D(m - \tau) \frac{dE}{d\tau} d\tau. \quad (2)$$

Здесь $A(m)$ — нисходящий, а $B(m)$ — восходящий потоки радиации на рассматриваемом уровне, m , τ и M — приведенные массы водяного пара, содержащиеся в столбе атмосферы от земной поверхности до рассматриваемого уровня, некоторого переменного уровня и до верхней границы атмосферы соответственно, E — интегральный поток излучения черного тела, зависящий от температуры на соответствующем уровне, D — функция пропускания для интегрального потока радиации, $1 - \delta_3$ — отражательная способность подстилающей поверхности для длинноволновой радиации.

Результирующий поток радиации на рассматриваемом уровне

$$F(m) = B(m) - A(m) = E(M) D(M - m) - (1 - \delta_3) E(M) D(M + m) + \\ + (1 - \delta_3) \int_0^M D(\tau + m) \frac{dE}{d\tau} d\tau - \int_0^m D(m - \tau) \frac{dE}{d\tau} d\tau. \quad (3)$$

При каких условиях формулу (3) можно преобразовать к виду, не содержащему интегралов? Это возможно в том случае, если функция пропускания обладает свойствами δ -функции, так что

$$D(m - \tau) = D(\tau - m) = D(|m - \tau|), \\ \frac{1}{D(0)} D(m - \tau) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad |m - \tau| \geq \varepsilon, \\ \int_{m-\varepsilon}^{m+\varepsilon} D(m - \tau) d\tau = \alpha, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) D(m - \tau) d\tau = \alpha f(m). \quad (4)$$

Здесь $f(\tau)$ — произвольная функция, а ε — малое приращение аргумента, такое, что в пределах $m - \varepsilon \leq \tau \leq m + \varepsilon$ можно считать $f(\tau) \approx \text{const}$, α — некоторая постоянная, так как мы не требуем, чтобы δ -функция была нормирована на единицу. Тогда вместо формулы (3) получим

$$F(m) = -\alpha \frac{dE(m)}{dm}. \quad (5)$$

Если перейти к переменной z , а также выразить плотность водяного пара через его упругость в миллибарах, получим

$$F(z) = -4610 \alpha \frac{T}{e} \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dz}. \quad (6)$$

Формула (6) совпадает с формулой Брента с точностью до численного коэффициента.

Условия (4) являются необходимыми и достаточными для получения приближенных соотношений типа (5) или (6). Физически эти условия, очевидно, означают, что функция пропускания должна убывать с увеличением поглощающей массы настолько быстро, что поток на рассматриваемом уровне практически формируется в прилежащем тонком слое атмосферы, в котором можно считать $\frac{dE}{dm} = \text{const}$. Brent при выводе своей формулы исходил именно из таких физических соображений и предполагал, что слой воздуха, содержащий 0,3 мм осажденной воды, полностью поглощает падающую на него радиацию.

Для получения количественных оценок воспользуемся функцией пропускания, предложенной Ф. Н. Шехтер [4, 5]. Расчеты показывают, что интегральная функция пропускания для атмосферы не удовлетворяет условиям (4). При малых массах она действительно очень быстро убывает с увеличением массы, но затем это убывание замедляется. (Так, $D(0) = 1$, $D(m) = 1/2, 1/3, 1/4$ и $1/10$ при $m = 0,04, 0,25, 0,80$ и 5 г/см^2 соответственно, тогда как общее содержание водяного пара во всем столбе атмосферы обычно имеет порядок 1 г/см^2).

Таким образом, атмосфера является средой, оптически недостаточно плотной для того, чтобы можно было применять приближенные уравнения типа (5) или (6). Другими словами, поток радиации формируется во всем столбе атмосферы и может быть выражен только интегральными формулами.

Поставим более общий вопрос: можно ли получить из уравнения (3) какие-либо другие уравнения, не содержащие интегралов? Известно, что производные от функции пропускания убывают быстрее, чем сама функция пропускания. Нечетные производные меняют знак при переходе аргумента через нуль и поэтому не удовлетворяют условиям (4). Но возможно, что этим условиям удовлетворяет вторая или более высокие четные производные.

Интегрируя уравнение (3) по частям и дифференцируя по m , можно получить такое уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{dF(m)}{dm} = & \delta_3 E(0) \frac{dD(m)}{dm} - (1 - \delta_3) \int_0^M E(\tau) \frac{d^2 D(m + \tau)}{d\tau^2} d\tau - \\ & - 2E(m) \lim_{\tau \rightarrow m} \frac{dD|\tau - m|}{d|\tau - m|} - \int_0^M E(\tau) \frac{d^2 D|m - \tau|}{d\tau^2} d\tau. \end{aligned} \quad (7)$$

Дифференцируя уравнение (3) по m дважды, получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2 F(m)}{dm^2} = & E(M) \frac{d^2 D(M - m)}{dm^2} + (1 - \delta_3) E(M) \frac{d^2 D(M + m)}{dm^2} + \\ & + (1 - \delta_3) \int_0^M \frac{d^2 D(m + \tau)}{dm^2} \frac{dE(\tau)}{d\tau} d\tau - 2 \frac{dE(m)}{dm} \lim_{\tau \rightarrow m} \frac{dD|m - \tau|}{d|m - \tau|} - \\ & - \int_0^M \frac{d^2 D|m - \tau|}{d\tau^2} \frac{dE(\tau)}{d\tau} d\tau. \end{aligned} \quad (8)$$

Если вторая производная от функции пропускания удовлетворяет условиям (4), то уравнения (7) и (8) преобразуются следующим образом:

при $m > \epsilon$ и $M - m > \epsilon$

$$\frac{dF(m)}{dm} = \delta_3 E(0) \frac{dD(m)}{dm} - 2E(m) \frac{dD(\epsilon)}{d\epsilon}, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 F(m)}{dm^2} = -2 \frac{dE(m)}{dm} \frac{dD(\epsilon)}{d\epsilon}. \quad (10)$$

Уравнение (10) является не чем иным, как результатом дифференцирования уравнения (9), так как $\frac{d^2 D(m)}{dm^2} = 0$ при $m > \epsilon$, а $\frac{dD(\epsilon)}{d\epsilon}$ — постоянная величина.

Уравнение (10) совпадает по форме со вторым предельным случаем, рассмотренным Гуди, и с уравнением Мэлуркара и Рамадаса.

В настоящее время слишком мало известно о поведении производных функции пропускания при малых массах. Поэтому нельзя сказать, применимы ли в атмосферных условиях уравнения типа (9) и (10).

Что касается свойств более высоких четных производных от функции пропускания, то пока о них вообще ничего нельзя сказать.

Следует, однако, подчеркнуть, что при такой постановке задачи вопрос о возможности замены интегральных уравнений дифференциальными сводится к исследованию свойств функции пропускания и не представляется безнадежным принципиально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брент Д. Физическая и динамическая метеорология. Гидрометеиздат, Л. — М., 1938.
2. Goody R. M. Equation of transfer for the total flux of terrestrial radiation. Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc., 79, No 340, 1953.
3. Кондратьев К. Я. О применимости диффузионных представлений к задаче расчета лучистого притока тепла. Уч. зап. ЛГУ, сер. физ. наук, в. 9, № 210, 1956.
4. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
5. Шехтер Ф. Н. Распределение по высоте средней температуры в селективно поглощающей атмосфере. Труды ГГО, вып. 37 (99), 1952.

О РАДИАЦИОННЫХ ДИАГРАММАХ

В статье рассматривается способ учета различными авторами наличия в атмосфере нескольких одновременно поглощающих субстанций. Обсуждаются области применения рассмотренных диаграмм. Предлагается простоя диаграмма для расчета уходящего излучения.

Применение радиационных диаграмм основано на том обстоятельстве, что поток радиации на любой высоте в атмосфере можно выразить в виде интеграла

$$F(z) = \int D(x) dE, \quad (1)$$

где F — поток длинноволнового излучения, направленного вверх или вниз, $E = \sigma T^4$, T — температура, $D(x)$ — функция пропускания, x — эффективная поглощающая масса.

Длинноволновая радиация поглощается и излучается в атмосфере в основном водяным паром (H_2O), углекислым газом (CO_2) и озоном (O_3).

Водяной пар активен во всем длинноволновом спектре, углекислый газ имеет значение лишь в интервале $13-17 \mu$, а озон в узкой полосе с центром вблизи $9,6 \mu$. В этом случае функция пропускания для атмосферы будет зависеть от трех аргументов и может быть представлена в следующем виде [1]:

$$D(H_2O, CO_2, O_3) = D(H_2O) - D_{13}^{17}(H_2O) A(CO_2) - D_9^{10}(H_2O) A(O_3). \quad (2)$$

Здесь $D(H_2O)$ — функция пропускания для водяного пара во всем длинноволновом спектре, $D_{\lambda_1}^{\lambda_2}(H_2O)$ — то же в интервале $\lambda_1-\lambda_2$, $A(CO_2)$ — доля поглощения углекислым газом в полосе у 15μ по отношению ко всему излучению черного тела, $A(O_3)$ — то же для озона в полосе у $9,6 \mu$.

Формула (2) является приближенной, она получается в предположении, что один из газов на участке перекрытия полос имеет непрерывный спектр поглощения.

Различные радиационные диаграммы отличаются друг от друга главным образом значениями функции пропускания, принятыми их авторами.

Как видно из (2), величина $D(x)$, входящая в (1), зависит от поглощательных свойств активных газов и от того, каким образом учтено их одновременное действие.

В настоящей заметке мы совершенно не будем касаться вопроса о правильности описания поглощательных свойств водяного пара, углекислого газа и озона, а рассмотрим только, каким образом учитывается взаимодействие полос поглощения. С этой точки зрения наиболее часто используемые диаграммы можно разбить на несколько групп.

I. В формуле (2) учитываются все три слагаемых. Сюда относятся диаграммы Нийлиск и Эльзассера (новый вариант).

а) Диаграмма Нийлиск [4]. Для расчета по ней надо знать температуру и функцию пропускания. Для определения $D(x)$ предлагаются дополнительно две таблицы, каждая с двумя входами (водяной пар и углекислый газ; водяной пар и озон). Наличие двух таблиц позволяет наиболее полно учесть одновременное влияние всех трех активных газов и их реальное распределение в атмосфере.

б) Таблицы Эльзассера [5] позволяют рассчитывать потоки как графическим, так и аналитическим способами. Автор принимает $D_9^{10}(\text{H}_2\text{O})=1$, следовательно, функция пропускания имеет вид

$$D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3) = D(\text{H}_2\text{O}) - D_{13}^{17}(\text{H}_2\text{O}) A(\text{CO}_2) - A(\text{O}_3). \quad (3)$$

Такое предположение можно интерпретировать двояко: 1) водяной пар в полосе поглощения озона прозрачен; 2) водяной пар отсутствует на тех высотах, где имеется озон.

II. В формуле (2) учитываются только два первых члена, т. е. положено $A(\text{O}_3)=0$, тогда

$$D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2) = D(\text{H}_2\text{O}) - D_{13}^{17}(\text{H}_2\text{O}) A(\text{CO}_2). \quad (4)$$

Здесь возможны два пути учета совместного поглощения водяным паром и углекислым газом:

а) можно записать (1) в виде

$$F(z) = \int D(\text{H}_2\text{O}) dE - \int D_{13}^{17}(\text{H}_2\text{O}) A(\text{CO}_2) dE$$

и вычислять отдельно обе части. Так построена диаграмма Ямамото [6];

б) можно каким-либо образом увязать между собой содержание в атмосфере водяного пара и углекислого газа; тогда функция пропускания (4) будет в явном виде зависеть только от одной переменной — эффективной массы водяного пара m_H .

Такой путь использован в диаграмме Шехтер [1]. Она исходит из имеющегося среднего соотношения $\frac{e}{e_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^3$, где $e(e_0)$ — упругость водяного пара, $p(p_0)$ — давление воздуха на высоте z (на земной поверхности). На рис. 1 приведена получающаяся в этом случае связь между массами водяного пара (m_H) и углекислого газа (m_C), содержащимися в столбе воздуха от земной поверхности до высоты z (кривая 1).

Эффективные массы рассчитывались по формуле

$$m_{H,C} = \int_0^z \rho_{H,C}(z) \sqrt{\frac{p}{p_0}} dz,$$

где $\rho_{H,C}$ — плотность водяного пара или углекислого газа.

Используя для (4) зависимость $m_C = f(m_H)$, получим, что $D(x)$ в (1) будет зависеть только от m_H .

Использованное Шехтер соотношение не является безусловно единственным для получения функциональной зависимости между массами водяного пара и углекислого газа. Например, Кондратьев [7] предлагает принять постоянным отношение $\frac{\rho_C}{\rho_H}$. В этом случае будет иметь место простая связь $m_C = C m_H$ независимо от того, какая высота принята за начало отсчета.

На рис. 1 приведено указанное соотношение (кривая 2) при $\frac{\rho_C}{\rho_H} = 0,08$.

III. В формуле (2) учитываются только два первых члена и при этом еще предполагается, что водяной пар в полосе поглощения углекислого газа прозрачен. Тогда

$$D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2) = D(\text{H}_2\text{O}) - A(\text{CO}_2). \quad (5)$$

К этой группе относятся диаграммы Эльзассера (старый вариант) и Мюгге-Мёллера.

Рассмотрим отдельно каждую из них.

а) Мюгге и Мёллер [3] предлагают диаграмму, состоящую из двух частей, каждая из которых дает поток радиации, обусловленный водяным паром и углекислым газом раздельно;

б) Эльзассер [2] полагает $A(\text{CO}_2) = a$, т. е. поглощение углекислым газом постоянно. Тогда

$$D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2) = D(\text{H}_2\text{O}) - a.$$

В диаграмме это учитывается добавлением одной изолинии.

После того как мы выяснили ограничения, накладываемые разными авторами на функцию пропускания, обсудим области применимости упомянутых выше диаграмм с точки зрения правильности учета взаимодействия основных поглощающих газов.

Наиболее сильные ограничения наложены на диаграммы, входящие в третью группу. Водяной пар никоим образом нельзя считать прозрачным в области поглощения углекислым газом. Более того, при $m_H > 1,5$ см поглощение водяным паром начинает превалировать над углекислым газом, независимо от количества последнего [1, 5—7]. Содержание углекислого газа в атмосфере не настолько велико, чтобы можно было считать постоянным $A(\text{CO}_2)$ для любого количества водяного пара, как это сделал Эльзассер [2]. Следовательно, диаграммы этой группы отягощены максимальными ошибками и пригодны лишь для ориентировочных расчетов.

Диаграммы второй группы, так же как и третьей, не учитывают поглощения радиации озоном, который находится в атмосфере выше 15—20 км. Диаграмма Шехтер, кроме того, должна давать заниженные потоки радиации, направленные вверх, в верхней тропосфере. Это происходит потому, что в принятой ею зависимости $m_C = f(m_H)$ малым массам водяного пара соответствуют малые массы углекислого газа, что верно для нижней тропосферы (рис. 1, кривая 1). В верхней тропосфере и нижней стратосфере тем же самым малым количествам водяного пара будут уже соответствовать большие количества углекислого газа.

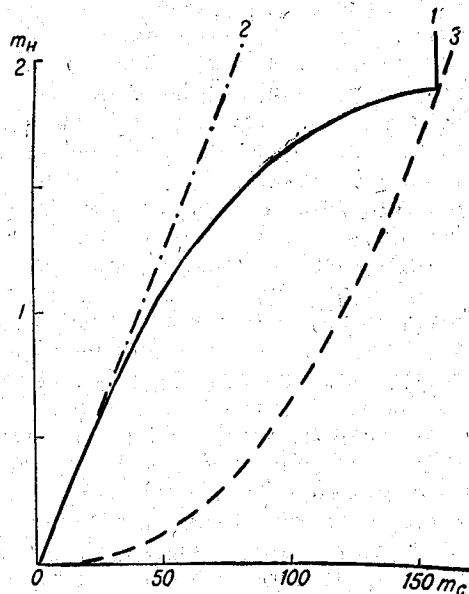


Рис. 1. Соотношение между эффективными поглощающими массами водяного пара и углекислого газа.

$$1 - m = \int_0^z \rho f(p) dz; \quad 2 - \rho_C / \rho_H = c; \quad 3 - m = \int_z^\infty \rho f(p) dz.$$

В диаграмме Ямамото количества водяного пара и углекислого газа входят независимо друг от друга. Поэтому расчет по ней, так же как и по диаграмме Мюгге-Мёллера, требует, по сути дела, двойной работы по сравнению с диаграммой Шехтер.

Наиболее точно учитывается наличие трех поглощающих субстанций в диаграммах, отнесенных нами к первой группе. Эти диаграммы применимы во всей области действительности гипотезы локального термодинамического равновесия. При этом некоторое преимущество диаграммы Нийлиск перед Эльзассером в том, что она учитывает одновременное поглощение водяным паром и озоном. В атмосфере обычно озон расположен на таких высотах, где содержание водяного пара весьма мало. Так как в области 9—10 μ водяной пар поглощает очень слабо, то в последнем члене формулы (2) вполне можно положить $D_9^{10}(\text{H}_2\text{O}) = 1$. Уточнение Нийлиск может оказаться существенным лишь в двух случаях: при аномально больших количествах озона в тропосфере или при аномально больших количествах водяного пара в стратосфере.

Расширение области применимости и увеличение точности в диаграммах первой группы повлекло за собой значительное усложнение методики расчета. Для расчетов уходящего излучения по этим диаграммам надо считать распределение по высоте трех эффективных масс (водяного пара, углекислого газа, озона). По методу Эльзассера затем надо определить три члена формулы (1) аналитически или графически. В диаграмме Нийлиск требуется подсчитать одну площадь, но зато предварительно необходимо, пользуясь двумя таблицами, определить функцию пропускания.

Такие громоздкие расчеты нам кажутся оправданными лишь в тех случаях, когда известно истинное распределение поглощающих газов в атмосфере. Как правило, при расчетах потоков радиации пользуются данными зондирования, которые дают распределение по высоте давления, температуры и влажности. Содержание углекислого газа считаем постоянным по высоте (обычно 0,03% по объему). Для озона большей частью известно лишь его общее содержание, в лучшем случае некое среднее распределение.

При таком состоянии наших знаний об исходных данных целесообразно дать более простую, но достаточно точную методику расчета уходящего излучения. Для этого возьмем функцию пропускания в виде формулы (3) и найдем аналитическую связь между количествами водяного пара и углекислого газа применительно к стратосфере.

Будем исходить из следующих соображений. При расчете уходящего излучения поглощающие массы рассчитываются от верхней границы атмосферы вниз. Вычисляя эффективные поглощающие массы по формулам

$$m_{H,C} = \int_z^{\infty} \rho_{H,C}(z) \sqrt{\frac{p}{p_0}} dz,$$

получим, используя соотношение $\frac{e}{e_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^3$, изображенную на рис. 1

(кривая 3) связь между массами водяного пара и углекислого газа.

Как видим, здесь малым m_H соответствуют большие m_C , что имеет место в верхней тропосфере и стратосфере. Кривая 2 (рис. 1), построенная в предположении постоянства отношения плотностей водяного пара и углекислого газа, весьма далека от действительности. Это объясняется

тем, что отношение плотностей меняется с высотой и весьма заметно (рис. 2).

Увязать содержание озона в атмосфере с распределением водяного пара абсолютно невозможно, так как эти газы находятся на разных высотах. Поэтому диаграмма должна состоять из двух частей: одна — для водяного пара (учет влияния углекислого газа происходит автоматически), другая — для озона.

Запишем (3) таким образом:

$$D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2, \text{O}_3) = D(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2) - A(\text{O}_3). \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1), получим для уходящего излучения

$$\uparrow F(z) = \uparrow F(\text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2) - \int_{T(M)}^{T(0)} A(\text{O}_3) dE. \quad (7)$$

Для вычисления второго члена формулы (7) удобно поместить изолинии значений $A(\text{O}_3)$ в нижней части основной диаграммы (рис. 3).

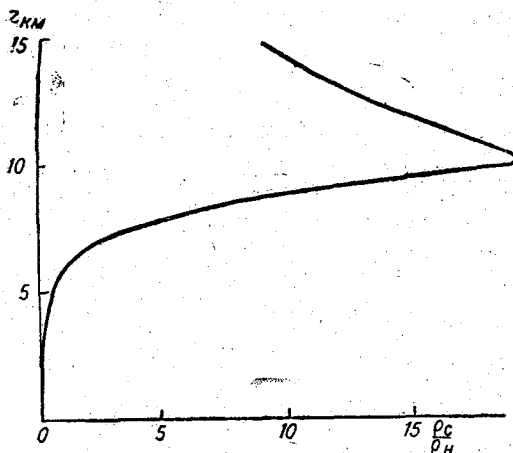


Рис. 2. Зависимость отношения плотностей от высоты.

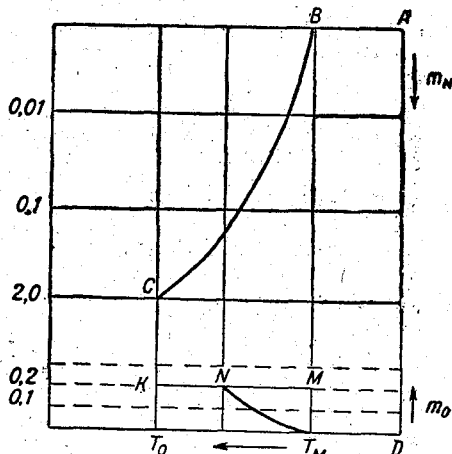


Рис. 3. Эскиз радиационной диаграммы (поглощающие массы в сантиметрах).

Уходящее излучение, обусловленное только водяным паром и углекислым газом, равно площади $ABCT_0DA$ с учетом озона площади $ABCKNT_MDA$, площадь KT_0T_MNK соответствует второму члену (7).

Если известно только общее количество озона в атмосфере, то его влияние будет равно площади прямоугольника kT_0T_MMk . Изолиния kM соответствует общему количеству озона.

Предлагаемая диаграмма строится так же, как и рассмотренный выше вариант [1, 8], только надо использовать иные значения функции пропускания.

Если обозначить разность между «старой» и «новой» функциями пропускания через ΔD , то

$$D(m_H) = D^*(m_H) - \Delta D,$$

где

$$D^*(m_H) = 0,471e^{-0,695\sqrt{m_H}} + 0,529e^{-8,94\sqrt{m_H}},$$

а значения ΔD даны в табл. 1. Напомним, что «старая» функция пропускания получена при $m_c = f(m_H)$, соответствующим кривой 1,

а «новая» — кривой 3 на рис. 1 (кривая 3 построена по формуле $m_c = 160,3 \left(\frac{m_H}{1,86} \right)^{3/7}$).

Таблица 1

Величины поправок (увеличенные в 100 раз)

m_H	0,0001	0,0003	0,001	0,003	0,01	0,03	0,1	0,3	1	3
100 ΔD . . .	7,4	8,2	8,5	8,9	9,2	7,4	5,2	2,2	0,2	0,0

Для нанесения изолиний озона в нижней части диаграммы в табл. 2 приведены значения $A(O_3)$. Функция поглощения для озона вычислена на основании данных, приведенных в [9].

Таблица 2

Функция поглощения для озона (увеличенная в 100 раз)

m_{O_3}	0,01	0,03	0,06	0,1	0,2	0,4	0,6
100 $A(O_3)$	0,4	0,9	1,6	2,3	3,3	4,1	4,4

Расчет нескольких примеров показал, что диаграмма [1] дает величины уходящего излучения, завышенные по сравнению с предлагаемой до 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22, 1950.
2. Elsasser W. M. Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. Harvard Meteorologie Study, N 6, 1942.
3. Möller F. Grundlagen eines Diagramms zur Berechnung langwelligen Strahlungsstrom. Met. Z., Nr 2, 1944.
4. Нийлиск Х. Ю. Новая радиационная номограмма. Изв. АН ЭССР, сер. физ. мат. наук, № 4, 1961.
5. Elsasser W. M., Culbertson M. F. Atmospheric radiation tables. Meteorological monographs, 4, N 23, 1960.
6. Jamamoto G. On a radiation Chart. The Sc. Rep. of the Tôhoky, University, Geophysics, 4, N 1, 1952.
7. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1956.
8. Шехтер Ф. Н. Расчет лучистых потоков длинноволновой радиации из ограниченного телесного угла и полупространства. Труды ГГО, в. 39, 1953.
9. Walshaw C. D. Integrated absorption by 9,6 μ ozone band. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., v. 83, No 357, 1957.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ПОВОРОТА ГЕОСТРОФИЧЕСКОГО ВЕТРА

Получена номограмма для расчета коэффициента турбулентности в струйном течении при наличии вращения геострофического ветра с высотой.

Турбулентность в свободной атмосфере возникает в тех слоях, где вертикальные изменения горизонтального градиента давления превосходят определенное критическое значение и соответственно возрастает число Ричардсона.

В работе [1] была развита теория, на основе которой даны оценки характеристик установившейся турбулентности в струйных течениях для следующей модели изменения горизонтального градиента давления (геострофического ветра) с высотой:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial y} &= \begin{cases} u_0 e^{-\alpha z} + u_1 z \geq 0 \\ u_0 e^{\alpha z} + u_1 z \leq 0 \end{cases} \\ \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \quad u_0 = u_m - u_1. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь u_m — значение скорости геострофического ветра на оси струи (при $z=0$); u_1 — скорость геострофического ветра вне струи, совпадающая со значением скорости, измеряемой экспериментально. Значения u_m и α непосредственно измерить нельзя, так как получаемый по шароплотным данным профиль размыт за счет турбулентности и не совпадает с (1). Однако косвенно можно оценить как величины u_m и α , так и коэффициент турбулентности k в струе, пользуясь результатами измерений профилей ветра и температуры в струйном течении. Методика таких оценок применительно к модели (1) изложена в работе [2]. Можно предполагать, что вертикальные изменения направления градиента давления должны вносить определенный вклад в баланс энергии турбулентности.

В настоящей работе предлагается обобщение модели (1) на случай, когда имеет место вращение с высотой геострофического ветра в струйном течении.

Направим ось ox по геострофическому ветру на оси струйного течения и обозначим

$$\begin{aligned} u_g + iv_g \Big|_{z \rightarrow \infty} &\rightarrow u_1 + iv_1, \\ u_g + iv_g \Big|_{z \rightarrow -\infty} &\rightarrow u_1 - iv_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Основное уравнение для определения профиля ветра в струе под воздействием градиента давления и кориолисовой силы при наличии турбулентности в среде имеет вид

$$k \frac{d^2(u + iv)}{dz^2} - 2i\omega_z(u + iv - u_g - iv_g) = 0. \quad (3)$$

Обозначим

$$\begin{aligned}(u - u_1) + i(v - v_1) &= \Phi_+(z), \\ (u - u_1) + i(v + v_1) &= \Phi_-(z).\end{aligned}\quad (4)$$

$$\begin{aligned}(u_g - u_1) + i(v_g - v_1) &= f_+(z), \\ (u_g - u_1) + i(v_g + v_1) &= f_-(z).\end{aligned}\quad (5)$$

Тогда уравнение (3) примет вид

$$k \frac{d^2 \Phi_+}{dz^2} - 2i\omega_z (\Phi_+ - f_+) = 0$$

для области $z \geq 0$ и

$$k \frac{d^2 \Phi_-}{dz^2} - 2i\omega_z (\Phi_- - f_-) = 0 \quad \text{при } z \leq 0. \quad (6)$$

Условие (2) сведется к требованию

$$\Phi_+|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \Phi_-|_{z \rightarrow -\infty} \rightarrow 0. \quad (2a)$$

Кроме того, потребуем непрерывности реального ветра $u + iv$, а также его градиента в плоскости $z=0$.

С использованием (4) эти условия запишутся следующим образом:

$$|\Phi_+ + u_1 + iv_1|_{z=0} = |\Phi_- + u_1 - iv_1|_{z=0}, \quad (7)$$

$$\left. \frac{d\Phi_+}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\Phi_-}{dz} \right|_{z=0}. \quad (8)$$

Легко видеть, что сама функция Φ испытывает скачок, равный $2iv$ при переходе через плоскость $z=0$.

Решая уравнения (6) при граничных условиях (2a), (7) и (8), получим следующий результат:

$$\begin{aligned}\Phi_+ = \frac{\sqrt{2ia}}{2} \left\{ e^{a\sqrt{2i}z} \int_z^\infty e^{-a\sqrt{2i}\xi} f_+(\xi) d\xi + e^{-a\sqrt{2i}z} \int_0^z e^{a\sqrt{2i}\xi} f_+(\xi) d\xi - \right. \\ \left. - e^{-a\sqrt{2i}z} \int_0^\infty e^{a\sqrt{2i}\xi} f_-(\xi) d\xi \right\} - iv_1 e^{-a\sqrt{2i}z},\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\Phi_- = \frac{\sqrt{2ia}}{2} \left\{ e^{a\sqrt{2i}z} \int_0^\infty e^{-a\sqrt{2i}\xi} f_+(\xi) d\xi - \int_0^z e^{-a\sqrt{2i}\xi} f_-(\xi) d\xi e^{a\sqrt{2i}z} - \right. \\ \left. - e^{-a\sqrt{2i}z} \int_z^\infty e^{a\sqrt{2i}\xi} f_-(\xi) d\xi \right\} + iv_1 e^{a\sqrt{2i}z}.\end{aligned}$$

Здесь

$$a = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}.$$

Подставляя в (9) функции $f_+(\xi)$ и $f_-(\xi)$ в следующем виде:

$$\begin{aligned}f_+(\xi) &= e^{-a\xi} [u_0 - iv_1], \\ f_-(\xi) &= e^{+a\xi} [u_0 + iv_1],\end{aligned}\quad (10)$$

получим

$$\begin{aligned} |\Phi_+|^2 &= (u - u_1)^2 + (v - v_1)^2 = \\ &= \frac{u_0^2}{4a^4 + \alpha^4} \left\{ 4a^3 \alpha e^{-(a+\alpha)z} \left[\sin az \left(1 - \frac{v_1}{u_0} + \frac{\alpha}{a} \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \cos az \left(1 + \left(-\frac{\alpha}{a} + 1 \right) \frac{v_1}{u_0} \right) \right] + 4a^4 e^{-2az} \left(1 + \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + e^{-2az} \alpha^4 \left[\frac{v_1^2}{u_0^2} + 2 \frac{a^2}{\alpha^2} - 2 \frac{a}{\alpha} \frac{v_1}{u_0} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} |\Phi_-|^2 &= (u + u_1)^2 + (v + v_1)^2 = \\ &= \frac{u_0^2}{4a^4 + \alpha^4} \left\{ 4a^3 \alpha e^{(a+\alpha)z} \left[-\sin az \left(1 + \frac{v_1}{u_0} + \frac{\alpha}{a} \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \cos az \left(1 - \frac{v_1}{u_0} + \frac{\alpha}{a} \frac{v_1}{u_0} \right) \right] + 4a^4 \left(1 + \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) e^{2az} + \alpha^4 e^{2az} \left[\frac{v_1^2}{u_0^2} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2 \frac{a^2}{\alpha^2} + 2 \frac{a}{\alpha} \frac{v_1}{u_0} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11b)$$

Ввиду громоздкости выражения, получаемого для профиля ветра $u(z)$ и $v(z)$, приведем его только при $z=0$:

$$\begin{aligned} (u - u_1)_{z=0} &= \frac{u_0}{1 + \frac{\alpha^4}{4a^4}} \left[1 + \frac{\alpha^3}{4a^3} - \frac{\alpha}{a} \right], \\ v_{z=0} &= \frac{u_0}{1 + \frac{\alpha^4}{4a^4}} \left[\frac{\alpha}{2a} + \frac{\alpha^3}{4a^3} - \frac{\alpha^2}{2a^2} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Формулы (11) связывают профиль ветра с неизвестными параметрами, характеризующими геострофический ветер, u_0 и α , а также с характеристикой турбулентности a в струе.

Строго говоря, при наличии достаточно надежно полученного среднего профиля ветра в струйном течении можно, пользуясь им, определить все входящие в (11) параметры, в том числе и коэффициент турбулентности $k = \frac{\omega z}{a^2}$.

Здесь не содержится никакого противоречия с общепризнанной идеей [3] о том, что одних только уравнений движения недостаточно для определения коэффициента турбулентности k , так как система уравнений движения незамкнута.

В нашей задаче формулы (11) дают ответ на вопрос о том, как размоется профиль геострофического ветра (10), характеризуемый параметрами u_m и α при наличии турбулентности в среде.

Очевидно, что измерив экспериментально достаточно хорошо этот размытый профиль, мы получим и u_m , и α , и k .

Однако практически из-за погрешностей измерений это совершенно неосуществимо. В лучшем случае удастся снять с экспериментально измеряемого профиля две каких-либо средних характеристики и использовать их для определения двух параметров.

Кроме того, такой в известной мере формальный подход не позволяет получить никаких сведений о механизме турбулентности — о вкладе

динамических и термических факторов в общий баланс энергии пульсаций.

Исходя из вышесказанного очевидно, что для определения всех неизвестных параметров целесообразно использовать уравнение баланса энергии турбулентности, как это и делается в [1]. Уравнение баланса позволит использовать измерения распределения температуры в струе для определения турбулентности.

Если толщина турбулизированного слоя, содержащего 75% всей энергии турбулентности, есть $H_1 + H_2$ и диффузией энергии во внешние области можно пренебречь, то уравнение баланса запишется следующим образом [2]:

$$\int_{-H_1}^{H_2} k g^2(z) dz = \int_{-H_1}^{H_2} k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz. \quad (13)$$

В отличие от случая плоского геострофического ветра, трансформационный член из (13) имеет разное значение при $z > 0$ и при $z < 0$. Устремим в правой части (13) H_1 и H_2 к бесконечности, тогда мы получим полную энергию трансформации E_1 и E_2 в областях $z < 0$ и $z > 0$:

$$\begin{aligned} E_1 &= k \int_{-\infty}^0 \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz = \\ &= \frac{k u_0^2 a^2}{1 + \frac{\sigma^4}{4a^4}} \left\{ \frac{1}{2a} \left(1 + \frac{\alpha}{a} \frac{v_1}{u_0} + \frac{v_1^2}{u_0^2} \frac{a^2}{2a^2} \right) + \frac{1}{2a} \left(1 + \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) - \right. \\ &\left. - \frac{1}{a \left[1 + \left(1 + \frac{\alpha}{a} \right)^2 \right]} \left[2 \left(1 + \frac{\alpha}{a} \right) - \frac{2v_1}{u_0} \left(1 - \frac{\alpha}{a} - \frac{a^2}{2a^2} \right) + \frac{a^2}{a^2} \frac{v_1^2}{u_0^2} \right] \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Выражение для E_2 совпадает с (14) при замене знака у v_1 на обратный.

Как видно из (14), отличие E_1 от E_2 тем больше, чем больше отношение v_1/u_0 .

Полная энергия трансформации $E = E_1 + E_2$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} E &= \frac{k u_0^2 a^2}{1 + \frac{\sigma^4}{4a^4}} \left\{ \frac{1}{a} \left(1 + \frac{v_1^2}{u_0^2} \frac{a^2}{2a^2} \right) + \frac{1}{a} \left(1 + \frac{v_1^2}{u_0^2} \right) - \right. \\ &\left. - \frac{2}{a \left[1 + \left(1 + \frac{\alpha}{a} \right)^2 \right]} \left[2 \left(1 + \frac{\alpha}{a} \right) + \frac{a^2}{a^2} \frac{v_1^2}{u_0^2} \right] \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

Как видно из (15), величина E не зависит от знака v_1/u_0 и включает в себя только члены порядка $(v_1/u_0)^2$. Разница энергии трансформации $E_1 - E_2$ содержит также и линейные члены v_1/u_0 при $v_1 > 0$, $E_1 > E_2$.

Значения толщины турбулизированного слоя H_1 и H_2 в областях $z < 0$ и $z > 0$ определим из соотношений

$$\begin{aligned} \int_{-H_1}^0 k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz &= 0,75 E_1, \\ \int_0^{H_2} k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz &= 0,75 E_2. \quad (16) \end{aligned}$$

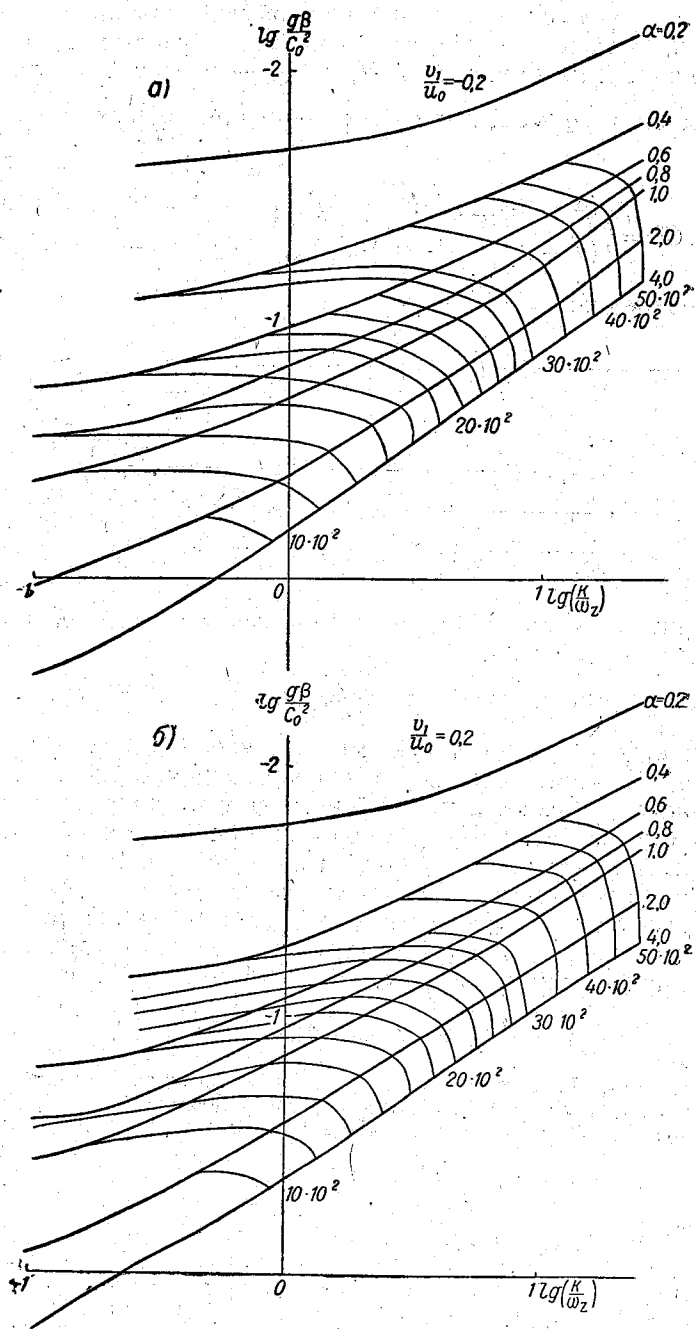


Рис. 1. Номограмма для определения коэффициента турбулентности в струйном течении при $\frac{v_1}{v_0} = -0.2$ (а) и при $\frac{v_1}{v_0} = 0.2$ (б).

Как следует из расчетов, при $v_1 > 0$ энергия трансформации в нижней половине струи больше, а толщина турбулизированного слоя меньше, чем в верхней половине. При $v_1 < 0$ картина будет обратная.

После определения значений H_1 и H_2 мы можем вычислить величину $\frac{g\beta}{C_0^2}$ в верхней и нижней половинах струи при разных значениях a и α .

Здесь

$$C_0^2 = \begin{cases} (u - u_1)_{z=0}^2 + (v - v_1)_{z=0}^2 & \text{для верхней части струи} \\ (u - u_1)_{z=0}^2 + (v + v_1)_{z=0}^2 & \text{для нижней части струи} \end{cases} \quad (17)$$

Для верхней половины струи

$$\left(\frac{g\beta}{C_0^2}\right)_2 = \frac{\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{2a} - \frac{\alpha^2}{2a^2} \frac{v_1}{u_0} + \frac{v_1^2}{u_0^2} \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha^3}{4a^3}\right) \frac{\alpha}{a \left[1 + \left(1 + \frac{\alpha}{a}\right)^2\right]} \times \\ \times \left[2 \left(1 + \frac{\alpha}{a}\right) + \frac{2v_1}{u_0} \left(1 - \frac{\alpha}{a} - \frac{\alpha^2}{2a^2}\right) + \frac{\alpha^2}{a^2} \frac{v_1^2}{u_0^2}\right]}{1 + \frac{\alpha^2}{2a^2} - \frac{\alpha}{a} - \frac{v_1}{u_0} \left(\frac{\alpha}{a} - \frac{\alpha^2}{a^2} + \frac{\alpha^3}{2a^3}\right) + \frac{v_1^2}{u_0^2} \left(1 + \frac{\alpha^4}{4a^4}\right)} \frac{0,75\alpha}{H_2}. \quad (18)$$

Для нижней половины струи знак v_1 меняется на обратный, а значение H_2 заменяется на H_1 .

Так как формула (18) дает несколько разные значения $\frac{g\beta}{C_0^2}$ для верхней и нижней частей струи, то на основе ее можно построить две различные номограммы для определения турбулентности в верхней и нижней частях (рис. 1). При $v_1 > 0$ номограмма на рис. 1 а служит для нижней части, на рис. 1 б — для верхней, при $v_1 < 0$ наоборот.

По-видимому, расчеты характеристик турбулентности с учетом вращения геострофического ветра позволят несколько точнее определять действительные параметры турбулентности в свободной атмосфере.

В заключение авторы выражают благодарность сотруднику В. В. Симонову за проведение ряда расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л., Шнайдман В. А. Метеорология и гидрология, № 2, 1960.
2. Ариель Н. З., Бютнер Э. К. Метеорология и гидрология, № 11, 1962.
3. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.

РЕЗУЛЬТАТЫ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ V-КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ВЕТРА

В результате измерений временных, пространственных и пространственно-временных корреляционных функций v -компоненты скорости ветра получены отклонения от замороженности в турбулентном потоке при масштабах больше 100 м на высоте $z=2$ м.

Проведено сравнение структурных характеристик v -компоненты на высотах $z=2$ м и $z=70$ м и оценена величина диссипации энергии турбулентности на высоте 70 м.

При помощи описанной в [10] аппаратуры было произведено 40 измерений временных структурных функций $D(\tau)$ пульсаций угла горизонтального направления ветра на высоте $z=2$ м, 26 измерений $D(\tau)$ на высоте $z=70$ м при различных метеорологических условиях, 5 измерений пространственных структурных функций $D_{\parallel}(\Delta x)$ при расстояниях Δx вдоль направления среднего потока и 2 измерения при Δx , перпендикулярных к направлению среднего потока $D_{\perp}(\Delta x)$.

Среднее значение $D_{\parallel}(\Delta x)$, полученное по пяти измерениям, приведено на рис. 1. На том же рисунке приведены временные структурные функции $D(u\tau)$, измерявшиеся одновременно с пространственными (u — средняя скорость потока за все время измерения временной функции $D(\tau)$).

На графике видно явное расхождение значений $D_{\parallel}(\Delta x)$ и $D(u\tau)$ при Δx больше 100 м. Это расхождение не могло возникнуть за счет погрешностей в установке датчиков вдоль среднего потока, которые, разумеется, возрастали с увеличением расстояния Δx между ними. Действительно, как видно из рис. 2, где приведено значение пространственной структурной функции, измеренной перпендикулярно потоку, $D_{\perp}(\Delta x)$ превышает $D_{\parallel}(\Delta x)$ при любых значениях Δx , следовательно, погрешность в установке Δx параллельно потоку могла привести только к возрастанию полученного результата, но не к его уменьшению. Приведенное значение $D_{\perp}(\Delta x)$ получено как среднее из двух измерений. Очевидно, что на расстояниях порядка 200 м для $D_{\perp}$ наступает насыщение, в то время как $D_{\parallel}$ на этих расстояниях еще далека от него.

Последнее обстоятельство указывает на наличие анизотропии в потоке.

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведен один из результатов измерения пространственно-временной корреляционной функции $R(\Delta x, \tau)$ для $\Delta x=120$ м, вычисленной по синхронизированным десятиминутным участкам записей двух датчиков (1). На том же рисунке приведена средняя по обеим записям временная структурная функция (2). Кроме того, были получены еще три функции $R(\Delta x, \tau)$ для значений Δx , равных 80, 160 и 320 м.

Оказалось, что размыв кривой $R(\Delta x, \tau)$ сильно увеличивается с ростом Δx , а величина максимума уменьшается. Так для $\Delta x=80$ м

$R_{\max} = 0,70$, для $\Delta x = 160$ м $R_{\max} = 0,50$, для $\Delta x = 320$ м $R_{\max} = 0,30$. Положение максимума примерно соответствует значению аргумента τ , равного $\Delta x/\bar{u}$; поведение $R(\Delta x, \tau)$ при Δx , меньших, чем 80 м, не удалось исследовать из-за погрешностей синхронизации. Полученные оценки — снижение максимума на кривой $R(\Delta x, \tau)$ и отклонение пространственной корреляционной функции

$$R_{\parallel}(\Delta x) = 1 - \frac{D_{\parallel}(\Delta x)}{2} \quad (1)$$

от временной

$$R(\bar{u}\tau) = 1 - \frac{D(\bar{u}\tau)}{2} \quad (2)$$

позволяют судить о величине отклонений от замороженности турбулентных пульсаций в потоке, а следовательно, об интенсивности перемешивания в турбулентной среде.

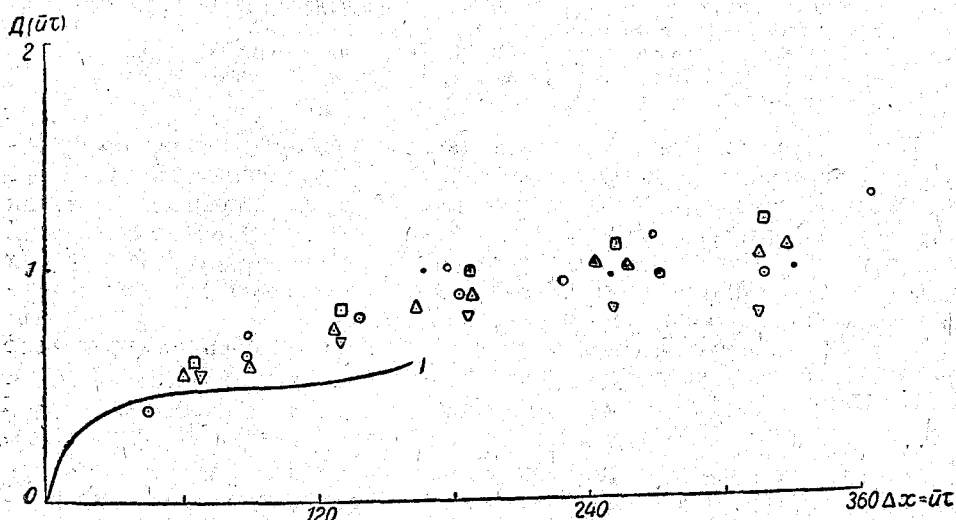


Рис. 1.

Кривая 1 — пространственная структурная функция, точки — пять соответствующих временных функций.

Действительно, из предположения о сохранении пульсации при переносе ее средним потоком

$$v_{t+\tau}(x + \bar{u}\tau) = v_t(x) \quad (3)$$

следует равенство [1]

$$\overline{v_t(x) v_t(x - \Delta x)} = \overline{v_t(x) v_{t+\tau}(x)}, \quad (4)$$

т. е.

$$R_{\parallel}(\Delta x) = R(\bar{u}\tau).$$

при $\Delta x = \bar{u}\tau$.

Из соотношения (3) получается, что значение пространственно-временной корреляционной функции $R(\Delta x, \tau)$ в точке ее максимума $\Delta x = \bar{u}\tau$ равно v^2 . Действительно, по определению

$$R(\Delta x, \tau) = \overline{v_t(x) v_{t+\tau}(x + \Delta x)} = \overline{v_t^2(x)} \quad (5)$$

при $\Delta x = \bar{u}\tau$, при всех остальных значениях Δx $R(\Delta x, \tau)$ имеет меньшую величину.

Посмотрим, как изменится соотношение между $R_{\parallel}(\Delta x)$ и $R(\bar{u}\tau)$ и высота максимума функции $R(\Delta x, \tau)$ при учете деформации пульсации на пути Δx .

Для этого запишем вместо (3) соотношение

$$v_{t+\tau}(x + \bar{u}\tau) = v_t(x) + \Delta v(\tau, v_t(x)) = v_t(x) + \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x} \tau. \quad (6)$$

Здесь Δv — индивидуальное изменение пульсации на пути от точки x до точки $x + \bar{u}\tau$, величина Δv есть функция от времени траверса τ и от величины самой пульсации $v_t(x)$.

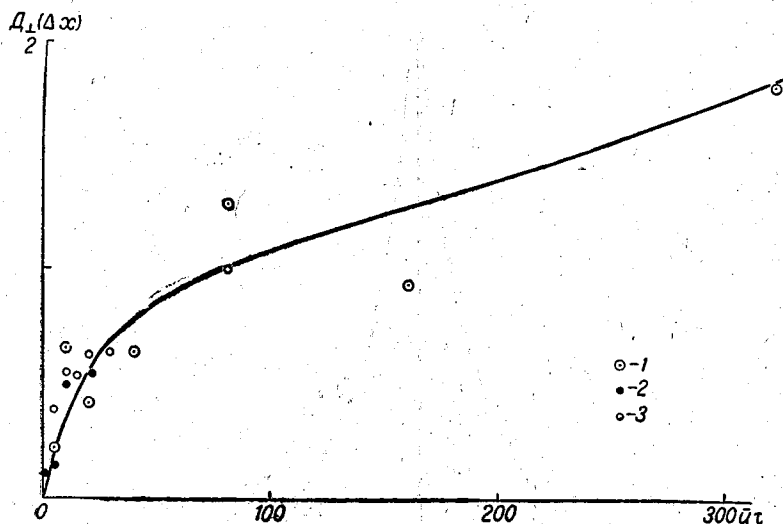


Рис. 2. Пространственная структурная функция в направлении, перпендикулярном потоку.

1 — наблюдения 3/VIII 1962 г. 9 час. 36 мин. — 15 час. 25 мин., 2 — наблюдения 6/VIII 1962 г. 10 час. — 12 час., 3 — наблюдения 10/VIII 1962 г. 9 час. 30 мин. — 15 час. 15 мин.

Тогда вместо (4) мы получим

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \overline{v_t(x) v_{t+\tau}(x)} = \overline{v_t(x) [v_t(x - \bar{u}\tau) + \Delta v(\tau, v_t(x - \bar{u}\tau))]} = \\ &= R_{\parallel}(\bar{u}\tau) + \overline{v_t(x)} \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x - \bar{u}\tau} \tau. \end{aligned} \quad (4a)$$

Вместо (5) будет

$$R(\Delta x, \tau) = \overline{v_t(x) \left[v_t(x) + \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x} \tau \right]} = \overline{v_t^2(x)} + \overline{v_t(x)} \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x} \tau. \quad (5a)$$

Из сравнения (5a) и (4a) следует, что отклонение от равенства $R_{\parallel}(\bar{u}\tau) = R(\tau)$ зависит от величины корреляции

$$\overline{v_t(x) \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x - \bar{u}\tau}}, \quad (7)$$

изменение высоты максимума — от корреляции

$$\overline{v_t(x) \left. \frac{dv}{d\tau} \right|_{t, x}}. \quad (8)$$

Совершенно очевидно, что (8) должно быть больше, чем (7), так как (8) есть корреляция $v_t(x)$ с ее собственной вариацией, а (7) — корреляция

$v_t(x)$ с вариацией величины $v_t(x - \bar{u}\tau)$. Последняя, разумеется, должна быть слабее. Эти соображения подтверждаются экспериментом.

Изменение максимума (снижение) на кривой $R(\Delta x, \tau)$ замечается при меньших значениях τ , чем начинается отклонение функции $R_{||}(\Delta x)$ от $R(\tau)$ при $\tau = \frac{\Delta x}{u}$.

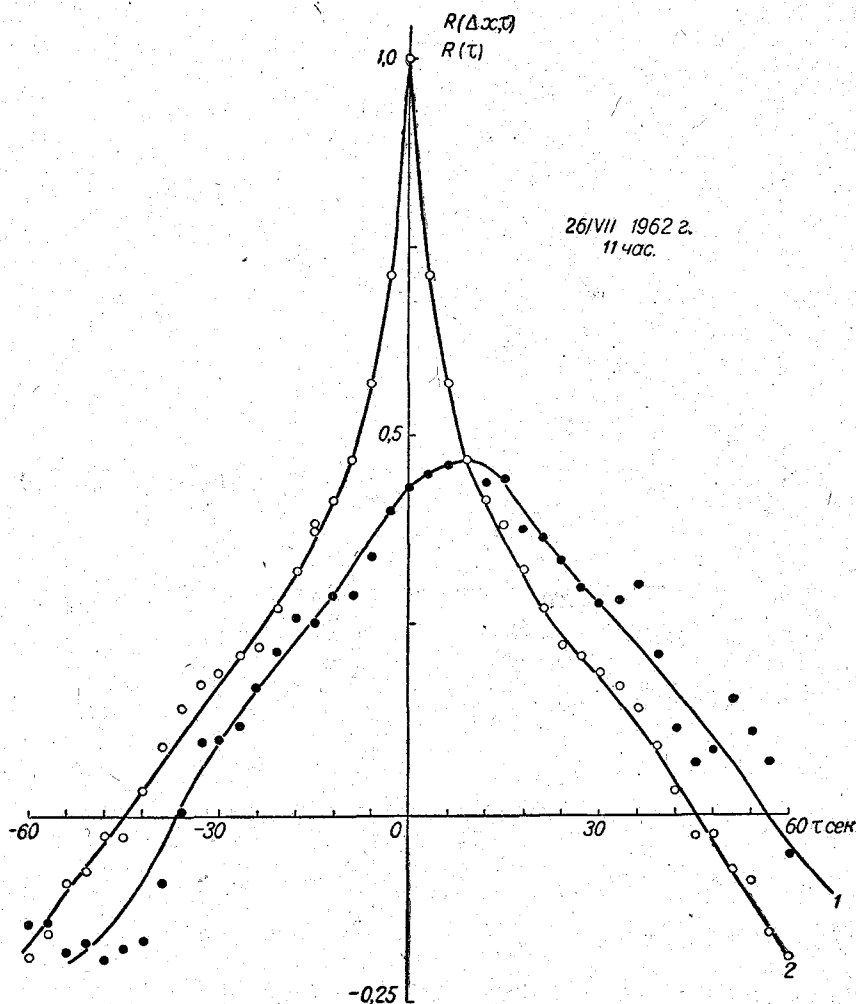


Рис. 3. Пространственно-временная корреляция.

Из условия стационарности легко показать, что знак корреляции (8) должен быть отрицательным, т. е. максимум на кривой $R(\Delta x, \tau)$ должен понижаться в стационарных условиях.

Действительно, измерим в момент t большое количество значений $v(x_i)$ в n точках ($i=1, 2, 3 \dots n$)

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v^2(x_i) = \overline{v^2}. \quad (9)$$

Проведем это же измерение в момент $t+\tau$ в точках $x_i' = x_i + \bar{u}\tau$

$$v_{t+\tau}(x_i + \bar{u}\tau) = v_t(x_i) + \Delta v_i(\tau, v_t(x_i)). \quad (10)$$

С другой стороны, условие стационарности

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_{t+\tau}^2(x_i + \bar{u}\tau) = \bar{v}^2. \quad (11)$$

Подставив (10) в (11), получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [v_t(x_i) + \Delta v_i(\tau, v_t(x_i))]^2 &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [v_t^2(x_i) + \\ &+ 2 v_t(x_i) \Delta v_i(\tau, v_t(x_i)) + \Delta v_i^2(\tau, v_t(x_i))] = \\ &= \bar{v}^2 + 2 \overline{v_t(x) \Delta v(\tau, v_t(x))} + \overline{\Delta v^2(\tau, v_t(x))}. \end{aligned} \quad (12)$$

Из сравнения (12) и (11) получаем

$$2 \overline{v_t(x) \Delta v(\tau, v_t(x))} + \overline{\Delta v^2(\tau, v_t(x))} = 0$$

и

$$\overline{v_t(x) \Delta v(\tau, v_t(x))} = - \frac{\overline{\Delta v^2(\tau, v_t(x))}}{2}.$$

Отсюда видно, что (8) меньше нуля. Из экспериментальных данных следует, что корреляция (7) также отрицательна.

На рис. 1 $D_{\parallel}(\Delta x) < D(\bar{u}\tau)$, следовательно, $R_{\parallel}(\Delta x) > R(\bar{u}\tau)$.

Насколько нам известно, одновременные измерения $R_{\parallel}(\Delta x)$ и $R(\bar{u}\tau)$ до расстояний 300 м проводятся в приземном слое впервые, результаты Пановского [2] по $R_{\parallel}(\Delta x)$ и $R(\tau)$ пульсаций модуля скорости потока получены до значений $\Delta x = 90$ м, результаты Крамера [3] — по $R_{\perp}(\Delta x)$, $R_{\parallel}(\Delta x)$ и $R(\tau)$ до значений $\Delta x = 64$ м. На таких расстояниях отклонений $R_{\parallel}(\Delta x)$ от $R(\bar{u}\tau)$ еще не наблюдалось. Что касается измерений $R(\Delta x, \tau)$, то опубликованных результатов подобных измерений в атмосфере пока не имеется. Нам известны лишь работы Фавра [4], где получены кривые $R(\Delta x, \tau)$ типа приведенных на рис. 3 при измерениях пульсаций потока в турбулентном пограничном слое над плоской пластинкой. После усовершенствования синхронизации записей от разных датчиков эксперименты по одновременному измерению $R(\Delta x, \tau)$, $R_{\parallel}(\Delta x)$ и $R(\tau)$ предполагается повторить для сравнения соотношений (3а) и (5а) при меньших значениях Δx .

Проведенные в течение трех суток одновременные записи значений угла α на двух высотах $z = 2$ м и $z = 70$ м позволили сравнить ряд структурных характеристик на этих высотах.

Записи проводились через каждый час в течение часа, за исключением полуденных и полуночных часов, когда стабильность атмосферной стратификации позволяла вести запись в течение двух часов.

Известно, что средние квадратичные отклонения направления ветра от среднего на 2 м имеют довольно четкий суточный ход и определенным образом связаны со стратификацией атмосферы [6]. Интересно было сравнить эти зависимости с аналогичными на 70 м. Оказывается, что на 70 м существует еще отчетливый суточный ход среднего квадратичного угла направления ветра, однако сами величины $\sqrt{\sigma_a^2}$ меньше, чем на 2 м,

приблизительно в 1,5—2 раза, что вполне понятно. Зависимость $V_{\sigma_a^2}$ от $\frac{\Delta t_{2,0} - 0,5}{u_{1,0}^2}$ (рис. 4) на 70 м несколько слабее, чем на 2 м, и кривая

зависимости, естественно, лежит в области меньших значений $V_{\sigma_a^2}$. Следует отметить, что различий в такой зависимости на 2 и 16 м не было обнаружено [6].

Необходимо, однако, указать, что рис. 4 является лишь качественной иллюстрацией существующих зависимостей, так как для их построения использованы данные всего двух суточных наблюдений.

По данным о суточном ходе $V_{\sigma_a^2}$ и модуля скорости ветра можно вычислить средние квадратичные значения v — компонента скорости ветра и сравнить их величину на $z=2$ м и $z=70$ м.

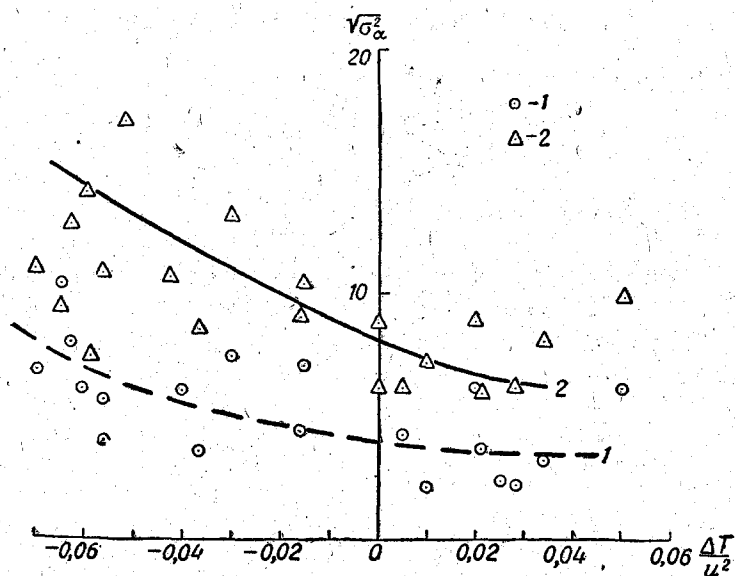


Рис. 4. Зависимость среднего квадратичного отклонения угла направления ветра от стратификации.
1 — $z=70$ м, 2 — $z=2$ м.

Действительно, мгновенное значение v -компоненты можно записать

$$v = |\bar{u} + u'| \sin(\bar{\alpha} + \alpha').$$

Если выбрать систему координат с осью x вдоль среднего направления потока, то $\bar{\alpha}=0$ и с точностью до малых второго порядка

$$v \approx \bar{u} \sin \alpha' \approx \bar{u} \alpha',$$

$$\overline{v^2} = \bar{u}^2 \overline{\alpha'^2}.$$

Вычисленные значения $V_{\overline{v^2}}$ для дневных условий ($\epsilon \approx -0,10$) колеблются в пределах 1—1,8 м/сек., для ночных — в пределах 0,4—0,7 м/сек. ($\epsilon \approx +0,10$). Значения $\overline{v^2}$ на 70 м получаются несколько меньше, чем на 2 м.

На рис. 5 приведены значения нормированных на величину $\overline{\sigma_a^2}$ временных структурных функций $D_0(\bar{u}\tau)$, полученных в разные дни при сходных метеорологических условиях для $z=2$ м и $z=70$ м.

Сравнение средних кривых показывает, что насыщение функции $D_0(\bar{u}\tau)$ на $z=70$ м наступает при больших значениях аргумента, а в начале координат кривая идет более полого, чем при $z=2$ м. Это указывает на то, что энергия пульсаций при $z=70$ м сдвинута в области больших масштабов по сравнению с $z=2$ м.

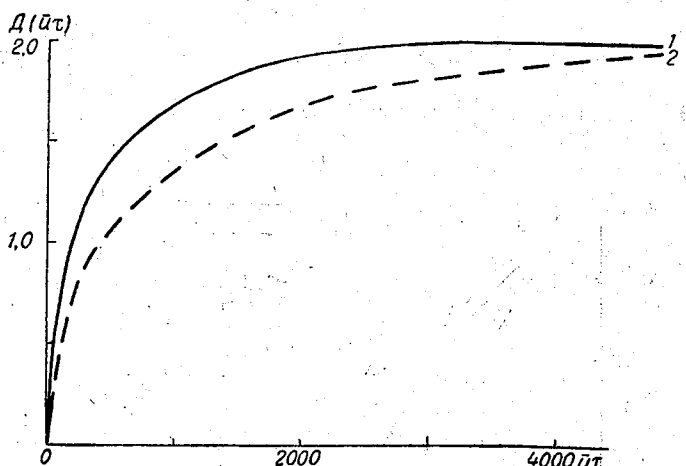


Рис. 5. Нормированные структурные функции на разных высотах.

- 1 — средняя $D_0(\bar{u}\tau)$ для $z=2$ м.
2 — средняя $D_0(\bar{u}\tau)$ для $z=70$ м.

На рис. 6 приведены соответствующие средним кривым рис. 5 спектральные плотности, сосчитанные методом, изложенным в [5].

Построенные в логарифмическом масштабе функции $D_0(\bar{u}\tau)$ на высоте 70 м хорошо укладываются в закон двух третей до значений масштабов $\bar{u}\tau$ около 200 м. Это дает возможность вычислить величину диссипации энергии турбулентности E для $z=70$ м, используя формулу

$$D_{nn}(\bar{u}\tau) = c [E\bar{u}\tau]^{2/3},$$

где $D_{nn}(\bar{u}\tau)$ — структурная функция, v — компонент скорости ветра, который однозначно связан с $D_0(\bar{u}\tau)$

$$D_{nn}(\bar{u}\tau) = \bar{u}^2 \overline{\sigma_a^2} D_0(\bar{u}\tau).$$

Значение структурной постоянной c было принято равным 2,2 [7,8].

Расчет E по наклону прямых $\log D(\bar{u}\tau)$ от $\log(\bar{u}\tau)$ дал в среднем величину около 40 см²/сек.³.

Провести подобные расчеты для $z=2$ м не оказалось возможным, так как там закон двух третей не выполняется уже начиная от минимального доступного нашей аппаратуре масштаба 50 м.

Спектральные характеристики пульсаций рассчитывались как обращения Фурье от корреляционных функций. Расчет проводился двояким образом. По отдельным временным корреляционным функциям $R(\tau)$

были получены значения спектральных функций $W(\omega)$ и построены средние спектры $W(\omega)$ для $z=70$ м и $z=2$ м (точки на графике рис. 6).

Кроме того, по средним значениям структурных функций для $z=70$ м и $z=2$ м были вычислены спектральные плотности вручную при помощи аппроксимации

$$R(\tau) = \sum_k A_k e^{-\alpha_k \tau}.$$

На рис. 6 кривая 1 для $z=2$ м, кривая 2 — для $z=70$ м. По этим кривым, был оценен Эйлеров временной масштаб $\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau$ для $z=70$ м и $z=2$ м. Получилось 630 и 310 м соответственно.

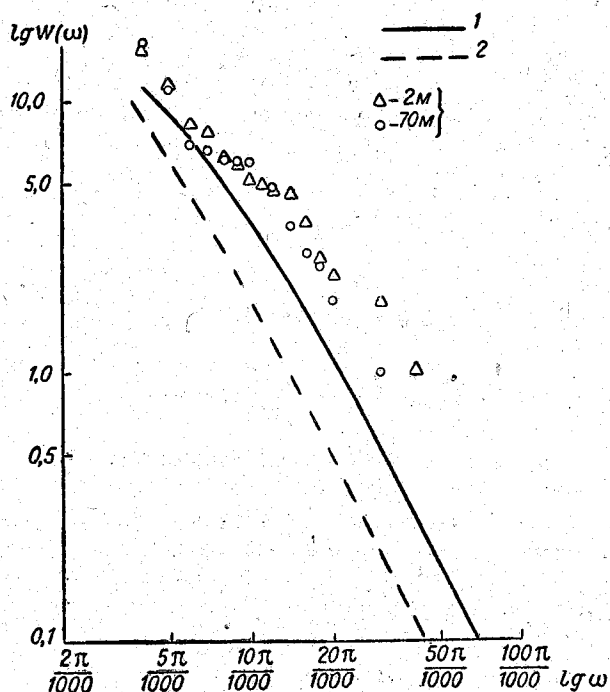


Рис. 6. Спектральные плотности $W(\omega)$.

Это, разумеется, грубая оценка. Однако провести такую оценку по $W(\omega)$, вычисленным на машине, невозможно, так как на значения W при ω , равном нулю, сильное влияние оказывает необходимый при вводе в машину обрыв корреляционной функции на больших значениях аргумента.

Кривые $W(\omega)$ согласуются с $W(\omega)$, полученными для соответствующего интервала частот в работе [9] на высотах $z=23$ м и $z=92$ м.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность коллективу Цимлянской научной станции ИФА АН СССР, где были проведены описанные в работе эксперименты, а также сотрудникам ЦАО: доктору физ.-мат. наук Н. З. Пинусу и Л. В. Щербаковой, при любезном содействии которых были сосчитаны спектральные функции на машине «Минск».

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G. I. Statistical theory of turbulence. Proc. Roy. Soc., A. 164, 476, 1938.
2. Panofsky H. A., Dandeland R. I. One-dimensional Spectra of turbulence in atmosphere. Adv. in Geophys., 6, 1959.
3. Cramer H. E. Measurements of turbulent structure in the surface layer. Adv. in Geophys., 6, 1959.
4. Favre A. J., Gaviglio J. J., Dumas K. J. Journal of Fluid Mechanics. v. 3, p. 4, 344, 1958.
5. Ариель Н. З., Бютнер Э. К., Константинов А. Р. Методика и результаты исследования спектральных характеристик турбулентных пульсаций в приземном слое. Труды ГГО, вып. 144, 1963.
6. Ариель Н. З., Бютнер Э. К., Панин Б. Д., Радикевич В. М. Некоторые результаты измерений пульсаций направления ветра. Труды ГГО, вып. 144, 1963.
7. Мошин А. С. Атмосферная турбулентность. Сб. «Теория вероятностей и ее применения», т. 3, вып. 3, 1958.
8. Зубковский С. Л. Частотные спектры пульсаций горизонтальной компоненты скорости ветра в приземном слое. Изв. АН СССР, серия геофиз. № 10, 1962.
9. Singer I. A., Raynor G. S. A study of the wind profile in the lowest 400 feet of atmosphere. Prog. Rep., N 4. 1959.
10. Б. Д. Панин. Метод измерения временной и пространственной структуры воздушного потока. См. настоящий сборник.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ДИСПЕРСИИ ЧАСТИЦ, ИСПУСКАЕМЫХ НЕПРЕРЫВНЫМ ИСТОЧНИКОМ, ОТ ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ ОПЫТА

Получено выражение для средней по конечному интервалу дисперсии частиц, вылетающих из непрерывного источника. Дисперсия оказывается зависящей не только от лагранжевой корреляционной функции скоростей частицы, но и от корреляции между скоростями частиц, вылетевших через интервал τ одна за другой из источника и проблуждавших в турбулентном поле разное время. Показано, что формула для дисперсии, полученная Огура, неверна.

Поле скоростей турбулентного потока есть случайное поле, т. е. вектор скорости $\vec{v}$ есть случайная функция точки поля $\vec{r}$ и времени T . Если какая-нибудь физическая величина определяется полем скоростей турбулентного потока, то она также будет, вообще говоря, случайной функцией от $\vec{r}$ и T . Например, величина расстояния, пройденного частицей за время t от неподвижного источника, будет случайной функцией времени T .

Под осредненными характеристиками рассеяния, фигурирующими в теории, всегда понимаются средние по ансамблю, т. е. средние по большому числу опытов, в каждом из которых измеряется данная характеристика; при этом подразумевается, что опыты производятся с независимыми реализациями турбулентного поля.

Для такого ансамбля получена, например, классическая формула Тэйлора [1] для величины средней квадратичной дисперсии частиц от неподвижного источника

$$\overline{\sigma^2}(t) = 2\overline{v^2} \int_0^t d\xi \int_0^\xi d\eta R_L(\xi - \eta). \quad (1)$$

В (1) входит статистическое среднее значение лагранжевой корреляционной функции скоростей отдельной частицы, т. е. среднее значение, взятое по большому количеству частиц, каждая из которых выпускалась в независимую реализацию турбулентного поля.

Очевидно, что в реальном эксперименте статистическое среднее заменяется средним по времени.

Если имеется непрерывный источник частиц, вылетающих одна за другой в турбулентное поле, то обычно измеряется средняя за некий интервал времени T_0 величина дисперсии частиц. При этом смещения разных частиц, вылетевших в моменты x_1 и x_2 из источника, должны быть связаны между собой из-за того, что существует корреляция турбулентного поля скоростей в моменты x_1 и x_2 .

Очевидно, для того чтобы характеристики рассеяния, вычисленные по интервалу времени T_0 , совпадали со статистическими средними, за

время T_0 должно осуществиться большое количество практически независимых реализаций турбулентного поля, т. е. T_0 должно во много раз превышать эйлеров временной масштаб L_E корреляции поля скоростей.

Тогда средние значения как самой величины смещения частиц $y(t)$, так и их дисперсии σ , вычисленные по отрезку T_0 , совпадут со статистическими средними:

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} \langle y(t) \rangle_{T_0} = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(T|t) dT = \overline{y(t)} \neq 0 \quad (1a)$$

$$\lim_{T_0 \rightarrow \infty} \langle \sigma_y(t) \rangle_{T_0} = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(x|t) dx \right]^2 dT = \overline{\sigma_y(t)}.$$

Здесь $\langle \rangle_{T_0}$ означает усреднение по отрезку T_0 , а черта сверху — усреднение по ансамблю. Формула Тэйлора (1) применима к вычислению величины $\langle \sigma_y(t) \rangle_{T_0}$ только для достаточно больших T_0 :

$$T_0 \gg L_E.$$

Однако в случае реальных измерений диффузии в турбулентном поле невозможно выбрать время измерения T_0 очень большим как по техническим причинам, так и за счет того, что фиксированные внешние условия в атмосфере не сохраняются достаточно долго. В принципе можно произвести ряд экспериментов при приблизительно одинаковых внешних условиях, каждый из которых имеет длительность T_0 , и вычислить из значений дисперсии, полученных в каждом эксперименте, некую среднюю дисперсию. Обычно так и поступают в опытах по диффузии в атмосфере.

Естественно возникает вопрос, какое соотношение существует между значениями средних величин дисперсий $\langle \sigma_y \rangle_{T_0}$, полученными из ряда опытов, каждый из которых длится время T_0 , и статистическими средними σ_y . Установление этой связи и является целью настоящей работы. Очевидно, что наиболее сильно конечность T_0 должна сказываться на измерениях горизонтальных характеристик рассеяния в приземном слое атмосферы, так как эйлеров временной масштаб для горизонтальных компонентов поля скорости больше, чем для вертикальных.

Задача о влиянии конечности интервала наблюдения T_0 на величину дисперсии случайной функции $A(T)$ решалась рядом авторов [2, 3, 4]. Если обозначить величину дисперсии случайной функции $A(T)$, вычисленной по интервалу T_0 через $\langle \sigma_A \rangle_{T_0}$, то среднее значение $\langle \sigma_A \rangle_{T_0}$ по целому ряду независимых интервалов, каждый из которых имеет длину T_0 , будет

$$\overline{\langle \sigma_A \rangle_{T_0}} = \overline{\sigma_A} \left\{ 1 - \frac{2}{T_0^2} \int_0^{T_0} (T_0 - \tau) R_A(\tau) d\tau \right\}, \quad (2)$$

где $R_A(\tau)$ — средняя по ансамблю корреляционная функция:

$$R_A(\tau) = \overline{[A(T) - \bar{A}][A(T + \tau) - \bar{A}]}. \quad (3)$$

Отличие $\overline{\langle \sigma_A \rangle_{T_0}}$ от $\overline{\sigma_A}$ возникает из-за того, что на каждом отрезке T_0 ищется отклонение от среднего значения величины A , вычисленного по этому отрезку, причем это среднее

$$\frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} A(T) dT \neq \bar{A}.$$

Разумеется, для получения связи $\langle \sigma_A \rangle_{T_0}$ и σ_A нужно знать среднее по ансамблю (3), т. е. иметь большее количество информации, чем то, которое позволяет сосчитать $\langle \sigma_A \rangle_{T_0}$ (среднее значение корреляционной функции, сосчитанное по ряду интервалов T_0 , также отличается от $R(\tau)$).

Однако это не является принципиальным затруднением, так как для оценок величины $\langle \sigma_A \rangle_{T_0} / \sigma_A$ достаточно использовать приближенные значения $R_A(\tau)$, полученные из каких-либо общих соображений или на основе экспериментальных данных.

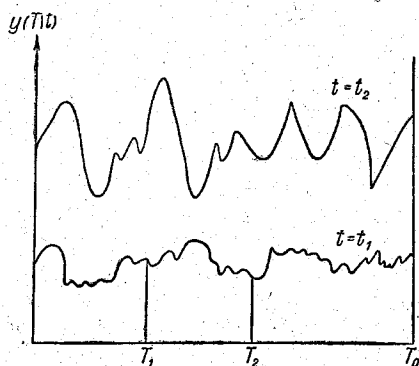


Рис. 1. Смещение частицы — случайная функция от времени наблюдения.

Значение $y(T_1/t)$ есть величина смещения частицы, вылетевшей в момент $T_1 - t$ из источника, а $y(T_1/t)$ и $y(T_2/t)$ — смещения частиц, время вылета которых из источника различается на величину $T_2 - T_1$.

По аналогии с (2) для случайной функции $y(T/t)$ мы можем записать

$$\begin{aligned} \langle \sigma_y \rangle_{T_0} &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(X|t) dX \right]^2 = \\ &= \sigma_y - \frac{2}{T_0^2} \int_0^{T_0} (T_0 - X) R_y(X, t) dX. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$R_y(X, t) = \overline{[y(T|t) - \bar{y}][y(T + X|t) - \bar{y}]} \quad (5)$$

— корреляционная функция значений смещения частиц, вылетевших из источника через интервал времени X друг за другом и проблуждавших в турбулентном поле одинаковое время t от момента вылета каждой.

Наша задача заключается теперь в том, чтобы выразить $R_y(X, t)$ через характеристики турбулентного поля скоростей внешнего потока.

Для этого, а также для ряда дальнейших выводов введем два отдельных временных аргумента: время частицы t и время наблюдения T . Начало отсчета $t=0$ совместим с моментом вылета частицы из источника, $T=0$ соответствует началу наблюдения. В каждый момент T измеряется смещение частицы, проблуждавшей к этому моменту время t в турбулентном поле, следовательно, изменение аргумента T означает переход от одной частицы к другой (рис. 2).

Здесь $y(T|\gamma)$ означает смещение за время γ после вылета той частицы, которая к моменту T проживет время t .

Величина смещения частицы

$$y(T|t) = \int_0^t v_y \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle d\gamma. \quad (6)$$

Это выражение есть обычная запись величины смещения через лагранжеву скорость отдельной частицы, второй аргумент γ скорости означает, что скорость частицы в момент ее времени γ берется в точке пространства $y(T|\gamma)$. Тогда

$$\begin{aligned} R_y(X, t) &= y(T|t)y(T+X|t) - \bar{y}^2 = \\ &= \int_0^t d\gamma \int_0^t d\eta \overline{v_y \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v_y \langle \eta, y(T+X|\eta) \rangle} - \bar{y}^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Функция $\overline{v_y \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v_y \langle \eta, y(T+X|\eta) \rangle}$ есть величина корреляции скоростей разных частиц, время вылета которых из источника

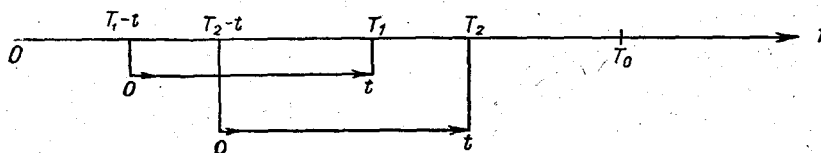


Рис. 2.

Время опыта T и время траверса t .

отличается на величину X , а время жизни в турбулентном поле — на величину $\gamma - \eta$. Обозначим эту корреляционную функцию через $R(\gamma - \eta, X)$.

Подставив (7) в (4), получим

$$\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}} = \bar{\sigma}_y - \frac{2}{T_0^2} \int_0^{T_0} (T_0 - X) \int_0^t d\gamma \int_0^t d\eta R(\eta - \gamma, X). \quad (8)$$

Таким образом, мы видим, что кроме чисто лагранжевой корреляционной функции скоростей отдельной частицы, которая определяет $\bar{\sigma}_y$, в (8) входит еще добавочный член, содержащий смешанные корреляционные функции скоростей всех частиц, смещения которых измерялись в течение времени наблюдения T_0 . Такой член обязательно должен появиться в величине $\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}}$, так как различие между $\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}}$ и $\bar{\sigma}_y$ возникает из-за того, что $\langle y(T|t) \rangle_{T_0}$ отличается от среднего по ансамблю. Величина $\langle y(T|t) \rangle_{T_0}$ складывается из смещений непрерывно вылетающих из источника в течение времени наблюдения T_0 разных частиц, поэтому величина $\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}} - \bar{\sigma}_y$ из (4) зависит от корреляции смещений разных частиц, а в (8) входит смешанная корреляционная функция скоростей разных частиц в разные моменты времени траверса $R(\eta - \gamma, X)$.

Вопрос о зависимости величины рассеяния частиц от T_0 разбирался в свое время Огура [2, 3], однако предложенная им без вывода формула, написанная по аналогии с (1)

$$\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}} = 2 \int_0^t d\eta \int_0^\eta \overline{R_{T_0}(\tau)} d\tau \quad (1a)$$

не совпадает с полученной у нас (8) и, очевидно, неверна, так как в нее не входят смешанные корреляционные функции типа (7). $R_{T_0}(\tau)$ у Огура есть чисто лагранжева корреляционная функция скоростей отдельной частицы, вычисленная по интервалу времени движения частицы T_0 . Зависимость от T_0 входит в (1a) только через $R_{T_0}(\tau)$, т. е. за счет того, что среднее по интервалу T_0 значение скорости частицы отличается от полного среднего по ансамблю. Такая зависимость величины рассеяния от T_0 является совершенно неоправданной.

На самом деле, как показано выше, в величину $\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}}$ обязательно должны входить корреляционные функции скоростей разных частиц.

Легко показать, что вывод, аналогичный выводу Тэйлора, проделанный для величины $\overline{\langle \sigma_y \rangle_{T_0}}$, приводит к тому же результату, который получен у нас.

Действительно, рассмотрим величину

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(X|t) dx \right]^2 = \\ &= 2 \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(X|t) dx \right] \left[\frac{dy(T|t)}{dt} - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{d}{dt} y(X|t) dx \right] = \\ &= 2 \int_0^t d\gamma \left[v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} v_y \langle \gamma, y(X|\gamma) \rangle dx \right] \left[v_y(t, y(T|t)) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} v_y \langle t, y(x, t) \rangle dx \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь использовано (6) и равенство

$$\frac{d}{dt} y(T|t) = v_y \langle t, y(T|t) \rangle.$$

Проинтегрировав (9), получим

$$\begin{aligned} & \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(X|t) dX \right]^2 = \\ &= 2 \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma \left[v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} v \langle \gamma, y(X|\gamma) \rangle dX \right] \times \\ & \quad \times \left[v_y \langle \eta, y(T|\eta) \rangle - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} v_y \langle \eta, y(X|\eta) \rangle dx \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Взяв от (10) среднее по всему интервалу наблюдения T_0 , а затем среднее по ансамблю, т. е. по набору интервалов, каждый из которых имеет длину T_0 , получим

$$\begin{aligned} \overline{\langle \sigma \rangle_{T_0}} &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} dT \left[y(T|t) - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} y(X|t) dX \right]^2 = \\ &= \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} dT \left\{ \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma \overline{v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(T|\eta) \rangle} - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} dX \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma \overline{v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(X|\eta) \rangle} - \\
& - \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} dX \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma \overline{v \langle \gamma, y(X|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(T|\eta) \rangle} + \\
& + \frac{1}{T_0^2} \int_0^{T_0} dX \int_0^{T_0} dZ \overline{v \langle \gamma, y(X|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(Z|\eta) \rangle} \}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Так как $\overline{v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(T|\eta) \rangle}$ есть просто $R^L(\gamma - \eta)$, а три последних члена эквивалентны друг другу, то

$$\begin{aligned}
\overline{\langle \sigma \rangle}_{T_0} &= 2 \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma R^L(\gamma - \eta) - \\
& - \frac{2}{T_0^2} \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma \int_0^{T_0} dT \int_0^{T_0} dX \overline{v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(X|\eta) \rangle}, \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\overline{v \langle \gamma, y(T|\gamma) \rangle v \langle \eta, y(X|\eta) \rangle} = R(\eta - \gamma, T - X), \quad (12a)$$

$$\overline{\langle \sigma \rangle}_{T_0} = \overline{\sigma}_y - \frac{4}{T_0^2} \int_0^{T_0} (T_0 - X) \int_0^t d\eta \int_0^\eta d\gamma R(\eta - \gamma, X) dX. \quad (13)$$

Легко видеть, что (13) в точности совпадает с (8), если заменить в (8) интегрирование по квадрату $0 \leq \gamma \leq t$, $0 \leq \eta \leq t$ интегрированием по треугольнику $0 \leq \gamma \leq \eta$, $0 \leq \eta \leq t$.

Мы привели здесь довольно громоздкий, хотя в принципе очень простой вывод (8) по Тэйлору, чтобы показать, что настоящим аналогом формулы Тэйлора для $\overline{\langle \sigma \rangle}_{T_0}$ является формула (8), а не (1a).

Для проведения конкретных оценок величины $\overline{\langle \sigma_y \rangle}_{T_0} / \overline{\sigma}_y$ нужно задать либо корреляцию смещений разных частиц $R_y(X, t)$, либо смешанную корреляционную функцию скоростей $R(\eta - \gamma, X)$.

По смыслу $R(\xi - \eta, X)$ есть эйлерова пространственно-временная функция значений скорости в двух разных точках пространства: в точке $y(T|\xi)$ и $y(T+X|\eta)$ в разные моменты времени (отличающиеся на X). Относительно такой корреляционной функции известно только, что она обладает следующими свойствами:

1) при $\tau=0$

$$R(\xi - \eta; X) = R^L(\xi - \eta), \quad (14)$$

где $R^L(\xi - \eta)$ — лагранжева корреляционная функция скоростей одной частицы;

2) при $\xi = \eta = 0$

$$R(\xi - \eta, X) = R^E(X), \quad (15)$$

где $R^E(X)$ — эйлерова корреляция скоростей в точке источника.

Для оценки предположим, что

$$R^L(\xi - \eta) = e^{-\beta |\xi - \eta|}, \quad (16)$$

$$R^E(X) = e^{-\alpha X} \quad (17)$$

и

$$R(\xi - \eta, X) = R^L(\xi - \eta) R^E(X). \quad (18)$$

Подставив (16), (17) и (18) в (7), получим корреляцию между смещениями частиц, вылетевших из источника через X секунд одна за другой

$$R_y(X, t) = \frac{2\bar{\sigma}_y^2}{\beta^2} [\beta t - 1 + e^{-\beta t}] e^{-\alpha X} = \bar{\sigma}_y e^{-\alpha X}. \quad (19)$$

Для корреляционной функции такого вида в работе [5] было вычислено и отношение $\langle \sigma_y \rangle_{T_0} / \bar{\sigma}_y$, и величина средней квадратичной дисперсии Δ этого отношения, т. е. средняя квадратичная ошибка определения величины $\langle \sigma_y \rangle_{T_0}$ по отдельному опыту длительностью T_0

$$\langle \sigma_y \rangle_{T_0} / \bar{\sigma}_y = \left[1 - \frac{2}{\alpha T_0} + \frac{2}{\alpha^2 T_0^2} - \frac{2}{\alpha^2 T_0^2} e^{-\alpha T_0} \right], \quad (20)$$

$$\Delta = \left\{ \frac{1}{2\alpha T_0} - \frac{9}{4\alpha^2 T_0^2} + \frac{3}{\alpha^3 T_0^3} + \frac{2}{\alpha^4 T_0^4} + e^{-\alpha T_0} \left(-\frac{2}{\alpha^2 T_0^2} - \frac{4}{\alpha^3 T_0^3} - \frac{4}{\alpha^4 T_0^4} \right) + e^{-2\alpha T_0} \left(\frac{1}{\alpha^3 T_0^3} + \frac{2}{\alpha^4 T_0^4} + \frac{1}{4\alpha^2 T_0^2} \right) \right\}^{1/2}. \quad (21)$$

Для численных оценок нужно знать величину временного масштаба пульсаций перпендикулярной к среднему ветру составляющей скорости $1/\alpha$. Согласно экспериментальным оценкам, $1/\alpha$ имеет порядок величины 100—200 сек.

Формулы (20) и (21) годятся, разумеется, только в качестве грубых оценок.

Действительно, согласно (20), отношение $\langle \sigma_y \rangle_{T_0} / \bar{\sigma}_y$ не зависит от времени траверса частиц t .

Такой результат вызван чрезвычайно грубым упрощением при задании функции $R(\xi - \eta, X)$ в виде (18). Оно не учитывает того обстоятельства, что разные частицы, проблуждавая одинаковое время t в турбулентном поле, находятся не в одной и той же точке поля, а в среднем на расстоянии $\sqrt{y^2(t)}$ друг от друга. Из (18) же следует такая корреляция скоростей для этих частиц, как-будто бы они находятся в одной и той же точке.

Очевидно, что возможны менее грубые предположения относительно $R(\xi - \eta, \tau)$, чем (18); кроме того, весьма желательны экспериментальные измерения смешанных эйлеровых корреляционных функций $R(\vec{r}_2 - \vec{r}_1, \tau)$, которые можно связать с фигурирующими здесь $R(\xi - \eta, \tau)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor G. J. Diffusion by continuous movements. Proc. Math. Soc., London, 20, 196, 1921.
2. Ogura I. The influence of finite observation intervals on the measurement of diffusion. Journ. of Meteor., 14, 176, 1957.
3. Ogura I. Diffusion from continuous Source by finite observation intervals. Adv. in Geophys., 6, 1959.
4. Лайхтман Д. Л., Каган Р. Л. Некоторые вопросы рационализации снегосъёмки. Труды ГГО, вып. 108, 1957.
5. Бютнер Э. К. О вычислении структурных и корреляционных функций по конечному интервалу наблюдения. Труды ГГО, вып. 144, 1963.

О МЕТОДАХ ГРАДИЕНТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В МОРЕ

Оценены погрешности измерений скорости ветра на судах. Для расчетов потоков в приводном слое атмосферы рекомендуется использовать данные профильных измерений на специальных буйах. Описана конструкция буйа для работы с малых судов и градиентной установки для измерений температуры в пределах $\pm 0,5$ м от поверхности воды. Указано на необходимость учета неизотермичности поверхностного слоя моря в расчетах потоков.

Расчеты турбулентных потоков тепла, пара, количества движения на поверхности моря имеют существенное значение для целого ряда теоретических представлений физики моря и атмосферы, а также для прогнозов и климатологических оценок.

Несмотря на внешние различия большого числа полуэмпирических расчетных формул, можно указать общие для всех следующие основные положения: результаты, полученные при исследованиях турбулентности у твердой стенки, без изменений применяются к анализу турбулентности у взволнованной и движущейся поверхности моря; в прилегающем к поверхности слое воздуха выполняется условие квазистационарности.

Поскольку вертикальные градиенты температуры воздуха над морем малы (в сравнении с градиентами над сушей), то при сделанных предположениях следует вывод о логарифмичности профилей метеорологических элементов над морем. На основе представлений о логарифмичности профиля и квазистационарности приводного слоя с введением на основе дополнительных соображений параметра шероховатости z_0 получены используемые в практике климатологических расчетов формулы Х. Свердруп, В. С. Самойленко и другие.

Градиентные наблюдения в море были предприняты в свое время для проверки логарифмичности профилей. Вюст [16] в результате наблюдений на небольшой шхуне и расположенной рядом шлюпке пришел к выводу, что, во-первых, судно существенно искажает измеряемые несовместимые величины и профили, построенные по данным судна и шлюпки, во-вторых, по более достоверным данным измерений на шлюпке профили в самом нижнем приводном слое (до высоты 0,5—1,0 м) нелогарифмичны. Заметим, что наблюдения проводились в сравнительно закрытом районе при умеренном волнении.

В ряде других исследований отмечалось, что отклонения от логарифмического профиля над морем не являются случайным явлением. Были предприняты попытки учесть влияние стратификации на величину параметра шероховатости эмпирически [4] или обобщением профиля на случай неравновесной стратификации [1, 11].

Отклонения от логарифмического закона, обнаруженные в ряде случаев, заставили учитывать стратификацию, пользуясь либо обобщенным степенным законом Д. Л. Лайхтмана [3], либо формулами, предложенными Н. П. Гоптаревым [1]. Необходимость изучения механизма

обмена в приводном слое и учета стратификации привела к организации систематических градиентных наблюдений на экспедиционных судах.

На судах «Воейков» и «Шокальский» проводились градиентные наблюдения в дрейфе на мачте, опущенной со стрелы на расстоянии 8 м от носа судна. Скорость ветра на четырех уровнях измерялась контактными анемометрами, а температура воздуха — термометрами сопротивления. Кроме того, скорость ветра измерялась на фок-мачте.

Чтобы оценить ошибку в измерениях скорости за счет влияния корпуса судна, в седьмом и восьмом рейсах «Воейкова» проводились параллельные наблюдения с буя и градиентной мачты. Сравнение показало,

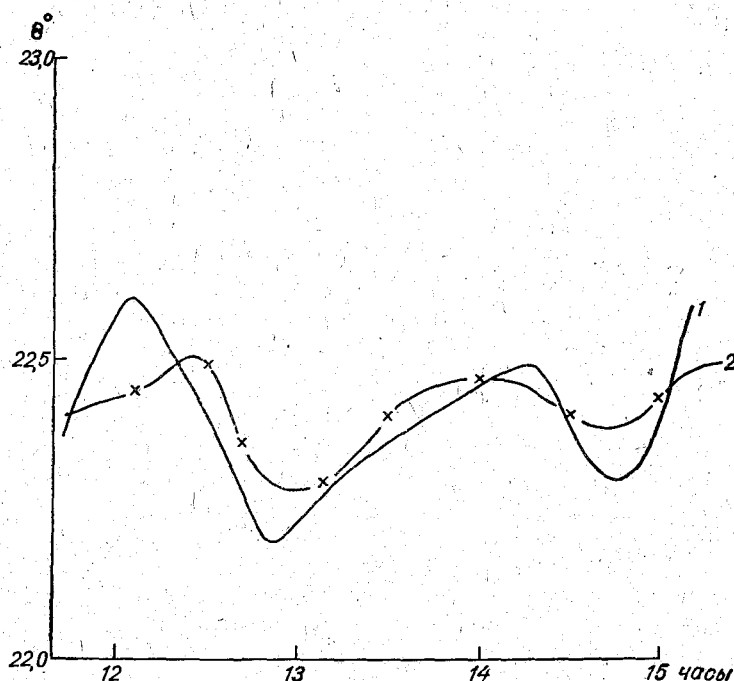


Рис. 1. Ход температуры воздуха в четвертом рейсе на э/с «Шокальский» на высоте 3,5 м.

1 — на носовой стреле, 2 — на бую.

что анемометры на мачте занижают скорость ветра в среднем на 0,3—0,4 м/сек., максимально — на 0,7 м/сек.

Следовательно, градиентные наблюдения в море следует проводить с буя, чтобы получить данные, свободные от влияния корпуса судна.

Сравнение наблюдений за температурой на бую и на градиентной мачте в четвертом рейсе «Шокальского» выявило согласование в пределах 0,1—0,2° (рис. 1). К сожалению, наблюдения были слишком кратковременными, чтобы результаты можно было считать достоверными.

В ряде случаев профили температуры и ветра существенно отличаются от логарифмических. Профили ветра довольно хорошо следуют степенному закону. Температура в приводном слое (по наблюдениям в четвертом и пятом рейсах «Шокальского») часто имеет ломаный ход с инверсией на высоте 2—3 м.

В четвертом рейсе наблюдения проводились термометрами сопротивления (рис. 2), а в пятом рейсе наблюдения с помощью термопар [6].

проведенные Л. Р. Струзером, подтвердили такой ход. Это свидетельствует о независимости результатов измерений от использованных приборов.

Объяснение этих перегибов влиянием судна ставит под сомнение возможность расчета потоков по судовым наблюдениям. Становится очевидной необходимость изучения профилей метеорологических элементов, свободных от искажающего влияния судна. Особую важность эти исследования приобретают в связи с появлением в последнее время теоретических работ [12, 13], описывающих особый, связанный с наличием волн механизм обмена количеством движения на морской поверхности, предсказывающих нарушение подобия профилей отдельных элементов [14] и отклонение от логарифмического профиля вне связи с температурной стратификацией [15].

Известные из литературы конструкции буюв для градиентных наблюдений [5, 8, 9] не могли быть применены при работе с малых судов из-за большого веса и габаритов. Буксировка и работа с буксируемым глубоко

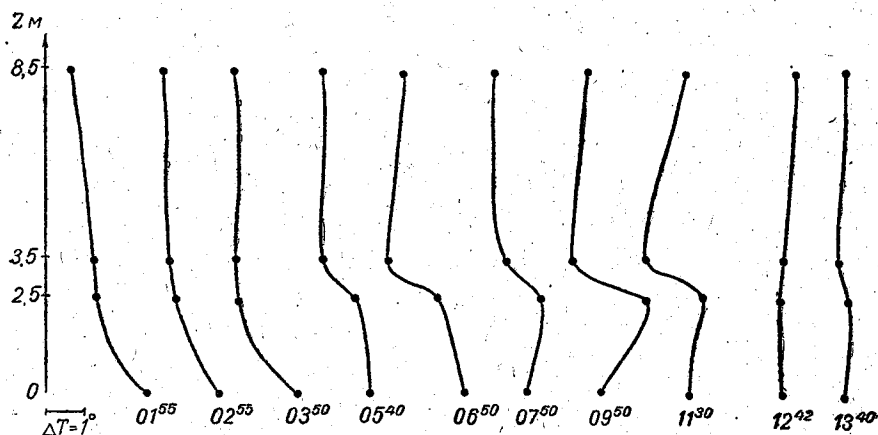


Рис. 2. Вертикальные профили температуры в приводном слое по измерениям на носовой стреле э/с «Шокальский» 1/XI 1961 г.

сидящим (до 17 м) буюм Дирдорфа затруднительны. Проведенные нами работы показали, что статическая остойчивость, обеспечивающая малый (не более 5°) крен бую под действием ветра и волн, может быть достигнута при общем весе лишь около 200 кг и высоте мачты с датчиками около 5 м. Другим требованием, предъявленным нами, было уменьшение вертикальных колебаний бую, т. е. необходимость создания неподвижности горизонта относительно уровня спокойной воды.

Собственный период вертикальных колебаний бую определяется соотношением

$$\tau_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{\rho_w g S}}, \quad (1)$$

где m — масса бую, ρ_w — плотность воды, $g = 9,8$ м/сек², S — площадь ватерлинии бую. Меняя площадь S при постоянной массе, можно произвольно изменять τ_0 . При $\tau_0 \gg \tau_w$, где τ_w — характерный период волн, будет выполняться поставленное требование закрепленности горизонтов. Заметим, что при стремлении приблизить к воде нижний горизонт наблюдений допустимо уменьшение τ_0 с тем, чтобы обеспечить бую вертикальные колебания, «пропускающие» крупные волны большего периода.

Буй, использованный нами (рис. 3), состоял из пенопластового цилиндрического поплавка, собранного на стальной трубе из колец $\varnothing=28$ см. Удельный вес пенопласта очень мал — всего $0,04$ г/см³. Десять грузов весом по 15 кг, надетых на нижний конец трубы, обеспечивали остойчивость, а демпфер способствовал сохранению неподвижности уровней. В верхней части труба оканчивалась воронкообразным раструбом, в который легко входила своим основанием мачта, несущая кронштейны с приборами.

Приборы были соединены с судном многожильным кабелем, который поддерживался на воде поплавками. Буй удерживался тросом на расстоянии $40-50$ м от кормы при полностью вытравленном кабеле. Постановка буя, находившегося на судне в разобранном виде (мачта отдельно от поплавка с грузами), осуществлялась просто и достаточно надежно:

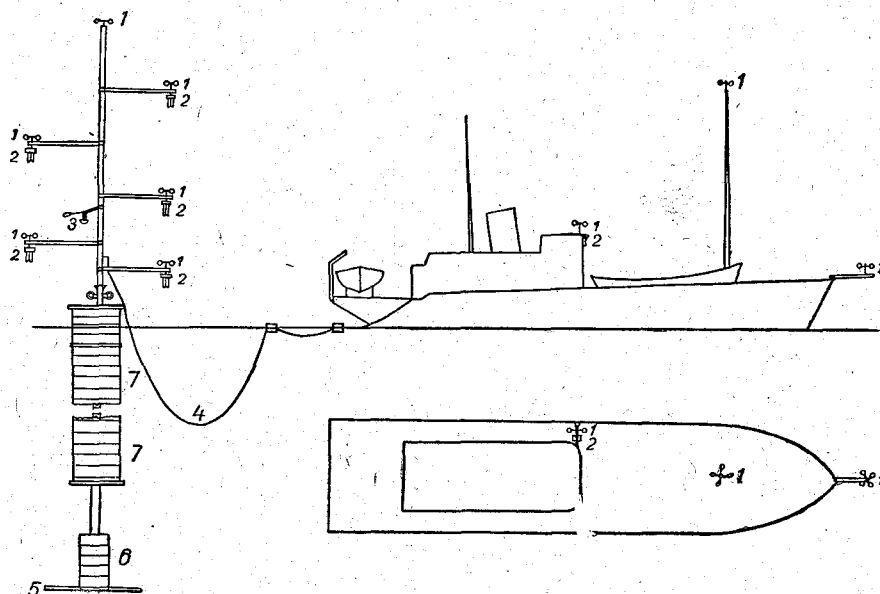


Рис. 3. Буй для градиентных наблюдений и приборы на бую и судне.

1 — анемометры, 2 — дистанционные психрометры, 3 — актинометрические приборы, 4 — кабель, 5 — демпфер, 6 — грузы, 7 — пенопласт.

поплавков с закрепленным на нем тросом сбрасывался с фальшборта, затем трос подбирался и закреплялся таким образом, чтобы буй был почти неподвижен относительно судна при качке. После этого в раструб вставлялась мачта с приборами и с подсоединенным кабелем, трос потравливали и буй отходил от борта. После окончания серии наблюдений буй подводился к борту и мачта с приборами легко подымалась на палубу. Из-за крайней примитивности грузового устройства э/с «Гидрозонд» некоторые затруднения вызывал подъем на палубу тяжелого и длинного поплавка с грузом.

Работа в двух экспедициях показала, что при волнении до 3 баллов качка буя почти незаметна, и размахи ее, видимо, не превышают 5° . В отдельных случаях отмечался крен буя под действием течения до 10° . Довольно сильные размахи буя до $10-15^\circ$ были отмечены при прохождении крупной зыби, однако ко времени этих наблюдений демпфер был поврежден и это могло ухудшить обтекаемость подводной части буя.

Крен, возникающий под действием течения, видимо, можно будет уменьшить, перенеся точку крепления троса ближе к центру величины

подводной части. Так как при большем волнении буй не был испытан, то можно лишь утверждать, что данная конструкция пригодна для работы по исследованию больших водохранилищ и озер.

Как показала практика, подъем буя на небольшом катере типа «Ярославец», распространенного на водохранилищах, имеющем открытую палубу и невысокий борт, легко осуществляется вручную, без каких-либо приспособлений силами 5—6 человек.

Вертикальные колебания градиентного буя были очень невелики. Это обстоятельство может оказаться нежелательным при работе в открытом море при высокой волне, но оно наводит на мысль об использовании буя такого типа для измерения турбулентных пульсаций температуры и, возможно, скорости ветра на фиксированном уровне.

Установленная на бую мачта несла на кронштейнах длиной 80 см пять контактных анемометров (высоты 1,3; 1,8; 2,8; 3,8; 4,8 м), четыре дистанционных психрометра (высоты 0,8; 1,3; 2,3; 4,3 м), альбедометр и балансомер. Регистрация скорости ветра проводилась с помощью надежно работавших счетчиков импульсов; отсчеты по ним записывались ежечасно (см. приложение).

Термометры сопротивления в психрометрах были включены в схему уравновешенного моста с температурной компенсацией. Смачивание батиста термометров обеспечивалось заливкой бачков, укрепленных на психрометрах, один-два раза в сутки.

Данные измерений скорости ветра на бую можно считать свободными от искажающего влияния судна, так как, хотя буй и был от судна не дальше, чем в 50 м, течение обычно удерживало его в стороне от линии ветра, проходящей через судно.

Отклонения профилей от логарифмического закона по этим данным весьма существенны и часто наблюдаются.

Описывая профили скорости ветра обобщенным степенным законом Д. Л. Лайхтмана, мы в большинстве случаев получили значения параметра стратификации $|ε| ≥ 0,3$ (нередко $ε = -0,5$), что соответствует сильно неравновесным условиям над сушей, и в соответствии с обычными представлениями большим величинам $\frac{\Delta\theta}{u^2}$, где $\Delta\theta$ — перепад темпера-

туры воздуха на двух уровнях, u — скорость ветра, характерная (средняя) для слоя. В действительности над морем в этих случаях $\frac{\Delta\theta}{u^2}$ было мало, так как $\Delta\theta$ (слой 0—4 м) было $< 1^\circ$, а $u^2 \simeq 20 \div 30$ м²/сек². Это противоречие может служить косвенным подтверждением специфичности механизма обмена над морем.

Для выяснения возможности проведения градиентных наблюдений на судне и оценки ошибок этих и обычных судовых метеорологических наблюдений анемометры и дистанционные психрометры устанавливались на рангоуте и на мостике судна (рис. 3).

Были сопоставлены измерения скорости ветра на судне с данными по бую, принимавшимися за абсолютные.

Для сравнения результатов измерения на мачте (уровень 11,6 м) профиль скорости по данным буя экстраполировали. Показания анемометров на мостике и на носовой стреле сравнивались со снятыми с профиля интерполированными значениями на этих уровнях. Из рассмотрения исключены случаи с крайне неравновесной стратификацией ($|ε| ≥ 0,5$).

Выяснено, что лишь анемометр, установленный на топе мачты, обеспечивает точность, необходимую при построении профиля. Среднее квадратичное отклонение от экстраполированного профиля по бую

составляет 0,2 м/сек. при отсутствии систематического отклонения (рис. 4 а).

Видимо, можно рекомендовать установку анемометра для обычных судовых метеонаблюдений на топе мачты. Анемометр, установленный на мостике, систематически завышает скорость (рис. 4 б), на форштевне — занижает ее (рис. 4 в) на 0,4 м/сек. в обоих случаях, и их данные при расчетах использовать нельзя.

Что касается измерения температуры и влажности, то при малых градиентах температуры и влажности над морем схема использованной установки, видимо, не может обеспечить достаточной точности их определения [2]. Поэтому вопрос о достоверности перегибов на профилях температуры (см. рис. 2) не может считаться решенным.

Сравнение измерений температуры на выстреле с мостика и на буге выявило систематическое занижение температуры примерно на 1°; эта ошибка недопустима и при самых грубых оценках теплообмена моря и атмосферы.

До недавнего времени полагали, что верхний слой воды в море полностью перемешивается волнением и становится изотермичным; поэтому температура поверхностного слоя, измеренная обычными гидрологическими приборами на некоторой глубине около 0,5—1 м, принималась равной температуре поверхности моря. Последняя входит в формулы для расчета турбулентных потоков тепла и пара и излучения поверхности.

Теоретический анализ распределения температуры воды вблизи поверхности, проведенный в последние годы [3, 7], показал, что от поверхности до некоторой небольшой глубины при обычных условиях почти постоянно должна наблюдаться инверсия. Этот вывод подтвердили тонкими измерениями Ивинг и Мак-Аллистер [10], обнаружив устойчивую инверсию в поверхностном слое величиной 0,6°. Температура поверхности измерялась радиометром.

При градиентных метеорологических наблюдениях измерение температуры поверхности позволяет построить полный профиль; кроме того, построение профиля температуры в верхнем слое моря представляет интерес при изучении турбулентности в воде.

Во время экспедиции ГГО в 1962 г. были проведены измерения градиентов температуры воды в слое от поверхности до 0,5 м. Для измерений применялась установка, позволившая определять температуру воды на уровнях 0,1; 1,0; 3,0; 5,0; 10,0; 25,0 и 50,0 см и температуру воздуха на уровнях 2, 5, 10, 25 см. В качестве приемников использовались медно-константановые термопары и медные термометры сопротивления. Схема соединения термопар представлена на рис. 5.

Общий холодный спай a помещается на корпусе термометра сопротивления b и имеет с ним одну температуру. Приемные спаи $в$ расположены на заданных уровнях. Имея среднюю температуру, измеренную термометром сопротивления, легко получить температуру на каждом уровне, добавляя или вычитая разность температуры между теплым и холодным спаем. Разность температуры Δt вычисляется из измеренного термоэлектротока по формуле

$$\Delta t = N \frac{\alpha (R_A + R)}{E}, \quad (2)$$

где N — число делений, α — чувствительность микроамперметра $\left(\frac{A}{\text{дел.}}\right)$, проверяемая для данного регистратора из экспериментальных измерений, R_A и R — внутреннее сопротивление амперметра и измерительной

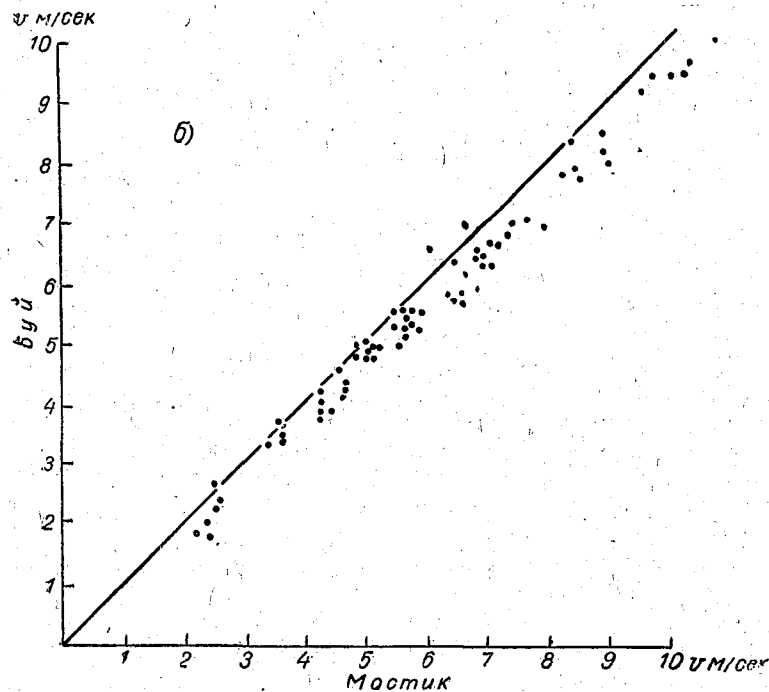
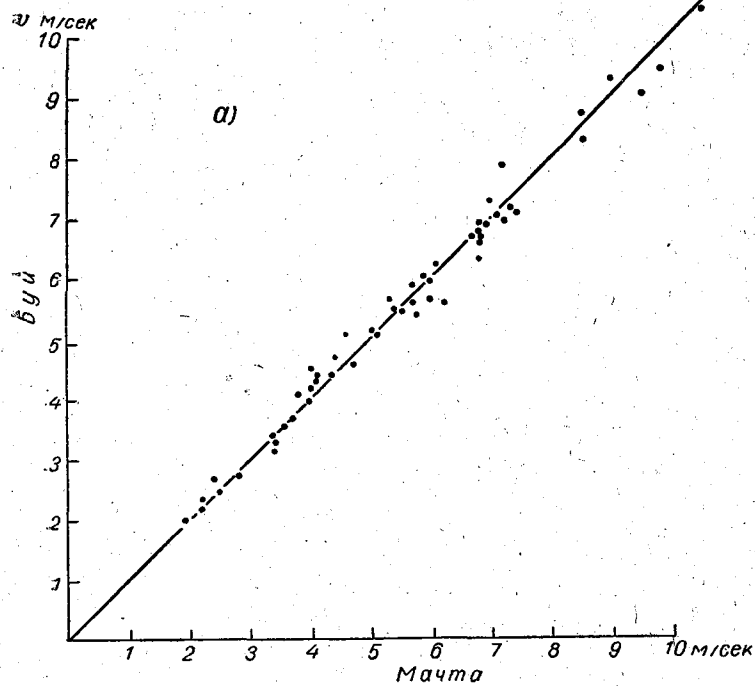


Рис. 4. Связь скоростей ветра, измеренных на бую и на судне.
а — на топе мачты, б — на крыле мостика.

цепи, E — термоэлектродвижущая сила термопары медь-константан (вольт/град.).

Установка выполнена в виде двух мачт. Первая предназначена для измерения температуры на горизонтах 50, 25, 10, 5 см под водой и 5, 10, 25 см над водой, а вторая на горизонтах 5, 3, 1, 0,1 см под водой и 2 см над водой.

Термопары смонтированы в герметизированной полости мачт, приемные снаи 1 выведены наружу на соответствующих горизонтах, а общие снаи и термометр сопротивления заключены в противовесах 2. Воздушные снаи защищены двойными коническими защитами 3, а подводные — плоскими 4.

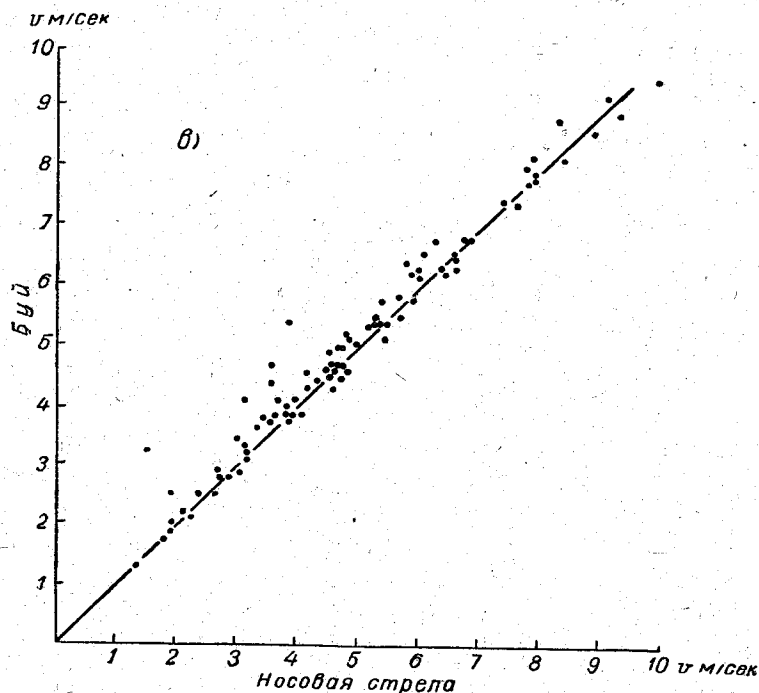


Рис. 4в. Связь скоростей ветра, измеренных на буйе и на судне на носовой стреле.

Чтобы удерживать приемные снаи на заданном уровне, мачты установлены в кольцевых пенопластовых поплавках 5, имеющих подъемную силу, значительно превышающую вес самих мачт. Большая мачта подвешена в кардане 6 в центре поплавка с внутренним диаметром 30 см, а малая прикреплена к поплавку с внутренним диаметром 5 см. При таком размере поплавка нулевой горизонт удерживается под поверхностной пленкой до волнения в 4 балла. Защитный подковообразный поплавок 7 предохраняет несущий поплавок от гребней небольших волн. Вырез в поплавке исключает образование внутри него собственных встречных волн. От мачт отходят тонкие многожильные кабели 8 толщиной 4 и 1,5 мм соответственно для мачт а и б. Такая толщина кабелей практически не связывает колебаний мачт. Для исключения рывков подводные кабели подвешены на поплавках.

В качестве регистратора использован микроамперметр М-196/2, подвешенный в кардановом подвесе.

Наблюдения производились параллельно с градиентными измерениями скорости ветра и температуры воздуха в течение часа. Для исключения ошибки на нагревание подводящих проводов периодически измерялось сопротивление измерительной цепи.

По данным двух экспедиций инверсия развивалась в слое до 10—25 см и достигала $0,2-0,5^\circ$. При усилении волнения величина инверсии

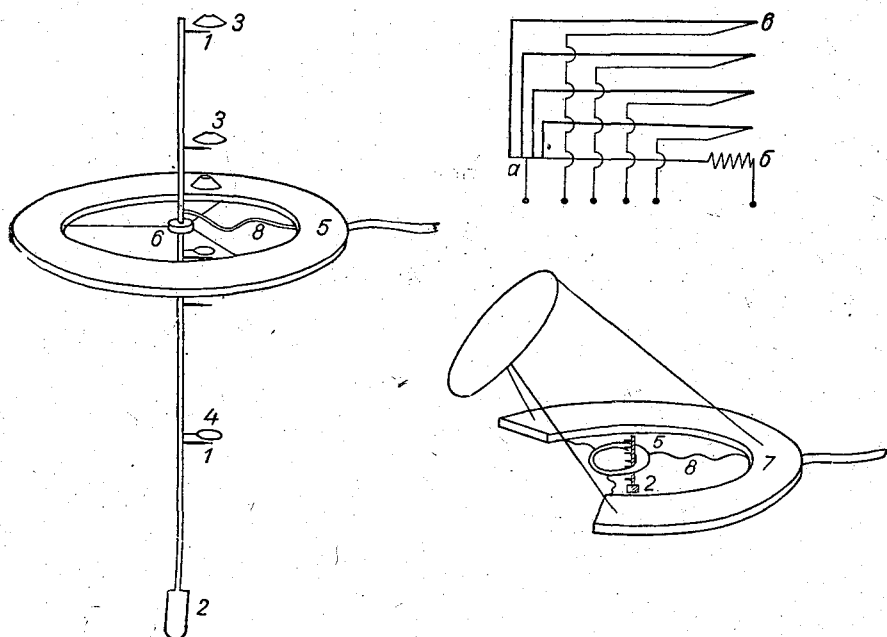


Рис. 5. Установка для измерения градиентов температуры воды.

уменьшалась, а при сильных дрейфовых течениях и волнении 3—4 балла иногда разрушалась.

Применяемая аппаратура не затрагивает самой поверхностной пленки, поэтому точно характеризовать температуру поверхности она не может.

Наилучшим методом измерения температуры поверхностной пленки является радиометрический.

Выводы

1. Существующие представления о распределении температуры, влажности и скорости ветра над морем приблизительны и не могут служить надежной основой для расчетов потоков. Для получения экспериментального материала необходимо проведение большого числа градиентных наблюдений в море.

2. Материалы градиентных наблюдений на судах не могут считаться достоверными. Точность наблюдений на судах может быть достаточной для синоптических целей лишь при установке датчиков в репрезентативных точках.

3. Построение профилей температуры, влажности, скорости ветра, обладающих достаточной реальностью, возможно при использовании буя для градиентных наблюдений. При этом требуется существенно повысить точность самой измерительной аппаратуры.

4. Учет неизотермичности верхнего слоя воды в море, возможный при постановке точных измерений, может существенно изменить климатологические данные о тепловом балансе океана. Профильные измерения температуры воды могут дать некоторое представление о температуропроводности верхнего слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гоптарев Н. П. О влиянии динамических и термических факторов на скорость ветра над морем и на шероховатость морской поверхности. Труды ГОИНа, вып. 51, 1960.
2. Кучеров Н. В. О рациональной схеме для измерения градиента температуры термометрами сопротивления. Труды ГГО, вып. 37 (98), 1952.
3. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
4. Соркина А. И. и Грачева В. П. Определение характеристик термического и турбулентного режима атмосферы над морем. Труды ГОИНа, вып. 44, 1958.
5. Справочник по океанографическим приборам и оборудованию. Изд. АН СССР, М.—Л., 1962.
6. Струзер Л. Р. и Истомин А. П. Термоэлектрический метод измерения градиента температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 129, 1962.
7. Тимофеев М. П. Основные вопросы физики нижнего слоя воздуха над водоемами. Автореферат диссертации. Изд. ЛГУ, 1962.
8. Brocks K. Ein neues Gerät für störungsfreie meteorologische Messungen auf dem Meer. Archiv Meteor., Geophys. und Bioklim., Ser. A, 2, H. 2, 1960.
9. Deardorff J. W. An experimental ocean buoy for air-sea transfer studies. Depart. meteor. and clim., univ. Washington, Occas. report, No 13, 1962.
10. Ewing G., Mc-Allister E. D. On the thermal boundary layer of the ocean. Science, v. 191, No 3410, 1960.
11. Fleagle R. G., Deardorff J. W., Badgley F. I. Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface. Journ. of Marine Res., v. 17, 1958.
12. Miles J. W. Generations of surface waves by shear flows, part. 2. Journ. of Fluid Mech., v. 6, No 4, 1959.
13. Lighthill M. J. Physical interpretation of the mathematical theory of wave generation by wind. Journ. of Fluid Mech., v. 14, No 3, 1962.
14. Stewart R. W. The wave drag of wind over water. Journ. of Fluid Mech., v. 10, No 2, 1961.
15. Schmitz H. P. Über die Interpretation vertikaler Geschwindigkeitsprofile im Ozean und Atmosphäre und die Windschubspannung auf Wasseroberflächen. Deutsche Hydrogr. Zeitschr., Bd. 15, H. 2, 1962.
16. Wüst G. Temperatur- und Dampfdruckgefälle in den untersten Metern über der Meeresoberfläche. Meteor. Zeitschr., Bd. 54, N 1, 1937.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Градиентные наблюдения на буре

Дата, срок наблюдений, час. мин.	Скорость ветра, м/сек.					Температура воздуха, град.				Абсолютная влаж- ность воздуха, мб			T° воды	t° воды, мб	Направление ветра, тип, балл и направление волнения
	на высоте, м					на высоте, м				на высоте, м					
	1,3	1,8	2,8	3,8	4,8	0,8	1,3	2,3	4,3	1,3	2,3	4,3			
20/IX 1962 г.															
16 30	3,9	—	4,3	4,1	—	21,6	21,4	21,5	21,3	—	18,9	19,0	21,6	25,6	СЗ, вв, 3/II, СЗ
17 30	4,5	—	4,6	4,9	—	21,5	21,4	21,6	21,5	—	18,6	19,1	21,5	25,4	СЗ, вв, 3/II, СЗ
18 30	5,4	—	5,4	5,8	—	21,5	21,5	21,6	21,4	—	19,9	20,1	21,5	25,4	СЗ, вв/II, ССЗ
19 30	5,2	—	5,3	5,6	—	21,5	21,4	21,4	21,4	—	20,7	21,0	21,4	25,3	СЗ, вв/II, ССЗ
20 30	5,1	—	5,4	5,5	5,6	21,5	21,4	21,4	21,4	—	21,2	21,2	21,4	25,3	СЗ, вв, 2/II, СЗ
21 30	—	—	5,4	5,7	5,7	21,8	21,8	21,8	21,6	—	21,3	21,4	21,3	25,1	СЗ, вв, 2/II, СЗ
22 30	4,7	—	5,0	5,2	5,2	21,5	21,4	21,5	21,6	—	21,3	21,1	21,3	25,1	С, вв, 2/II, СЗ
23 30	3,4	—	3,9	4,1	4,1	20,4	20,2	20,2	20,0	—	21,7	21,6	21,3	25,1	СВ, 3/ВВ, 1/II, ССЗ
00 30	3,8	—	4,2	4,6	4,5	20,5	20,4	20,4	20,3	—	21,6	21,7	21,3	25,1	СВ, 3/ВВ, 1/II, ССЗ
01 30	4,3	—	4,7	4,7	5,0	20,2	20,2	20,0	19,9	—	20,8	20,6	21,2	24,9	СВ, 3/ВВ, 1/II, ССЗ
02 30	4,0	—	4,5	4,7	4,8	20,0	20,0	20,0	19,9	—	20,1	20,0	21,2	24,9	СВ, 3/ВВ, 1/II, С
03 30	3,5	—	4,5	4,5	4,5	19,8	19,8	19,6	19,6	—	19,0	19,0	21,1	24,8	СВ, 3/ВВ, 1/II, СВ
04 30	3,4	—	4,0	4,1	4,3	19,7	19,7	19,7	19,6	—	18,4	19,5	21,1	24,8	СВ, 3/ВВ, 1/II, СВ
05 30	3,4	—	3,9	4,0	—	19,2	19,2	19,2	19,1	—	18,7	—	21,1	24,8	СВ, 3, 1/1, ССВ
06 30	2,0	—	2,1	2,2	2,4	19,5	19,4	19,4	19,4	—	18,5	—	21,0	24,6	В, вв, 1/1, Ю
07 30	1,7	—	1,8	1,8	1,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	Ю, вв, 2/II, Ю
08 30	4,1	—	4,6	4,6	4,8	21,3	21,2	21,3	21,1	—	19,3	19,1	21,0	24,6	СВ, вв, 1/1, СВ
09 30	4,4	—	4,7	4,9	5,2	22,1	22,2	22,2	22,0	—	20,5	20,4	21,2	24,9	Ю, вв, 3/IV, Ю
10 30	3,3	—	3,7	3,7	3,9	21,4	21,1	21,0	21,0	—	20,6	20,2	21,3	25,1	Ю, вв, 3/IV, Ю
11 30	4,6	—	4,6	5,4	5,5	22,3	21,6	21,9	21,8	—	21,2	21,0	21,2	24,9	Ю, вв, 4/IV, Ю
12 30	8,4	—	—	—	9,4	22,2	22,2	22,1	22,1	—	22,5	22,3	21,2	24,9	—
13 30	7,8	—	7,3	9,1	9,2	22,0	22,0	22,0	21,9	—	21,8	21,8	21,2	24,9	Ю, вв, 4/III, Ю
14 30	7,3	—	7,6	8,4	8,5	21,9	21,9	21,9	21,6	—	21,3	22,0	21,2	24,9	Ю, вв, 3/II, Ю
15 30	6,0	—	6,7	6,7	6,7	21,6	21,8	21,8	21,5	—	21,3	22,0	21,2	24,9	Ю, вв, 3/II, Ю
16 30	6,1	—	6,9	6,9	7,0	21,6	22,0	22,0	21,6	—	21,3	21,8	21,2	24,9	Ю, вв, 3/II, Ю
17 30	5,7	—	6,3	6,5	6,6	21,6	21,5	21,5	21,4	—	22,0	21,8	21,1	24,8	—
18 30	5,0	—	—	5,5	5,7	21,6	21,6	21,6	21,5	—	21,7	21,7	21,2	24,9	Ю, вв, 2/1, Ю

Дата, срок наблюдений, час. мин.	Скорость ветра, м/сек.					Температура воздуха, град.				Абсолютная влаж- ность, мб			t° воды	e° воды, мб	Направление ветра, тип, балл и направление волнения	
	на высоте, м					на высоте, м				на высоте, м						
	1,1	1,6	2,6	3,6	4,7	0,6	1,1	2,1	3,1	1,1	2,1	3,1				
23—24/IX 1962 г.																
13 30	8,2	—	9,3	9,2	10,1	—	—	14,4	13,9	—	—	15,8	14,8	20,2	23,4	С, вв, 5/IV, С
14 30	6,8	—	8,6	8,2	8,9	—	—	15,5	—	—	—	15,3	—	20,1	23,3	ССВ
15 30	6,7	—	8,4	8,9	9,2	—	—	16,0	—	—	—	14,4	—	20,1	23,3	ССВ, вв, 5/IV, ССВ
16 30	7,2	—	8,5	9,0	9,0	—	—	16,2	—	—	—	15,0	—	20,1	23,3	С, вв, 5/IV, С
17 30	7,4	—	8,5	9,0	9,0	—	—	15,8	—	—	—	15,3	—	20,1	23,3	С, вв, 5/IV, С
18 30	7,2	—	8,8	9,2	9,5	—	—	15,9	—	—	—	15,7	—	20,0	23,2	С, вв, 5/IV, С
19 30	5,9	—	7,5	7,6	7,8	—	—	15,5	—	—	—	16,1	—	20,0	23,2	С, вв, 4/III, С
20 30	6,0	—	7,7	7,8	8,0	—	—	14,9	—	—	—	15,1	—	19,9	23,0	С, вв, 3/II, С
21 30	6,3	—	7,4	7,5	7,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	С, вв, 3/II, С
22 30	6,4	—	7,7	7,9	8,1	—	—	—	—	—	—	—	—	19,9	23,0	С, вв, 4/III, С
23 30	4,2	—	7,9	8,1	8,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	СВ, 3/вв, 3/III, С
00 30	4,7	—	6,7	6,9	7,0	—	—	15,3	—	—	—	13,0	—	19,8	22,9	СВ, вв, 3/III, ССВ
01 30	5,2	—	5,8	5,8	6,1	—	—	14,8	—	—	—	13,2	—	19,8	22,9	СВ, вв, 3/III, ССВ
02 30	4,0	—	4,6	4,5	4,7	—	—	14,5	—	—	—	13,8	—	20,2	23,4	СВ, вв, 2/II, ССВ
03 30	4,7	—	5,2	5,3	4,9	—	—	14,0	—	—	—	13,1	—	20,2	23,4	СВ, вв/з, 2/II, ССВ
04 30	4,5	—	4,9	4,9	5,0	—	—	14,1	—	—	—	13,3	—	20,2	23,4	СВ, вв/з, 2/II, С
05 30	3,8	—	4,1	4,2	4,2	—	—	13,6	—	—	—	12,4	—	20,2	23,4	В, вв/з, 2/II, СВ
06 30	3,6	—	4,3	4,4	4,0	—	—	13,8	—	—	—	12,4	—	20,1	23,3	С, з, 0/II, С
26/IX 1962 г.																
03 30	2,3	2,5	2,5	2,5	2,6	—	18,8	19,1	19,2	—	—	—	19,4	19,8	22,8	ССВ, з, 0/II, ССВ
01 30	3,0	3,2	3,4	3,4	3,5	—	19,1	19,3	19,6	—	—	—	19,8	19,8	22,8	С, з, 1/II, С
02 30	3,6	3,7	3,8	4,0	4,1	—	18,3	18,4	18,2	—	—	—	19,5	19,8	22,8	С, з, 1/II, С
03 30	3,4	3,6	3,7	4,0	3,9	—	18,6	18,5	18,3	—	—	—	19,2	19,8	22,8	С, з, 1/1, С
04 30	4,0	4,2	4,5	4,6	4,8	—	18,9	19,0	18,6	—	—	21,2	19,8	19,8	22,8	С, з/вв, 2/II, С
05 30	3,9	4,0	4,4	4,7	5,0	—	19,0	19,2	18,8	—	—	21,2	19,4	19,8	22,8	ССВ, з/вв, 2/II, С
06 30	4,5	4,6	5,0	5,4	5,7	—	19,0	18,9	19,0	—	—	—	19,2	19,9	23,0	СВ, з/вв, 3/II, ССВ
07 30	4,8	4,9	5,3	5,5	5,8	—	19,0	18,7	18,8	—	—	—	19,6	20,0	23,1	

Дата, срок наблюдений, час. мин.	Скорость ветра, м/сек.					Температура воздуха, град.				Абсолютная влаж- ность воздуха, мб			ρ воды	ε воды, мб	Направление ветра, тип, балл и направление волнения
	на высоте, м					на высоте, м				на высоте, м					
	1,1	1,6	2,6	3,6	4,7	0,6	1,1	2,1	3,1	1,1	2,1	3,1			
09 30	5,5	5,8	6,0	6,3	6,4	18,4	19,0	18,7	18,7	—	—	19,4	20,0	23,1	C, з/вв, В 3/II C
00 30	5,2	5,6	5,9	5,8	5,9	18,6	18,8	18,7	18,7	19,0	—	19,3	—	—	C, вв/з, 3/II, C
10 30	5,6	6,0	6,4	6,5	6,5	18,5	18,9	18,6	18,6	18,9	—	19,0	20,1	23,2	ССВ, вв, 3/II, C
11 30	5,8	6,2	6,5	6,6	6,7	—	19,0	18,7	18,8	18,4	—	19,0	20,2	23,4	C, вв/з, 3/II, C
12 30	6,0	6,3	6,6	6,7	7,0	18,9	19,1	19,0	19,0	18,9	—	19,3	20,2	23,4	C, з/вв, 3/II, C
13 30	5,5	5,9	6,1	6,3	6,5	—	19,2	19,0	19,0	18,9	—	19,0	20,3	23,6	C, вв/з, 3/III, C
14 30	4,9	4,9	5,3	5,4	5,7	—	19,2	19,1	19,1	—	—	18,7	20,4	23,7	C, вв, 3/III, C
15 30	4,3	4,3	4,6	4,7	5,0	—	19,2	19,2	19,2	—	—	18,9	20,3	23,6	ССВ, вв/з, 3/II, C
16 30	3,7	3,8	4,1	4,1	4,3	19,1	19,8	19,8	19,8	—	—	19,0	20,3	23,6	C, вв/з, 3/II, C
17 30	1,7	1,7	1,9	1,8	2,0	19,3	20,0	19,9	19,9	—	—	19,1	20,3	23,6	з, 1/1, C
18 30	2,8	2,9	3,3	3,3	3,3	19,4	20,2	19,1	20,2	—	—	20,6	20,2	23,4	СВ, з, 1/1, C
19 30	4,0	4,0	4,3	4,7	4,8	19,1	20,3	20,2	20,2	—	—	20,9	20,2	23,4	C, з, 1/1, C
20 30	4,2	4,4	4,7	4,8	5,0	19,7	21,0	21,0	21,0	—	—	—	20,0	23,1	ССВ, з, 1/1, C
21 30	4,8	5,0	5,3	5,4	5,6	19,5	20,5	20,4	20,4	21,4	—	—	20,0	23,1	ССВ, вв/з, 2/1, C
22 30	5,5	5,8	6,1	6,1	6,3	19,0	19,8	19,8	19,8	21,5	—	21,0	20,0	23,1	ССВ, вв/з, 3/II, C
23 30	5,5	5,9	6,2	6,2	6,4	18,7	19,8	19,8	19,8	22,4	—	20,5	20,0	23,1	СВ, вв/з, 3/II, C
27/IX 1962 г.															
00 30	4,7	4,9	5,2	5,3	5,4	—	19,4	19,3	19,3	—	—	20,8	20,0	23,1	СВ, вв/з, 3/II, C
01 30	4,7	4,9	5,2	5,2	5,4	—	19,2	19,1	19,1	—	—	20,8	20,0	23,1	СВ, вв/з, 2/II, C
02 30	3,4	3,6	3,6	3,7	—	—	18,8	18,4	18,4	—	—	20,1	20,0	23,1	СВ, з/вв, 1/II, C
03 30	1,8	1,8	2,0	2,0	—	—	18,8	18,7	18,7	—	—	20,3	20,0	23,1	СВ, з, 0/II—
04 30	3,5	3,7	3,9	3,9	—	—	19,3	19,2	19,2	—	—	20,5	20,0	23,1	ССВ, з, 1/II, C
05 30	4,4	4,6	4,9	5,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	ССВ, з/вв, 2/II, CCB
06 30	7,2	7,3	7,7	8,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	Ю, вв, 3/II, ЮЮВ
07 30	8,8	9,0	9,4	9,9	9,7	—	20,6	19,8	19,8	—	—	21,4	20,0	23,1	Ю, вв, 3/II, Ю
08 30	5,3	5,5	5,8	5,9	6,1	—	20,7	20,3	20,3	—	—	—	19,9	23,0	СВ, вв/з, 2/1, C
09 30	3,2	3,5	3,7	3,7	3,9	—	21,2	20,3	20,3	—	—	—	19,9	23,0	СВ, вв/з, 2/1, C
10 30	4,3	4,5	4,9	5,0	5,4	—	20,9	20,4	20,4	—	—	—	20,0	23,1	C, вв, 3/II, C
11 30	5,9	6,2	6,6	6,8	7,1	—	20,8	20,3	20,3	—	—	—	20,1	23,2	C, вв, 3/II, C
12 30	5,7	6,1	6,5	6,8	7,1	—	23,1	20,9	20,9	—	—	—	20,2	23,4	C, вв, 3/II, C
13 30	5,1	5,3	5,7	6,0	6,2	—	21,3	21,1	21,1	—	—	—	20,2	23,4	C, вв, 3/II, C

Дата, срок наблюдений, час. мин.	Скорость ветра, м/сек.					Температура воздуха, град.				Абсолютная влаж- ность воздуха, мб			T воздуха	e _в воздуха, мб	Направление ветра, тип, балл и направление волнения
	на высоте, м					на высоте, м				на высоте, м					
	1,1	1,6	2,6	3,6	4,7	0,6	1,1	2,1	3,1	1,1	2,1	3,1			
14 30	4,5	4,7	5,0	5,0	5,3	—	21,2	—	21,0	—	—	—	20,2	23,4	С, вв, 3/II, С
15 30	2,2	2,4	2,5	2,4	2,6	—	21,6	—	21,4	—	—	—	20,2	23,4	С, вв/з, 3/II, С
16 30	3,2	3,3	3,6	3,6	3,8	—	22,2	—	22,0	—	—	—	20,4	23,7	С, вв/з, 1/I, С
17 30	3,6	3,8	4,0	4,1	4,7	—	21,9	—	21,6	—	—	—	20,3	23,6	Ю, з, 1/I
18 30	2,8	3,0	3,2	3,0	3,2	—	21,5	—	21,5	—	—	—	20,2	23,4	Ю, вв/з, 1/I
28/IX 1962 г.															
22 30	1,9	2,1	1,7	2,0	1,9	—	18,5	18,4	18,0	—	19,0	17,8	20,0	23,2	ЮВ, з, 0/II, 3
23 30	2,7	2,9	2,7	3,0	2,9	—	17,7	17,6	17,3	—	18,7	18,8	19,9	23,0	Ю, з, 0/II, СЗ
29/IX 1962 г.															
00 30	2,9	3,0	2,9	3,3	3,0	—	—	17,4	17,1	—	18,7	18,4	19,9	23,0	ЮЮВ, з, 0/II, СЗ
01 30	2,7	2,9	2,7	2,9	2,9	—	17,4	17,3	17,0	—	18,4	18,0	—	—	ЮЮВ, з, 0/II, СЗ
02 30	2,3	2,5	2,4	2,6	2,6	—	18,0	17,9	17,7	—	18,5	18,4	19,9	23,0	ЮЮВ, з/вв, 1/II, ЮВ
03 30	2,7	2,9	2,7	2,8	2,9	—	18,0	17,9	17,7	—	18,9	18,2	19,9	23,0	В, з/вв, 1/II, СЗ/В
04 30	2,7	2,9	2,8	2,8	2,9	—	17,7	17,7	17,6	—	18,7	18,3	19,9	23,0	ЮВ, з/вв, 1/II, ЮЗ
05 30	3,1	3,3	3,2	3,5	3,4	—	17,2	17,0	16,8	—	18,0	18,3	19,9	23,0	ЮВ, з/вв, 1/II, ЮЗ
06 30	2,9	3,1	3,0	3,5	3,2	—	17,2	17,1	16,8	—	18,1	17,8	19,9	23,0	ЮВ, з/вв, 1/II, ЮЗ
07 30	2,0	2,1	1,8	2,5	2,1	—	17,2	17,2	17,1	—	17,6	17,3	19,9	23,0	ВСВ, з/вв, 1/II, ЮЗ
08 30	1,4	1,5	1,2	1,5	1,4	—	18,8	18,7	18,5	—	18,6	18,3	19,9	23,0	СВ, з, 0/II, СЗ
09 30	5,5	6,0	6,1	6,4	6,6	—	21,8	21,8	21,7	—	21,3	19,0	19,9	23,0	ЮЮВ, вв/з, 2/I, ЮЮВ/СЗ
10 30	5,9	6,4	6,4	6,8	7,0	—	22,1	22,2	22,1	—	20,3	19,6	19,9	23,0	ЮЮВ, вв, 2/I, ЮЮВ
11 30	4,8	5,4	5,4	5,8	6,0	—	22,2	22,2	22,2	—	20,8	20,3	19,9	23,0	ЮВ, вв, 2/I, ЮВ
12 30	5,9	6,4	5,3	5,3	5,6	—	22,4	22,4	22,3	—	21,2	20,3	20,0	23,2	ЮВ, вв, 4/2, ЮВ
13 30	4,8	4,7	5,3	6,9	7,0	—	22,4	22,4	22,4	—	21,5	20,3	20,0	23,2	ЮВ, вв, 4/2, ЮВ
14 30	5,5	5,9	5,8	6,4	6,6	—	22,9	23,0	22,7	—	20,9	—	20,0	23,2	ЮВ, вв, 4/2, ЮВ
15 30	—	—	—	—	—	—	23,0	22,8	22,7	—	21,4	20,4	20,1	23,3	ЮЮВ, вв, 4/2, ЮЮВ
16 30	—	—	—	—	—	—	22,4	22,4	22,3	—	21,4	20,3	20,1	23,3	ЮЮВ, вв, 4/2, ЮЮВ
17 30	7,3	8,2	8,3	8,6	8,7	—	21,9	21,9	21,6	—	21,2	20,4	20,1	23,3	ЮЮВ, вв, 3/2, ЮЮВ
18 30	2,2	2,6	2,4	2,6	2,8	—	21,7	21,8	21,5	—	20,7	19,9	20,0	23,2	ЮЮВ, вв, 2/I, ЮЮВ

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ

Приводятся результаты экспериментальных измерений профиля температуры воды в поверхностном слое. Дается оценка величины коэффициента турбулентности в этом слое.

При решении многих задач о взаимодействии моря с атмосферой существенное значение имеет режим поверхностного слоя воды, через который осуществляются процессы тепло- и влагообмена с атмосферой. За температуру поверхности в ряде расчетов принимается температура, измеренная на глубине 0,5—1,0 м. Таким образом, самый поверхностный слой принимается изотермичным.

Теоретические работы Д. Л. Лайхтмана [1] и М. П. Тимофеева [2] показывают, что поверхностная пленка воды должна быть постоянно холоднее ниже лежащих слоев. Уравнение сохранения энергии в слое толщиной h можно записать в виде

$$hc_1\rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = B - Q(1 - A)e^{-\alpha h} + P + LE - \Pi. \quad (1)$$

Здесь $hc_1\rho_1 \frac{\partial T}{\partial t}$ — изменение теплосодержания, B — радиационный баланс поверхности, Q — суммарная радиация, приходящая на поверхность моря, A — альбедо моря, α — коэффициент поглощения солнечной радиации водой, P и LE — турбулентные потоки тепла и пара от поверхности моря, Π — турбулентный поток тепла в воду, равный $-k\rho_1 c_1 \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=h}$

Если h достаточно мало, то

$$0 = B - Q(1 - A) + P + LE - \Pi. \quad (2)$$

В обычных условиях для воды $B - Q(1 - A) < 0$, $P < 0$, и $LE < 0$. Следовательно, $\Pi < 0$. Это означает, что самая верхняя пленка воды постоянно холоднее ниже лежащих слоев [1] и максимум температуры должен находиться на некоторой глубине.

Таким образом, от поверхности до некоторой глубины должен существовать слой с отрицательными градиентами температуры, развитие которого определяется главным образом испарением и степенью турбулентности под влиянием волнения и течений. Совершенно очевидно, что это обстоятельство должно учитываться во всех разработках, связанных с теплообменом и влагообменом моря и атмосферы.

Ряд экспериментальных данных, полученных в испарительных бассейнах и в лабораторных условиях, подтверждает наличие такой

особенности в температурном профиле и дает величину инверсии в слое 5—10 см $0,5—1,2^\circ$ [3] и $0,3—0,4^\circ$ [4].

Измерения инверсии в слое толщиной 2—10 см в морских условиях дают $0,0—1,0^\circ$ [5], $0,6—0,7^\circ$ [6], $0,3—0,5^\circ$ [7].

В экспедициях ГГО на Балтийском и Черном морях в 1962 г. проводились измерения градиентов температуры воды в слое 50 см с помощью специальной установки, состоявшей из двух легких мачт, установленных на поплавках. В качестве приемников были использованы медь-константановые термодпары и медные термометры сопротивления. Подробное описание установки приведено в [8].

Наблюдения производились параллельно с градиентными наблюдениями над ветром и температурой воздуха на метеорологическом буре, актинометрическими и гидрологическими наблюдениями.

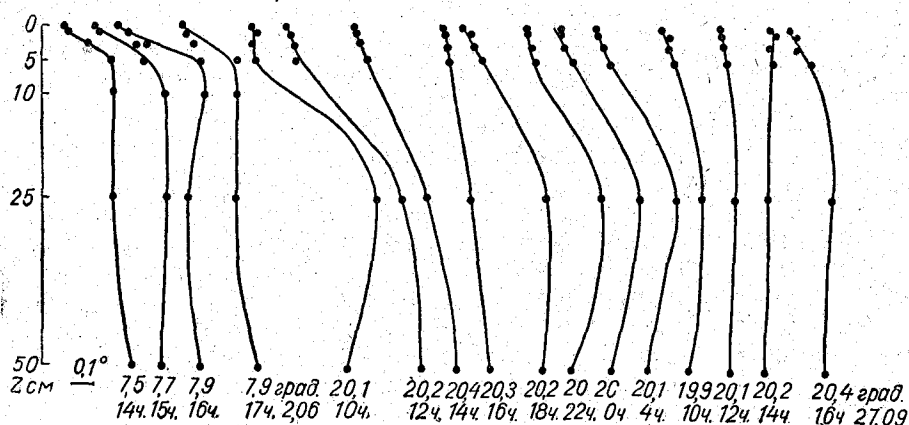


Рис. 1. Вертикальные профили температуры воды в поверхностном слое 2 июня и 26—27 сентября 1962 г.

В каждый серийный час производилось около 10 измерений градиентов температуры на каждом уровне. Затем вычислялись средние за час. Точность единичного измерения находилась в пределах $\pm 0,03—0,05^\circ$.

На рис. 1 слева представлены профили температуры, полученные в июне 1962 г. на Балтийском море. Из рисунка видно, что слой инверсии хорошо выражен и достигает глубины 10 см. Величина инверсии колеблется от $0,2$ до $0,5^\circ$.

Подробные профили температуры, полученные в сентябре 1962 г. в районе м. Херсонес (Черное море), показаны на рис. 1 справа. Как видно, инверсия развивается в слое около 25 см и величина ее достигает $0,5^\circ$. Ниже глубины 50 см наблюдалось в среднем изотермическое распределение температуры. Уменьшение градиента в пятисантиметровом слое в сроки 10 час. 30 мин. и 12 час. 30 мин. объясняется, по-видимому, колебаниями малой мачты из-за волнения в 4 балла.

Величина градиента температуры в поверхностном слое, как уже указывалось, определяется главным образом испарением с поверхности, что видно на рис. 2, на котором представлен ход величины градиента температуры и величин $LE+P$. Следует отметить, что поток тепла, как правило, меньше потока водяного пара.

Имея данные о величинах P , LE , B , $Q(1-A)e^{-\alpha h} h \frac{\partial T}{\partial t}$ и градиента температуры воды, входящих в уравнение (1), представляется возмож-

ным оценить величину коэффициента турбулентности в поверхностном слое моря, о котором практически нет никаких сведений.

Потоки водяного пара и тепла были вычислены диффузионным методом из данных градиентных наблюдений над ветром, температурой и влажностью воздуха. Радиационный баланс, суммарная радиация и альbedo морской поверхности были получены из актинометрических наблюдений на метеорологическом буре и на судне. Коэффициент ослабления солнечной радиации в воде получен из наблюдений по подвод-

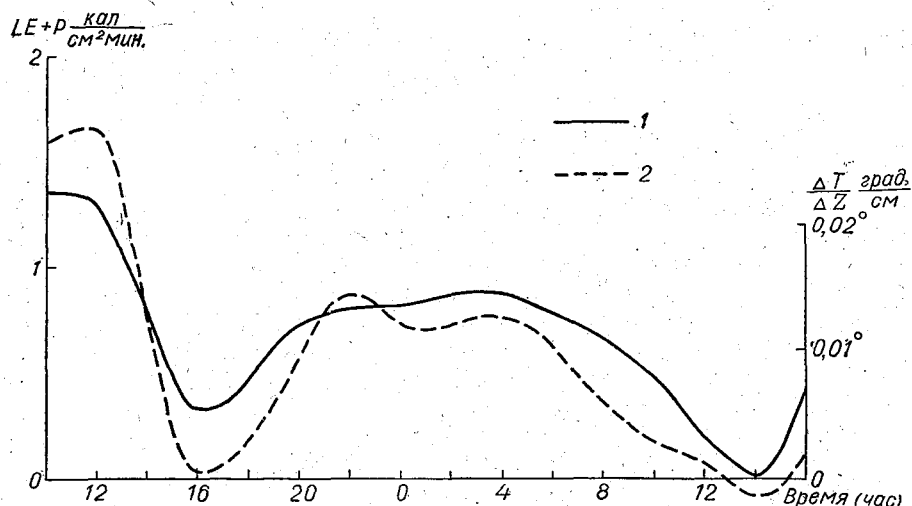


Рис. 2. Суточный ход градиента температуры в слое 25 см (1) и потоков тепла и испарения (2) 26—27 сентября 1962 г.

ному пиранометру. Турбулентный поток тепла в воде определялся как остаточный член уравнения (1).

Величина коэффициента турбулентности, вычисленная для слоя инверсии, колеблется от 0,1 до 1,6 $\text{см}^2/\text{сек}$. Среднее значение его при волнении 2—3 балла равно 0,8—0,9 $\text{см}^2/\text{сек}$.

Заметно увеличение коэффициента турбулентности при усилении волнения и течения. Так, если при волнении 1—2 балла и течении около 15 $\text{см}/\text{сек}$ величина его получается равной 0,2—0,7 $\text{см}^2/\text{сек}$, то при усилении волнения до 3—4 баллов, а течения до 32 $\text{см}/\text{сек}$ коэффициент турбулентности возрастает до 1,2—1,6 $\text{см}^2/\text{сек}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
2. Тимофеев М. П. Основные вопросы физики нижнего слоя воздуха над водоемами. Автореферат диссертации. Изд. ЛГУ, 1962.
3. Браславский А. И., Петровская А. Я. К вопросу о вертикальном распределении температур в поверхностных слоях воды. Метеорология и гидрология, № 2, 1951.
4. Товбин М. В. О температуре на поверхности раздела водоем — воздух. Труды института гидрологии АН УССР, № 24, 1949.
5. Woodcock H. Surface cooling and streaming in shallow fresh and salt waters. Journal of Marine Research, vol. 4, N 153, 1941.
6. Ewing G., Mc-Alister E. D. On the thermal Boundary layer of the ocean.
7. Ball F. K. Sea surface temperatures. Australian journal of Physics, vol. 7, N 4, 1954.
8. Клеванцова В. А., Бортковский Р. С., Преображенский Л. Ю. О методах градиентных наблюдений в море. См. настоящий сборник.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

В статье дается описание прибора для измерения пульсаций u -компоненты скорости ветра.

Для определения низкочастотных пульсаций ($2 \cdot 10^{-1} > \omega > 2 \cdot 10^{-3}$) направления ветра, позволяющих рассчитывать временные, пространственные и пространственно-временные структурные и корреляционные функции, использовались флюгарки особой конструкции. Различные схемы включения нескольких флюгарок и самописцев позволяют синхронно записывать временные изменения направления ветра в нескольких точках пространства, а также разность мгновенных значений пульсаций направления ветра в этих точках.

На рис. 1 изображен общий вид однолопастной потенциометрической флюгарки, применяемой в наших наблюдениях.

Приемником флюгарки служит легкая лопасть 1, представляющая собой алюминиевую рамку (30×20 см) с закрепленной в ней тонкой винипластовой пластинкой, уравновешенная противовесом 2. Она соединена с подвижным контактом потенциометра, помещенного в кожухе 3. Лимб с градусными делениями 4 и «прицел» 5 позволяют ориентировать флюгарки в пространстве с учетом среднего направления ветра.

Эта свободная ориентировка позволяет работать в наиболее удобной части потенциометра и получать при этом качественные записи пульсаций, которые не всегда получались при неизменной ориентировке прибора относительно стран света.

Зная азимуты ориентиров, служащих для свободной ориентировки флюгарок, нетрудно рассчитать по записи пульсаций и среднее направление ветра.

Ориентирами могут служить заметные объекты, достаточно удаленные от места наблюдения по сравнению с расстояниями между флюгарками.

Лопасть флюгарки соединена вертикальной осью с подвижным контактом круглого равномерно намотанного потенциометра, на который подается постоянное напряжение. Поворот лопасти флюгарки сопровождается поворотом подвижного контакта потенциометра и, следовательно, изменением разности потенциалов между средней точкой потенциометра и движком, которая и фиксируется гальванометром.

Равномерная намотка потенциометра обеспечивает на всех участках потенциометра линейную связь между углом поворота флюгарки и напряжением. Мертвая зона в месте разрыва потенциометра, непригодная для работы, составляет $20-30^\circ$.

Однако практически удобными для работы частями потенциометра являются области между средней точкой и мертвой зоной с той и дру-

гой стороны. Это обстоятельство вызвано тем, что при припайке вывода к середине потенциометра чувствительность в области этой точки понизилась. Но при наблюдениях это не мешает, так как всегда можно

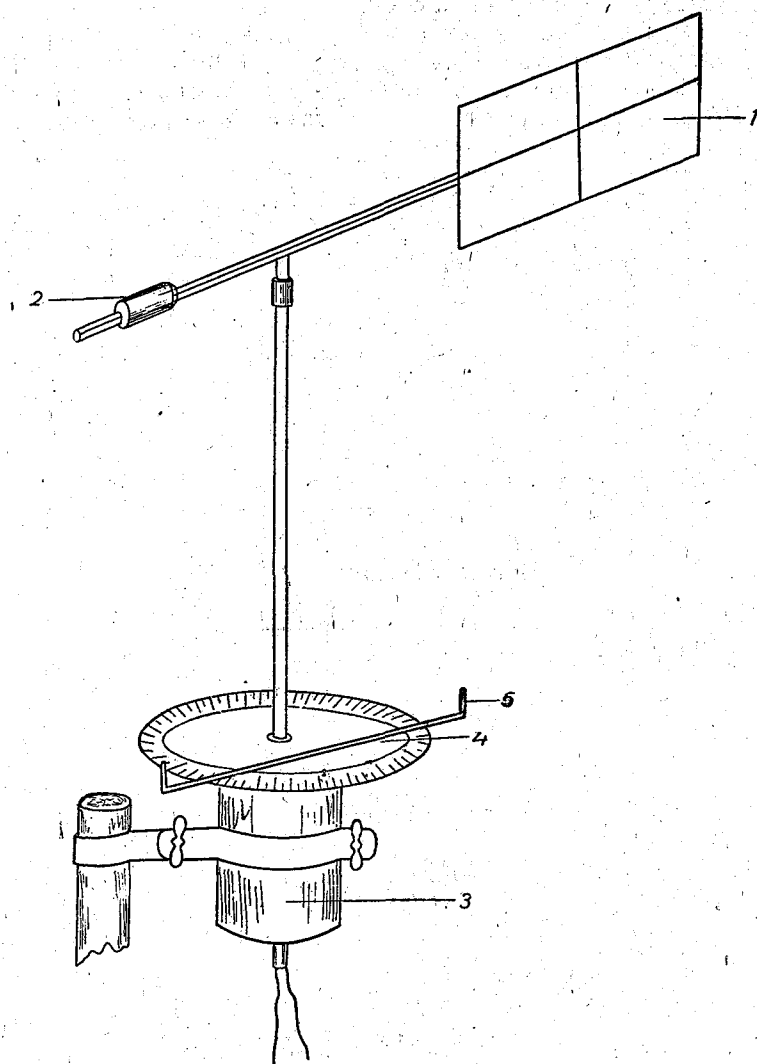


Рис. 1. Общий вид флюгарки.

ориентировать флюгарку так, чтобы работать в удобной для записи зоне.

Регистрация изменения разности потенциалов между средней точкой и движком потенциометра производилась гальванографом типа СГ-17 на протягивающейся с определенной скоростью бумажной ленте.

Записи пульсаций направления ветра в фиксированных точках давали возможность рассчитывать временные структурные функции. Одновременно с этими записями можно было регистрировать разность пульсаций направления ветра в этих точках пространства.

Это достигалось включением двух флюгарок по схеме, изображенной на рис. 2.

На потенциометры флюгарок Φ_1 и Φ_2 подавалось одинаковое на-

пряжение, которое регулировалось с помощью потенциометра Π . Это позволяло, изменяя напряжение, менять чувствительность флюгарок в зависимости от величины пульсаций направления ветра, получая тем самым удобные для обработки записи.

Запись изменений напряжения между точками 1 и 2 первой флюгарки и точками 3 и 4 второй дает мгновенные значения пульсаций направления ветра в точках, где расположены датчики. Изменения же напряжения между подвижными контактами (2 и 4) первой и второй

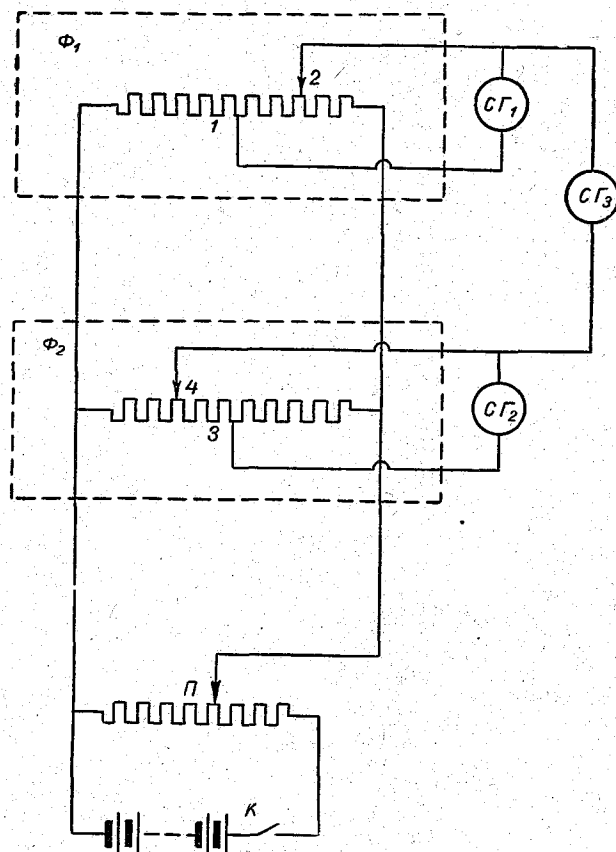


Рис. 2. Схема включения флюгарок.

флюгарок дают разность между пульсациями в двух точках пространства, в которых находятся флюгарки. Эти записи позволяют рассчитывать пространственные структурные функции.

Для получения записи разности пульсаций направления ветра необходимо флюгарки 1 и 2 одинаково ориентировать в пространстве, т. е. так установить, чтобы прямые, соединяющие центры круглых потенциометров с их нулевыми точками (1 и 3 рис. 2), были параллельны между собой.

При такой взаимной ориентации близко стоящих друг к другу датчиков ошибки в ориентировке с помощью прицела обычно очень невелики; когда же датчики разнесены на расстояния порядка сотен метров, эти ошибки, как и следовало ожидать, увеличиваются.

Наличие разницы в ориентировке нулевых точек флюгарок сказы-

вается в смещении среднего значения разности показаний от середины шкалы. Это смещение приходится учитывать при обработке результатов.

Ошибки в определении разности пульсаций двух точек пространства (разность потенциалов между контактами 2 и 4 на рис. 2), вызванные всеми различиями в характеристиках датчиков и самописцев, определялись в полевых условиях следующим образом: две флюгарки были расположены на расстоянии 1 м друг от друга по линии среднего направления ветра; при таком расположении они должны были практически синхронно реагировать на мгновенные изменения направления ветра, а самописец $СГ_3$ (рис. 2) — писать нулевую линию, так как инерция датчиков порядка 1 сек. Если же нет полной синхронности в изменении разности потенциалов между контактами 1 и 2 первой флюгарки и 3 и 4 второй (рис. 2), то амплитуда записи самописца будет характеризовать величину ошибки измерения. Оказалось, что максимальные ее значения не превышали $2,5^\circ$.

Инерция системы флюгарка—регистратор измерялась в аэродинамической трубе при различных скоростях ветра и оказалась равной 2,5—3 сек. при скоростях ветра больше 2 м/сек. При меньших скоростях чувствительность прибора резко падает.

Градуйровали прибор в лабораторных условиях. Соединив флюгарку с соответствующим гальваногографом, поворачивали ее лопасть на определенный угол и на ленте самописца находили расстояние сдвига пера, соответствующее данному углу поворота.

Средние величины многократных замеров наносились на градуировочный график, который устанавливает линейную зависимость между отклонением пера гальваногографа от нулевого положения и углом поворота лопасти флюгарки.

Эта зависимость определялась при различных значениях, напряжении на концах потенциометра (5,5 в, 8 в, 11 в).

Увеличение чувствительности флюгарок повышает точность регистрации пульсаций в ночной период.

По градуировочным графикам делались палетки, с помощью которых снимались с лент ординаты записи мгновенных значений направления ветра.

Флюгарки вышеописанной конструкции испытывались в полевых условиях в Цимлянске в 1962 г. на полигоне научной станции Института физики атмосферы АН СССР.

Для проведения наблюдений они устанавливались на двух метровых мачтах, причем одна из флюгарок (№ 1) была стабильно установлена и находилась на одном и том же месте в течение всего периода наблюдений. Флюгарка № 2 была переносная и могла устанавливаться на различных расстояниях и в различных направлениях от флюгарки № 1. Запись проводилась тремя гальваногографами: $СГ_1$ регистрировал пульсации, измеряемые флюгаркой № 1, $СГ_2$ — флюгаркой № 2, $СГ_3$ — мгновенную разность пульсаций в двух точках пространства, в которых находились первая и вторая флюгарки.

Флюгарки располагались на различных расстояниях друг от друга по направлению среднего потока и перпендикулярно ему. Были выбраны следующие расстояния: 5, 10, 20, 40, 80, 160, 320 м.

Полученные результаты дали возможность рассчитать пространственные структурные и корреляционные функции, а также улучшили исходный материал для расчета временных структурных функций, которые рассчитывались и раньше, благодаря повышению качества записи пульсаций на лентах самописцев.

Измерение одной пространственной структурной функции занимало около четырех часов. Поэтому обычно выбиралось время, когда внешние условия менялись не очень сильно — от 10 до 14 часов. Время записи разностей пары датчиков, помещенных на расстоянии Δx друг от друга в потоке, увеличивалось с увеличением Δx ; так, при $\Delta x = 5$ м время записи составляло 10—15 мин., при $\Delta x = 320$ м — около 1 часа.

Была сделана попытка на полученном материале рассчитывать и пространственно-временные структурные функции по синхронизированным записям пульсаций, регистрируемых самописцами CG_1 и CG_2 ,

$$R(\Delta x, \tau) = \overline{\alpha_1(t) \alpha_2(t + \tau)},$$

где α_1 — ордината, снятая с записи одного из самописцев, α_2 — ордината с записи другого самописца в момент времени, сдвинутый на τ , Δx — расстояние между датчиками вдоль потока.

Однако ввиду неравномерной протяжки лент в самописцах полученные результаты содержат в себе большую погрешность, хотя полученные кривые качественно имеют разумный характер (см. рис. 3 в работе [1]).

Отсюда следует, что если вести запись пульсаций направления ветра, измеряемых флюгарками № 1 и 2 на одной и той же ленте, то получим материал, который безусловно даст возможность лучше рассчитывать кросс-корреляционные функции.

Результаты и анализ наблюдений, проводившихся в Цимлянской экспедиции, опубликованы в настоящем сборнике в статье [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ариель, Н. З., Бютнер Э. К., Панин Б. Д. Результаты структурных измерений u -компоненты скорости ветра. См. настоящий сборник.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ВАЛДАЙСКОМ ОЗЕРЕ С ПОМОЩЬЮ СПЕЦИАЛЬНО ОБОРУДОВАННОЙ ЛОДКИ

Излагаются результаты некоторых метеорологических наблюдений на озере с помощью специально оборудованной лодки. Анализируются данные специальных наблюдений за трансформацией воздушного потока в прибрежной зоне в весенний период. Приводятся результаты измерений эффективного излучения водной поверхности в инверсионных условиях, а также отраженной и проникающей радиации.

Весной (в первой половине мая) и летом (в конце июля — начале августа) 1962 г. проводились метеорологические наблюдения над водной поверхностью на Валдайском озере с помощью специально оборудованной лодки, описание которой дано в работе [1].

Весенние наблюдения были начаты почти непосредственно после схода льда. При этом в начале периода температура воды была около 4° , одинаковая по всей глубине, в последующие дни происходил постепенный прогрев верхнего слоя.

Условия ранней весны на озере сравнительно мало изучены и представляют определенный интерес для исследования таких метеорологических процессов, как трансформация воздушной массы при переходе с нагретой суши на холодную водную поверхность, для определения величины эффективного излучения водной поверхности при инверсии и др.

Наблюдения проводились за скоростью ветра на четырех уровнях (0,5; 1; 2 и 4 м), температурой и влажностью воздуха на уровне 1,5 м, профилем температуры воды, суммарной и отраженной радиацией и радиационным балансом. Наблюдения осуществлялись как круглосуточными сериями, так и эпизодически. Круглосуточные наблюдения имели целью выяснение суточного хода отдельных метеорологических элементов и составляющих теплового баланса при разных условиях погоды. Для исследования трансформации воздушного потока проводились эпизодические наблюдения (горизонтальные разрезы) при определенном направлении ветра. В летний период были организованы также специальные наблюдения методического характера — исследовалась величина и характер возможных искажений воздушного потока лодкой и вызванных этим погрешностей в измерении скорости ветра на нижних уровнях.

Измерения скорости ветра производились контактными анемометрами с электромагнитными счетчиками. Такой способ измерений удобен при использовании их на лодке, так как на показания счетчиков не оказывает влияния качка. Однако недостатком этого способа является то, что счетчики отмечают лишь целое число контактов, интервалы же времени между отдельными контактами не определяются,

вследствие чего могут возникать погрешности за счет неизвестной доли интервала в начале и конце срока измерения. Для уменьшения этих погрешностей контактные анемометры, устанавливаемые на нижних уровнях, были реконструированы так, что за один оборот диска давали четыре контакта вместо одного, т. е. промежутки между контактами были уменьшены в четыре раза. В результате были измерены довольно точно вертикальные профили ветра, которые в среднем можно аппроксимировать логарифмической функцией. Параметр шероховатости водной поверхности получился равным 10^{-4} м.

1. Влияние корпуса лодки на показания анемометров на нижних уровнях

Показания четырехконтактных анемометров на лодке сравнивались с показаниями таких же анемометров, установленных на той же высоте на гидрологическом плоту с выносом над водной поверхностью с его наветренной стороны, где искажение потока практически отсутствует. Наиболее подробными были наблюдения сравниваемых анемомет-

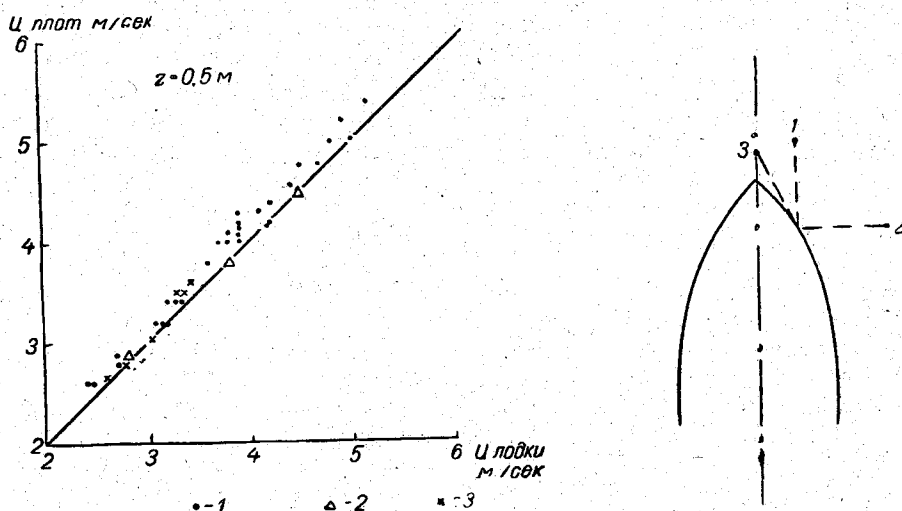


Рис. 1. Сравнение показаний анемометров, установленных на лодке и на плоту.

ров на уровне 0,5 м. Анемометр на этом уровне на лодке устанавливался на конце горизонтальной стрелы длиной 1 м, укрепленной в носовой части лодки.

На рис. 1 приведены результаты сравнительных наблюдений при разных положениях стрелы анемометра: параллельно продольной оси лодки 1, перпендикулярно оси лодки 2 и в положении, когда анемометр находился впереди лодки 3. Наибольшее число сравнительных наблюдений относится к положению 1, в котором анемометр находился при всех предшествовавших сравнению наблюдениях.

На рис. 1 показано, что наибольшие искажения (уменьшение скорости ветра в среднем на 0,2 м/сек.) соответствуют именно положению 1, вследствие чего при обработке наблюдений на уровне 0,5 м в них была введена поправка +0,2 м/сек. По-видимому, наилучшим является положение стрелы 2.

Сравнительные наблюдения на уровнях 1 и 2 м не обнаружили заметного влияния лодки: различия в показаниях анемометров на лодке и на плоту находятся в пределах $\pm 0,1$ м/сек.

2. Результаты специальных разрезов над озером с помощью лодки

Методика наблюдений за трансформацией характеристик воздушного потока над озером с помощью специальной лодки отличалась от подобных наблюдений, ранее проводившихся на Валдайском озере [2] и на других водоемах. Обычно эти наблюдения организуются так, что на водоеме имеются 2—3 пункта наблюдений и более за основными метеозементами. Например, на Валдайском озере [2] использовались плавающие градиентные вехи; на других водоемах чаще используются наблюдения с катеров, причем, как правило, катер в течение всего периода наблюдений находится в одной точке.

Специально оборудованная моторная лодка позволяет проводить наблюдения в различных частях водоема почти одновременно и исследовать изменения более подробно в прибрежной зоне, так как она может быстро перемещаться и становиться на якорь, а приборы оперативно подготавливаются к измерениям.

Методика наблюдений была следующей. Скорость ветра, температура воздуха и радиационный баланс измерялись за 10-минутный интервал при неподвижном положении лодки (стоянка на якоре). На передвижение в направлении ветра до следующей точки отводилось 5—10 мин., после чего вновь начинались измерения. Одновременно с наблюдениями на лодке проводились наблюдения на суше в постоянном пункте, расположенном на подветренном берегу на расстоянии 100 м от уреза воды. Наблюдения проводились не на урезе с тем, чтобы избежать влияния на показания приборов горизонтальной диффузии против потока (влияния водоема). Полученные метеорологические разрезы 8 и 9 мая позволили сделать некоторые выводы о закономерностях трансформации метеоземента в прибрежной зоне. Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

При анализе изменений температуры воздуха были вычислены функции, подобные [3],

$$F_T = \frac{T - T_1}{T_n - T_1}, \quad (1)$$

где T и T_1 — температура воздуха над водой и сушей соответственно, T_n — температура поверхности воды. Поскольку наблюдения над водной поверхностью несинхронны (метеорологические разрезы проводились с помощью одной лодки), то изменения температуры воздуха в течение периода наблюдений, не связанные с влиянием водоема (суточный ход и др.), можно исключить из F_T следующим образом. Если температуру воздуха над водной поверхностью записать так:

$$\bar{T} = \bar{T}_1 + \delta + \Delta T, \quad (2)$$

где $\bar{T}_1$ — средняя за некоторый период времени (период наблюдений) температура воздуха на суше, δ — отклонение температуры воздуха в данный момент от $\bar{T}_1$, ΔT — изменение температуры, связанное с влиянием водной поверхности, то становится очевидным, что в знаменателе формулы (1) вместо T_1 следует ввести $\bar{T}_1$ и тогда из F_T будут исключены изменения температуры, не связанные с влиянием водоема.

Функции F_T были рассчитаны по данным наблюдений 8 и 9 мая, а также и по известным теоретическим формулам [3].

Условия стратификации 8 и 9 мая были различными: над сушей в первом случае условия были равновесные, во втором — неустойчивые; над водой наблюдались инверсионные условия, но 9 мая инверсия была более интенсивной (8 мая $\frac{\Delta T}{u_1^2} = -0,20$; 9 мая $\frac{\Delta T}{u_1^2} = -0,80$).

Таблица 1

Дата, срок наблюдений час. мин. — час. мин.	Направление ветра	Суша		Озеро					$F_T = \frac{T_n - T_1}{T - T_1}$	$\frac{u_s}{u_c}$	$\frac{u_s - u_c}{u_s}$
		скорость ветра u_c , $z = 2$ м	температу- ра воздуха T_1	расстояние от уреза, м	скорость ветра, м/сек. на высоте, м						
					0,5	1,0	2,0	4,0			
8/V 1962 г.	3	3,2	6,9	100	2,95	3,3	3,6	3,75	0,05	1,13	0,12
13 45—13 55	3	3,6	6,6	50	2,95	3,3	3,6	3,7	0,00	1,00	0,00
14 05—14 15	3	3,4	6,6	200	2,95	3,3	3,6	3,75	0,10	1,06	0,06
14 25—14 35	3	3,4	6,6	300	3,15	3,5	3,8	4,15	0,20	1,12	0,12
14 45—14 55	3	3,2	6,9	500	2,75	2,9	3,4	3,75	0,20	1,06	0,06
15 05—15 15	3	3,6	6,8	700	3,15	3,8	4,3	4,4	0,25	1,20	0,21
15 25—15 35	3	3,6	6,7	800	3,15	3,5	4,0	4,4	0,24	1,11	0,12
15 45—15 55	3	3,4	6,7								
Среднее											
9/V 1962 г.	C3	1,2	8,5	50	1,45	1,9	2,4	2,4	0,36	2,00	1,00
9 35—9 45	C3	2,0	8,7	100	1,45	2,1	2,4	2,5	0,33	1,20	0,22
9 50—10 00	C3	2,45	8,3	200	1,25	1,9	2,4	2,4	0,16	0,98	—0,03
10 05—10 15	C3	2,0	8,6	300	1,0	1,5	1,8	—	0,16	0,90	—0,11
10 20—10 30	C3	1,45	9,2	500	0,6	1,25	1,3	1,4	0,17	0,90	—0,08
10 35—10 45	C3	1,8	8,7	1500							
Среднее											

Примечание. Скорость ветра на высоте 2 м обозначена u_2 .

На рис. 2 а представлена зависимость функций F_T от расстояния, проходимого воздушным потоком над водной поверхностью, по данным наблюдений 8 и 9 мая 1962 г. При этом, кроме экспериментальных, приводятся также и две теоретические кривые, вычисленные при различных значениях параметра $\frac{k_1}{u_1}$: 1) $\frac{k_1}{u_1} = 0,01$ м, 2) $\frac{k_1}{u_1} = 0,033$ м.

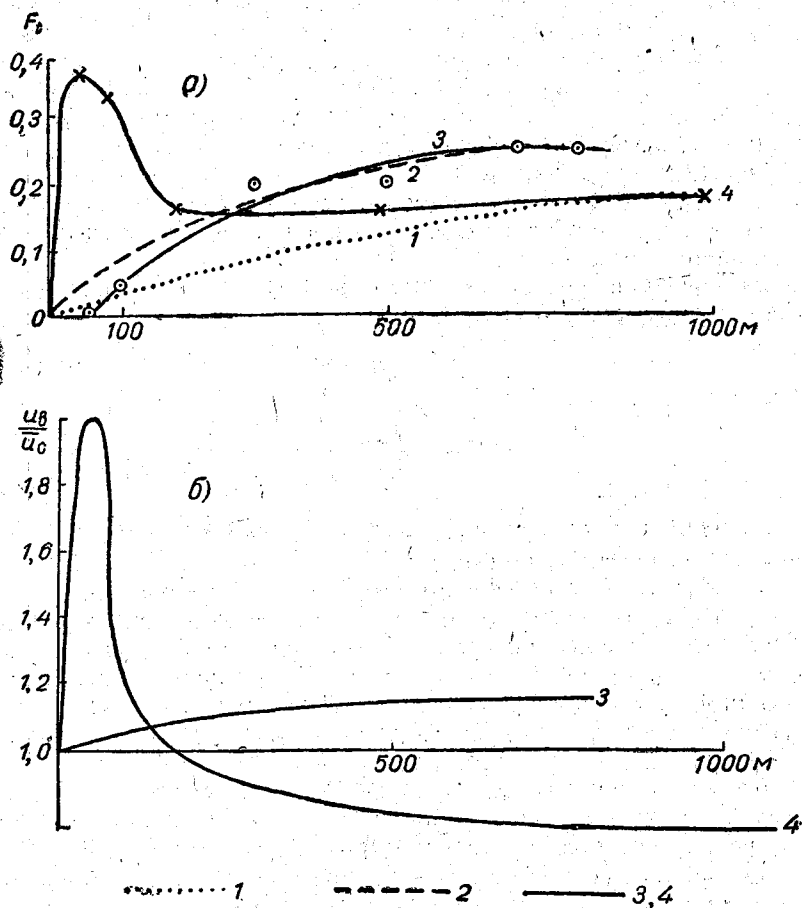


Рис. 2. Зависимость F_T (а), $\frac{u_B}{u_C}$ (б) от длины пути воздушного потока над водой.

1, 2 — теоретические кривые, 3 — экспериментальная кривая 8/V 1962 г., 4 — экспериментальная кривая 9/V 1962 г.

Как следует из рис. 2 а, теоретическая кривая 2 лучше согласуется с экспериментальной кривой 3, хотя обычно считается, что для инверсионных условий над водной поверхностью, которые и наблюдались, характерной является величина $\frac{k_1}{u_1} = 0,01$ м. Следует также отметить, что на расстоянии 50 м от уреза изменения были невелики — порядка точности прибора, и поэтому $F_T = 0$. Полученная ранее различными авторами закономерность интенсивного изменения характеристик до 500 м и малые изменения при больших расстояниях достаточно хорошо прослеживаются на рис. 2 а. Кривая 4 показывает, что при расстояниях

более 500 м теоретически рассчитанная величина $F_T \left(\frac{k_1}{u_1} = 0,01 \text{ м} \right)$ совпадает с экспериментальной кривой, т. е. величина $\frac{k_1}{u_1} = 0,01 \text{ м}$ характерна для довольно глубоких инверсий над водной поверхностью.

На расстояниях до 500 м экспериментальная кривая 4 резко отличается от теоретической. Это можно объяснить влиянием двух факторов, которые не учитывались при построении теоретической схемы [3]; во-первых, сохранением интенсивного турбулентного обмена, характерного для суши, на первых 100—150 м пути воздушного потока над водной поверхностью, в то время как температура поверхности резко уменьшилась при переходе с суши на воду; во-вторых, влиянием нисходящих вертикальных токов вблизи уреза воды [2]. По мере прохождения воздушного потока над водоемом турбулентный обмен в нижних слоях становится характерным для инверсии и соответственно уменьшается значение функции F_T .

При анализе трансформации скорости ветра были рассчитаны две безразмерные характеристики (табл. 1)

$$k = \frac{u_v}{u_c}, \quad (3)$$

$$k' = \frac{u_v - u_c}{u_c}, \quad (4)$$

где u_v и u_c — скорость ветра на высоте 2 м над водой и суши соответственно, u_c аналогично по смыслу $\bar{T}_1$.

На рис. 2 б приведена зависимость k от расстояния до уреза подветренного берега по наблюдениям 8 и 9 мая соответственно. Различие кривых отражает конкретное соотношение следующих факторов, определяющих процесс трансформации ветра; изменения шероховатости подстилающей поверхности, изменения турбулентного обмена и влияния вертикальных токов. 8 мая уменьшение турбулентного обмена при переходе с суши на водную поверхность было невелико и поэтому суммарный эффект определялся уменьшением шероховатости и влиянием вертикальных токов, которые привели к незначительному увеличению скорости ветра над водной поверхностью, 9 мая соотношение между указанными факторами менялось в зависимости от расстояния на первых 100 м, основное влияние оказывали вертикальные нисходящие токи и изменение шероховатости поверхности, что привело к увеличению скорости ветра, а далее основной вклад вносило уменьшение турбулентного обмена, следствием чего явилось уменьшение скорости ветра ($K < 1,00$; $K' < 0$).

3. Эффективное излучение водной поверхности

На основании данных наблюдений суммарной Q , отраженной R радиации и радиационного баланса B были вычислены величины эффективного излучения водной поверхности $E_{\text{эф, в}}$ для периода ранней весны

$$E_{\text{эф, в}} = Q - R - B.$$

Наименьшее значение $E_{\text{эф, в}}$ приходилось на вечерние часы, когда наблюдалась наиболее сильная инверсия. Наибольшие значения $E_{\text{эф, в}}$ соответствовали в ясные сутки утренним часам с положительными разностями $\Delta T = T_{\text{п}} - T_{\text{в}}$.

На рис. 3 дана зависимость величины эффективного излучения воды $E_{\text{эф. в}}$ от разности температур поверхностного слоя воды и воздуха (над водой). Разными значками нанесены данные, соответствующие разному состоянию диска солнца во время наблюдений. График

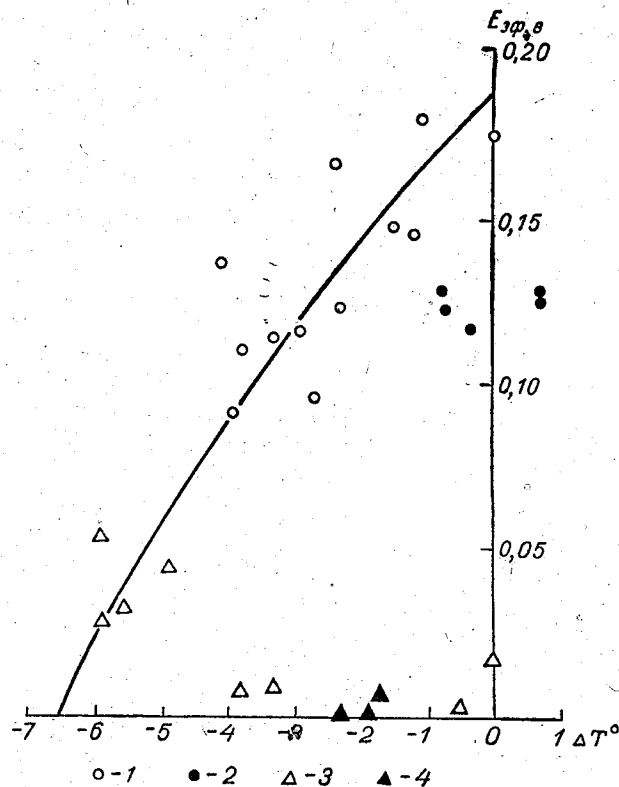


Рис. 3. Зависимость эффективного излучения водной поверхности от разности температур воды и воздуха.

1 — ясный день, 2 — ясная ночь, 3 — пасмурный день, 4 — пасмурная ночь.

показывает, что в условиях инверсии увеличение разности ΔT , т. е. углубление инверсии, ведет к резкому уменьшению эффективного излучения водной поверхности. Таким образом, при инверсии зависимость эффективного излучения водной поверхности от разности температур воды и воздуха значительно сильнее, чем при равновесной или неустойчивой стратификации. С другой стороны, на величину $E_{\text{эф. в}}$ оказывает значительное влияние облачность: с увеличением облачности $E_{\text{эф. в}}$ также уменьшается.

4. Отраженная и проникающая радиация

На рис. 4 представлена зависимость альбедо суммарной радиации озера от высоты солнца при безоблачной и малооблачной погоде в мае. Состояние водной поверхности — штиль или небольшая рябь. Для сравнения приведена кривая, теоретически рассчитанная Н. Е. Тер-Маркрянц, для суммарной радиации над морем [4]. Зависимость, полученная по наблюдениям на озере Валдай, дает несколько большие значения альбедо, чем рассчитанная теоретически. По-видимому, это объясняется

довольно значительной мутностью верхнего слоя воды, увеличивающей отраженную радиацию.

Проникающая радиация измерялась подводным пиранометром с чувствительным зеркальным гальванометром. Измерение было проведено с гидрологического плота в центре озера в малооблачный день в промежуток времени 10 час. — 10 час. 20 мин. Солнце во время измерений не закрывалось облаками. Суммарная радиация была равна в среднем

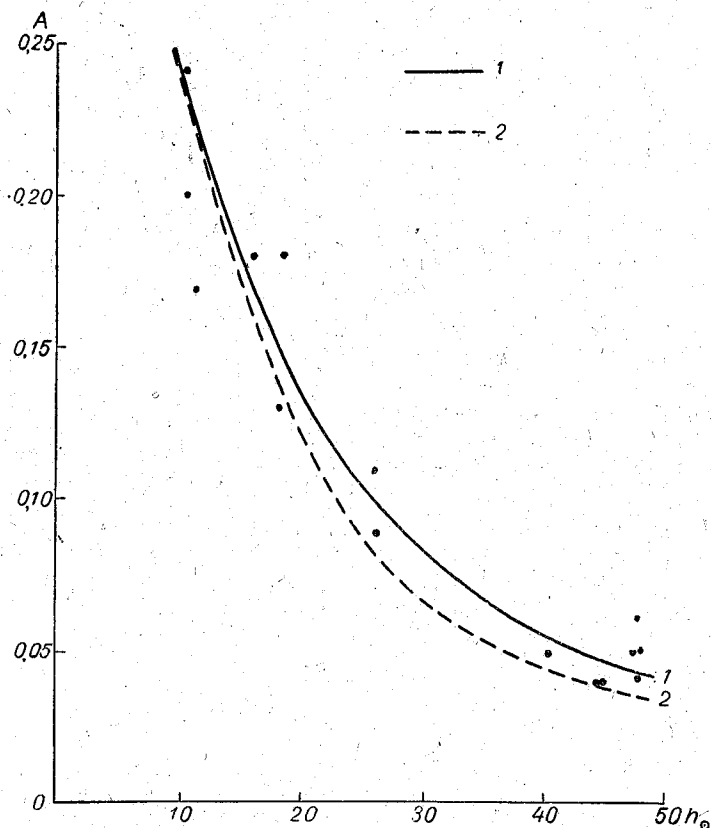


Рис. 4. Зависимость величины альbedo водной поверхности от высоты солнца.

1 — кривая, полученная по наблюдениям на озере Валдай, 2 — теоретическая кривая.

1,15 кал/см² мин., скорость ветра составляла 5 м/сек., $h_{\odot} = 43-44^{\circ}$. Измерение проникающей радиации производилось на глубинах 1, 5, 10, 15, 20, 30, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 400 и 500 см при опускании и при подъеме пиранометра. Из двух отсчетов на одинаковых глубинах бралась средняя величина. Результаты наблюдений приведены в табл. 2. Все по-

Таблица 2

Величина проникающей радиации в процентах от суммарной радиации над водной поверхностью																
z см	0	1	5	10	15	20	30	50	100	150	200	250	300	400	500	
$\frac{Q_z}{Q_0} \%$	100,0	80,0	71,2	62,5	56,8	53,0	46,5	36,3	21,4	13,9	9,0	5,8	4,0	2,1	0,3	

казания выражены в процентах к показанию прибора над водной поверхностью.

Данные наблюдений показывают, что солнечная радиация проникает в озеро Валдай до глубины 5 м. Прозрачность воды озера не одинакова по глубине. По формуле

$$Q = Q_0 e^{-\alpha z}$$

был вычислен коэффициент ослабления радиации α по слоям. Результаты приведены в табл. 3.

Коэффициент ослабления радиации по слоям

Таблица 3

z см	0—1	1—5	5—20	20—50	50—150	150—300	300—400	400—500
α	0,223	0,029	0,020	0,013	0,0096	0,0083	0,0064	0,0019

Таким образом, мутность самого верхнего слоя воды озера довольно значительна, но быстро убывает с глубиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серова Н. В. Об определении составляющих теплового баланса водоемов с помощью лодки. Труды ГГО, вып. 95, 1962.
2. Константинов А. Р., Голубев В. С., Покудов В. В. Исследование характеристик воздушного потока, определяющих измерение испарения с поверхности водоема. Труды ГГИ, вып. 81, 1960.
3. Тимофеев М. П. Об изменении температуры и влажности воздуха над ограниченными водоемами. Труды ГГО, вып. 59 (121), 1956.
4. Тер-Маркарянц Н. Е. Об отражении радиации морем при наличии волнения. Труды ГГО, вып. 68, 1957.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ АЛЬБЕДО МОРЯ

В статье излагаются сравнения величин альбедо, измеренных на судне и на метеорологическом бую. Дается оценка точности определения альбедо в судовых условиях при установке приборов на бортовой стреле.

При измерении альбедо и радиационного баланса поверхности моря альбедометр и балансомер обычно устанавливаются на исследовательских судах в кардановых подвесах на конце носовой или бортовой стрелы. При этом отражающее влияние борта судна может вызывать значительные ошибки, которые зависят от высоты борта и расстояния, на котором установлены приборы.

Влияние корпуса судна на показания альбедометра исследовалось во время рейсов и/с «Воейков» и «Шокальский», на которых приборы устанавливаются на носовой стреле. Наблюдения во время этих рейсов показали, что при отношении длины стрелы к высоте белого надводного борта 1:1 искажения в показаниях альбедометра не превышают инструментальной ошибки измерений.

Вынос актинометрической стрелы с носа судна не всегда представляется удобным, особенно на малых судах. В экспедиции ГГО на Черном море в 1962 г. измерения отраженной радиации и баланса производились по приборам, установленным на метеорологическом бую и одновременно на и/с «Гидрозонд», где с правого борта была вынесена стрела длиной 3,5 м. В обоих случаях высота приборов от воды равнялась 2 м, что соответствует высоте надводного борта. На конце стрелы в кардановых подвесах были установлены альбедометр и балансомер. Подобная установка приборов довольно часто применяется на исследовательских судах.

Результаты параллельных наблюдений, полученные по судовым и буйковым наблюдениям, позволили оценить точность измерения альбедо в судовых условиях.

На рис. 1 представлена зависимость альбедо моря от высоты солнца при безоблачной и малооблачной погоде по данным наблюдений на бую. Всего использовано 40 наблюдений. Сравнение полученной зависимости с теоретической, рассчитанной Н. Е. Тер-Маркарянц [1] для суммарной радиации с учетом волнения, дает хорошее совпадение. Следует отметить, что волнение за сравниваемый период было 2—3 балла и нами была взята для сравнения кривая, рассчитанная для среднего наклона поверхности волны к горизонту 6° . Как видно из рис. 1, буйковые наблюдения можно считать достаточно репрезентативными.

В самом деле, установка приборов на бую исключает искажающее влияние борта судна и качки, так как буй имеет очень малый угол крена. Практически она аналогична актинометрической стойке на суше.

На рис. 2 представлена кривая зависимости альбедо, измеренного на судне, от высоты солнца. На рисунке нанесены данные 70 наблюде-

ний. Как видно, судовые наблюдения, оказываются завышенными по сравнению с буйковыми.

Группа точек, обведенная пунктиром, соответствует величинам альбедо, полученным в то время, когда солнце находилось с левого борта

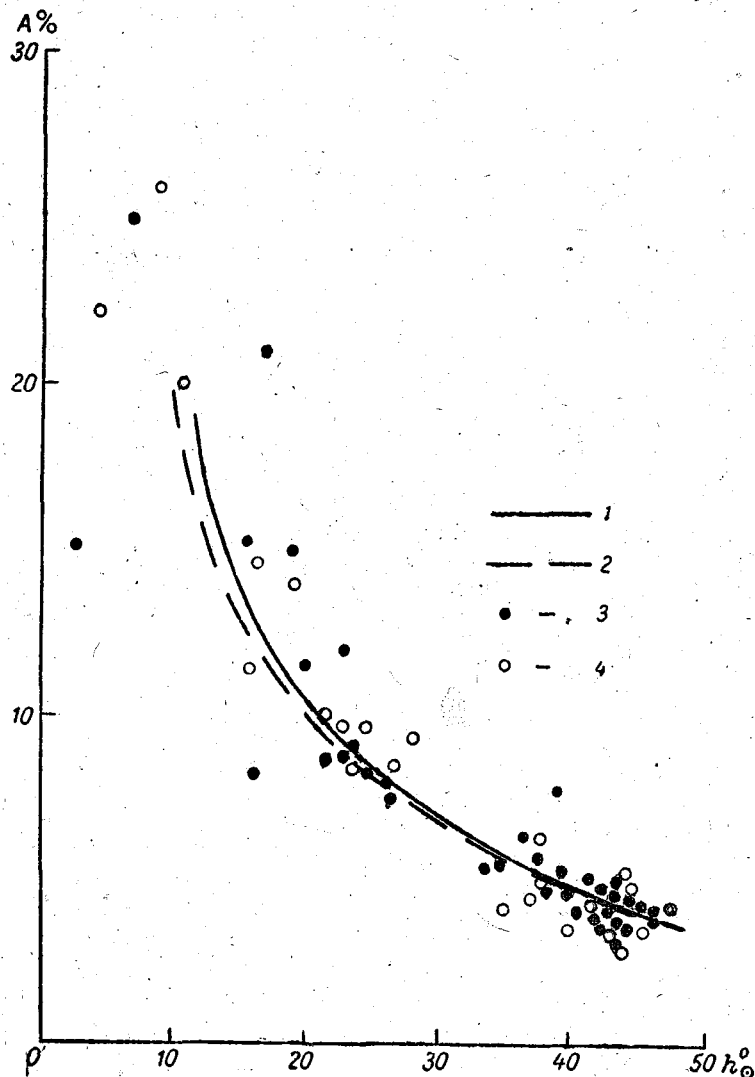


Рис. 1. Зависимость альбедо моря от высоты солнца по данным наблюдений на бую.

1 — по данным наблюдений на бую, 2 — по расчету для суммарной радиации, 3 — наблюдения по бую, 4 — наблюдения на судне при курсовых углах солнца 340—30° и 150—210°.

и приборы были в тени корпуса судна. Для выяснения зависимости ошибок измерений от положения солнца относительно отражающей поверхности борта, окрашенного в белый цвет, результаты судовых измерений были разбиты на группы по курсовым углам солнца.

В табл. 1 представлены ошибки, получающиеся по сравнению с буйковыми наблюдениями в зависимости от курсовых углов солнца и высоты его над горизонтом.

Из таблицы видно, что в случаях когда лучи солнца параллельны борту судна, ошибки близки к нулю (см. рис. 1), а чем ниже солнце и чем ближе его курсовой угол к 90° , т. е. к направлению, перпендикулярному борту, тем больше ошибка. Это объясняется увеличением вклада отражающейся от борта радиации в показания альбедометра.

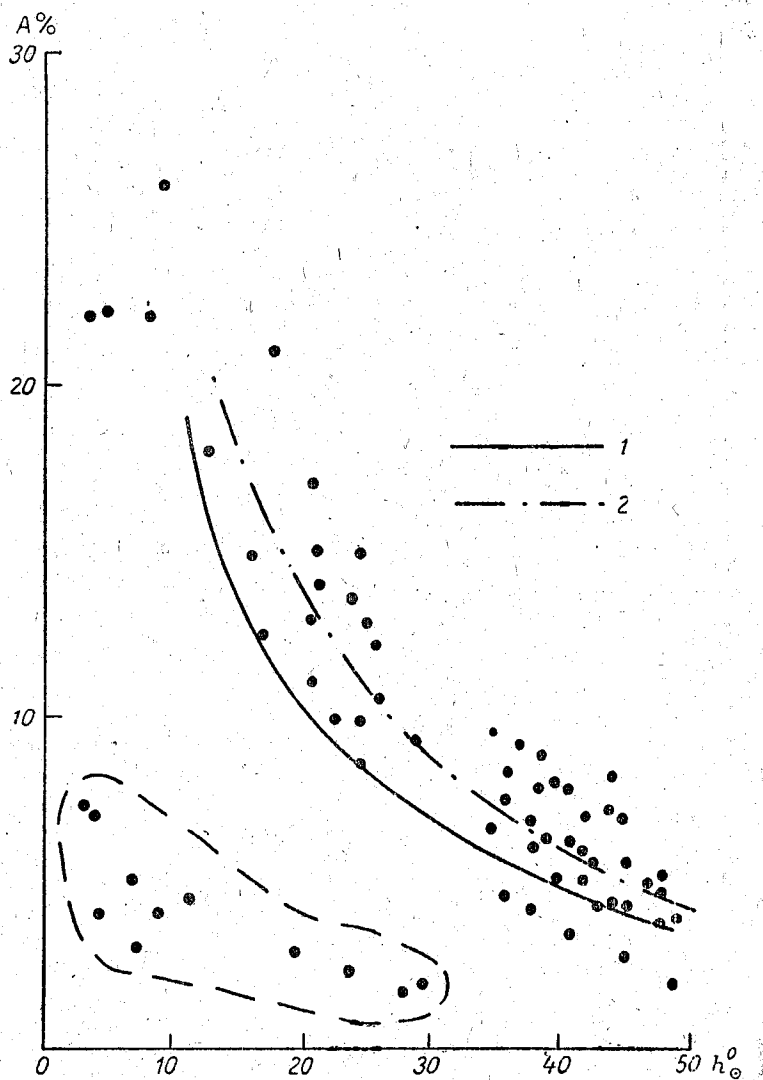


Рис. 2. Зависимость альбедо моря от высоты солнца по судовым наблюдениям.

1 — по данным наблюдений на бье, 2 — по данным наблюдений на судне.

Искажающее влияние надводного борта судна на показания альбедометра исследовалось также путем измерения отраженной радиации на разных расстояниях от борта судна и на разных высотах от воды при одновременном измерении суммарной радиации. Измерения производились при курсовом угле солнца 45° и высоте его от 42 до 38° при суммарной радиации $0,8-0,9$ кал/см² мин. Всего было получено 8 серий наблюдений по 15 отсчетов каждая. Результаты измерений представлены в табл. 2, из которой видно, что при отношении длины

стрелы к высоте борта 2:1 ошибки достигают 20%, что согласуется с данными табл. 1.

Таблица 1

**Ошибки определения альбедо в судовых условиях
в зависимости от курсового угла и высоты солнца (%)**

Высота солнца, град.	Курсовой угол, град.		
	340—30 150—210	30—60 120—150	60—90 90—120
10—20	—	40	—
20—30	3	35	45
30—40	2	30	40
40—50	4	20	—

Таким образом, измерения альбедо морской поверхности следовало бы производить, установив альбедометр на дистанционном метеорологическом бую. Наблюдения по бую возможны только при стоянках судна, поэтому для выполнения ходовых наблюдений необходимо устанавливать приборы и на судне.

Таблица 2

Ошибки в измерении альбедо, обусловленные влиянием борта

Расстояние от борта, м	0,1	2,0	2,0	2,5	3,5
Высота от воды, м	2,0	3,0	2,0	1,0	2,0
Ошибки, %	>100	75	35	10	20

Наилучшим местом установки альбедометра на судне является конец носовой стрелы при отношении длины ее к высоте борта не меньше 1:1. Установка же приборов на бортовой стреле вызывает значительные ошибки и не позволяет производить наблюдения при положении солнца с противоположного борта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Маркарянц Н. Е. Об отражении радиации морем при наличии волнения. Труды ГГО, вып. 68, 1957.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ АЛЬБЕДО МОРЯ С ВЕРТОЛЕТА

В статье приведена методика измерений отраженной радиации с вертолета в прибрежных районах Черного моря. Приведены полученные данные о величинах альбеда моря и прибрежного района суши, об изменении альбеда при переходе с моря на сушу и об изменении альбеда моря с высотой (до 1500 м).

Как известно [1, 2, 3], величины альбеда, полученные по данным наблюдений в одном пункте на площадке наблюдений, не являются характерными для определенного участка подстилающей поверхности. Причиной этого в первую очередь является неоднородность подстилающей поверхности.

В связи с этим был предпринят ряд попыток измерений альбеда с аэростатов и самолетов [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Наблюдения с самолета могут дать надежные результаты по измерению средних величин альбеда больших поверхностей. Однако большие скорости самолета не позволяют выявить особенности величин альбеда ограниченных участков поверхности, так как инерция имеющихся приемников радиации сравнительно велика.

При наблюдениях с аэростата можно достичь наибольшей точности измерений ввиду отсутствия вибрации датчиков и измерительных приборов, но отсутствие возможности регулирования курса полета и скорости, непостоянное положение датчиков относительно солнца сильно ограничивают возможность применения этого метода.

По сравнению с самолетными и аэростатными наблюдениями серьезными преимуществами обладает метод измерений радиационных характеристик при помощи вертолета. Возможность изменений скорости полета в широких пределах (от нескольких десятков до полутора-два км/час) и возможность проведения измерений на малых высотах, относительно небольшая при горизонтальном полете вибрация способствуют проведению ряда специальных измерений в пограничном слое атмосферы. К этому следует добавить ряд известных технических преимуществ вертолета перед самолетом.

Кроме этого, по наблюдениям с вертолета можно определить изменение альбеда при переходе с одной подстилающей поверхности к другой.

В период работы экспедиции ГГО на Херсонесском мысу в сентябре 1962 г. были проведены измерения альбеда с вертолетов КА-15 (с 13 по 18/IX) и КА-18 (с 21 по 30/IX). Альбедометр в кардане укреплялся на специальной раме, предназначенной для крепления метеорографа, и выносился перед кабиной на расстояние в 1,5 м.

Измерения производились гальванометром М-91 с внутренним сопротивлением 50 ом. Отсчеты производились по краю светового зайчика на измерительной шкале.

Так как полеты проводились на небольшом удалении от основной площадки наблюдений, на небольшой высоте и только при устойчивом режиме радиации (безоблачная погода или однородная облачность), то могли быть использованы измерения суммарной радиации у земли. Суммарная радиация измерялась на актинометрической площадке через каждые 2—3 минуты.

При проведении измерений с вертолета ставились следующие задачи: 1) получение надежных величин альbedo моря и прибрежного района суши, 2) получение изменения величины альbedo при переходе с суши на море, 3) получение изменений величин альbedo по высоте.

В зависимости от выполняемых задач маршруты полетов во время измерений были различными.

Для измерения величин альbedo моря на разных расстояниях от берега полеты осуществлялись следующим образом: вертолет поднимался на высоту 30 м в районе взлета и пролетал над площадкой наблюдений, где по знаку наблюдателя одновременно включались секундомеры на вертолете и на площадке и отсчитывались показания приборов. Затем вертолет выходил к берегу моря и летел вдоль линии уреза воды; в это время производились 2 серии наблюдений из 10—12 непрерывных отсчетов каждая при противоположных направлениях полета. Аналогичные наблюдения в полетах, параллельных линии уреза, производились при удалении на 1, 3 и 8 км от берега (в одном полете дополнительно проводились измерения на расстоянии 0,5 км от берега). Для получения надежных величин альbedo суши вертолет удалялся в глубь мыса на 5—7 км от площадки наблюдений (так как береговая линия мыса ближайших районов сильно изрезана).

Осреднение данных измерений при противоположных направлениях полета позволяет исключить возможные искажения показаний, возникающие от нарушений горизонтальности установки датчиков. Попытки проведения измерений при зависании вертолета не имели успеха, так как в этом случае сильно увеличивается вибрация.

В табл. 1 представлены величины альbedo моря на разных расстояниях от берега по трем полетам.

Таблица 1

№ полета	Дата	Время час, мин.	Суша	Урез	0,5 км	1 км	3 км	8 км	Состояние поверхности моря
1	15/IX	14 45	24,9	12,2	—	5,5	5,4	5,4	Зыбь, слабые барашки
2	16/IX	16 15	21,8	11,8	—	5,6	5,4	5,6	Зыбь, слабые барашки
3	17/IX	10 30	21,2	11,8	4,4	4,4	4,5	4,5	Море спокойное

Как видно из табл. 1, альbedo прибрежной зоны моря (1 км от берега) практически не отличается от величин альbedo на значительном расстоянии от берега (8 км). Более высокие значения альbedo в первом и втором полетах по сравнению с третьим объясняется изменением состояния поверхности моря. Как показывают результаты, даже небольшое ветровое волнение заметно увеличивает отраженную радиацию. Здесь следует сказать, что для количественных оценок влияния волнения на альbedo надежные данные могут быть получены только при вертолетных измерениях, так как при судовых наблюдениях увеличение ошибок измерений при волнении, очевидно, имеет порядок изменения самих величин альbedo, наблюдения же в прибрежных районах

(с мостков или специальных мачт) не могут характеризовать условия открытого моря (некоторые дополнительные данные по влиянию волнения на альбедо приведены ниже).

Приведенные результаты показывают достаточную точность измерений с вертолета.

Для выявления вопроса об изменении альбедо при переходе с суши на море был произведен ряд полетов в направлении, перпендикулярном береговой линии. Во время этих полетов, начиная с момента пролета вертолета над площадкой наблюдений, производились измерения отраженной радиации через каждые 5 сек. до расстояния 2 км от линии уреза. Далее наблюдения велись через 20—30 сек. до расстояния 5—6 км от берега. Строго по времени фиксировался момент прохода над

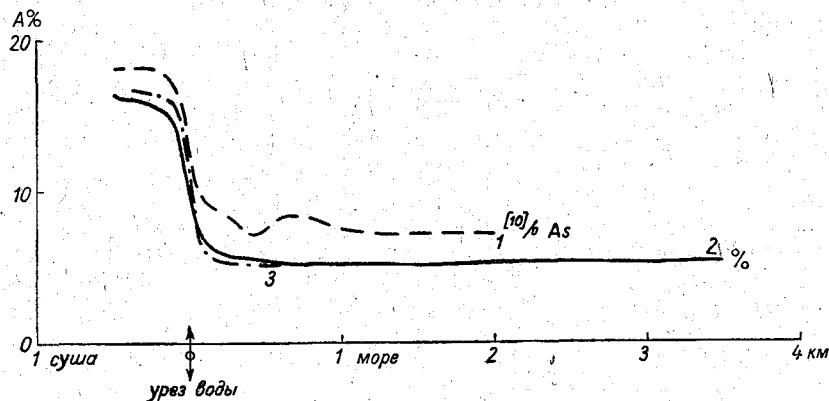


Рис. 1. Значение альбедо на разных расстояниях от береговой линии.

урезом. В полете над морем велись визуальные наблюдения за состоянием водной поверхности. Полеты происходили в таком направлении, чтобы солнце находилось под углом 90° к курсу вертолета. Наблюдения производились при полетах в прямом и обратном направлениях.

Осреднение полученных результатов при полетах в противоположных направлениях позволяет исключить инерцию прибора. Расстояние вертолета от уреза воды рассчитывалось по скорости полета (60—70 км/час).

Результаты таких измерений представлены на рис. 1. Кривая 1 характеризует ход альбедо при полете 24/IX в 14 час. 50 мин. при облачности $[10]/0 A_s$ и 3—4 балла ветрового волнения. Кривая 2 представляет собой результат осреднения данных трех полетов, произведенных 18 и 26/IX в безоблачную погоду при высоте солнца около 40° . На рис. 1 (безоблачное небо) показано, что при высоте полета 30 м, начиная с удаления от уреза в 600—700 м, прибор воспринимает отраженную радиацию только с той поверхности, над которой находится вертолет.

Косвенным доказательством надежности полученных данных и правильности учета инерции приборов является хорошее согласование экспериментальной кривой (для условий безоблачного неба) с теоретической, полученной по методу, рассмотренному К. Я. Кондратьевым [11] по формулам

$$A = A_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{r^2}{r^2 + h^2} \right) + A_2 \frac{h^2}{r^2 + h^2} \quad \text{при } r < 0$$

и

$$A = A_2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{r^2}{r^2 + h^2} \right) + A_1 \frac{h^2}{r^2 + h^2}$$

при $r > 0$,

где A_1 — альbedo суши, A_2 — альbedo моря, h — высота полета, r — расстояние от уреза.

Результаты расчета по приведенным формулам нанесены штрих-пунктирной кривой на рис. 1 (кривая 3).

Как показано на рис. 1, альbedo и суши, и моря при пасмурной погоде выше значений альbedo при безоблачном небе примерно на 2%. Некоторая неравномерность в плотности облаков привела к отклонениям от плавного хода альbedo по расстоянию.

На основании этих полетов можно получить некоторые дополнительные данные для иллюстрации влияния состояния водной поверхности альbedo. В табл. 2 приведены значения альbedo на разных расстояниях от берега при разных условиях состояния водной поверхности.

При измерениях отраженной радиации на разных высотах полеты производились следующим образом: пройдя береговую линию, вертолет ложился на курс, при котором солнце находилось под углом 90° к направлению полета. На разных высотах (10, 30, 50, 100, 400, 800, 1200 и 1500 м) проводились серии наблюдений из 10—12 непрерывных отсчетов. Все площадки наблюдений повторялись при обратном направлении полета по противоположному курсу. Максимальное удаление вертолета от линии уреза (площадка 1500 м) составляло 20 км.

Результаты осреднения данных полета в прямом и обратном направлениях представлены на рис. 2.

Полученные данные качественно подтверждают теоретический вывод К. С. Шифрина [1] об увеличении альbedo с высотой при малых значениях A у поверхности.

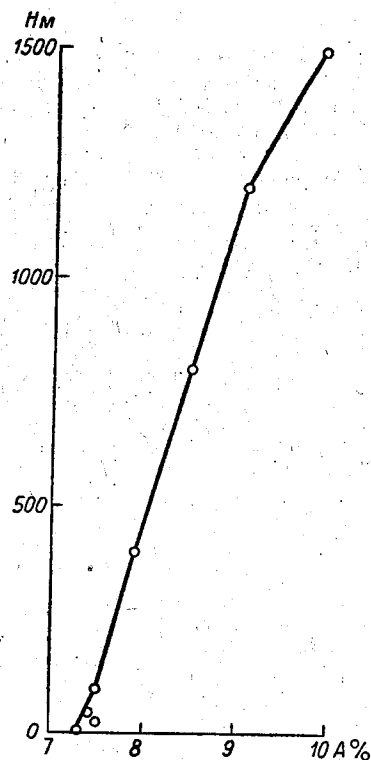


Рис. 2. Изменение альbedo с высотой.

Таблица 2

№ полета	Расстояние от уреза, м							Состояние водной поверхности
	500	800	1000	1500	2000	3000	4000	
1	5,2	5,0	5,0	5,0	5,0	4,8	5,0	Море спокойное
2	5,0	5,0	5,1	4,5	4,8	5,0	4,6	Море спокойное
3	5,9	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	Ветровое волнение 3 балла

Согласно рис. 2, увеличение альbedo моря с высотой составляет 0,17% на 100 м, т. е. несколько больше, чем у Фритца [4], у которого при сходных значениях альbedo вблизи поверхности (7—10%) увеличение составляет 0,13% на 100 м.

Если воспользоваться формулой К. С. Шифрина [1] с использованием эмпирических коэффициентов Н. П. Пятовской [3], то при нашем значении наземного альbedo (7,3%) величина его на высоте 1500 м должна быть 9,1%, т. е. несколько меньше, чем наблюдаемое значение (9,9%).

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. К теории альbedo. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
2. Гаевский В. Л. Альbedo больших территорий. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
3. Пятовская Н. П. Измерения альbedo с самолета. Труды ГГО, вып. 109, 1961.
4. Fritz S. The albedo of the ground and atmosphere. Bull. of the American Meteorological Society, v. 29, No 6, 1948.
5. Белинский В. А. Опыт измерения компонент радиационного баланса в свободной атмосфере. Труды ЦАО, вып. 2, 1947.
6. Зубенок Л. И. Измерение альbedo некоторых растительных покровов с самолета. Труды ГГО, вып. 18 (80), 1949.
7. Фарапонова Г. П. Некоторые результаты актинометрических наблюдений на свободных аэростатах. Труды ЦАО, вып. 8, 1952.
8. Гаевский В. Л. К вопросу о роли альbedo в формировании радиационного режима поверхности. Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.
9. Гойса Н. И. Поглощение солнечной радиации в свободной атмосфере в районе Киева. Труды УкрНИГМИ, вып. 3, 1955.
10. Львова Е. М. Измерения суммарной радиации солнца и альbedo земли до высоты 10—20 км. Труды ЦАО, вып. 16, 1956.
11. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия солнца. Гидрометеиздат, Л., 1954.

О РЕЗУЛЬТАТАХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА РАДИАЦИОННЫМ БАЛАНСОМ В ПРИБРЕЖНОМ РАЙОНЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

В статье изложена методика наблюдений за радиационным балансом и его составляющими в экспедиции ГГО на Черном море в сентябре 1962 г., кроме того, приводятся результаты наблюдений.

Показано, что различия в прямой, рассеянной и суммарной радиации над морем и над сушей очень невелики, что можно объяснить небольшим расстоянием пунктов наблюдений друг от друга. Показано также, что при актинометрических наблюдениях с судна возникают систематические ошибки; дается оценка этих ошибок при измерении отраженной радиации.

Наблюдения за радиационным балансом в прибрежном районе Черного моря были организованы с целью выявления различий в составляющих радиационного баланса суши и моря, а также для отработки методики наблюдений над водной поверхностью.

В период Севастопольской экспедиции в сентябре 1962 г. актинометрические наблюдения проводились в трех пунктах: на площадке на расстоянии 1 км от моря, на судне и с буя. Для работы на суше использовались стандартные актинометрические приборы: пиранометр, альбедометр, актинометр и два термоэлектрических балансомера, один из которых был закрыт полиэтиленовым фильтром. Измерения производились по гальванометру ГСА-1. Все приборы были установлены на специальной стойке на высоте 1,5 м. Рядом на специальном шесте на той же высоте был укреплен анемометр «Метеор».

Наблюдения производились во время суточных серий в следующие сроки: 18, 22, 0, 4, 8, 10, 12, 14, 16 и 18 час. В течение серийного часа наблюдения за составляющими радиационного баланса проводились по трем десятиминуткам: 00—10, 25—35, 50—00. Десятиминутка начиналась с отсчета по пиранометру в 3-кратной повторности, затем 3 отсчета по альбедометру, 10 отсчетов по балансомеру без фильтра и 10 отсчетов по балансомеру с фильтром. Заканчивалась десятиминутка отсчетами прямой, рассеянной и снова суммарной радиации в 3-кратной повторности.

В дальнейшем методика несколько изменилась; десятиминутку начинали с отсчетов по балансомеру без фильтра в 10-кратной повторности, затем 5 отсчетов по балансомеру с фильтром. Далее шли наблюдения за суммарной, отраженной, прямой, рассеянной и снова суммарной радиацией в 3-кратной повторности. Заканчивалась десятиминутка наблюдениями за балансом: 10 отсчетов по балансомеру без фильтра и 5 отсчетов по балансомеру с фильтром. Осреднение проводилось по повторностям в течение десятиминутки, а потом из трех десятиминуток получали среднечасовые величины каждой составляющей.

Для производства судовых актинометрических наблюдений применялись стандартные сетевые пиранометры, альбедометры, актинометр и балансомеры Янишевского. Приемные поверхности балансомеров были

закрыты полиэтиленовыми фильтрами. Для измерения проникающей радиации использовался подводный пиранометр. Измерения производились по микроамперметру М-91, установленному в лаборатории; микроамперметр этого типа по своим характеристикам близок к гальванометру ГСА-1. Внутреннее сопротивление его 50,0 ом, чувствительность 1,015 $\mu\text{A}/\text{дел}$. Преимуществом этого типа приборов является малая подверженность качке, что позволяет применять его в судовых условиях без карданова подвеса. Для уничтожения вибрации микроамперметр был установлен на мягкой подушке.

Измерение составляющих радиационного баланса производилось на судне и на буге. На судне измерялись прямая, суммарная, рассеянная и отраженная радиация, баланс и проникающая радиация, на буге — отраженная и баланс.

Пиранометр для измерения суммарной радиации на судне был установлен в кардановом подвесе на топе передней мачты на высоте 11,3 м над водой. Пиранометр для измерения рассеянной радиации был установлен в кардановом подвесе на выстреле длиной 0,5 м, на верхнем ходовом мостике на расстоянии от воды 5 м. Там же измерялась прямая радиация актинометром Янишевского. Балансомер и альбедометр были укреплены в кардановом подвесе на конце стрелы длиной в 3,5 м, вынесенной в носовой части судна с правого борта. Высота надводного борта в этом месте судна 2 м.

Балансомер и альбедометр, установленные на буге, были расположены на кронштейне длиной 80 см на высоте 2 м от воды. Подводный пиранометр опускался с помощью небольшой лебедки в кормовой части судна. В каждый срок производились 3 десятиминутные серии наблюдений в 00—10, 25—35 и 50—00 мин., как и на суше. Порядок отсчетов был несколько иной, а именно: 5 отсчетов по судовому балансомеру, 5 отсчетов по балансомеру на буге, 3 отсчета суммарной радиации, 3 отсчета отраженной по судовому альбедометру, 3 отсчета отраженной на буге, 3 отсчета прямой радиации по актинометру, наводившемуся на солнце вручную помощником наблюдателя, затем 3 отсчета рассеянной, причем теневой экран устанавливался также вручную, соответственно с качкой судна, затем снова суммарная, прямая радиация и баланс. В промежутках между десятиминутками один раз в срок измерялась проникающая радиация подводным пиранометром с плоским стеклом. Для контроля одновременно измерялась суммарная радиация.

Все переводные коэффициенты актинометрических приборов, взятых в экспедицию, рассчитанные по паспортным данным, были проверены путем градуировок в полевых условиях. Градуировки проводились в актинометрической трубе, а также на горизонтальную поверхность методом «солнце—тень». Приборы были отградуированы до начала работы, затем градуировались в течение работы. По окончании экспедиционных работ актинометрические приборы снова были поверены в Бюро поверки для того, чтобы проверить, не изменилась ли чувствительность приборов за время работы. В результате сравнения градуировок до работы и после выяснилось, что чувствительность пиранометров и альбедометров не изменилась.

По поводу работы и градуировок балансомеров следует сказать особо. В экспедиции наблюдали баланс по двум балансомерам с фильтром и без фильтра. Наблюдения по балансомеру с фильтром были необходимы для того, чтобы сравнить балансовые наблюдения на суше и на море. Наблюдать за балансом над морем возможно только по балансомеру с фильтром. Интересно было, кроме того, выяснить различия в показаниях балансомеров с фильтрами и без фильтров. Поэтому на пло-

платке был установлен еще балансомер без фильтра. В результате сравнения двух балансомеров выяснилось, что баланс по балансомеру без фильтра завышен по сравнению с балансом по балансомеру с фильтром. Для выяснения причин полученного результата была проведена тщательная проверка балансомеров с фильтрами до работы с ними, во время работы и после; найдена зависимость чувствительности приборов от угла падения лучей. В результате градуировок выяснилось следующее.

1. Чувствительность балансомеров без фильтров осталась без изменения.

2. Чувствительность балансомеров с фильтрами после работы в экспедиции меньше чувствительности балансомеров без фильтров на 5—15%.

3. За период экспедиции прозрачность фильтров уменьшилась на 5%.

4. Переводной множитель балансомеров с фильтрами зависит от угла падения радиации, причем для разных балансомеров эта зависимость разная. Вероятно, это объясняется свойствами полиэтиленового фильтра, а также разным натяжением их, поскольку они натягиваются вручную. Так как эта поправка разная для разных высот солнца и разных балансомеров, то вводить ее сложно и, если возможно, следует наблюдать баланс по затененному балансомеру с фильтром. Поскольку в экспедиции баланс наблюдали по балансомерам без затенения, то во все показания балансомеров с фильтрами были введены эти поправки, но сделать это можно было лишь приближенно. В результате значения по балансомеру с фильтром несколько приблизились к показаниям балансомеров без фильтра, хотя различия все равно остались. Во всех расчетах использован баланс по балансомеру с фильтром, и эти данные представлены в таблицах.

В табл. 1 представлены результаты актинометрических наблюдений в период экспедиции. При этом в таблицу включены случаи одновременных наблюдений на суше и на море при устойчивой облачности: суммарной радиации Q , отраженной радиации R , альбедо A , радиационного баланса B , рассеянной радиации D , прямой радиации на горизонтальную поверхность S' и эффективного излучения E .

Кроме того, дано состояние диска солнца, количество и форма облачности. Всего представлено 33 срока наблюдений, причем на бую 18, так как он был введен в работу позже. Следует отметить, что наблюдения радиационного баланса суши производились по двум балансомерам, но основным прибором был принят балансомер с фильтром.

Для выявления различий в значениях составляющих радиационного баланса над сушей и морем при одновременных наблюдениях были построены корреляционные графики, которые показали, что суммарная, рассеянная и прямая радиации над сушей и над морем близки между собой. Несколько большие величины суммарной радиации наблюдаются на суше — примерно на 1,5%.

Соотношение для рассеянной радиации такое же, как и для суммарной. На суше рассеянная радиация несколько больше, чем на море. Это может быть объяснено наличием на суше большей запыленности.

Различий в значениях прямой радиации не обнаруживается. Поэтому не оказалось систематических различий и в значениях коэффициента прозрачности над сушей и над морем. Выбранный пункт на суше очень мало характеризует материковую точку. Расположение площадки таково, что она в значительной степени характеризует морские условия.

Дата, срок наблюдений, часы	Суша								
	состоя- ние диска	облачность	Q	R	A	B	D	S'	E
15/IX 1962 г.									
18—19	☉, ☉°	1/1 Cu	0,07	0,02	0,29	—0,08	0,04		0,13
16/IX									
8—9	☉	1/1 Cu, Cl	0,46	0,08	0,17	0,09	0,11	0,35	0,29
10—11	☉ ²	1/1 Cu	0,91	0,15	0,16	0,46	0,15	0,76	0,30
16—17	☉	4/3 Cu, Cl	0,56	0,12	0,21	0,24	0,16	0,40	0,20
18—19	☉	0/0 обл. у гор	0,08	0,02	0,25	—0,08	0,04		0,14
19/IX									
10—11	☉ ²	0/0 обл. у гор	0,85	0,15	0,18	0,42	0,14	0,71	0,28
14—15	☉ ²	1/1 Cu	0,90	1,17	0,19	0,50	0,14	0,76	0,23
16—17	☉ ² , ☉	3/3 Cu	0,51	0,11	0,22	0,21	0,15	0,36	0,19
18—19	П, ☉ ⁰	8/8 Sc, Frcu	0,06	0,01	0,17	—0,04			0,09
20/IX									
16—17	☉ ²	0/0 сл. Cu	0,48	0,10	0,21	0,22	0,12	0,36	0,16
18—19	☉°	3/0 Cl	0,07	0,02	0,29	—0,07			0,12
21/IX									
8—9	☉	0/0 сл. Cl	0,39	0,07	0,18	0,08	0,13	0,26	0,24
10—11	☉ ²	0/0 сл. Cl	0,77	0,14	0,18	0,41	0,19	0,58	0,22
12—13	☉ ²	1/0 Cl	0,93	0,16	0,17	0,59	0,21	0,72	0,18
16—17	☉°	10/2 Cl, Ac, Cu	0,43	0,09	0,21	0,19	0,21		0,15
18—19	П	10/7 Sc, Cl				—0,04			
24/IX									
14—15	П	10/0 Ac, As	0,42	0,07	0,17	0,26			0,09
16—17	П	10/0 As	0,14	0,02	0,14	0,06			0,06
18—19	П	10/0 As	0,02	0,00	0,00	—0,02			0,04
26/IX									
8—9	П, ☉°	8/4 Ac, Sc, Cl	0,37	0,06	0,16	0,13	0,27		0,18
12—13	☉	1/0 Cl	0,93	0,16	0,17	0,58	0,29		0,19
14—15	☉, П	4/3 Sc, Cl	0,68	0,11	0,16	0,36	0,30	(0,54)	0,21
16—17	П	10/10 Sc	0,23	0,04	0,17	0,12			0,07
18—19	☉, П	3/0 Cl, Sc	0,04			—0,06			
22—23		6/6 Sc				—0,04			
27/IX									
10—11	П	10/9 Sc, As	0,27	0,03	0,11	0,16			0,08
12—13	☉, ☉°	10/1 Cl, Ac	0,91	0,13	0,14	0,55	0,34		0,23
14—15	☉	8/2 Cl, Ac, Cu	0,84	0,14	0,17	0,49	0,22		0,21
16—17	☉°, ☉	10/4 Cl, Sc	0,52	0,10	0,19	0,23	0,31	(0,22)	0,19
18—19	П	8/2 Cl, Ac, Sc				—0,07			
29/IX									
8—9	П	10/10 Sc	0,18	0,03	0,17	0,12			0,03
12—13	☉, ☉°	9/1 Cl, Cc, Cu	0,90	0,15	0,17	0,56	0,20	0,70	0,19
14—15	☉	8/2 Cl, Ac, Cu	0,84	0,14	0,17	0,47	0,22	0,63	0,23

Таблица 1

Море													
состоя- ние диска	облачность	судно								буй			
		Q	R	A	B	D	S	S'	E	R	B	A	E
⊙, П	0/0 Ас сл.	0,09	0,0		-0,07	0,05		0,05	0,12				
⊙	1/0 Cl, Ас	0,40	0,07	0,18	0,10	0,20	0,93	0,33	0,23				
⊙ ²	0/0 Cu сл.	0,85	0,07	0,08	0,53	0,15	1,17	0,73	0,25				
⊙ ²	2/1 Cl, Cu	0,60	0,05	0,09	0,32	0,21	0,96	0,40	0,23				
⊙ ²	0/0 Cu сл.	0,07	0,24	0,24	-0,07	0,04		0,035	0,09				
⊙ ²	0/0 Cu сл.	0,82	0,06	0,07	0,55	0,15	1,11	0,68	0,21				
⊙ ²	1/1 Cu	0,90	0,06	0,07	0,62	0,15	1,15	0,75	0,22				
⊙ ² , ⊙, ⊙ ²	7/7 Cu	0,48	0,06	0,11	0,38	0,27	0,89	0,36	0,04		0,41		
⊙	9/9 Sc	0,05	0,02	0,22	0,00	0,06	0,11	0,01	0,03		0,00		
⊙ ²	0/0	0,51	0,01	0,02	0,29	0,13	0,87	0,35	0,10	0,05	0,11	0,11	0,35
⊙ ² , ⊙	3/0 Cs, Cc	0,08		0,05	-0,06	0,05		0,02			-0,08	0,02	
⊙, ⊙ ²	0/0	0,38	0,04	0,11	0,16	0,12	0,76	0,26	0,18	0,04	0,17	0,13	0,17
⊙, ⊙ ²	2/0 Cs	0,76	0,06	0,08	0,51	0,19	0,97	0,61	0,19	0,04	0,56	0,06	0,16
⊙ ²	1/0 Cs	0,94	0,05	0,05	0,71	0,21	1,05	0,75	0,18	0,04	0,71	0,04	0,04
⊙	10/4 Cu, Cl, Sc	0,39	0,05	0,13	0,19	0,19	0,49	0,20	0,15	0,04	0,14	0,10	0,21
⊙	10/0 Cl, As, Ac	0,02			-0,03						-0,03		
⊙ ² , П	10/10 Sc	0,37	0,02	0,04	0,28				0,08				
П	10/10 Sc	0,13		0,00	0,05				0,07				
П	10/3 Sc, As, Ac	0,12			-0,03								
⊙ ²	10/9 St, Frst	0,38	0,04		0,14		0,54	0,20		0,05	0,16		
⊙	3/0 Cl, Cs, Cc	0,93	0,04	0,04		0,27	0,94	0,65		0,04	0,73	0,05	
⊙ ² , ⊙	4/2 Ac, Cl, Sc	0,72	0,03	0,04		0,35	0,65	0,42		0,04	0,52	0,06	0,16
П, ⊙ ²	10/10 Sc	0,27	0,01	0,05		0,27				0,02	0,20	0,07	0,05
⊙	2/0 Ac	0,05	0,00			0,031						0,09	
П	10/10 Sc	0,23	0,03	0,11		0,23				0,01	0,14	0,05	0,08
⊙	10/3 Cc, Cs, Cu, Sc	0,84	0,05	0,05		0,33	0,56	0,38		0,04	0,62	0,04	0,18
⊙	9/2 Cs, Cl, Ac, Cu	0,84	0,04	0,05		0,20	0,97	0,57		0,04	0,58	0,05	0,22
⊙	10/5 Cs, Cc, Ac, Cu	0,52	0,05	0,10		0,38	0,65	0,26		0,05	0,32	0,10	0,15
⊙ ² , П													
П, ⊙ ²	10/9 Sc, Ac	0,22	0,02	0,10	0,13	0,25			0,07	0,02	0,15	0,07	0,06
⊙		0,93	0,05	0,06	0,68	0,21	1,09	0,74	0,20	0,03	0,70	0,03	0,20
⊙		0,81	0,07	0,09	0,55	0,21	1,00	0,63	0,19	0,04	0,53	0,05	0,24

Наибольшие различия, как и следовало ожидать, получены в значениях альбедо. При высотах солнца $35-40^\circ$ альбедо над сушей составляет 17%, а над морем 5%. При высотах солнца $15-20^\circ$ альбедо соответственно 20 и 10—15%.

На рис. 1 приведены две кривые зависимости альбедо от высоты солнца над сушей и над морем. С уменьшением высоты солнца альбедо над морем увеличивается. Над морем резкое увеличение альбедо в зависимости от высоты солнца начинается при более высоком солнце,

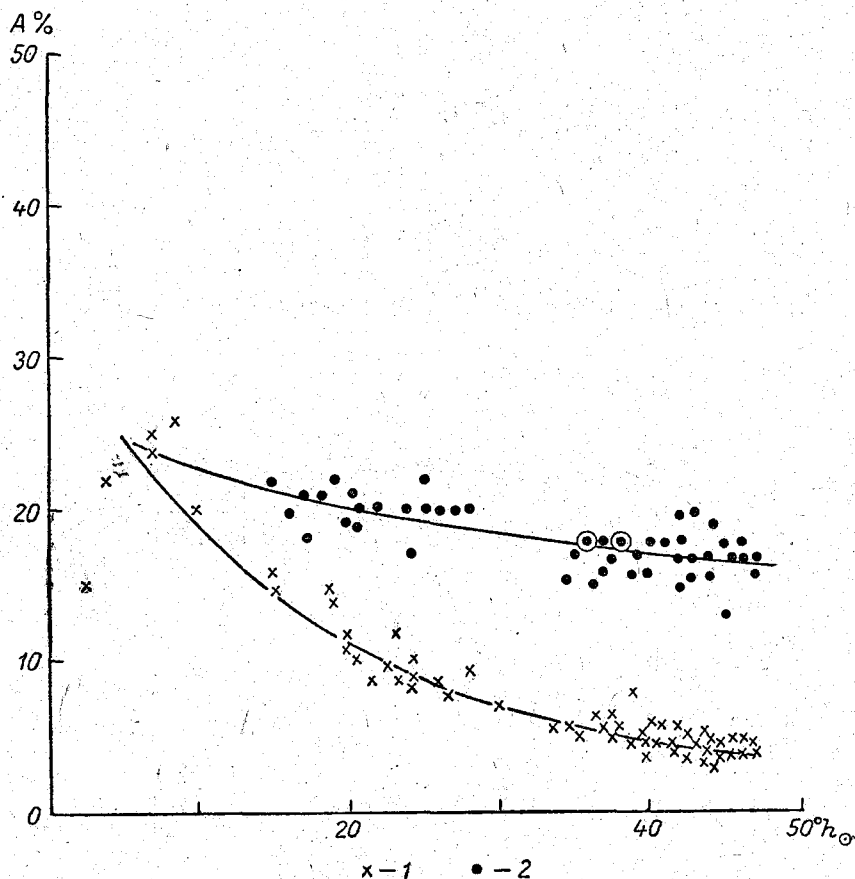


Рис. 1. Зависимость альбедо от высоты солнца.
1 — море, 2 — суша.

чем на суше. Уже при $h_{\odot} = 20^\circ$ кривая резко подымается вверх. Специальные сравнения величин альбедо по измерениям с судна и на буге показали, что альбедо по измерениям с судна могут быть завышены на 20—40%, что можно объяснить влиянием корпуса судна. Подробнее этот вопрос изложен в работе Л. Ю. Преображенского в настоящем сборнике.

Сравнения значений радиационного баланса над сушей и над морем показали, что баланс днем всегда больше над морем, а ночью больше над сушей, поскольку на суше меньше эффективное излучение из-за более низких температур поверхности.

Приведенные в таблице величины эффективного излучения моря и суши близки между собой. Различия между ними (днем на суше эффективное излучение больше) меньше, чем можно было ожидать вследствие разности и в температурах поверхности. Можно предположить, что в случае прибрежных районов различия в эффективном излучении нивелируются за счет разных температур поверхности вследствие однородной стратификации пограничного слоя. В связи с этим особый интерес представляет изучение влияния стратификации на эффективное излучение над морем и над сушей.

Представленные в статье материалы свидетельствуют о том, что различия подстилающих поверхностей (море, суша) на небольших расстояниях от границы раздела не создают заметных изменений в приходной части баланса. Что касается величин альбедо, то здесь, как известно, необходимо учитывать зависимость от высоты солнца. Малые различия в величинах эффективного излучения требуют дополнительных материалов для объяснения.

Как указано в начале статьи, с судна производились наблюдения радиации под водой. Проникающая солнечная радиация измерялась термоэлектрическим подводным пиранометром. Прибор опускался с переносной лебедки, установленной в кормовой части судна, с солнечной стороны. Измерения производились через каждые 0,5 м до глубины 5 м и далее через 1 м в промежутках между второй и третьей десятиминутками каждого серийного часа. На каждом горизонте производилось 3 отсчета проникающей радиации. Параллельно регистрировалась суммарная радиация. Всего получено 18 серий наблюдений до глубины 10—14 м. Затем рассчитывались отношения проникающей радиации Q_z к приходящей на водную поверхность Q_0 .

Убывание радиации с глубиной обычно описывается экспоненциальным законом $Q_z = Q_0 e^{-\alpha z}$, где α — коэффициент ослабления радиации, z — глубина.

На рис. 2 представлена зависимость $\lg \frac{Q_z}{Q_0}$ от z по осредненным данным наблюдений в сентябре 1962 г. На рис. 3 представлена зависимость $\frac{Q_z}{Q_0}$ от высоты солнца по слоям. Как видно из рис. 3, с увеличением глубины влияние высоты солнца существенно уменьшается.

Коэффициент ослабления α с глубиной уменьшается, что видно из табл. 2, где представлены средние значения α по слоям.

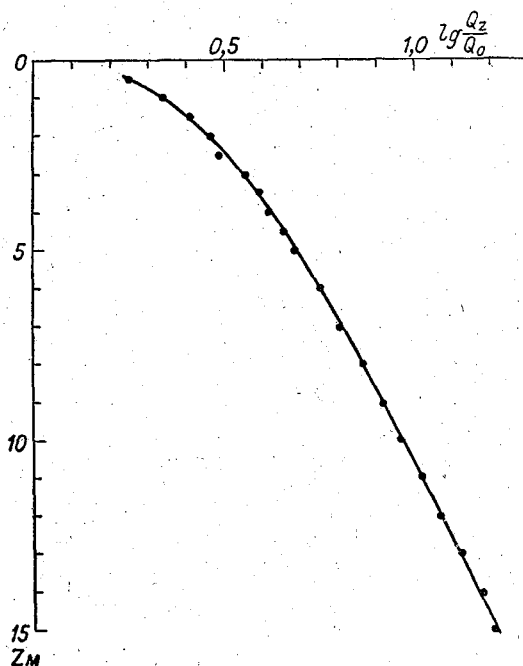
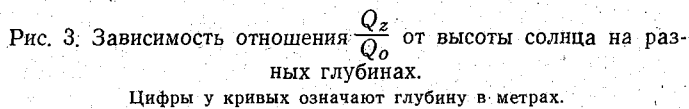


Рис. 2. Убывание проникающей радиации с глубиной.



Слой, м . . .	0—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0	3,0—3,5	3,5—4,0
α см ⁻¹ . . .	119	46	30	24	21	18	17	17

Слой, м	4,0—4,5	4,5—5,0	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14	14—15
α см ⁻¹	15	14	14	14	13	13	12	12	10	10	8	7

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ЛАВИННОЙ ОПАСНОСТИ В ВЫСОКОГОРНЫХ РАЙОНАХ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЯНЬ-ШАНЯ

В статье излагаются результаты экспериментальных наблюдений за условиями формирования и обрушения снежных лавин, за суточным ходом сил сцепления в снегу и вводится понятие коэффициента лавинной опасности как фактора, определяющего критическое состояние снега на склоне.

Силы сцепления

Снег, находящийся на склоне, удерживается за счет собственных сил сцепления, которые проявляются в двух видах: сила сопротивления снега на сдвиг — F_c , которая действует параллельно склону и поверхности снега в некотором горизонте, препятствуя сдвигу слоя снега по этому горизонту; сила сопротивления снега на разрыв — F_p , которая действует в том же направлении, препятствуя разрыву данного слоя.

Обе эти силы имеют одну и ту же физическую сущность — силы молекулярного сцепления $F_{ск}$ и отличаются только по характеру их проявления: F_c действует в плоскости сдвига, F_p — нормально плоскости разрыва, но обе в одном направлении.

Суммарное сопротивление снега обрушению — сила сопротивления снега на отрыв F_0 не просто арифметическое суммирование удельных сил f_c и f_p , а

$$F_0 = f_c S_c + f_p S_p, \quad (1)$$

где S — площадь сдвига (разрыва).

Скатывающая сила $F_{ск}$, которая является составляющей веса данного слоя снега и стремится вызвать обрушение снега со склона, может быть определена из

$$F_{ск} = f_{ск} S_c, \quad (2)$$

где $f_{ск}$ — удельная, S_c — площадь сдвига.

При последующих рассуждениях не учитывалась сила статического трения по той же причине, по какой ее не учитывают при определении сопротивления сдвигу в металле (как снег, так и металл имеют кристаллическую структуру).

При исследовании сил сцепления снега методом искусственного увеличения нагрузки на монолит снега происходит изменение этих сил в его основании. Однако это изменение сил сцепления нельзя распространять на ход сил сцепления при снегопаде, так как на характер их изменения существенное влияние оказывают метеорологические факторы приземного слоя атмосферы: температура снега и воздуха, амплитуда суточного хода ее, температурный градиент в снеге, влажность

воздуха, солнечная радиация и ветер. Ход их в такого рода опыте не воспроизводится, что и определяет целесообразность его.

Так как естественный ход сил сцепления в искусственных условиях воспроизвести нельзя из-за многообразия влияющих на него факторов, то наблюдения за ними проводились автором в лавиносборе на естественном склоне.

Формулы расчета сил сцепления снега

Для расчета сил сцепления при определении их на склоне снегомерными рамками использовалась формула

$$f_{c(p)} = \frac{(S_0 dh + P) \sin \alpha + F_d}{S_0 (6)} \text{ г/см}^2, \quad (3)$$

где $S_0 dh \sin \alpha$ — составляющая веса сдвигаемого снега, $P \sin \alpha$ — составляющая веса снегомерной рамки, S_0 — площадь основания рамки (сдвига), $S_6 = bh$ — площадь разрыва, b — ширина горловины рамки, h — высота сдвигаемого (разрываемого) слоя, d — удельный вес снега, α — крутизна склона, F_d — показания динамометра в момент сдвига (разрыва).

Из формулы (3), как частный случай, получаются существующие сейчас расчетные формулы для f_c при $\alpha = 0^\circ$ и для f_p при $\alpha = 90^\circ$; $P = 0$, $F_d = 0$.

Формула (3), учитывая угол склона, позволяет сравнивать результаты наблюдений на различных склонах, не внося лишней ошибки.

При многослойности пробы и при F_d , соизмеримых с $(S_0 dh + P) \sin \alpha$, использовалось уточненное выражение тангенциальной составляющей веса снега, т. е. d можно заменить по расчетной формуле для весового снегомера и суммировать по слоям

$$S_0 dh = \frac{S_0}{10} \sum_i \frac{w_i}{h_i} h'_i, \quad (4)$$

где w_i — водность i -того слоя снега, h_i — высота пробы по цилиндру, h'_i — высота данного слоя снега (но в каждом опыте старались захватывать только один слой).

Скатывающая сила обычно рассчитывалась по формуле

$$f_{ск} = \frac{\sin \alpha}{10} \sum_i \frac{w_i}{h_i} h'_i \text{ г/см}^2, \quad (5)$$

при этом суммирование проводилось до каждого горизонта, на котором определялась f_c . Это необходимо для сопоставления $f_{ск}$ и f_c .

Условия равновесия снега на склоне

Из вышеизложенного можно записать условие равновесия снега на склоне

$$\frac{F_{ск}}{F_c + F_p} \leq 1. \quad (6)$$

Если левая часть меньше 1, то обрушения нет; если левая часть больше или равна 1, то должно быть обрушение.

Допустим, что

$$f_c \approx f_p, \quad S_c \approx \frac{\pi r^2}{2}, \quad S_p \approx \pi r h.$$

Это предположение сделано на основе непосредственных наблюдений за силами сцепления и местами отрыва снежных лавин: силы сцепления были преимущественно одного порядка, а отрыв происходил чаще всего по полукругу или полуэллипсу. На основе сделанных допущений и выражений (1), (2) и (6) мы получим

$$\frac{f_{ск}}{f_c} \leq 1 + \frac{2h}{r}, \quad (7)$$

где h — высота слоя отрыва, $2r$ — ширина (фронт) отрыва.

Для критического состояния выражение (6), а следовательно, и (7) примет вид равенства.

Наблюдения за местами отрыва снежных лавин показали, что

$$\begin{aligned} 0,05 \leq h \leq 0,5 \text{ м}, \\ 1,0 \leq 2r \leq 50,0 \text{ м}, \end{aligned}$$

тогда

$$0 \leq \frac{2h}{r} \leq 2;$$

или

$$1 \leq \left(\frac{f_{ск}}{f_c} \right)_{\text{крит}} \leq 3. \quad (8)$$

Из этого видно, что критическое значение данного отношения может изменяться в интервале от 1 до 3, но не остается постоянной, четко фиксированной величиной. Данное отношение выступает как самостоятельная величина. Она имеет смысл коэффициента и определяет степень лавинной опасности. Поэтому целесообразно ввести новое понятие, соответствующее физической сущности явления, понятие коэффициента лавинной опасности:

$$K_{л.о} = \frac{f_{ск}}{f_c}. \quad (9)$$

Из выражения (7) и (9), зная из непосредственных наблюдений, что наиболее вероятными при обрушении являются $h = 12 \div 13$ см и $2r = 1,0$ м, можно получить наиболее вероятное значение критической величины $K_{л.о} = 1,5$ для лавин свежеснежного снега.

Из сопоставления теоретических рассуждений и практических наблюдений была получена некоторая градация значений $K_{л.о}$, которая хорошо подтверждается данными полевых наблюдений, приведенными в табл. 1 и 1 а.

1. При $K_{л.о} < 0,5$ лавинная опасность отсутствует.

2. При $K_{л.о} \leq 1$ лавинная опасность отсутствует, но возникает необходимость искусственного обрушения снега.

3. При $1 \leq K_{л.о} \leq 2$ наиболее вероятно обрушение снега. Угрожающая лавинная опасность.

4. При $2 \leq K_{л.о} \leq 3$ обрушение происходит при своеобразных условиях, что заключается в различных метеорологических явлениях, например дождь, инсоляция.

Однако эта градация $K_{л.о}$ при определении степени лавинной опасности, являясь необходимой, может быть не всегда достаточной. Например, при составлении прогноза о степени лавинной опасности на ближайшие сутки необходимо учитывать тенденцию сил сцепления и скатывающей силы. Тенденция скатывающей силы зависит от интенсивности и длительности снегопада. Но существующий метеопрогноз пока

не может ответить на эти вопросы, поэтому тенденция $K_{л.о}$ определяется несколько односторонне, т. е. подразумевая $f_{ск} = \text{const}$.

Таблица 1

Дата	Время обрушения, часы	f_c г/см ²	$K_{л.о}$	Степень влажности. Причина
22/XI 1960	6—7	1,42	1,15	Сухая
18/I 1961	13	5,9—7,0	0,86—0,98	Искусственная, Случайный толчок
2/II 1961	15—16	3,2—4,2	0,56—0,76	То же
9/II 1961	10—13	2,6—3,1	1,10—1,15	Сухая
1/III 1961	9—10	1,0	1,30—1,60	Сухая
21/III 1961	8—9	0,96—1,10	1,00—1,04	Сухая
4/IV 1961	12—13	3,0—3,9	1,74—2,03	Мокрая. Инсоляционная

Таблица 1а

Искусственное обрушение снега методом взрывных работ

Дата	Вес, заряда, кг	$K_{л.о}$	Процент обрушения
28/I 1960	30	0,16—0,47	~5—10
28/I 1960	150	1,29—1,40	~70
7/II 1960	60—180	1,24—1,99	~85—90
			Большое число обрушений
22/II 1961	300	0,21—0,43	~10
28/II 1961	450	0,08—0,11	~10
28/II 1961	240	0,05—0,20	~2

Если обратимся к табл. 1 и 1а, то увидим, что приведенная выше градация подтверждается на практике, т. е. $K_{л.о}$, подсчитанный как для естественных, так и для искусственных лавин, четко определяет не только степень лавинной опасности, но и целесообразность искусственного обрушения. Например, из табл. 1а видно, что при $K_{л.о} \ll 1$ даже чрезмерно большие заряды не дали удовлетворительного результата; при $K_{л.о}$, близком, равном и большем 1, условия наиболее благоприятны для искусственного обрушения. Таким образом, ценность и целесообразность $K_{л.о}$ при определении степени лавинной опасности очевидна и подтверждается на практике.

Ежедневное определение $K_{л.о}$ позволит оперативно судить о степени лавинной опасности, а по тенденции $K_{л.о}$ и основных метеорологических факторов — об ожидаемой лавинной ситуации на короткий срок (ближайшие сутки).

Как показала практика, абсолютные значения сил сцепления при обрушении снега могут изменяться в довольно широких пределах. Например, для Центрального Тянь-Шаня, по данным наблюдений за 1959—1961 гг., при сходе лавин величины сил сцепления колеблются от 1,0 до 11,0 г/см².

Введение $K_{л.о}$ ставит достаточно четкие границы существования лавинной опасности и дает основу для разработки методики прогнозирования лавин. Для осуществления последнего следует заняться изучением зависимости сил сцепления от различных метеорологических факторов приземного слоя атмосферы.

Время наиболее вероятного обрушения снега

С целью изучения суточного изменения сил сцепления в снегу и выявления времени их минимальных значений проводились серийные наблюдения по четыре раза в сутки (01, 07, 13 и 19 час.) ежедневно в течение декады. В программу наблюдений входили наблюдения не только за силами сцепления в снегу, но и за другими физическими характеристиками снежного покрова и приземного 2-метрового слоя воздуха.

Таблица 2

Слой	Сроки min и max $F_{сц}$, часы									
	11/XII	12/XII	13/XII	14/XII	15/XII	16/XII	17/XII	18/XII	19/XII	20/XII
Верхний	7 1	7 1	7 1	7 1	7 13	7 1	1 7	19 7	13 19	7 1
Средний	1	1	7	7	7	7	13	19	1	19
	19	1	1	19	7	1	1	13	13	19
	13	7	1	19	1	1	19	1	7	1
	1	13	13	1	1	13	19	1	7	1
Нижний	13 7	7 1	1 13	1 7	1 7	7 19	7 19	7 1	1 19	19 1

Наблюдения за изменением сил сцепления проводились по четырем горизонтам, из которых в верхний и нижний слой снежного покрова попадали по одному, а в средний слой — два. По этим трем слоям составлена таблица двух сроков минимальных и максимальных значений сил сцепления в каждые из десяти суток. Затем для каждого слоя по этой таблице был подсчитан процент минимальных и максимальных значений, приходящихся на каждый из четырех сроков в среднем. И также для каждого слоя было подсчитано процентное преобладание минимальных значений над максимальными за каждый срок, т. е. взята разность min—max (в %). Сложив последние данные всех слоев, было получено суммарное преобладание min над max по срокам для всей толщи снежного покрова. По этим данным на рис. 1 построены графики а — г. Кривая, пересекая ось времени, дает среднесуточное время за декаду преобладания минимальных значений сил сцепления снега над максимальными по слоям и во всем снежном покрове, т. е. дает время наиболее вероятного схода лавин.

Как видно из графиков, min сил сцепления падает на 7 час., несколько смещая границы своего существования от слоя к слою. Суммарный график г четко определяет время преобладания min над max, а следовательно, и время наиболее вероятного обрушения снега со склонов. Этот период длится с 3 час. 30 мин. до 12 час. 40 мин. с наибольшей вероятностью около 7 час.

Из табл. 1 видно, что обрушение всех естественных лавин в 1960 г. произошло в период времени, полученный на графике г, т. е. результат серийных наблюдений подтвердился на 100%. При анализе материалов по всем четырем снеголавинным станциям УГМС Киргизской ССР за три года было получено, что подавляющее большинство всех сошедших лавин в высокогорном Тянь-Шане (83%) были отмечены в тот же период времени. Из остальных лавин время многих точно не

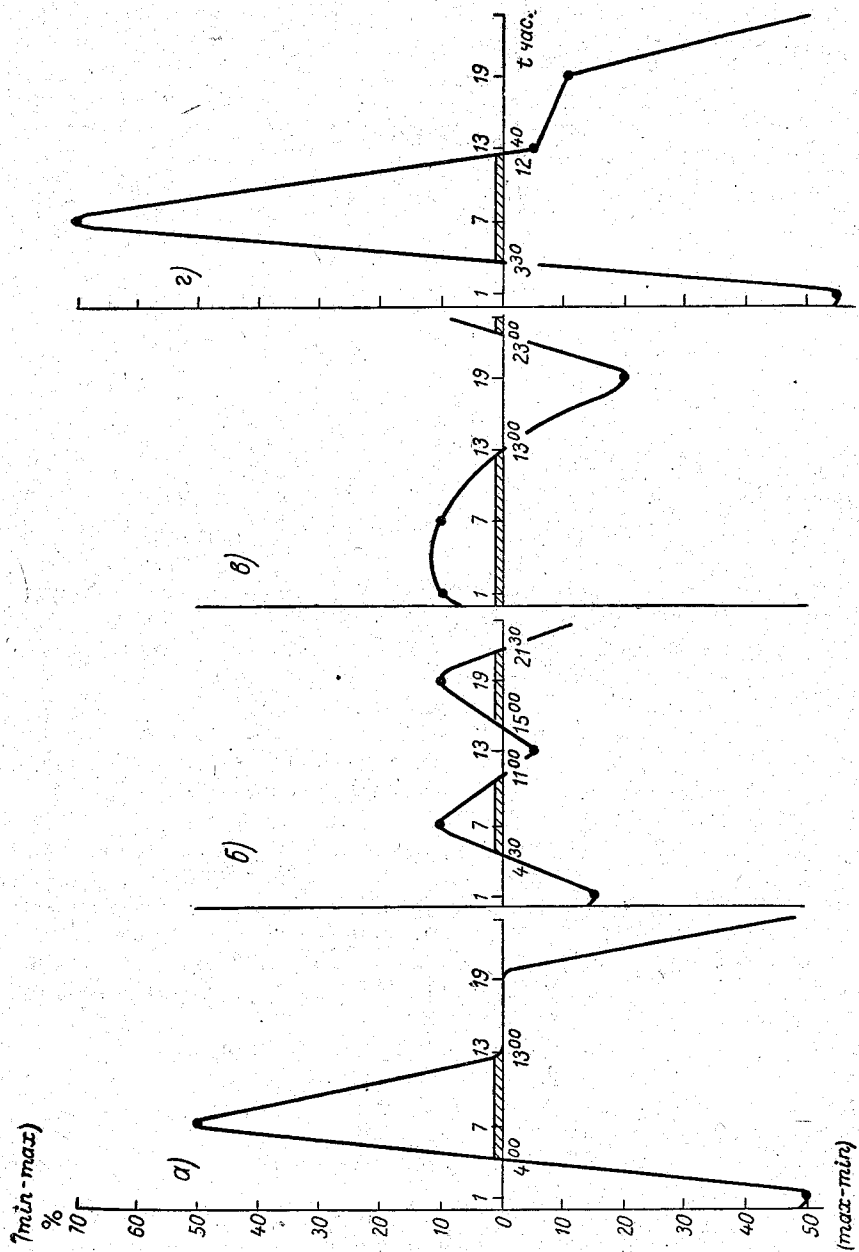


Рис. 1. Графики процентного преобладания минимальных значений сил сцепления в снегу над максимальными.
а, б, в — в верхнем, среднем и нижнем слоях, г — суммарное во всей толще снега.

определено; указано «ночью» или «в полдень», что могло быть при обнаружении лавины или в утренний 7-часовой, или в дневной 13-часовой срок.

Серия наблюдений проводилась в декабре, а лавины рассматривались за весь зимний период, поэтому несовпадение времени схода отдельных лавин (менее 17%) с полученным периодом возможно из-за некоторого смещения μ сил сцепления во времени за счет увеличения интенсивности солнечной радиации к весне.

Таким образом, из всего вышеизложенного можно сделать вывод о том, что из непосредственных наблюдений за условием схода снежных лавин в высокогорных районах Тянь-Шаня были получены некоторые параметры, позволяющие определять степень лавинной опасности и предсказывать ее на ближайшие сутки. Введение $K_{л.о.}$ значительно облегчит оперативную работу снеголавинной службы как в предсказании лавинной опасности, так и в устранении ее. Зная из ежедневных наблюдений тенденцию $K_{л.о.}$ и учитывая время наиболее вероятного обрушения снега, которое должно быть определено с учетом микроклиматических особенностей, можно наиболее эффективно провести профилактическое обрушение снега до того, как лавинная опасность перейдет в угрожающую, т. е. еще при $K_{л.о.} \leq 1$, и тем обеспечить безопасность обслуживаемого объекта и проводимых работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тушинский Г. К. Лавины. Географгиз, М. 1949.
2. Читадзе В. С. К вопросу образования лавин и борьба с ними. Труды ТбилНИГМИ, вып. 9, 1961.
3. Аккуратов В. Н. Генетическая классификация лавин. Труды Эльбрусской высокогорной экспедиции, т. 1, 1959.

ИЗМЕРЕНИЕ КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ВЕТРА

Статья содержит описание прибора и результаты измерения величины касательного напряжения, а также сопоставления измеренных величин с рассчитанными по градиентным наблюдениям.

Измеренные и рассчитанные величины касательного напряжения имеют удовлетворительную согласованность.

Касательное напряжение τ является важной характеристикой строения пограничного слоя атмосферы.

По измерениям касательного напряжения и градиента скорости ветра можно определить такую важную величину, как коэффициент турбулентности k .

Изменчивость величины τ при различных условиях стратификации может быть использована для проверки различных моделей строения пограничного слоя атмосферы и т. д.

Метод и прибор для измерения τ были предложены Шеппардом [1] еще в 1946 г., затем его прибор усовершенствован Песквиллом [2], Ридером [3] и другими. Основная цель усовершенствования состояла в том, чтобы добиться независимости показаний от направления ветра и повышения чувствительности.

Однако после усовершенствований приборы стали очень сложными по конструкции, градуировке и обработке результатов измерений. Прибор, описанный в данной статье, отличается простотой конструкции, обращения с ним и обработки результатов.

Прибор состоит из плоского цилиндрического сосуда, заполненного водой, и поплавка, выполненного в виде диска несколько меньшего диаметра, чем сосуд, в котором он плавает.

В начальный момент поплавок устанавливается в центре сосуда с помощью несложного устройства. При освобождении поплавок от стопора поплавок под влиянием напряжения трения воздуха о его поверхность начинает равномерно-ускоренное движение до края сосуда.

Путь свободного движения L равен 1,35 см. Площадь S поплавок, подвергаемая воздействию напряжения трения, равна 0,275 м².

Во время движения поплавок на него действуют силы касательного напряжения и его трения о воду. Движение будет происходить в соответствии с выражением

$$\tau = ma + f,$$

где m — масса поплавок 4500 г, a — ускорение, равное $\frac{2L}{t^2}$, t — время движения поплавок, f — сила трения о воду.

Описание прибора

Схема общего вида прибора показана на рис. 1. Прибор состоит из плоского цилиндрического сосуда 1, поплавок 2, жидкости 3, стопора 4 и центрирующей воронки 5.

Центровка поплавка достигается подъемом стопора. Конец стопора, поднимаясь вверх, скользит по внутренней поверхности направляющей воронки и тем самым приводит поплавок в центр сосуда. Если поплавок опустить, то под действием касательного напряжения он начинает свободное движение до тех пор, пока ножка воронки не коснется корпуса сосуда. Моменты времени опускания стопора и касания ножки воронки отмечаются секундомером или регистрируются каким-либо другим способом. Разработанный прибор позволяет производить отсчет времени как с помощью секундомера, так и автоматически с помощью гальванографа по схеме, изображенной на рис. 2.

В момент времени, когда стопор находится в вершине направляющей воронки, включатель Π_4 включен и гальванограф Γ показывает напряжение батареи B_5 .

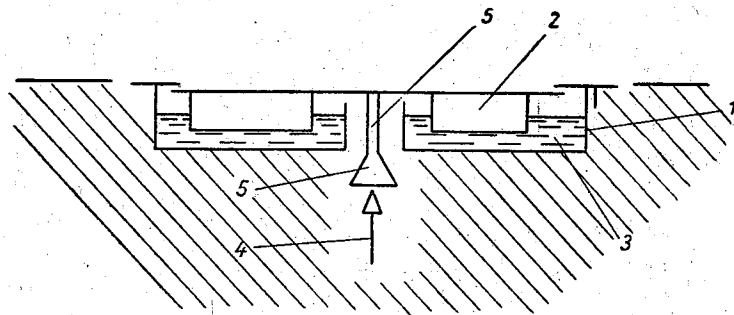


Рис. 1. Схема общего вида прибора.

При опускании стопора включатель Π_4 отключает систему гальванографа и конденсатора C от батареи B_5 , и конденсатор начинает разряжаться через стрелочный гальванограф Γ .

Отклонения стрелки гальванографа, пропорциональные степени разряда конденсатора (т. е. времени движения поплавка), регистрируются на ленту гальванографа.

Касанием ножки воронки включается батарея B_1 и реле P_1 , которые в свою очередь замыкают более мощные включатели Π_2 и Π_3 , действующие от батареи B_2 . Батарея B_2 выключает электромагнит, освобождая стопор, и он, двигаясь вверх, снова центрирует положение поплавка.

Электромотор M , работающий непрерывно с помощью редуктора, один раз в 5 мин. включает электромагнит P_2 , вынуждая стопор опускаться вниз, благодаря чему цикл измерения повторяется. Более короткие циклы производить не следует, так как время успокоения жидкости равно приблизительно 3—5 мин.

Более простая система управления состоит в следующем: стопор с помощью тонкой крепкой нити, пропущенной через блок, опускается вниз и одновременно с этим включается секундомер. В момент касания поплавком корпуса сосуда реле P_1 производит щелчок и секундомер выключается.

Кроме расчетной градуировки (по закону равномерно-ускоренного движения), нами была произведена также градуировка динамометрическая. На поплавок устанавливался динамометр, к которому

прикреплялась нить, идущая через блок к грузику. Прикрепляя различные навески от одного грамма и выше, отсчитывалось время перемещения поплавка на пути L .

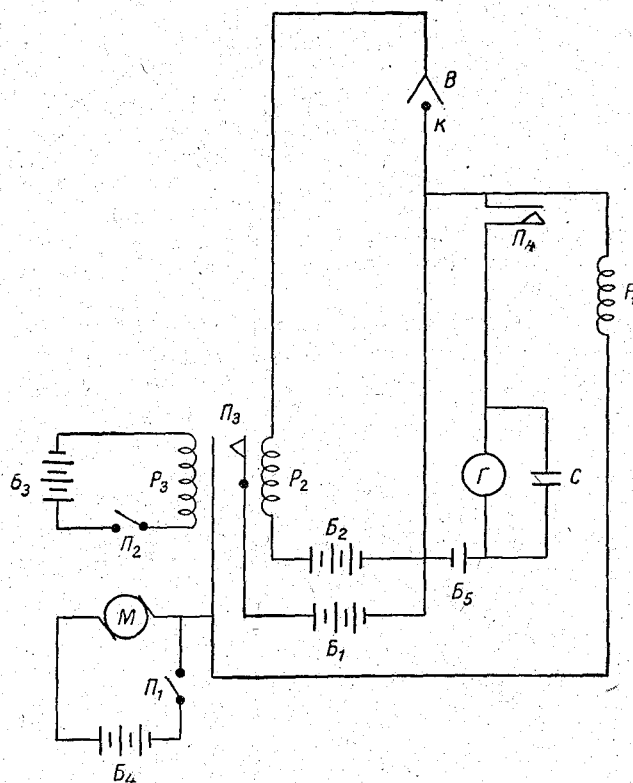


Рис. 2. Электрическая схема прибора.

Результаты градуировки приведены в табл. 1.

Таблица 1
Зависимость скорости движения поплавка от
величины навески F

Навеска F г	Время, сек.
1	9,0
2	6,2
4	5,0
8	3,1
15	2,0

Оценка распределения силы τ на ускорение поплавка и трения о воду производилась по формуле

$$F_i = \frac{2mL}{t^2} + N_i f,$$

где N_i — коэффициент, пропорциональный массе навески F_i .

Оказалось, что величина f равна $0,84 \pm 0,02$. Отсюда следует, что 84% величины касательного напряжения расходуется на преодоление трения поплавок о воду и для оценки величины τ удобнее всего пользоваться градуировкой, полученной из табл. 1.

Результаты измерений

Измерения велись на площадке градиентных наблюдений Херсонесской экспедиции в 1962 г.

Прибор устанавливался так, чтобы поверхность поплавок была на уровне поверхности земли. Для того чтобы шероховатость поплавок и окружающей поверхности была приблизительно одинакова, на поплавок наносилась трава такого же типа и высоты, что и на соседних участках земли. Всего было произведено 57 наблюдений в течение 6 час., т. е. по 9—10 наблюдений в час.

Ввиду того что зависимость времени движения поплавок от силы, действующей на него, имеет нелинейный характер, вычисление τ производилось для каждого отсчета, которые затем осреднялись за часовой промежуток.

Одновременно с таким способом измерения τ производились вычисления τ по данным градиентных наблюдений над скоростью ветра по известной формуле

$$\tau = \rho x^2 \frac{u_1^2}{\ln \frac{z_1}{z_0}}. \quad (1)$$

Материалы градиентных наблюдений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Величина τ , полученная по градиентным наблюдениям (г/м сек.²)

Дата	Время, часы	Высота установки анемометров, м								z_0 см
		0,25	0,5	1,0	2,0	3,0	5,4	9,8	15,4	
28/IX	18—19	1,75	1,90	2,40	2,70	2,90	3,35	3,80	4,30	0,12
29/IX	8—9	1,20	1,50	1,80	2,20	2,10	2,20	2,25	2,80	0,70
	10—11	4,15	4,90	5,70	6,40	6,85	7,30	7,90	8,30	1,86
	12—13	4,05	4,80	6,40	7,10	7,60	—	8,00	9,20	3,40
	14—15	4,40	5,40	6,40	7,50	8,10	8,80	9,40	9,90	5,00
	16—17	4,35	5,30	6,20	7,10	7,65	8,45	9,20	9,75	0,89

Таблица 3

Величина τ , вычисленная двумя методами (г/м сек.²)

Дата	Время	τ , определенная по прибору	τ , вычисленная по формуле (1)	Расхождения, %
28/IX	18—19	0,26	0,21	—24
29/IX	8—9	0,30	0,13	—130
	10—11	2,00	1,65	—21
	12—13	2,50	2,50	0,0
	14—15	1,90	2,80	32
	16—17	1,45	1,70	15

Результаты вычисления τ по закону равномерно-ускоренного движения с использованием результатов динамометрической градуировки и градиентным наблюдениям приведены в табл. 3 и показаны на рис. 3.

Из таблицы следует, что величины τ по динамометрической градуировке хорошо согласуются с рассчитанными по градиентным наблюдениям. Наибольшие расхождения получены при малых скоростях ветра, когда ошибки в градиентных измерениях максимальны.

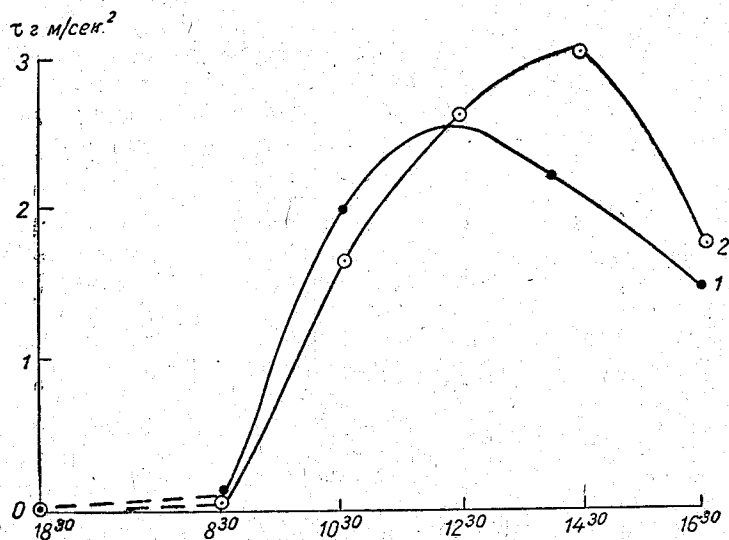


Рис. 3. Сопоставление величин τ , полученных по данным расчета из градиентных наблюдений и по измерениям прибора.

1 — кривая, полученная по измерениям прибора, 2 — кривая, полученная по градиентным наблюдениям.

В заключение следует сказать, что результаты измерений являются обнадеживающими и при некотором усовершенствовании (не принципа прибора, а регистрирующей части) и устранении некоторых механических неполадок, исключающих неточность установки прибора, с его помощью можно будет получить много ценных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sheppard R. A. Aerodynamical roughness of earth surface and Carman's constante. Proc. Roy. Soc., A. 188, London, 1947.
2. Pasquill F. Aerodynamical roughness of vegetation cover. Proc. Roy. Soc., A. 202, London, 1950.
3. Rider. Turbulent diffusion and transport of water vapour and heation surface layer. Phil. Trans. Roy. Soc., A. 246, London, 1954.
4. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1960.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ И ПРИМЕНИМОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕЧЕНИЙ

В статье изложены способы учета влияния ветра на дрейф системы, предназначенной для измерения поверхностных течений в море. Дана оценка точности и эффективности радиолокационного метода исследования морских течений.

Существующий способ измерения течений гидрометрическими вертушками дает сведения о течениях только в данной точке замера и совершенно неприменим при свежих и штормовых ветрах вследствие произвольного рыскания и качки корабля.

Оптические и фотограмметрические способы, включая и дорогостоящую аэрофотосъемку акватории, ограничены условиями видимости, а геоэлектромагнитный метод в мелководных районах водоемов из-за влияния дна надежных результатов пока не дает.

Между тем в связи с возрастающей необходимостью детального изучения течений в прибрежных районах морей и в замкнутых водоемах вопрос об усовершенствовании метода этих исследований приобрел в настоящее время большое значение.

Разработанный и примененный автором в 1947 г. радиолокационный метод изучения течений имеет ряд существенных преимуществ над указанными методами, поскольку он обеспечивает быстрое выполнение съемки течений на больших площадях водоемов при разных условиях погоды [1].

Радиолокационная съемка течений осуществляется с помощью наземного или корабельного радиолокатора (миллиметрового или сантиметрового диапазона волн) и серии дрейфующих поплавков, оборудованных пассивными отражателями (рис. 1). Наличие над поверхностью воды отражающих элементов (угловых или биконических), необходимых для получения отраженного импульса электромагнитных волн, создает известную «парусность» системы, вследствие чего ее дрейф происходит под действием не только течения, но и ветра.

Влияние ветра на дрейф системы может быть учтено аналитическим и графическим способами, для чего необходимы следующие исходные данные:

- 1) коэффициент дрейфа системы K , получаемый, например, путем продувки в аэродинамической трубе или в естественных условиях посредством методики привязных поплавков;
- 2) скорость и направление ветра на некоторой высоте над поверхностью водоема для разных моментов периода радиолокационных наблюдений и, наконец,
- 3) скорость и направление дрейфа системы, получаемые путем простейшей обработки радиолокационных измерений.

Необходимо также допустить, что:

1) течение и ветер в данный момент радиолокационных измерений установились,

2) сила сопротивления движению системы в воде и в воздухе определяется лишь относительной скоростью самой системы (рис. 1).

Как видно из рис. 1, при установившемся движении системы силы действия воздуха на ее надводную часть R_a и воды на подводную часть R_b образуют некоторую пару, что позволяет записать

$$\bar{R}_a + \bar{R}_b = 0. \quad (1)$$

Вместе с тем можно представить, что

$$\bar{R}_a = R_a \bar{R}_a^0 \text{ и } \bar{R}_b = R_b \bar{R}_b^0, \quad (2)$$

где $\bar{R}_a^0$ и $\bar{R}_b^0$ — единичные векторы сил в направлениях $\bar{R}_a$ и $\bar{R}_b$.¹

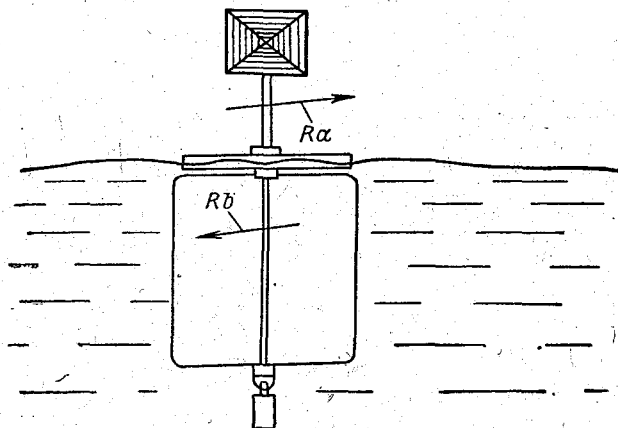


Рис. 1. Действие сил на дрейфующую систему.

Естественно, что эти единичные векторы будут обратно направленными единичными векторами соответственных относительных скоростей системы по отношению к воздуху $\bar{v}_{r,a}^0$ и воде $\bar{v}_{r,b}^0$.

Поскольку действующие силы пропорциональны квадрату соответствующих скоростей, то можно записать

$$\begin{aligned} \bar{R}_a &= C_a v_{r,a}^2, \\ \bar{R}_b &= C_b v_{r,b}^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда вместо (1) и (2) запишем

$$C_a v_{r,a}^2 \bar{v}_{r,a}^0 + C_b v_{r,b}^2 \bar{v}_{r,b}^0 = 0,$$

или

$$C_a v_{r,a} \bar{v}_{r,a} + C_b v_{r,b} \bar{v}_{r,b} = 0. \quad (4)$$

Так как векторное равенство (1) влечет скалярное, то на основании (3) получим

$$C_a v_{r,a}^2 = C_b v_{r,b}^2. \quad (5)$$

¹ Аналитический способ учета влияния ветра на дрейф поплавка разработан А. Г. Воробьевым в 1949 г.

Откуда

$$v_{r,b} = v_{r,a} \sqrt{\frac{C_a}{C_b}}, \quad (6)$$

или

$$v_{r,b} = K v_{r,a}, \quad (7)$$

где

$$K = \sqrt{\frac{C_a}{C_b}}. \quad (8)$$

Если из (4) исключить C_a , C_b , $v_{r,a}$ и $v_{r,b}$ то на основании формулы (7) имеем

$$K \bar{v}_{r,a} + \bar{v}_{r,b} = 0. \quad (9)$$

На основании равенства (9) приходим к двум выводам, а именно:

1) скорости относительных движений системы по отношению к воде и к воздуху антипараллельны ($K > 0$),

2) частное от деления численных значений скоростей системы по отношению к воде и к воздуху равно коэффициенту K , определяемому из равенства (8).

Если наблюдаемый дрейф системы v_d представляет собой сложное движение, скорость которого равна геометрической сумме скоростей переносного движения v_T , т. е. течения и относительного движения v_r , то из этого следует, что

$$\bar{v}_T + \bar{v}_{r,b} = \bar{v}_d \quad (10)$$

и

$$\bar{v}_a + \bar{v}_{r,a} = \bar{v}_d. \quad (11)$$

Присоединяя (10) и (11) к уравнению (9) и умножив последнее на -1 , (10) на $+1$ и (11) на K , получим

$$\bar{v}_T + K \bar{v}_a = (1 + K) \bar{v}_d. \quad (12)$$

Тогда искомая величина

$$\bar{v}_T = (1 + K) \bar{v}_d - K \bar{v}_a. \quad (13)$$

Из уравнений (10), (11) и (13) следует, что

$$\bar{v}_{r,b} = \bar{v}_d - \bar{v}_T = K(\bar{v}_a - \bar{v}_d) \quad (14)$$

и

$$\bar{v}_{r,a} = \bar{v}_d - \bar{v}_a. \quad (15)$$

Теперь векторные уравнения (10) и (11) нужно представить графически (рис. 2 а) так, чтобы сохранилась справедливость решений (12) — (14).

Если задачу решать графически относительно v_T , то данный вектор можно в соответствии с равенством (13) представить как геометрическую сумму векторов $\overline{AE} + \overline{EF}$ (рис. 2 б) либо $\overline{AC'} + \overline{C'F}$ (рис. 2 в).

Поскольку эти треугольники аналогичны, то графическое решение задачи достигается таким построением треугольника векторов (рис. 2 г), в котором справедливость равенств (12) — (14) соблюдена.

Попутно отметим, что рис. 2 г наглядно иллюстрирует методику графической обработки радиолокационных измерений для получения искомых элементов течения. Скалярные значения скорости и направления течения могут быть найдены путем проектирования векторного

равенства (13) на оси прямоугольной системы координат, например, на оси X и Y .

Тогда имеем

$$\begin{aligned} v_{Tx} &= (1+K)v_{\partial x} - Kv_{ax}, \\ v_{Ty} &= (1+K)v_{\partial y} - Kv_{ay}, \end{aligned} \quad (16)$$

откуда

$$v_T = \sqrt{v_{Tx}^2 + v_{Ty}^2} = \sqrt{(1+K)^2 v_{\partial}^2 + K^2 v_a^2 - 2K(1+K)v_{\partial}v_a} \quad (17)$$

и

$$\operatorname{tg}(X, \bar{v}_T) = \frac{v_{Ty}}{v_{Tx}} = \frac{(1+K)v_{\partial y} - Kv_{ay}}{(1+K)v_{\partial x} - Kv_{ax}} = \frac{v_{\partial y} - \frac{K}{1+K}v_{ay}}{v_{\partial x} - \frac{K}{1+K}v_{ax}}. \quad (18)$$

Это аналитическое решение задачи, равно как и графический способ, строго учитывает влияние ветра на дрейф системы.

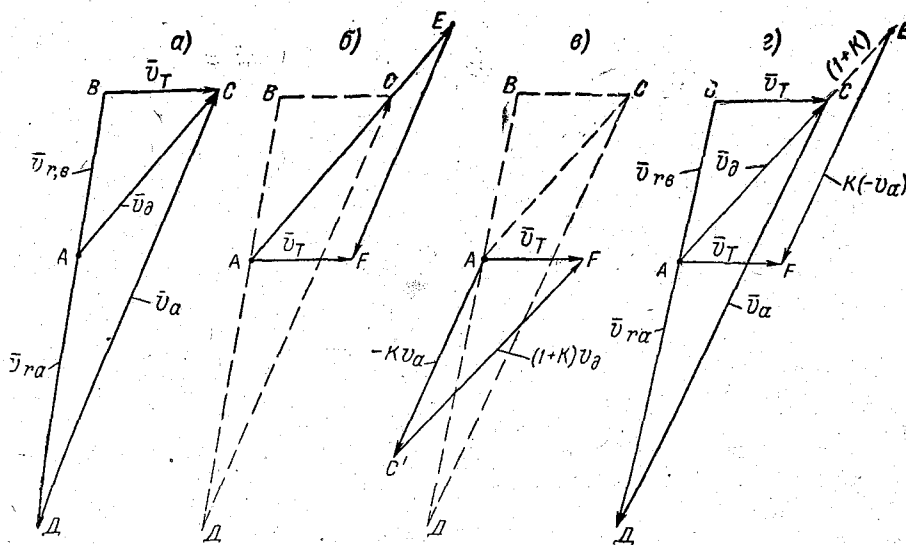


Рис. 2. Графический способ учета действия ветра на дрейф системы.

$\bar{v}_{\partial}$ — скорость дрейфа, v_T — скорость течения (искомая), $\bar{v}_{r, a}$ — скорость движения системы по отношению к воздуху, $\bar{v}_{r, b}$ — скорость движения системы по отношению к воде, K — коэффициент дрейфа, v_a — скорость ветра.

Для ускорения обработки результатов наблюдений целесообразно применить счетно-вычислительные машины (например, Урал-2), поскольку программирование формул (17) и (18) затруднений не вызывает. Однако для прикладных целей, например для навигационной практики, целесообразно использовать весьма простой и достаточно точный графический способ обработки результатов наблюдений.

Рассмотрим теперь возможные в природе частные случаи соотношения векторов $\bar{v}_a$, $\bar{v}_{\partial}$ и $\bar{v}_T$.

1. Условие штиля, т. е. когда $\bar{v}_a = 0$, но $v_{\partial} > 0$:

Обращаясь к равенствам (13), (17) и (18), видим, что

$$\bar{v}_T = (1+K)v_{\partial} \quad (19)$$

и

$$\operatorname{tg}(X, \bar{v}_T) = \frac{v_y}{v_{\partial x}} = \operatorname{tg}(X, \bar{v}_{\partial}). \quad (20)$$

Из (20) следует, что направление течения совпадает с направлением дрейфа, однако численное значение скорости течения, как это видно из (19), больше численного значения скорости дрейфа системы на величину $K\bar{v}_\partial$. Иными словами, система в этом случае дрейфует в направлении течения, но скорость ее дрейфа уменьшена за счет действия на надводную часть сопротивления со стороны воздуха.

2. Отсутствие дрейфа системы, когда $v_\partial=0$, но $v_T>0$. Из равенства (13) следует, что

$$\bar{v}_T = -K\bar{v}_a, \quad (21)$$

а из равенства (17)

$$v_T = Kv_a, \quad (22)$$

т. е. скорость течения направлена навстречу скорости ветра. Искомая скорость течения получается в этом случае из численного значения наблюдаемой скорости ветра, умноженной на коэффициент K .

3. Течение отсутствует $\bar{v}_T=0$, но $\bar{v}_a>0$, т. е. когда действием встречного ветра течение (например, стоковое) в поверхностном слое приостановлено. Тогда из (13) следует, что будет иметь место дрейф системы в направлении ветра со скоростью

$$\bar{v}_\partial = \frac{K\bar{v}_a}{1+K}. \quad (23)$$

4. Случай стоячей воды (например, в условиях замкнутых бессточных водоемов), $v_T=0$. Тогда из равенства (13) следует, что

$$(1+K)\bar{v}_\partial = K\bar{v}_a. \quad (24)$$

Рассматривая данные условия как более благоприятные для определения ветрового коэффициента дрейфующей системы, из (24) имеем

$$K = \frac{v_\partial}{v_a - v_\partial}. \quad (25)$$

В данном случае определение коэффициента K осуществляется путем радиолокационных наблюдений за скоростью дрейфа системы при одновременном измерении скорости и направления ветра.

Используя для этой же цели методику привязных поплавков, у одного из которых надводная часть снята, можно определять коэффициент K и в других, более разнообразных условиях.

Продифференцировав (25), имеем

$$\Delta K = \frac{1}{(v_a - v_\partial)^2} [v_a \Delta v_\partial + v_\partial \Delta v_a]. \quad (26)$$

Данная формула позволяет вычислить величину абсолютной погрешности коэффициента K дрейфа системы, определяемого в природных условиях по методике привязных поплавков.

По данным измерений в 1961 г. на Цимлянском водохранилище абсолютная погрешность определения коэффициента дрейфа разработанной автором системы составляет $K \approx 0,005$.

Теперь необходимо оценить погрешность и других измеряемых элементов, входящих в формулу (17). Определим вначале абсолютную погрешность скорости дрейфа системы v_∂ .

Пусть радиолокатор расположен в точке A (рис. 3). В моменты времени t_1 и t_2 измерены дальности $D_1 = AB$ и $D_2 = AC$ и соответствующие дирекционные углы α_1 и α_2 . Попутно отметим, что при условии медленного движения цели, каковой служит дрейфующая система, радиолокаторы миллиметрового диапазона волн позволяют измерять дальности D_1 и D_2 с точностью до 3 м и углы α_1 и α_2 с точностью до 0,01 дирекционного угла.

При определении абсолютной погрешности Δv_∂ будем величины D_1 , D_2 и $S = BC$ выражать в метрах, v_∂ — в метрах в секунду, t_1 , t_2 и $\tau = t_2 - t_1$ — в секундах; α_1 , α_2 и θ — в сотых долях дирекционного угла.

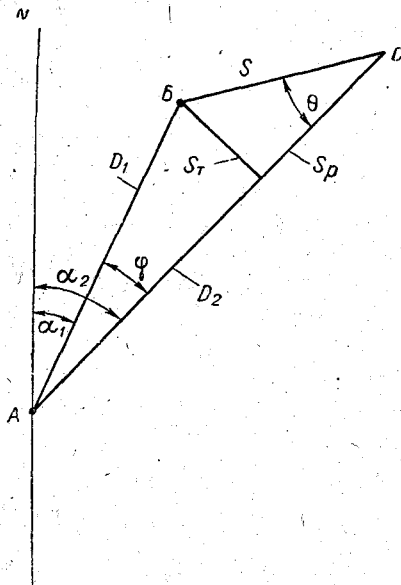


Рис. 3. Схема радиолокационных измерений.

Тогда

$$v_\partial = \frac{S}{t_2 - t_1} = \frac{S}{\tau}. \quad (27)$$

Величина вектора $\vec{S} = \vec{BC}$ может быть определена по его радиальной S_p и тангенциальной S_r составляющим (2)

$$S = \sqrt{S_p^2 + S_r^2}, \quad (28)$$

где

$$S_p = D_2 - D_1 \cos \varphi \quad (29)$$

и

$$S_r = D_1 \sin \varphi. \quad (30)$$

Полные дифференциалы равенств (27), (28), (29) и (30) с учетом принятых величин измерений

$$\Delta v_\partial = \frac{\Delta S - v_\partial \Delta \tau}{\tau}, \quad (31)$$

$$\Delta S = \frac{S_p}{S} \Delta S_p + \frac{S_r}{S} \Delta S_r = \cos \theta \Delta S_p + \sin \theta \Delta S_r, \quad (32)$$

где угол θ (рис. 3) определяется

$$\theta = \arctg \frac{S_r}{S_p}, \quad (33)$$

$$\Delta S_p = \Delta D_2 - \cos \varphi \Delta D_1 + 0,00018 D_1 \sin \varphi \Delta \varphi, \quad (34)$$

$$\Delta S_r = \sin \varphi \Delta D_1 + 0,00018 D_1 \cos \varphi \Delta \varphi, \quad (35)$$

где коэффициент $0,00018 = 0,01 \frac{\pi}{180}$.

Подставив теперь (34) и (35) в формулу (32), имеем

$$\Delta S = \cos \theta \Delta D_2 - \cos(\theta + \varphi) \Delta D_1 + 0,00018 D_1 \sin(\theta + \varphi) \Delta \varphi. \quad (36)$$

Тогда предельная абсолютная погрешность радиолокационного определения скорости дрейфа системы равна

$$\begin{aligned} \Delta v_\partial = \frac{1}{\tau} [\cos \theta \Delta D_2 - \cos(\theta + \varphi) \Delta D_1 + \\ + 0,00018 D_1 \sin(\theta + \varphi) \Delta \varphi - v_\partial \Delta \tau]. \end{aligned} \quad (37)$$

В формулах (34), (35), (36) и (37) $\Delta\varphi$ выражено в радианах дирекционного угла.

Вычисления показывают, что при использовании радиолокатора миллиметрового диапазона волн, что, например, и имело место в 1961 г., абсолютная погрешность в определении скорости дрейфа системы $\Delta v_\partial = 0,002$ м/сек., а относительная погрешность около 1,7%.

Для определения абсолютной погрешности радиолокационного метода измерения течений возьмем полный дифференциал равенства (17).

$$\Delta v_T = \frac{1}{\sqrt{v_\partial^2 + 2Kv_\partial^2 + K^2v_\partial^2 + K^2v_a^2 - 2Kv_\partial v_a - 2K^2v_\partial v_a - v_\partial v_a - 2Kv_\partial v_a}} \left[(v_\partial^2 + Kv_\partial^2 + Kv_a^2 - v_\partial v_a - 2Kv_\partial v_a) \Delta K + (v_\partial + 2Kv_\partial + K^2v_\partial - Kv_a - K^2v_a) \Delta v_\partial + (K^2v_a - Kv_\partial - K^2v_\partial) \Delta v_a \right]. \quad (38)$$

По результатам наблюдений на Цимлянском водохранилище 6 сентября 1961 г., предельная абсолютная погрешность в измерении скорости течения составляет всего 0,0054 м/сек. Иными словами, точность радиолокационного метода измерения течений на целый порядок выше точности измерений гидрометрическими вертушками.

Обращаясь теперь к формулам (19)—(23), видим, что радиолокационный метод позволяет определять не только ветровые, но и стоковые, приливо-отливные и другие течения в поверхностном слое.

Высокая разрешающая способность станций миллиметрового диапазона волн и сравнительно небольшой радиус «мертвой зоны» (≈ 50 м) позволяет эффективно применять данный метод и для детального исследования течений на крупных судоходных реках.

Необходимо отметить, что эффективность радиолокационного метода заключается:

- 1) в более высокой точности измерения течений;
- 2) в возможности выполнения наблюдений над течениями при любой силе ветра и волнения;
- 3) в проведении наблюдений при отсутствии оптической видимости, когда фотограмметрические и другие оптические средства не применимы;
- 4) в простой возможности получения карт поверхностных течений (осредненных в слое до 2 м) на больших площадях водоемов (до 80—100 км² из одной точки наблюдений);
- 5) в наглядности полевого материала наблюдений, его массовости, синхронности и сравнимости и
- 6) в более низкой себестоимости единичного замера элементов течения по сравнению с такими же замерами с помощью вертушек, что очень важно.

Дальнейшее развитие радиолокационного метода предусматривает возможность его применения для исследования глубинных течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин И. С. Радиотехнические средства для изучения морских течений. Метеорология и гидрология, № 4, 1957.
2. Михель В. М. Вопросы методики шаропилотных наблюдений, их обработка и практическое применение. Гидрометеоздат, Л., 1959.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ТОЧКИ РОСЫ

В статье подробно рассмотрен вопрос физики измерения точки росы и оценки погрешностей, возникающих при измерении. В работе предлагается основанная на проведенном анализе методика измерения точки росы, более совершенная, чем существующие.

1. Анализ погрешностей, возникающих при измерении точки росы

Точка росы, по определению, представляет собой температуру, которую принимает водяной пар, находящийся в воздухе, в состоянии насыщения. Каждому сочетанию относительной влажности воздуха и его температуры соответствует одно единственное значение точки росы.

Если в опыте осуществить термодинамическое равновесие двух фаз водяного пара — газообразной и жидкой или газообразной и твердой, то газообразная фаза этой системы будет находиться в момент равновесия в состоянии насыщения, а измеренная температура этой равновесной системы и будет точкой росы.

Реализация такого измерения может быть осуществлена путем охлаждения твердого тела («зеркальца» гигрометра) и, следовательно, прилегающих к нему слоев воздуха до прекращения конденсации пара на поверхности этого тела. Зная температуру поверхности зеркальца и градиент температуры в слое конденсата, можно определить истинную точку росы.

Практикуемая в настоящее время методика определения точки росы довольно далека, к сожалению, от описанного физически строгого метода.

Часть экспериментаторов, как отечественных [1, 2], так и зарубежных [3], вместо того, чтобы фиксировать наступление насыщения воздуха водяным паром над поверхностью воды (льда), определяет момент насыщения над инородной охлаждаемой поверхностью (зеркальцем). Далее, вместо того, чтобы установить момент наступления подвижного равновесия между испаряющейся и конденсирующейся влагой, измеряют температуру зеркальца в момент появления конденсата на охлаждаемом зеркальце и в момент исчезновения конденсата с поверхности зеркальца при нагреве последнего. При этом за истинную точку росы принимается среднее арифметическое двух измеренных температур.

Другая группа исследователей строит измерение точки росы на поддержании толщины «слоя» конденсата постоянной в некоторых пределах, считая, что температура поверхности конденсата при этом остается равной точке росы [4].

Следует отметить, что поскольку достижение равновесного состояния фаз, характеризуемого точкой росы, требует в эксперименте известного времени, то для определения мгновенных значений быстро меняющейся влажности метод точки росы нельзя признать пригодным.

В связи с этим будем в дальнейшем рассматривать лишь процессы, при которых относительная влажность и температура исследуемого воздуха, а следовательно, и точка росы в течение измерения остаются постоянными. Очевидно, что в этих условиях поверхность границы раздела фаз (поверхность конденсата) может принять температуру, равную точке росы, только в стационарном тепловом режиме.

Исходя из сказанного, можно сразу указать на те неопределенности, которые содержатся в результатах измерения точки росы существующими двумя методами.

1. Поскольку в «методе регулирования» изменение толщины слоя конденсата осуществляется путем принудительной конденсации или испарения влаги, что, в свою очередь, достигается соответствующими тепловыми воздействиями, то при этом процессе непрерывно меняется температура поверхности конденсата. Таким образом, здесь, так же как и при появлении и исчезновении конденсата, температура поверхности конденсата отличается в момент измерения от равновесной, т. е. от истинного значения точки росы.

2. Вследствие того что измерение температуры осуществляется в нестационарном тепловом режиме, возникает ошибка, связанная с инерцией измерительного прибора и с тепловой инерционностью зеркальца и термометра¹ [5] и зависящая, как показано ниже, от динамики теплового процесса.

Рассмотрим погрешности, возникающие при измерении точки росы в общем случае нестационарного теплового режима, когда термометр целиком вмонтирован в тело зеркальца. Абсолютная погрешность измерения, согласно определению [6], равна в этом случае

$$\Delta t_0(\tau_*) = t_n(\tau_*) - t_0, \quad (1)$$

где t_0 — истинная точка росы, $t_n(\tau_*)$ — измеренное значение точки росы (показание прибора в момент τ_* снятия отсчета).

Так как отсчет по прибору — это прежде всего измеренная с некоторой ошибкой собственная температура термометра, то величину погрешности $\Delta t_0(\tau_*)$ можно представить следующим образом:

$$\Delta t_0(\tau_*) = [t_n(\tau_*) - t_t(\tau_*)] + [t_t(\tau_*) - t_0] = \Delta t_t(\tau_*) + \Delta t_r(\tau_*), \quad (2)$$

где $t_t(\tau_*)$ — собственная температура термометра в момент измерения τ_* , $\Delta t_t(\tau_*)$ — инструментальная погрешность, с которой измеряется собственная температура термометра с помощью применяемого измерительного прибора, $\Delta t_r(\tau_*)$ — градиентная погрешность измерения, численно равная разности между собственной температурой термометра и истинной точкой росы в момент измерения τ_* .

Определение ошибки $\Delta t_t(\tau_*)$ не представляет принципиальных затруднений [5]. Вводя в конечный результат соответствующую поправку, можно исключить влияние этой ошибки на результат измерения.

Величина погрешности $\Delta t_r(\tau_*)$ зависит от вида и конструкции применяемого термометра, от характера тепловых процессов, протекающих в момент измерения в зеркальце гигрометра. Как функция времени (именно это имеет место в нестационарном тепловом режиме) величина $\Delta t_r(\tau)$ может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta t_r(\tau) = t_r(\tau) - t_0 = [t_r(\tau) - t_n(\tau)] + [t_n(\tau) - t_{пк}(\tau)] + [t_{пк}(\tau) - t_0], \quad (3)$$

¹ Так как на практике для изучаемых нами измерений наиболее удобно пользоваться термопарой или термометром сопротивления, то здесь и далее под словом «термометр» понимается какой-либо из указанных измерителей температуры.

где $t_3(\tau)$, $t_{пк}(\tau)$ — соответственно температуры зеркальца и поверхности конденсата.

Строго говоря, в выражении (3) вместо величины $t_3(\tau)$ должна фигурировать температура поверхности зеркальца $t_{пз}(\tau)$. Однако если зеркальце изготовлено из хорошо проводящего тепло металла и имеет небольшие размеры, то его температурное поле является практически однородным, т. е. такое зеркальце практически мгновенно выравнивает свою температуру при внешних тепловых воздействиях. Таким образом, практически всегда $t_{пз}(\tau) = t_{zv}(\tau) = t_3(\tau)$, где $t_{zv}(\tau)$ — среднеобъемная температура зеркальца.

Введем обозначения

$$\left. \begin{aligned} \Delta t_1(\tau) &= t_{\tau}(\tau) - t_3(\tau) \\ \Delta t_2(\tau) &= t_3(\tau) - t_{пк}(\tau) \\ \Delta t_3(\tau) &= t_{пк}(\tau) - t_0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Определение разности между температурой поверхности конденсата и истинной точкой росы в неустановившемся режиме представляет собой весьма сложную задачу, решение которой невозможно в рамках данной работы. Отметим лишь, что при достаточно медленном охлаждении зеркальца гигрометра эта разность может быть исчезающе малой [3]. Если же скорость охлаждения зеркальца велика, то величина погрешности $\Delta t_3(\tau)$ может достигать существенных значений. Аналогичное обстоятельство характерно, очевидно, и для двух других погрешностей $\Delta t_2(\tau)$ и $\Delta t_1(\tau)$. Точное определение погрешности $\Delta t_2(\tau)$ также весьма затруднительно.

Что же касается погрешности $\Delta t_1(\tau)$, то, как показано ниже, ее величину можно вычислить с достаточной точностью, если известны динамика теплового режима зеркальца, а также геометрия и физические свойства зеркальца и термометра.

Итак, перейдем к рассмотрению погрешности $\Delta t_1(\tau)$, равной разности между температурой термометра и температурой зеркальца.

Поскольку термометр со всех сторон окружен замкнутой металлической оболочкой, тепловую модель системы зеркальце — термометр можно представить в виде тела (роль его играет термометр), помещенного в однородную изотропную среду.

Термометр занимает в зеркальце некоторый объем, поэтому следует принять истинную температуру термометра равной среднеобъемной температуре этого пространства. Так как температурное поле зеркальца практически однородное, основное дифференциальное уравнение, связывающее величины t_3 и t_{τ} как температуру среды и температуру тела, в нее помещенного, записывается следующим образом [7]:

$$\frac{dt_{\tau}(\tau)}{d\tau} + mt_{\tau}(\tau) - mt_3(\tau) = 0. \quad (5)$$

Здесь m — величина, существенно положительная, равная

$$m = \frac{S_{\tau}}{RC_{\tau}}, \quad (6)$$

где S_{τ} — площадь поверхности контакта термометра с телом зеркальца, C_{τ} — полная теплоемкость термометра, R — термическое сопротивление теплопереходу от зеркальца к термометру.

Величина ε , обратная величине m , имеет размерность времени и называется коэффициентом тепловой инерции термометра [7]

$$\varepsilon = \frac{1}{m}.$$

Общее решение уравнения (5) имеет вид

$$t_{\tau}(\tau) - t_3(\tau) = [t_{\tau}(\tau_0) - t_3(\tau_0)] e^{-m(\tau - \tau_0)} - e^{-m\tau} \int_{\tau_0}^{\tau} e^{m\tau} t_3'(\tau) d\tau,$$

где τ_0 — начальный момент времени, $t_3'(\tau) = \frac{dt_3(\tau)}{d\tau}$.

Отсюда рассматриваемая погрешность $\Delta t_1(\tau)$ равна

$$\Delta t_1(\tau) = \vartheta_{0r} e^{-m(\tau - \tau_0)} - e^{-m\tau} \int_{\tau_0}^{\tau} e^{m\tau} t_3'(\tau) d\tau, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \vartheta_{0r} &= t_{\tau 0} - t_{30}, \\ t_{\tau 0} &= t_{\tau}(\tau_0), \\ t_{30} &= t_3(\tau_0). \end{aligned}$$

Как видно из уравнения (7), величина погрешности $\Delta t_1(\tau)$, возникающая при измерении точки росы в нестационарном режиме, зависит от начальной разности температур зеркальца и термометра, от теплофизических свойств системы термометр — зеркальце, от характера охлаждения (нагрева) зеркальца. Зная перечисленные факторы, можно по формуле (7) достаточно точно вычислить величину погрешности $\Delta t_1(\tau)$.

Используя полученный результат, рассмотрим более подробно ошибки, возникающие при измерении точки росы существующими методами.

В «методе регулирования» наиболее вероятен периодический характер изменения температуры зеркальца в процессе регулирования толщины слоя конденсата. Периодический же процесс с известным приближением можно при анализе аппроксимировать гармоническими колебаниями.

Итак, полагаем, что температура зеркальца при регулировании толщины слоя конденсата меняется по гармоническому закону

$$t_3(\tau) = t_3^0 + A \cos\left(\frac{2\pi}{T} \tau\right), \quad (8)$$

где t_3^0 — среднее значение температуры, около которого происходят колебания температуры зеркальца, T — период колебаний, A — амплитуда колебаний.

Подставив (8) в формулу (7) и рассмотрев полученное соотношение в установившемся «регулярном» режиме (τ велико), получим

$$\Delta t_1(\tau) = t_{\tau}(\tau) - t_3(\tau) = -A \sin \beta \sin\left(\frac{2\pi}{T} \tau - \beta\right) = -A^* \sin\left(\frac{2\pi}{T} \tau - \beta\right), \quad (9)$$

где

$$\beta = \arctg\left(\frac{2\pi}{T} \varepsilon\right).$$

Более наглядное представление о колебаниях $t_{\tau}(\tau)$ можно получить, если сравнить колебания обеих температур $t_3(\tau)$ и $t_{\tau}(\tau)$ около среднего значения t_3^0 . Заменив для этого в формуле (9) величину $t_3(\tau)$ ее выражением из (8), получим

$$\Delta t_1^0(\tau) = t_{\tau}(\tau) - t_3^0 = A \cos \beta \cos\left(\frac{2\pi}{T} \tau - \beta\right). \quad (10)$$

В табл. 1 приведены значения погрешностей $\Delta t_1(\tau)$ и $\Delta t_1^0(\tau)$, вычисленные по формулам (9) и (10) для различных A при предположении, что $T = 100$ сек., $\varepsilon = 10$ сек. Данные таблицы показывают, что величины погрешности $\Delta t_1(\tau)$ могут быть значительными.

Таблица 1

τ	$A = 3^\circ$		$A = 1,5^\circ$		$A = 1^\circ$		$A = 0,5^\circ$	
	$\Delta t_1(\tau)$	$\Delta t_1^0(\tau)$	$\Delta t_1(\tau)$	$\Delta t_1^0(\tau)$	$\Delta t_1(\tau)$	$\Delta t_1^0(\tau)$	$\Delta t_1(\tau)$	$\Delta t_1^0(\tau)$
$1/4 T$	-1,35	-1,35	-0,625	-0,625	-0,45	-0,45	-0,225	-0,225
$1/2 T$	-0,846	2,15	-0,423	1,075	-0,282	0,72	-0,141	0,36
$3/4 T$	1,35	1,35	0,625	0,625	0,45	0,45	0,225	0,225
T	0,846	-2,15	0,423	-1,075	0,282	-0,72	0,141	-0,36

Переходя к рассмотрению ошибок, возникающих при измерении точки росы другим методом, напомним, что в этом методе за точку росы принимается среднее арифметическое двух показаний прибора: в момент появления τ_*' и в момент исчезновения τ_*'' конденсата с поверхности зеркала, т. е.

$$t_0^* = \frac{t_n(\tau_*') + t_n(\tau_*'')}{2}, \quad (11)$$

где t_0^* — значение температуры, принимаемое за точку росы.

Поскольку отсчеты температур $t_n(\tau_*')$ и $t_n(\tau_*'')$ производятся в нестационарном тепловом режиме, имеет место равенство (1). Следовательно,

$$t_0^* = \frac{t_0 + \Delta t_0(\tau_*') + t_0 + \Delta t_0(\tau_*'')}{2} = t_0 + \frac{\Delta t_0(\tau_*') + \Delta t_0(\tau_*'')}{2}, \quad (12)$$

откуда

$$t_0 = t_0^* - \frac{\Delta t_0(\tau_*') + \Delta t_0(\tau_*'')}{2} = t_0^* - \Sigma. \quad (12a)$$

Таким образом, точка росы, определяемая по формуле (11), отличается от истинной точки росы на некоторую величину Σ , в общем случае неизвестную. Выразим в (12a) величины $\Delta t_0(\tau_*')$ и $\Delta t_0(\tau_*'')$ из соотношений (2), (3), (4)

$$t_0 = t_0^* - \Sigma = t_0^* - \left[\frac{\Delta t_r(\tau_*') + \Delta t_r(\tau_*'')}{2} + \frac{t_3(\tau_*') - t_0}{2} + \frac{t_3(\tau_*'') - t_0}{2} + \frac{\Delta t_1(\tau_*') + \Delta t_1(\tau_*'')}{2} \right]. \quad (13)$$

Заменив в уравнении (13) величины $\Delta t_1(\tau_*')$ и $\Delta t_1(\tau_*'')$ на их выражения из (7) и подставляя в подынтегральные выражения вместо $t_3'(\tau)$ первые производные различных монотонных функций времени (линейной, экспоненциальной и т. п.), можно показать, что истинное значение точки росы равно полусумме двух отсчетов температуры в момент появления и исчезновения конденсата (причем с поправкой, равной погрешности прибора) только тогда, когда параметры процесса охлаждения зеркала в точности совпадают с параметрами нагрева зер-

кальца. Лишь при этом условии истинная точка росы определяется равенством

$$t_0 = \frac{t_n(\tau'_*) + t_n(\tau''_*)}{2} - \Delta \bar{t}_\tau(\tau_*), \quad (14)$$

где

$$\Delta \bar{t}_\tau(\tau_*) = \frac{\Delta t_\tau(\tau'_*) + \Delta t_\tau(\tau''_*)}{2}.$$

Во всех других случаях результат измерения точки росы этим методом содержит погрешность, которую все же принципиально возможно определить при знании параметров нагрева и охлаждения зеркала. Ошибка измерения при этом может достигать значений, превосходящих допустимое.

2. Методика измерения точки росы, основанная на результатах анализа погрешностей

Укажем общие соображения, которыми следует руководствоваться при осуществлении какого-либо из существующих методов измерения точки росы.

Очевидно, что при измерениях точки росы методом регулирования толщины слоя конденсата следует идти по пути создания высокочувствительной схемы регулирования. Применяя такие схемы, можно существенно уменьшить амплитуду колебаний температуры зеркала около среднего значения и тем самым (табл. 1) значительно уменьшить величину погрешности $\Delta t_1(\tau)$. При этом, однако, другие составляющие суммарной погрешности измерения $\Delta t_0(\tau_*)$ остаются весьма трудно поддающимися учету. Принимая во внимание также и ожидаемую сложность аппаратуры, необходимой для тонкого регулирования толщины слоя конденсата, вряд ли можно признать данный метод измерения перспективным. Что касается метода измерения точки росы по появлению и исчезновению конденсата, то его совершенствование нам представляется возможным по двум направлениям.

1. Создание источников и стоков тепла, обеспечивающих охлаждение и нагревание зеркала по какой-либо строгой зависимости (или по двум различным, но одинаково строгим зависимостям). Тогда погрешность измерения можно с достаточной точностью подсчитать по формулам (12а), (13). Попытку [8] ограничиться одним только измерением точки росы в момент появления конденсата при известном законе охлаждения зеркала, по-видимому, нельзя признать вполне удачной, так как здесь не учитываются погрешности $\Delta t_\tau(\tau_*)$, $\Delta t_2(\tau_*)$, $\Delta t_3(\tau_*)$, влияние которых на результат измерения может оказаться значительным.

2. Разработка устройств, позволяющих симметризовать процессы охлаждения и нагревания зеркала таким образом, чтобы параметры охлаждения зеркала до момента появления конденсата в точности совпадали бы с параметрами нагрева зеркала до момента исчезновения конденсата с его поверхности. Истинная точка росы при таком измерении с высокой точностью могла бы быть вычислена по формуле (14). Процесс измерения при этом может быть автоматизирован.

Ниже предлагается методика измерения точки росы, основанная на последнем варианте. Для осуществления описанного измерения точки росы по появлению и исчезновению конденсата можно использовать, вообще говоря, любой монотонный закон охлаждения и нагрева зеркала. Однако строгая реализация даже такого изменения температуры, как линейное, представляет собой достаточно сложную техническую задачу.

Среди многочисленных [1, 2] методов охлаждения зеркала наиболее удобным является термоэлектрическое охлаждение. Охлаждающее действие термоэлемента основано на известном из физики явлении Пельтье, при котором в месте соединения двух проводящих материалов (лучше всего полупроводников с различными механизмами проводимости) поглощается тепло (тепло Пельтье), если в этой цепи протекает электрический ток определенного направления. Обратимость эффекта Пельтье позволяет, когда это необходимо, использовать термоэлемент и для нагревания зеркала. Работа полупроводниковых термоэлектрических устройств достаточно полно освещена в литературе [9].

Здесь укажем лишь на особенность работы термоэлемента, использованную в предлагаемой методике измерения. При пропускании через термоэлемент постоянного тока того или иного направления температура его термослая экспоненциально изменяется до некоторого значения, $t_{\text{зс}}$, зависящего от силы тока и интенсивности теплообмена со средой, если названные условия в течение опыта остаются неизменными.

Итак, пусть температура зеркала изменяется по закону экспоненты

$$\vartheta_z(\tau) = \vartheta_{0z} e^{-a\tau}, \quad (15)$$

где

$$\vartheta_z(\tau) = t_{\text{зс}} - t_z(\tau); \quad \vartheta_{0z} = t_{\text{зс}} - t_{0z},$$

величины t_{0z} , $t_{\text{зс}}$ — значения температуры зеркала соответственно в начальный момент времени и при наступлении стационарного режима, a — некоторая положительная величина, зависящая от тепловой инерционности зеркала и от характера тепловых воздействий термоэлемента на зеркало. Тогда погрешность $\Delta t_1(\tau_*)$, согласно (7) и (15), выразится так:

$$\Delta t_1(\tau) = \vartheta_{0r} e^{-m(\tau_* - \tau_0)} - \frac{\vartheta_{0z} a e^{-a\tau_0}}{m - a} [e^{-a(\tau_* - \tau_0)} - e^{-m(\tau_* - \tau_0)}] \quad (16)$$

Равенства (15) и (16) справедливы как для процесса охлаждения, так и для процесса нагревания зеркала.

Подставив в (13) вместо $\Delta t_1(\tau'_*)$ и $\Delta t_1(\tau''_*)$ их выражения из (16), получим

$$\begin{aligned} \Sigma = & \Delta \bar{t}_r(\tau_*) + \frac{t_z(\tau'_*) - t_0}{2} + \frac{t_z(\tau''_*) - t_0}{2} + \frac{1}{2} \left\{ \vartheta'_{0r} e^{-m(\tau'_* - \tau'_0)} - \right. \\ & - \frac{a' \vartheta'_{0z} e^{-a' \tau'_0}}{m - a} [e^{-a'(\tau'_* - \tau'_0)} - e^{-m(\tau'_* - \tau'_0)}] \left. \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \vartheta''_{0r} e^{-m(\tau''_* - \tau''_0)} - \right. \\ & - \frac{a'' \vartheta''_{0z} e^{-a'' \tau''_0}}{m - a''} [e^{-a''(\tau''_* - \tau''_0)} - e^{-m(\tau''_* - \tau''_0)}] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Если тепловой поток, идущий в процессе охлаждения от зеркала к термоэлементу, равен потоку тепла, поступающему от термоэлемента к зеркалу при нагревании последнего, то при соблюдении равенства (18) непременно соблюдаются и равенства (19) [см. (15) и (16)]:

$$\vartheta'_{0z} = -\vartheta''_{0z}, \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \vartheta'_z(\tau) &= -\vartheta''_z(\tau) \\ a' &= a'' \\ \tau'_* - \tau'_0 &= \tau''_* - \tau''_0 \\ \tau'_* &= \tau''_* \\ \vartheta'_{0r} &= -\vartheta''_{0r} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

При этом температура зеркала в момент появления конденсата ниже, а в момент исчезновения конденсата выше истинной точки росы на одну и ту же величину и, следовательно,

$$\Sigma = \Delta \bar{t}_T(\tau_*)$$

и

$$t_0 = \frac{t_n(\tau'_*) + t_n(\tau''_*)}{2} - \Delta \bar{t}_T(\tau_*). \quad (14)$$

Итак, здесь предлагается использовать участок экспоненты охлаждения (нагрева) зеркала, характеризуемый отрезком времени от

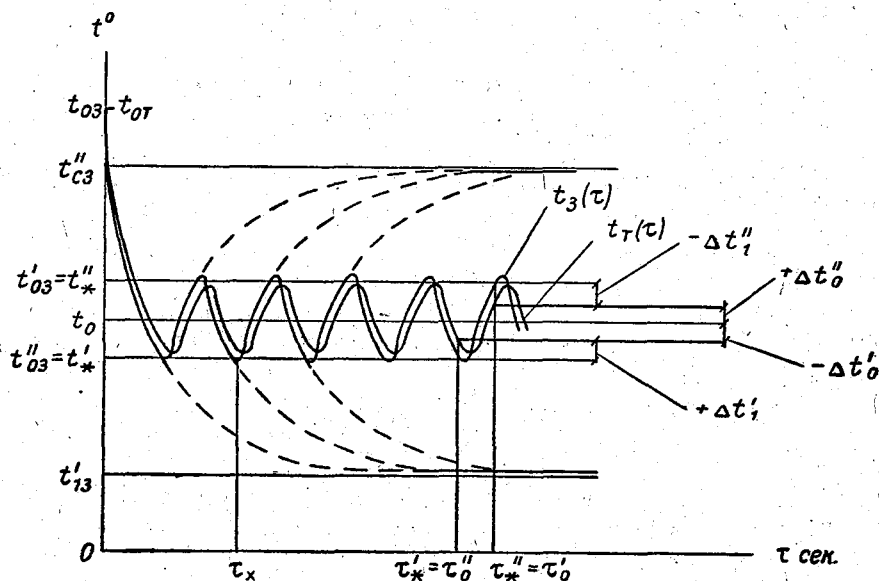


Рис. 1. Регулирование температуры зеркала около точки росы.

t_{03} , t_{0T} — температура зеркала и термометра в момент включения питания, t_0 — истинная точка росы, t'_* , t''_* — температура зеркала в момент появления и исчезновения конденсата, t'_{03} , t''_{03} — температура зеркала в начале экспонент охлаждения и нагрева, t'_{13} , t''_{13} — температура зеркала в конце экспонент охлаждения и нагрева, $\Delta t_1 = t_T - t_3$, $\Delta t_0 = t_T - t_0$.

начала охлаждения (нагрева) зеркала до момента выпадения (исчезновения) конденсата.

При появлении на поверхности зеркала налета конденсата следящая система получает от индикатора росы сигнал и реверсирует в термоэлементе направление тока. При исчезновении с поверхности зеркала конденсата сигнал с входа следящей системы снимается, ток снова реверсируется, охлаждение вновь продолжается до повторного выпадения конденсата и т. д.

Так как сила тока в термоэлементе меняется только по направлению, а термическая инерционность системы зеркало — термометр как при охлаждении, так и при нагревании зеркала одна и та же, то по прошествии некоторого времени τ_* изменения температуры зеркала станут строго периодическими (рис. 1). В этом установившемся динамическом режиме, очевидно, точку росы можно определить по формуле (14).

Может, однако, оказаться, что время, необходимое для осуществления одного отсчета, соизмеримо с отрезком времени между появлением и исчезновением конденсата. Здесь могут встретиться два случая: а) время одного отсчета равно или меньше полупериода колебаний температуры зеркала; б) время одного отсчета больше полупериода этих колебаний.

Если имеет место первый случай, достаточно при измерении ограничиться одной парой отсчетов в установившемся режиме, так как результаты этих отсчетов будут содержать систематические погрешности, равные по величине и противоположные по знаку (рис. 1) и, следовательно, будет справедлива формула (14).

Во втором случае следует произвести в установившемся режиме ряд измерений температуры и в качестве точки росы взять среднее арифметическое этого ряда показаний прибора, т. е.

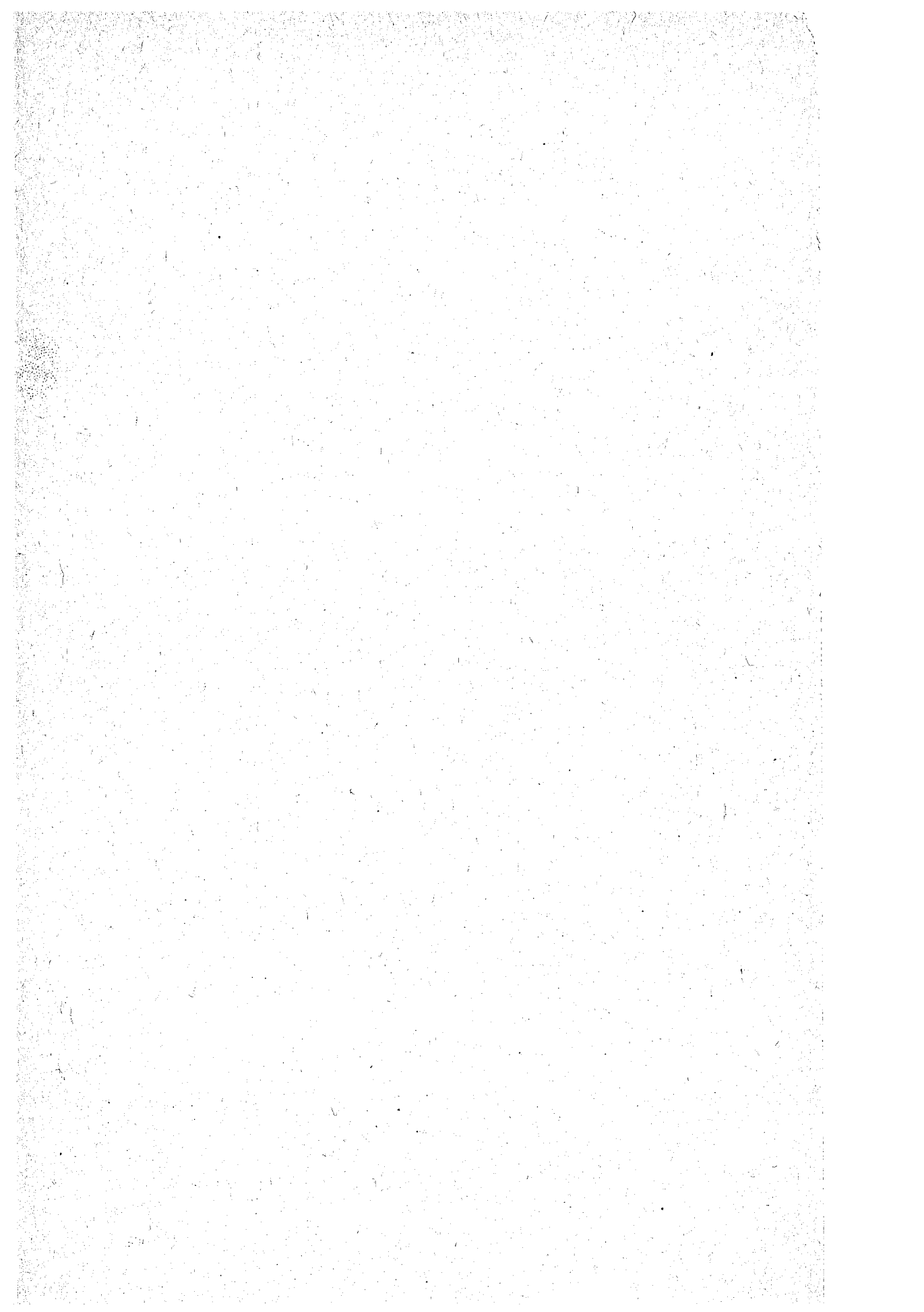
$$t_0^{**} = \frac{\sum_{i=1}^n t_{ni}}{n} - \Delta t_T(\tau_*), \quad (20)$$

где n — четное число, равное количеству измерений температуры в течение одного опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Усольцев В. А. Измерение влажности воздуха. Гидрометеиздат, Л., 1959.
2. Берлинер М. А. Электрические методы и приборы для измерения и регулирования влажности. Госэнергоиздат, М.—Л., 1960.
3. Спенсер-Грегори Г., Роурке Е. Гигрометрия. Металлургиздат, М., 1963.
4. Фатеев Н. П. Стационарный гигрометр точки росы. Труды ГГО, вып. 103, 1959.
5. Winterling K. H. Zur dynamischen Anpassung von Meßwerken bei der elektrischen Temperaturmessung. Archiv für Technisches Messen, 219, April, 1954.
6. Маликов М. Ф. Основы метеорологии. Гидрометеиздат, М., 1949.
7. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. Машгиз, Л., 1957.
8. Савинов В. П. Прибор для измерения влажности воздуха. Изв. высших учебных заведений. Приборостроение, № 3, 1958.
9. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. Изд. АН СССР, М., 1960.

ПРИЛОЖЕНИЯ



Ниже приводятся результаты наблюдений за распределением метеорологических элементов в пограничном слое, проведенных в районе мыса Херсонес в сентябре 1962 г.

Экспедиция проводилась Главной геофизической обсерваторией совместно с Гидрометеорологической обсерваторией Черного и Азовского морей и Ленинградским гидрометеорологическим институтом.

Целью экспедиции была отработка методики наблюдений на море и получение экспериментального материала по распределению метеорологических элементов над водной поверхностью и в прибрежной зоне.

Программа включала широкий комплекс наблюдений: градиентных, актинометрических, шаропилотных и температурного зондирования, причем наблюдения в море проводились на судне и на бую. Схема расположения основных точек наблюдений приводится на рис. 1.

Кроме этого, эпизодически проводились наблюдения на дополнительных точках для исследования трансформации воздушных масс. В настоящем сборнике материалы дополнительных наблюдений не приводятся.

Методика актинометрических и градиентных наблюдений на суше и на море подробно описана в соответствующих статьях настоящего сборника. Здесь следует только отметить, что наблюдения на суше и на море проводились синхронно и по единой программе.

Ветровое зондирование проводилось с помощью шаров-пилотов.

С помощью вертолета производилось зондирование над морем, а также исследовалась горизонтальная изменчивость температуры и влажности при переходе с суши на море и наоборот.

Результаты актинометрических наблюдений приводятся в статье Р. М. Каждан, Т. В. Кирилловой и Л. Ю. Преображенского «О результатах наблюдений за радиационным балансом в прибрежном районе Черного моря».

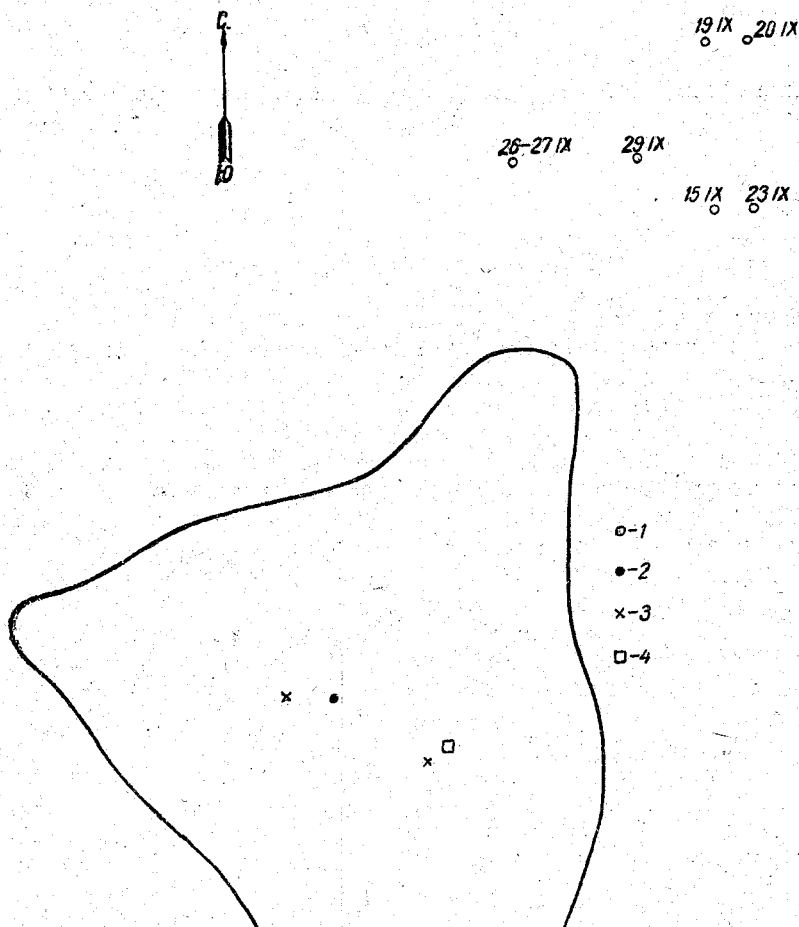


Рис. 1. Схема расположения основных точек наблюдений.

1 — местоположение судна, 2 — площадка градиентных наблюдений, 3 — пункты шаропилотного зондирования, 4 — пункт аэростатного зондирования.

Градиентные наблюдения над ветром

Время, час. мин.	Высота, м				
	0,25	0,5	1,0	2,0	4,0

Серия II, 11—12/IX

18 30	3,9	4,7	5,7	6,6	7,6
22 30	1,3	1,7	2,2	2,6	3,2
2 30	<1,0	<1,0	1,6	2,1	2,5
4 30	1,5	1,8	3,0	4,4	—
8 30	<1,0	1,2	1,7	1,9	2,0
10 30	1,1	1,3	1,6	1,7	1,9
11 30	1,3	1,5	1,9	2,0	2,1
12 30	1,7	1,9	2,4	2,6	2,7
13 30	1,4	1,6	2,0	2,2	2,2
14 30	1,6	1,9	2,3	2,5	2,7
17 25	1,7	1,9	2,5	2,9	—
18 30	<1,0	1,0	1,4	1,7	1,9

Серии III—IV, 14, 15—16/IX

18 30	3,7	4,6	—	6,5	7,6
22 30	3,2	3,9	—	5,6	6,7
2 30	1,1	1,4	1,9	2,3	2,8
4 30	<1,0	<1,0	1,1	1,5	2,2
8 30	2,0	2,3	2,9	3,5	4,1
10 30	3,0	3,6	—	5,2	6,0
12 30	2,7	3,1	—	4,5	5,3
14 30	3,0	3,5	—	5,0	5,8
16 30	3,0	3,4	—	5,0	5,8
18 30	2,3	2,7	3,3	4,1	4,9
22 30	1,6	1,9	2,6	3,1	3,8
2 30	2,0	2,4	3,0	3,6	4,5
4 30	1,6	2,0	2,6	3,1	3,9
8 30	1,7	2,1	2,5	2,9	3,6
10 30	2,3	2,7	3,2	3,8	4,5
12 30	2,0	2,4	2,8	3,3	4,0
14 30	1,7	1,9	2,3	2,7	3,3
16 30	2,5	3,0	3,4	4,1	4,8
18 30	1,5	1,9	2,4	2,3	3,4

Время, час. мин.	Высота, м						
	0,25	0,5	1,0	2,0	5,3	9,8	15,4

Серия V, 18—19/IX

18 30	1,6	1,8	2,5	—	3,7	4,1	4,5
22 30	<1,0	<1,0	<1,0	1,1	1,3	1,0	1,1
2 30	<1,0	<1,0	1,3	1,8	2,6	3,0	3,2
4 30	<1,0	<1,0	1,4	1,9	2,7	2,8	2,8
8 30	<1,0	<1,0	1,2	1,3	—	1,4	1,5
10 30	1,3	1,6	2,0	2,2	2,6	2,6	2,6
12 30	1,8	2,2	2,7	3,0	3,5	3,5	3,6
14 30	2,2	2,7	3,3	3,7	4,4	4,5	4,5
16 30	1,6	2,0	2,5	2,9	3,5	3,5	3,5
18 30	1,0	1,2	1,6	1,8	2,2	2,2	2,3

Время, час. мин.	Высота, м						
	0,25	0,5	1,0	2,0	5,3	9,8	15,4

Серия VI, 20—21/IX

16 30	2,5	2,9	3,6	4,0	—	5,0	5,1
18 30	2,2	2,6	3,2	3,7	—	5,1	5,6
22 30	1,9	2,4	2,9	3,4	4,2	5,1	5,6
0 30	1,3	1,6	2,0	2,4	3,1	3,7	4,1
2 30	1,4	1,8	2,3	2,8	3,3	4,1	4,5
4 30	1,2	1,6	2,1	2,6	3,1	3,8	4,1
8 30	2,3	3,0	3,4	4,2	4,7	5,3	5,4
10 30	4,0	4,9	5,5	6,6	—	8,4	8,7
12 30	4,6	5,7	6,4	—	—	9,6	9,7
14 30	3,5	4,3	4,6	5,9	—	7,3	7,3
16 30	2,7	3,3	3,8	4,5	—	6,0	6,0
18 30	2,2	2,8	3,2	3,8	4,5	5,0	5,4
22 30	1,2	1,5	2,0	2,2	2,8	3,0	3,4

Время, час. мин.	Высота, м							
	0,25	0,5	1,0	2,0	3,0	5,4	9,8	15,4

Серии VII—VIII, 25—26—27/IX

18 30	2,0	2,3	3,0	3,6	3,9	4,2	—	5,5
22 41	1,4	1,6	2,2	2,6	2,7	2,9	—	3,8
0 30	1,0	1,0	1,1	1,3	1,4	1,5	—	1,9
01 30	1,3	1,6	1,9	2,3	2,4	2,8	3,0	3,4
2 30	1,7	1,9	2,5	2,9	3,2	3,5	4,0	4,7
3 30	1,5	1,8	2,2	2,6	2,8	3,1	3,5	3,9
4 30	1,8	2,2	2,8	3,4	3,8	3,9	4,3	4,9
8 30	2,7	3,0	3,8	4,6	4,9	5,1	—	6,1
9 30	2,7	3,1	4,0	4,9	5,1	5,3	—	6,0
10 30	2,9	3,4	4,2	5,1	5,5	5,7	—	6,4
11 30	3,1	3,6	4,5	5,5	5,8	5,9	—	6,6
12 30	3,3	3,8	4,5	5,7	5,9	6,1	—	7,0
14 30	3,0	3,0	3,6	4,7	4,9	5,0	—	5,6
15 30	2,6	2,6	3,3	4,2	4,3	4,4	—	5,1
16 30	2,0	2,1	2,7	3,3	3,5	3,6	3,7	4,1
17 30	1,1	1,2	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0
18 30	1,2	1,4	1,7	2,1	2,3	2,6	3,0	3,4
22 30	2,4	2,6	3,3	4,0	4,4	4,7	—	6,2
23 30	2,2	2,4	3,1	3,7	4,0	4,6	—	5,6
1 30	2,0	2,2	2,9	3,5	3,7	4,1	—	5,2
2 30	1,7	1,8	2,5	2,8	3,1	3,5	—	4,5
4 30	1,2	1,3	1,9	2,1	2,3	2,5	—	3,1
10 30	2,0	2,2	2,8	3,8	3,8	4,5	—	5,1
11 23	3,1	3,5	4,2	5,3	5,8	6,1	—	7,2
12 30	3,4	3,8	4,6	5,7	6,3	6,7	—	7,5
13 30	2,9	3,2	3,9	5,1	5,4	5,6	—	6,3
14 30	2,4	2,5	3,2	4,0	4,2	4,2	—	4,7
15 30	1,5	1,6	2,0	2,3	2,4	2,3	—	2,5
16 30	2,2	2,2	2,9	3,5	3,6	3,5	—	4,0
17 30	2,0	2,0	2,6	3,2	3,3	—	—	3,6
18 30	1,2	1,4	1,8	—	—	2,4	—	—

Время, час. мин.	Высота, м							
	0,25	0,5	1,0	2,0	3,0	5,3	9,8	15,4

Серия IX, 28—29/IX

18 30	1,7	1,8	2,4	2,8	2,8	3,2	3,6	4,2
22 30	0,0	0,0	<1,0	<1,0	<1,0	1,2	1,4	1,6
02 30	<1,0	<1,0	1,4	1,9	2,0	2,4	3,1	3,5
3 30	<1,0	<1,0	1,3	—	—	2,1	—	—
4 30	<1,0	<1,0	1,3	1,9	1,9	2,2	—	2,9
8 30	1,2	1,2	1,8	2,2	2,1	2,2	—	2,8
9 30	3,3	3,7	4,4	5,6	5,9	—	—	7,2
10 30	3,8	4,4	5,2	6,4	6,8	—	—	8,2
11 30	3,9	4,7	5,4	6,6	7,0	—	—	8,4
12 30	4,0	4,8	5,6	7,2	7,5	—	—	9,1
13 30	4,3	5,1	6,0	—	7,0	—	—	8,6
14 30	4,4	5,3	6,2	7,6	8,1	—	—	9,8
15 30	4,4	5,2	6,1	7,4	7,9	8,3	—	9,7
16 30	4,3	5,2	5,9	7,2	7,6	8,3	—	9,6
17 30	3,8	4,6	5,4	6,7	7,0	7,5	—	8,9
18 30	3,0	3,4	4,4	5,4	5,8	—	—	7,3

Градиентные наблюдения над температурой воздуха

Время, час. мин.	Высота, м				Время, час. мин.	Высота, м			
	0,25	0,50	1,0	2,0		0,25	0,50	1,0	2,0
Серия I, 9—10/IX					10 30	22,6	21,8	21,6	20,8
18 30	23,2	23,1	23,1	23,0	12 30	24,5	23,6	22,9	22,3
22 30	20,4	20,4	20,4	20,3	14 30	24,9	23,8	23,1	21,9
2 30	19,6	19,4	19,4	19,4	16 30	23,2	22,6	22,2	21,4
4 30	18,2	18,1	18,2	18,2	18 30	20,8	20,7	20,6	20,3
8 30	18,3	18,2	18,3	18,1	Серия VI, 20—21/IX				
10 30	18,9	18,9	18,7	18,4	18 30	20,3	20,2	20,2	20,0
12 30	18,7	18,7	18,5	18,2	22 30	19,3	19,5	19,5	19,5
14 30	дождь				0 30	17,7	17,6	17,8	17,8
16 30	16,2	16,4	16,4	16,6	2 30	17,2	17,2	17,4	17,5
18 30	дождь				4 30	16,6	16,5	16,9	16,8
Серия II, 11—12/IX					8 30	21,6	21,4	21,2	20,9
18 30	19,2	19,1	19,1	19,0	10 30	23,6	23,3	22,9	22,1
22 30	16,8	16,9	17,1	17,4	12 30	24,1	23,7	23,2	22,6
2 30	12,8	13,0	13,2	13,8	14 30	23,3	22,7	22,4	21,7
4 30	11,8	12,0	12,4	13,6	16 30	22,6	22,2	21,9	21,4
8 30	19,3	18,8	18,8	18,2	18 30	20,3	20,2	20,1	20,0
10 30	21,3	20,7	20,3	19,6	22 30	19,8	19,8	19,8	19,6
12 30	21,8	21,1	20,4	19,9	Серия VII—VIII, 25—26—27/IX				
14 30	22,1	21,7	21,0	20,4	18 30	17,8	17,8	17,8	17,8
16 30	22,1	21,7	21,6	20,8	22 30	17,3	17,3	17,3	17,4
18 30	20,3	20,1	20,1	19,9	2 30	16,7	16,7	16,8	16,7
Серия III—IV, 14—15—16/IX					4 30	17,1	17,1	17,1	17,1
18 30	14,4	14,3	14,3	14,4	8 30	18,2	18,0	18,0	17,6
22 30	14,6	14,6	14,8	14,8	10 30	19,7	19,4	19,2	18,7
2 30	13,8	13,8	14,1	14,2	12 30	20,9	20,3	20,0	19,3
4 30	12,2	12,3	12,7	13,2	14 30	20,9	20,2	19,7	19,3
8 30	15,7	15,5	15,4	15,0	16 30	19,9	19,6	19,3	19,0
10 30	18,0	17,6	17,4	16,7	18 30	18,6	18,6	18,6	18,5
12 30	19,8	19,0	18,2	17,6	22 30	18,0	18,0	18,1	18,1
14 30	20,2	19,5	18,9	18,1	2 30	дождь			
16 30	19,0	18,6	18,1	17,6	4 30	дождь			
18 30	16,3	16,2	16,3	16,3	8 30	дождь			
22 30	13,2	13,2	13,4	13,5	10 30	20,1	20,0	20,0	19,8
2 30	12,8	12,8	13,0	13,1	12 30	22,1	21,8	21,5	21,0
4 30	11,9	12,0	12,2	12,4	14 30	23,1	22,6	22,1	21,4
8 30	15,1	14,6	14,6	14,1	16 30	23,1	22,6	22,2	21,4
10 30	19,3	18,6	18,1	17,6	18 30	19,8	19,8	19,8	19,7
12 30	22,0	20,9	20,3	19,4	Серия IX, 28—29/IX				
14 30	22,0	21,3	21,2	20,4	18 30	18,1	18,1	18,2	18,2
16 30	21,6	21,1	20,6	20,1	22 30	14,8	15,4	16,1	16,7
18 30	18,5	18,4	18,4	18,3	2 30	15,8	15,9	16,1	16,6
Серия V, 18—19/IX					4 30	14,4	14,4	14,7	15,0
18 30	20,5	20,2	20,2	20,2	8 30	18,2	18,2	18,2	18,1
22 30	13,7	14,3	14,8	16,0	10 30	23,5	23,2	22,7	22,0
2 30	15,3	15,6	15,9	16,4	12 30	24,1	23,7	23,3	22,5
4 30	12,8	13,0	13,2	13,9	14 30	24,9	24,1	23,7	23,0
8 30	19,7	19,3	19,6	19,2	16 30	22,1	22,0	21,8	21,5
					18 30	20,4	20,4	20,4	20,4

Градиентные наблюдения над абсолютной влажностью воздуха

Время, час. мин.	Высота, м				Время, час. мин.	Высота, м			
	0,25	0,5	1,0	2,0		0,25	0,5	1,0	2,0
Серия I, 9—10/IX									
18 30	23,3	23,1	23,4	23,2	12 30	17,5	17,4	17,3	17,5
22 30	19,1	19,0	19,0	19,1	14 30	17,7	17,4	17,6	17,6
2 30	18,2	18,0	18,0	18,1	16 30	18,4	18,6	18,3	18,6
4 30	17,3	17,1	17,1	17,0	18 30	17,7	17,6	17,5	17,9
8 30	16,3	16,1	16,0	16,0	Серия VI, 20—21/IX				
10 30	15,9	15,6	15,6	15,5	18 30	17,6	17,8	17,8	17,7
12 30	14,7	14,8	14,7	14,5	22 30	19,1	19,0	19,0	19,2
14 30		дождь			0 30	18,8	18,8	18,9	19,1
16 30	17,1	16,7	15,8	15,6	2 30	17,7	17,8	17,7	17,8
18 30		дождь			4 30	16,0	15,9	15,9	15,9
					8 30	17,2	17,0	17,0	17,1
					10 30	18,9	18,8	18,7	18,5
					12 30	20,0	19,9	20,1	20,1
					14 30	19,8	20,1	20,1	20,3
					16 30	19,8	19,8	19,8	19,9
					18 30	18,9	18,9	19,0	19,2
Серия II, 11—12/IX									
18 30	13,2	13,2	13,2	13,0	Серия VII—VIII, 25—26—27/IX				
22 30	14,7	14,8	14,5	14,5	18 30	18,2	18,1	18,2	17,9
2 30	12,7	13,0	12,8	12,8	22 30	18,2	18,2	18,3	18,2
4 30	12,4	12,6	12,6	12,9	2 30	18,2	18,1	18,1	18,1
8 30	14,2	14,0	13,5	13,4	4 30	18,2	18,2	18,4	18,2
10 30	13,7	13,4	13,3	13,2	8 30	18,5	18,2	18,0	17,8
12 30	14,2	13,7	13,7	13,9	10 30	18,1	18,0	17,7	17,4
14 30	14,4	13,8	13,8	13,9	12 30	18,0	17,9	17,8	17,7
16 30	14,2	14,2	13,9	13,7	14 30				
18 30	14,8	14,8	14,6	14,6	16 30	17,7	17,5	17,5	17,3
					18 30	18,2	18,1	18,1	18,1
					22 30	19,0	19,0	18,9	19,0
					2 30		дождь		
					4 30		дождь		
					8 30		дождь		
					10 30	20,0	19,7	19,5	19,3
					12 30	20,3	19,7	19,3	19,2
					14 30	20,5	20,4	20,2	19,7
					16 30	21,0	20,6	20,3	20,1
					18 30	19,9	19,8	19,7	19,8
Серия III—IV, 14—15—16/IX									
18 30	14,0	14,2	13,8	13,7	Серия IX, 28—29/IX				
22 30	13,3	13,1	13,0	13,1	18 30	17,0	16,8	17,2	16,7
2 30	12,0	12,1	11,8	11,8	22 30	15,5	15,9	16,0	16,5
4 30	11,5	11,4	11,5	11,5	2 30	16,3	16,3	16,1	16,7
8 30	11,6	11,6	11,5	11,4	4 30	15,6	15,7	15,6	15,9
10 30	10,3	10,3	9,9	9,6	8 30	17,1	16,8	16,8	16,3
12 30	10,7	10,5	10,3	10,2	10 30	18,0	17,7	17,7	17,7
14 30	9,8	9,6	9,5	9,3	12 30	18,8	18,5	18,3	18,5
16 30	9,0	9,0	8,7	8,8	14 30	19,0	18,4	18,5	18,4
18 30	9,0	9,0	9,0	8,9	16 30	19,4	18,8	18,8	18,7
22 30	9,7	9,7	9,7	9,8	18 30	18,4	18,0	18,1	18,1
2 30	9,9	9,8	9,8	9,8					
4 30	9,6	9,5	9,5	9,5					
8 30	10,9	10,8	10,8	10,7					
10 30	11,0	11,1	10,8	10,9					
12 30	10,0	9,6	9,6	9,4					
14 30	11,2	11,0	10,9	10,8					
16 30	11,7	11,6	11,6	11,5					
18 30	11,1	11,1	11,0	11,2					
Серия V, 18—19/IX									
18 30	16,8	16,5	16,7	16,5					
22 30	12,8	12,8	12,6	12,8					
2 30	14,3	14,3	14,6	14,1					
4 30	13,0	13,2	13,4	13,4					
8 30	13,5	13,4	13,2	13,1					
10 30	14,2	14,1	14,0	13,8					

Данные самолетного зондирования (вертолетный электрометеорограф)

H	B	t	γ	u	q	H	B	t	γ	u	q
7/IX 15,0 часа						12/IX 0/0 08,3 часа					
0	1011	25,3		64	12,8	0	1016	16,6		70	8,3
100	999	21,7	3,60	82	13,4	100	1004	13,7	2,90	82	8,1
200	988	21,4	0,30	76	12,0	200	992	13,6	0,10	79	7,9
300	977	21,8	-0,40	48	8,2	300	981	13,3	0,30	78	7,8
400	965	21,7	0,10	41	6,9	400	969	12,7	0,60	80	7,7
500	954	21,5	0,20	36	6,0	500	958	12,1	0,60	82	7,6
700	933	21,2	0,15	28	4,7	700	935	11,0	0,55	79	7,0
740	929	21,1	0,25	27	4,6	1000	902	9,1	0,63	82	6,6
1000	901	19,4	0,65	53	8,3	1200	880	8,5	0,30	71	5,5
1200	879	18,1	0,65	59	8,4	1500	848	7,5	0,33	33	2,5
1500	849	16,6	0,50	58	8,2	1540	844	7,4	0,25	29	2,2
1570	842	16,2	0,57	58	8,1						
9/IX 0/0 08,5 часа						12/IX 10/0 As, Ac 16,0 часа					
0	1009	21,4		75	12,0	0	1015	22,1		60	10,0
100	997	19,0	2,40	90	12,6	100	1003	19,0	3,10	68	9,5
200	985	18,7	0,30	92	12,9	200	991	17,9	1,10	68	8,8
230	982	18,6	0,33	92	13,0	300	980	16,9	1,00	70	8,6
300	974	18,6	0,00	92	13,2	400	969	16,3	0,60	73	9,1
400	963	18,7	-0,10	80	11,8	500	957	15,7	0,60	76	9,0
500	952	18,8	-0,10	65	9,7	700	935	14,0	0,85	84	9,1
530	948	18,8	0,00	61	8,8	1000	902	14,4	-0,13	79	10,1
700	930	20,1	-0,76	47	7,5	1200	880	14,7	-0,15	86	9,1
1000	897	20,5	-0,13	36	6,1						
1200	877	19,2	0,65	35	5,6	13/IX 5/1 As, Cu 08,6 часа					
1500	846	17,6	0,53	34	5,2	0	1014	21,2		79	13,4
9/IX 0/0 12,0 час.						100	1002	17,6	3,60	—	—
0	1008	23,0		74	13,0	200	991	16,9	0,70	—	—
100	997	17,8	5,20	95	12,3	300	979	16,0	0,90	—	—
200	985	17,8	0,00	97	12,4	400	967	15,3	0,70	—	—
300	974	17,8	0,00	95	12,6	500	956	14,6	0,70	—	—
330	970	17,8	0,00	93	12,3	700	933	13,1	0,75	—	—
400	963	18,1	-0,43	81	11,2	1000	901	12,2	0,30	98	10,3
500	951	18,6	-0,50	62	10,0	1200	879	10,9	0,65	95	9,5
540	947	18,8	-0,50	54	7,9						
700	929	18,6	0,12	53	7,8	13/IX 1/1 Cu, Cl 12,2 часа					
1000	827	18,6	0,00	41	6,3	0	1014	22,8		65	11,0
1050	892	18,6	0,00	38	5,8	100	1002	19,4	3,40	81	11,3
1200	876	18,2	0,27	36	5,4	200	990	18,6	0,80	84	11,7
1500	846	17,1	0,37	33	5,0	300	979	17,9	0,70	86	11,2
1570	840	16,8	0,43	33	4,8	400	968	17,0	0,90	90	11,7
9/IX 3/3 Sc 16,3 часа						500	956	16,0	1,00	95	11,4
0	1008	25,3		69	14,0	700	933	14,4	0,80	99	10,9
100	997	21,6	0,70	88	14,4	720	931	14,2	1,00	100	11,0
200	985	21,1	0,50	88	14,1	1000	901	13,9	0,11	65	7,2
300	974	20,6	0,50	88	14,0	1020	899	13,9	0,00	63	6,9
320	971	20,5	0,50	89	14,0	1200	880	12,5	0,78	68	6,8
400	963	20,9	-0,50	76	12,2	1500	849	10,9	0,53	60	6,0
500	952	21,4	-0,50	58	9,8	1550	844	10,7	0,40	59	5,9
530	948	21,5	-0,33	53	9,0						
700	930	21,1	0,15	35	6,0	13/IX 5/1 As, Cu 16,1 часа					
1000	898	19,6	0,50	54	8,6	0	1014	21,9		73	11,7
						100	1002	18,9	3,00	88	12,3
						200	990	18,1	0,80	94	12,2

<i>H</i>	<i>B</i>	<i>t</i>	γ	<i>u</i>	<i>q</i>	<i>H</i>	<i>B</i>	<i>t</i>	γ	<i>u</i>	$\bar{q}$
300	979	17,1	1,00	95	12,4	1000	905	7,4	0,77	67	4,7
400	968	16,3	0,80	97	11,6	1200	883	5,9	0,75	71	4,7
500	956	15,6	0,70	97	11,6	1230	880	5,6	1,00	71	4,6
700	934	15,0	0,30	70	7,7	1340	868	7,0	-1,27	50	3,5
1000	902	13,9	0,37	55	6,0	1500	852	7,0	0,00	46	3,3
1200	880	13,4	0,25	47	5,2	1530	849	7,0	0,00	43	3,1
1500	849	12,4	0,33	62	6,2						
1540	845	12,2	0,50	64	7,0						
14/IX 08,1 часа						16/IX 08,0 часа					
0	1011	20,1		78	11,7	0	1020	14,4		65	6,5
100	1000	19,0	1,10	80	11,2	100	1008	14,0	0,40	61	6,1
200	988	18,1	0,90	83	10,8	200	996	13,5	0,50	55	5,4
300	977	17,2	0,90	88	11,4	300	984	13,5	0,00	50	4,9
400	965	17,2	0,00	66	8,5	400	972	13,3	0,20	55	5,4
500	954	17,2	0,00	41	5,3	500	961	13,2	0,10	61	6,0
700	931	15,9	0,65	53	6,4	700	938	12,1	0,55	73	6,8
1000	899	13,7	0,73	61	6,7	730	935	11,9	0,67	75	6,9
1200	878	12,6	0,55	59	5,9	1000	904	12,1	-0,07	79	7,7
1500	847	11,2	0,47	56	5,6	1200	884	10,0	1,05	73	6,5
1550	842	11,0	0,40	56	5,6	1500	852	9,4	0,20	71	6,2
						1540	848	9,3	0,25	67	5,8
15/IX 0/0 Ac 08,6 часа						16/IX 4/4 Cu 11,9 часа					
0	1019	14,8		69	6,9	0	1020	19,4		41	5,7
100	1007	13,9	0,90	62	6,2	100	1008	16,0	3,40	47	5,3
200	996	13,6	0,30	56	5,6	200	996	15,4	0,60	49	5,4
300	984	13,1	0,50	46	4,6	300	984	14,7	0,70	47	5,0
400	972	12,6	0,50	47	4,2	400	973	13,9	0,80	49	5,0
500	961	12,0	0,60	48	4,3	500	962	13,1	0,80	51	5,0
700	938	10,3	0,85	52	4,2	700	938	11,3	0,90	64	5,7
1000	904	8,0	0,77	59	4,1	1000	905	9,2	0,70	73	5,8
1200	883	6,7	0,65	63	4,4	1200	883	8,1	0,55	62	4,8
1500	850	4,2	0,83	69	4,1	1480	854	5,6	0,89	65	4,2
15/IX 2/2 Cu 12,2 часа						17/IX 0/0 08,0 часа					
0	1021	17,0		55	6,6	0	1017	17,6		57	7,1
100	1008	14,8	2,20	62	6,2	100	1005	16,1	1,50	62	7,1
200	996	13,7	1,10	64	6,3	200	993	15,7	0,40	56	6,3
300	984	12,7	1,00	66	6,1	300	981	15,3	0,40	56	6,3
400	973	11,8	0,90	68	6,6	400	969	14,8	0,50	53	5,8
500	962	10,9	0,90	71	6,0	500	958	14,4	0,40	60	5,4
700	939	9,4	0,15	75	5,8	700	935	12,7	0,85	51	5,0
1000	905	7,3	0,70	77	5,3	1000	902	11,9	0,27	—	—
1200	878	6,0	0,65	60	4,0	1200	881	11,8	0,05	—	—
1500	851	5,2	0,27	46	2,9	1500	849	11,3	0,17	—	—
						1540	845	11,2	0,25	—	—
15/IX 0/0 16,1 часа						17/IX 0/0 12,1 часа					
0	1020	17,8		42	4,9	0	1016	19,4		38	5,3
100	1008	15,1	2,70	46	4,9	100	1005	14,9	4,50	46	4,8
200	997	14,2	0,90	51	5,1	200	993	14,7	0,20	49	5,1
300	985	13,1	1,10	51	4,9	300	981	14,7	0,00	46	4,9
400	973	12,3	0,80	52	4,8	400	970	14,7	0,00	33	3,6
500	962	11,4	0,90	54	4,7	500	958	14,7	0,00	26	2,9
700	939	9,7	0,85	59	4,7	700	936	15,2	-0,25	22	2,5
						1000	903	13,9	0,43	13	1,4
						1200	882	13,3	0,30	—	—
						1500	850	12,2	0,37	—	—
						1520	848	12,1	0,50	—	—

H	B	t	γ	u	q	H	B	t	γ	u	q
17/IX 0/0 16,4 часа						500	957	9,9	0,80	62	5,0
0	1016	20,4		38	5,7	700	934	9,3	0,30	61	4,7
100	1003	18,2	2,20	38	5,0	1000	901	7,8	0,50	61	4,4
200	991	17,7	0,50	27	3,5	1200	879	6,3	0,75	56	3,8
300	979	17,5	0,20	24	3,1	1500	847	4,3	0,67	61	3,1
400	968	17,3	0,20	28	3,6	24/IX 11,5 часа					
500	957	17,2	0,10	31	3,9	0	1016	18,7		44	5,9
700	934	16,7	0,25	21	2,7	100	1004	14,5	4,20	46	4,7
1000	902	15,5	0,40	30	3,7	200	993	13,4	1,10	48	4,7
1200	881	15,8	-0,15	25	3,2	300	981	12,7	0,70	49	4,5
1230	877	15,8	-0,13	24	3,1	400	969	12,1	0,60	49	4,5
1500	849	14,4	0,52	17	2,1	500	957	11,6	0,50	47	4,2
1510	848	14,4	0,00	16	1,9	700	935	10,5	0,55	43	3,7
18/IX 0/0 08,0 часа						1000	902	8,6	0,63	43	3,3
0	1010	16,3		63	7,2	1200	880	7,4	0,60	45	3,3
90	1000	17,3	-1,11	57	7,1	1500	849	5,3	0,70	48	3,2
100	999	17,1	2,00	56	7,0	1550	843	5,0	0,60	49	3,1
200	987	16,3	0,80	52	6,1	26/IX 7/7 St 09,6 часа					
300	975	15,7	0,60	58	6,6	0	1015	18,8		84	11,3
400	964	15,2	0,50	57	6,4	30	1011	17,2	0,53	91	11,0
480	955	16,7	-1,88	39	4,8	100	1003	16,4	1,14	92	10,7
18/IX 0/0 12,2 часа						200	991	15,6	0,80	93	10,4
0	1010	22,1		45	7,4	300	981	15,5	0,10	92	10,3
100	998	17,7	4,40	57	7,2	400	970	15,4	0,10	90	10,1
200	987	16,9	0,80	58	7,1	475	962	15,5	-0,13	92	10,6
300	975	16,1	0,80	58	6,9	26/IX 5/0 Ac, Cc, Sc 12,6 часа					
400	964	16,4	-0,30	44	5,4	0	1013	19,0		80	11,0
500	953	16,8	-0,40	30	3,8	100	1002	16,2	2,80	—	—
700	931	15,7	0,55	36	4,3	200	990	15,4	0,80	—	—
1000	899	15,2	0,17	27	3,3	300	978	15,1	0,30	—	—
1200	880	15,3	-0,05	—	—	400	966	15,2	-0,10	—	—
1260	874	15,4	-0,17	—	—	500	955	15,4	-0,20	—	—
1500	848	13,6	0,75	—	—	700	932	15,9	-0,25	—	—
1550	842	13,3	0,60	—	—	1000	900	16,8	-0,30	—	—
21/IX 3/0 Cc, Cl, Cu 11,9 часа						1200	879	16,2	0,30	—	—
0	1009	21,6		77	11,6	1500	848	14,5	0,57	—	—
100	997	18,1	3,50	91	11,9	1520	846	14,4	0,50	—	—
200	985	17,4	0,70	90	11,3	26/IX 3/0 Ac 18,3 часа					
300	973	17,4	0,00	80	10,3	0	1013	19,2		80	11,2
400	962	17,2	0,20	72	9,3	100	1001	18,3	0,90	—	—
500	951	16,6	0,60	70	8,7	200	989	18,1	0,20	—	—
700	929	15,4	0,60	70	8,3	300	978	17,8	0,30	—	—
870	910	14,3	0,65	72	8,1	400	967	17,5	0,30	—	—
1000	893	14,8	0,38	66	7,9	500	955	17,4	0,10	—	—
1080	888	15,2	0,50	63	7,7	550	950	17,2	0,40	—	—
1200	876	14,4	0,65	63	7,4	27/IX 10/4 Ac, Cl, Sc 12,3 часа					
1400	856	13,2	0,60	63	6,9	0	1007	22,0		76	12,5
24/IX 08,1 часа						100	996	21,0	1,00	68	10,7
0	1015	13,4		62	5,8	200	984	20,7	0,30	69	10,8
100	1003	12,5	0,90	64	5,8						
200	991	12,0	0,50	55	4,9						
300	980	11,6	0,40	58	5,0						
400	969	10,7	0,90	60	5,0						

<i>H</i>	<i>B</i>	<i>t</i>	γ	<i>u</i>	<i>q</i>	<i>H</i>	<i>B</i>	<i>t</i>	γ	<i>u</i>	<i>q</i>
300	972	20,7	0,00	65	10,3	29/IX 9/0 Ас, Сu 15,7 часа					
400	961	20,4	0,30	61	9,6	0	1013	23,1		66	11,7
500	949	20,1	0,30	58	9,2	100	1001	20,3	2,80	80	12,1
700	928	18,7	0,70	57	8,5	200	989	19,5	0,80	—	—
1000	895	16,4	0,77	62	8,2	300	979	19,1	0,40	—	—
1200	875	14,8	0,80	68	8,2	400	966	18,7	0,40	—	—
1500	844	12,7	0,70	69	7,5	500	954	18,3	0,40	—	—
1510	843	12,7		69	7,5	700	932	17,3	0,50	76	10,0
27/IX 10/3 Ас, Sc, Cl 15,6 часа						1000	900	16,0	0,43	64	8,2
0	1007	22,7		68	11,1	1200	879	15,7	0,15	57	7,2
100	995	21,3	1,40	65	10,4	1230	876	15,6	0,33	55	7,0
200	984	20,5	0,80	68	10,6	1500	847	13,5	0,78	68	7,7
300	973	19,3	1,20	72	10,7	1540	843	13,3	0,50	69	7,7
400	961	18,7	0,60	74	10,6	29/IX 8/0 Ас 17,8 часа					
500	950	18,0	0,70	76	10,6	0	1014	20,6		78	11,8
700	929	17,0	0,50	71	9,2	100	1002	19,2	1,40	75	10,6
1000	896	15,2	0,60	75	9,1	200	990	18,4	0,80	78	10,4
1200	875	15,2	0,00	69	8,5	300	979	18,2	0,20	77	10,5
1500	844	13,6	0,53	69	7,8	400	967	18,0	0,20	73	9,8
1540	840	13,4	0,50	69	7,9	500	956	17,7	0,30	66	8,7
27/IX 10/2 Cl, Ас, Сu, Sc 17,7 часа						700	933	16,8	0,45	66	8,5
0	1007	21,1		80	12,7	1000	901	15,7	0,37	58	7,2
100	995	18,8	2,30	84	11,7	1200	880	14,5	0,60	66	7,8
200	984	18,1	0,70	84	11,2	1500	849	12,2	0,77	—	—
300	972	17,9	0,20	79	10,4	1570	842	11,7	0,71	—	—
400	961	17,5	0,40	75	9,8	30/IX 8/0 Ас 07,9 часа					
500	950	16,9	0,60	72	9,2	0	1015	17,4		87	10,6
700	927	15,6	0,65	76	9,1	100	1003	17,0	0,40	—	—
1000	895	11,7	1,30	—	—	200	991	16,4	0,60	—	—
1030	892	11,3	1,33	—	—	300	979	15,7	0,70	—	—
29/IX 07,8 часа						400	968	15,4	0,30	—	—
0	1014	16,7		86	10,0	500	957	15,0	0,40	—	—
100	1002	17,6	-0,90	—	—	700	934	14,7	0,15	—	—
200	990	17,3	0,30	—	—	1000	902	14,5	0,67	—	—
300	979	16,8	0,50	—	—	1200	880	13,4	0,55	—	—
400	968	16,1	0,70	—	—	1500	849	11,3	0,70	—	—
500	957	15,3	0,80	—	—	1520	847	11,2	0,50	—	—
700	935	14,0	0,65	—	—	30/IX 11,9 часа					
960	906	12,6	0,54	—	—	0	1015	21,5		75	11,9
29/IX 8/4 Ас, Сu, Cl 11,6 часа						100	1003	18,6	2,90	—	—
0	1014	22,0		72	11,7	200	992	18,0	0,60	—	—
100	1003	19,2	2,80	87	12,3	300	980	17,6	0,40	—	—
200	992	18,4	0,80	—	—	400	969	17,3	0,20	—	—
300	980	17,6	0,80	—	—	500	958	17,0	0,30	—	—
400	969	16,9	0,70	—	—	540	953	16,9	0,25	78	9,9
500	958	16,2	0,70	—	—	700	935	17,7	-0,50	60	8,2
700	935	15,4	0,40	—	—	750	929	17,9	-0,40	56	7,8
1000	902	14,0	0,46	—	—	1000	902	16,6	0,52	50	6,5
1060	896	13,9	0,17	—	—	1200	881	15,3	0,65	45	5,6
1220	879	14,4	-0,31	—	—	1500	849	13,2	0,70	71	8,0
						1520	848	13,1	0,50	70	7,9

Примечание. Принятые условные обозначения следующие: *H* — высота в м, *B* — давление в мб, *t* — температура, *u* — относительная влажность в %, *q* — удельная влажность в г/кг, γ — средний в слое вертикальный температурный градиент, 1° на 100 м.

Данные аэростатных подъемов

H	B	t	γ	u	q	v	H	B	t	γ	u	q	v
19/IX 0/0 08,3 часа							20/IX 3/0 C1 18,0 часа						
0	1008	19,2		71	9,9		0	1012	20,8		70	10,8	3,0
25	1005	20,6	-5,60	72	11,1	0	25	1009	20,3	2,00	73	11,0	3,9
50	1002	20,8	-0,80	68	10,7	0	50	1006	19,7	2,40	74	10,8	4,5
100	996	20,4	0,80	70	10,7	0	100	1000	19,1	1,20	77	10,8	4,5
150	990	20,6	-0,40	66	10,3	0	150	994	18,8	0,60	80	11,1	4,5
200	985	19,8	1,60	67	10,1	0	200	989	18,3	1,00	81	10,9	4,0
300	973	18,7	1,10	73	10,1	0	300	977	17,5	0,80	82	10,6	3,7
400	962	17,5	1,20	78	10,1	2,6	400	966	17,1		79	10,1	2,5
470	954	16,9	0,86	80	10,1	3,3	420	963	17,0	0,42	78	10,0	2,4
19/IX 1/1 Sc 13,0 часа							20/IX 1/0 Cs, 22,1 часа						
0	1009	22,3		62	10,5		0	1013	19,5		84	11,8	3,0
25	1006	21,6	2,80	65	10,5	3,9	25	1010	19,8	-1,20	84	12,3	3,6
50	1003	21,3	1,20	65	10,3	3,8	50	1007	19,7	0,40	84	12,2	4,7
100	997	20,9	0,80	67	10,5	3,7	100	1001	19,2	1,00	85	12,0	4,4
150	992	20,2	1,40	69	10,6	3,8	150	995	18,8	0,80	88	12,2	3,7
200	986	19,6	1,20	72	10,7	3,3	200	989	18,3	1,00	89	12,0	3,8
300	975	18,8	0,80	71	10,0	3,8	300	977	17,4	0,90	94	12,0	3,7
400	963	18,4	0,40	71	9,9	3,8	400	966	16,6	0,80	94	11,6	3,6
470	955	18,2	0,29	69	9,7	3,8	430	963	16,3	1,00	94	11,4	3,1
19/IX 3/3 Cи, Sc 16,0 часа							21/IX 0/0 04,2 часа						
0	1009	21,8		71	11,4		0	1011	16,6		89	10,4	2,5
25	1006	21,5	1,20	73	11,6	2,8	25	1008	16,8	-0,80	82	9,8	3,0
50	1003	21,2	1,20	75	11,8	3,1	50	1005	17,0	-0,80	79	9,5	4,4
100	998	20,7	1,00	77	12,0	2,8	100	999	17,8	-1,60	69	8,9	7,2
150	992	20,3	0,80	80	12,3	2,4	150	994	18,7	-1,80	55	7,6	7,0
200	986	19,6	1,40	82	12,3	2,4	200	988	18,7	0,00	56	7,8	6,9
300	975	18,6	1,00	87	12,2	2,3	240	983	18,7	0,00	57	8,0	7,1
400	963	17,8	0,80	91	12,2	2,4	300	976	18,3	0,67	58	8,1	5,0
470	955	17,5	0,43	94	12,2	2,4	320	974	18,2	0,50	58	8,0	4,5
19/IX 6/5 Sc, Ac 18,0 часа							400	965	18,3	-0,12	63	8,8	5,1
0	1009	21,3		79	12,5		21/IX 08,1 часа						
25	1006	20,5	3,20	81	12,5	1,5	0	1010	20,3		66	10,0	2,5
50	1003	20,3	0,80	81	12,4	1,5	25	1007	20,9	-2,40	66	10,2	3,5
100	998	19,8	1,00	83	12,5	1,5	50	1004	20,2	2,80	70	10,6	4,2
150	992	19,2	1,20	86	12,3	1,5	100	999	19,6	1,20	75	11,2	4,9
200	986	18,4	1,60	88	12,0	1,5	150	993	19,2	0,80	79	11,2	5,0
300	975	17,5	0,90	93	11,9	1,5	180	989	19,2	0,00	68	9,9	5,2
380	966	17,0	0,62	94	11,8	1,5	200	987	19,6	-2,00	61	9,1	3,6
20/IX 0/0 16,3 часа							300	976	19,5	0,10	61	9,1	4,2
0	1012	21,6		65	10,4		400	964	19,2	0,30	60	8,9	3,8
25	1009	20,8	3,20	67	10,4	4,4	440	959	18,9	0,75	60	8,7	3,5
50	1006	20,5	1,20	70	10,8	3,7	21/IX 18,4 часа						
100	1000	19,6	1,80	70	10,3	5,1	0	1009	20,2		81	12,1	3,3
150	995	19,0	1,20	71	10,0	5,1	25	1006	19,8	1,60	84	12,5	5,0
200	989	18,5	1,00	73	10,0	5,2	50	1003	19,4	1,60	85	12,3	5,6
300	977	17,8	0,70	76	10,0	5,4	100	997	19,0	0,80	85	11,9	5,9
400	966	16,8		78	9,7	5,1	150	991	18,6	0,80	81	11,2	6,4
420	963	16,7	0,92	78	9,7	4,4	200	985	18,3	0,60	82	11,1	6,6
							300	974	17,4	0,90	89	11,5	6,8
							400	963	16,6		95	11,7	6,8
							420	960	16,3	0,92	96	11,7	6,7

H	B	t	γ	u	q	v	H	B	t	γ	u	q	v
25/IX 10/10 ≡ 09,9 часа							26/IX 1/0 Ac 18,9 часа						
0	1015	17,3		93	11,3	4,1	0	1013	18,2		89	11,5	1,5
25	1012	17,2	0,40	93	11,3	3,7	25	1010	18,4	-0,80	—	—	3,5
50	1009	17,1	0,40	94	11,4	4,9	50	1007	18,2	0,80	—	—	3,5
100	1003	16,6	1,00	96	11,4	4,6	100	1001	17,6	1,20	—	—	4,7
150	997	16,2	0,80	99	11,6	4,6	150	995	17,2	0,80	—	—	5,4
200	991	15,8	0,80	100	11,2	4,3	200	989	16,8	0,80	—	—	5,6
300	980	15,3	0,50	100	11,1	3,4	250	983	16,4	0,80	—	—	5,6
400	968	14,9		100	11,0	3,3	300	977	16,6	-0,40	—	—	6,6
420	965	14,8	0,42	100	10,9	2,7	340	973	16,8	-0,50	85	10,6	6,8
							400	966	16,8	0,00	89	11,1	6,1
							420	964	16,8	0,00	90	11,2	6,0
25/IX 2/2 Sc 17,8 часа							26/IX 22,0 часа						
0	1015	18,3		87	11,3	2,6	0	1012	18,1		94	12,1	2,0
25	1011	18,1	0,80	87	11,3	3,6	25	1008	18,0	0,40	93	12,0	4,0
50	1008	17,8	1,20	89	11,3	5,1	50	1005	17,9	0,40	91	11,7	5,2
100	1003	17,3	1,00	90	11,2	5,8	100	1000	17,4	1,00	94	11,7	5,6
150	996	16,8	1,00	91	11,0	4,8	150	994	16,8	1,20	96	11,6	5,6
200	991	16,6	0,40	92	11,0	4,7	170	992	16,6	1,00	96	11,5	5,6
300	979	16,1	0,50	93	11,0	2,0							
400	968	15,8	0,30	94	11,0	2,0							
490	957	15,4	0,44	93	10,7	2,0							
26/IX 04,1 часа							29/IX 0/0 04,9 часа						
0	1014	17,2		93	11,3	3,0	0	1013	14,9		91	9,4	0
25	1011	17,0	0,80	94	11,3	5,2	25	1010	15,5		90	9,8	3,5
50	1008	16,8	0,80	94	11,3	5,5	40	1008	16,1	-3,00	86	9,8	2,7
100	1002	16,4	0,80	96	11,1	5,6	50	1007	16,1	0,00	86	9,8	2,6
150	996	15,9	1,00	98	11,2	5,8	80	1003	16,1	0,00	86	9,8	2,6
200	990	15,5	0,80	98	11,0	5,5	100	1001	16,2	-0,50	86	9,9	2,5
300	979	14,8	0,70	98	10,6	5,6	150	995	16,1	0,20	88	10,0	3,1
400	967	14,3		98	10,3	5,3	200	990	15,6	1,00	89	10,0	3,4
440	963	14,2	0,43	98	10,3	4,9	300	978	14,6	1,00	91	9,6	4,0
							400	966	13,7	0,90	92	9,4	4,3
							440	962	13,4	0,75	92	9,2	4,3

Примечание. Все обозначения те же, что и в табл. IV, v — скорость ветра в м/сек.

Направление d (град.) и скорость ветра v (м/сек.)

Дата	Время, час. мин.	Р мб	t°	W м/сек.	Облачность						
						у земли		100		200	
						d	v	d	v	d	v
С е											
9/IX	18 00	1008	23,0	160	1/0 Ac vesp, Sc	315	—	334	8	342	10
9/IX	22 05		20,3	150	1/1 Sc	338	—	355	10	013	10
10/IX	02 00		19,4	172	10/10 Sc (930)	338	—	355	10	007	9
10/IX	08 00		18,1	174	Frcu (720)	022	—	015	12	016	12
10/IX	10 08		18,4	161	10/7 As, Ac, Sc (760)	045	—	024	8	026	7
10/IX	12 00		18,2	157	10/6 Cb, As, Cu, Ac, Frcu	360	—	011	10	009	11
10/IX	17 55		16,6	158	10/7 Sc, Cb, Ac	045	—	098	7	082	6
С е р и я											
11/IX	22 00	1016	17,4	162	0/0	360	—	333	7	334	7
12/IX	02 00		13,8	155		—	—	021	3	331	4
12/IX	04 00		13,6	168		—	—	039	3	334	4
12/IX	08 05		18,2	160	0/0	022	1	040	2	002	3
12/IX	10 00		19,6	164	2/0 Cl, Ac, Cu следы	022	2	013	2	346	1
12/IX	12 04		19,9	148	8/1 Cc, Cl, Ac, Cu (1250)	270	—	269	2	265	3
12/IX	14 09	1015	20,4	154	10/2 Cs, Cl, Ac, Sc	270	3	246	3	260	4
12/IX	16 00		20,8	152	10/0 As, Ac	270	—	281	5	288	5
12/IX	18 00		19,9	151	9/0 Ac	—	2	289	4	292	3
С е р и я											
14/IX	18 00	1019	14,4	138	10/7 Ns, As, Frst (1460)	360	—	026	18	027	21
15/IX	02 00		14,2	162	10/10 Sc, As	045	—	036	6	018	6
15/IX	04 00		13,2	168	10/ Sc, As	—	—	036	3	359	6
15/IX	08 00		15,0	160	0/0 Ac, Cu следы	045	—	028	5	036	6
15/IX	10 00		16,7	170	1/1 Cu	360	—	005	7	007	7
15/IX	12 00	1021	17,6	164	2/2 Cu hum	022	—	357	6	356	7
15/IX	14 05	1020	18,1	204	3/3 Sc, Cu	338	—	355	6	351	7
15/IX	16 05		17,6	153	0/0 следы Cu	—	—	340	6	341	6
15/IX	18 00		16,3	173	2/2 Sc vesp	045	—	344	7	347	7
С е р и я											
15/IX	18 00	1020	16,3	173	2/2 Sc vesp	045	—	344	7	347	7
15/IX	22 00		13,5	167		067	—	045	7	032	7
16/IX	02 00		13,1	158	0/0	022	—	036	7	034	8
16/IX	04 00		12,4	166	1/1 Cu	045	—	048	7	045	8
16/IX	08 20		1020	14,1	155		045	—	050	4	045
16/IX	10 00	1020	17,6	165		045	—	042	4	054	4
16/IX	12 00		19,4	182	4/4 Cu (2200)	360	—	016	5	027	3
16/IX	14 00		20,4	170	4/4 Cu, Cc, Frcu (300)	270	—	337	2	023	2
16/IX	16 00		20,1	163		180	—	172	5	160	5
16/IX	18 00		18,3	183	1/1 Sc vesp	180	—	162	4	164	4
С е р и я											
18/IX	18 00	1010	20,2	170	0/0	045	—	053	4	046	4
18/IX	22 10		16,0	156	0/0	—	—	035	4	030	6
19/IX	02 00		16,4	156	0/0	—	—	324	3	317	4

по данным шаропилотных наблюдений

Высота, м														Примечание
500		1000		1500		2000		3000		4000		5000		
d	v	d	v	d	v	d	v	d	v	d	v	d	v	
I														
360	10	020	8	070	4		2	228	8	200	14	—	—	
354	9	357	11	348	10	336	11	336	12	—	—	—	—	
002	10	333	9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
014	13	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
015	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
017	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
055	16	058	15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
II														
006	6	028	6	357	5	002	5	—	—	—	—	—	—	
338	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
353	5	350	2	319	5	345	5	—	—	—	—	—	—	
335	4	315	3	303	3	339	6	352	7	323	8	333	10	
326	2	285	2	315	6	351	6	340	7	320	11	324	11	
282	4	295	2	328	4	359	5	315	8	313	10	—	—	
280	4	293	6	322	4	343	5	328	12	321	11	—	—	
288	7	315	7	334	3	322	6	354	7	295	12	—	—	
290	4	328	7	325	6	326	7	324	8	—	—	—	—	
III														
028	8	018	16	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
350	10	015	11	019	9	338	7	—	—	—	—	—	—	
355	10	002	9	006	8	—	—	—	—	—	—	—	—	
019	9	354	10	347	8	341	10	317	12	—	—	—	—	
018	7	002	9	340	8	330	9	327	9	304	10	292	12	
354	8	347	9	323	5	332	9	322	8	317	12	—	—	
352	8	359	7	337	8	323	6	321	10	305	11	306	14	
338	5	356	5	326	4	316	6	316	9	310	13	310	13	
345	8	001	6	332	5	318	6	317	10	315	13	—	—	
IV														
345	8	001	6	332	5	318	6	317	10	315	13	—	—	
011	7	046	3	321	3	—	—	—	—	—	—	—	—	
038	8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
041	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
117	6	136	6	—	1	321	4	321	6	312	10	318	13	
094	4	130	6	175	3	328	4	320	6	325	10	323	16	
194	3	159	7	140	6	118	3	—	—	—	—	—	—	
162	5	132	3	118	4	019	4	336	6	328	9	—	—	
173	4	100	1	068	5	014	5	332	6	332	8	327	8	
V														
086	4	117	13	134	14	140	12	172	9	—	—	—	—	
124	4	124	12	146	6	165	9	176	7	—	—	—	—	
193	4	154	8	205	4	228	3	183	7	—	—	—	—	

Дата	Время, час. мин.	P мб	t°	W м/сек.	Облачность						
						у земли		100		200	
						d	v	d	v	d	v
19/IX	04 00		13,9	149		—	—	360	4	268	5
19/IX	08 12	1008	19,2	164	0/0 Ac	—	0	085	1	122	2
19/IX	10 00		20,8	158	0/0 Ac	045	—	092	1	155	2
19/IX	12 00	1009	22,3	162	2/2 Sc	225	—	204	3	191	3
19/IX	14 00		21,9	166	1/1 Sc	180	—	198	4	203	4
19/IX	16 00		21,4	182	4/4 Sc, Cu	202	—	196	4	200	3
19/IX	18 00	1009	20,3	165	10/8 Sc, Ac, Cl	202	—	230	3	224	2

Серия

20/IX	16 15	1012	21,7	187		—	—	308	5	304	6
20/IX	18 00	1012	20,0	208		—	—	324	5	328	5
20/IX	22 15	1013	19,5	148		—	—	352	6	357	5
21/IX	02 10		17,5	152		—	—	051	6	028	8
21/IX	04 00	1011	16,8	150		—	—	047	7	039	8
21/IX	08 10	1010	20,9	181	0/0 Cl	180	—	169	5	171	5
21/IX	10 00		22,1	184	1/0 Cc, Cl	180	—	146	10	137	8
21/IX	10 50	1009	22,6	180	3/0 Cc, Cl, Cu	225	—	150	9	146	13
21/IX	14 00		21,7	205	9/2 Ac, Cc, Cl, Sc	158	—	167	9	166	10
21/IX	16 00		21,4	172	10/3 Cl, Cs, Ac, Sc	225	—	204	7	205	7
21/IX	17 50	1009	20,0	168	10/0 Ac, Cc, Cs	135	—	160	8	172	7
22/IX	09 00		16,5	184	10/10 Frnb (430), Sc, Ac	—	—	016	9	017	10
22/IX	10 00		16,3	163	10/10 Sc (400)	—	—	011	11	014	12
22/IX	11 00		18,7	162	10/10 Sc (900)	—	—	024	10	022	10
22/IX	12 00		18,5	178		—	—	018	10	016	11

Серия

25/IX	18 00	1015	17,8	179	5/0 Ns, Ac	022	—	351	4	339	3
26/IX	02 18		16,7	140	10/10 Sc (700)	045	—	032	4	335	2
26/IX	04 00	1014	17,1	145	10/10 Sc (190)	—	—	356	4	—	—
26/IX	08 00		17,6	182	7/2 Ac, Cc, Cl, St	—	—	023	7	020	6
26/IX	10 00	1015	18,7	188		—	—	012	7	011	7
26/IX	12 00	1013	19,3	221	5/0 Ac, Cc, Sc	—	—	010	6	018	6
26/IX	14 00		19,3	184	4/1 Cs, Sc	360	—	355	7	009	6
26/IX	16 00		19,0	183	10/10 Sc (720)	360	—	004	4	022	5
26/IX	18 00	1013	18,5	190	3/0 Ac floc, Ac lent	360	—	351	4	359	5
26/IX	22 00	1012	18,1	164	4/4 St	045	—	037	5	032	6
27/IX	04 00			165	10/10 Ns (165)	—	—	155	2	—	—
27/IX	10 07		19,8	179	10/8 Sc (1730) Ac, As	045	4	032	5	048	3
27/IX	12 00	1007	21,0	186	10/4 Ac, Cl, Sc	045	5	040	7	051	7
27/IX	14 15		21,4	183		—	—	038	5	041	3
27/IX	16 05	1007	21,4	178		180	—	182	4	197	3
27/IX	17 55		19,7	184	10/2 Cl, Ac, Cu	—	—	208	4	217	4

Серия

29/IX	02 00		16,6	231	0/0	—	—	188	4	184	5
29/IX	04 00	1013	15,0	156	1/0 Cu med (560)	—	—	171	3	177	3
29/IX	07 00	1014	18,1	182	10/10 Sc tra (830) Ac	—	—	147	4	176	8
29/IX	10 00		22,0	225	8/4 Ac, Sc	135	—	139	8	137	9
29/IX	12 00	1014	22,5	202		—	—	145	11	145	11
29/IX	14 00		23,0	231	10/2 Cl, Ac, Cc, Cu	180	—	138	11	137	14
29/IX	16 00	1013	21,5	236	5/0 Ac floc, Cc, Cu	225	8	145	11	146	11
29/IX	18 00		20,4	176	8/0 Ac, Sc	135	—	135	11	140	14

Высота, м														Примечание
500		1000		1500		2000		3000		4000		5000		
<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	<i>d</i>	<i>v</i>	
159	4	153	7	184	4	—	—	—	—	—	—	—	—	
145	6	161	7	243	4	250	6	187	5	177	8	164	10	
177	4	145	7	252	3	230	6	208	7	172	6	173	13	
197	5	150	6	217	4	233	7	—	—	—	—	—	—	
154	4	148	7	215	5	227	4	222	7	195	6	184	13	
190	3	154	6	185	4	245	4	—	—	—	—	—	—	
183	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

VI

317	6	357	6	302	8	283	6	278	8	268	9	—	—
014	5	013	7	321	8	312	9	276	8	276	9	262	8
009	4	323	5	325	6	330	8	—	—	—	—	—	—
022	7	331	2	325	6	310	6	—	—	—	—	—	—
036	8	030	1	338	5	—	—	—	—	—	—	—	—
137	1	169	4	120	2	173	1	249	6	—	—	—	—
136	6	273	5	248	2	222	4	250	6	242	8	235	10
157	8	163	4	221	5	259	5	257	7	241	7	217	12
155	9	204	4	223	6	240	7	240	7	222	8	226	16
175	6	177	7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
156	7	206	7	229	7	224	7	244	10	250	12	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
008	11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
014	10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

VII—VIII

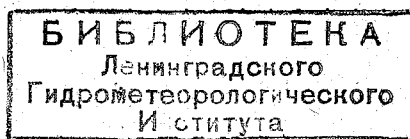
187	2	118	1	163	6	—	—	—	—	—	—	—	—
240	3	243	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
119	3	158	4	164	5	176	6	207	9	182	8	—	—
045	2	152	4	150	4	158	5	176	9	166	9	—	—
111	3	130	6	133	6	138	7	177	10	181	10	187	10
106	4	126	9	120	6	150	4	186	8	182	10	—	—
079	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
025	5	092	6	116	9	130	4	140	6	183	8	198	11
124	4	150	7	174	6	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
131	5	148	9	135	13	—	—	—	—	—	—	—	—
123	3	152	6	130	11	138	11	150	21	—	—	—	—
166	2	142	5	140	9	148	10	185	7	201	8	193	7
250	1	052	2	139	8	160	9	210	4	205	7	—	—
255	2	036	2	190	4	187	5	204	4	190	6	180	8

IX

193	4	198	6	214	6	210	5	207	8	224	8	—	—
169	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
146	10	158	13	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
142	12	160	11	188	8	—	—	—	—	—	—	—	—
144	11	157	9	185	8	188	5	200	9	218	9	201	11
148	12	170	7	199	2	206	5	207	10	221	10	216	14
152	10	192	2	220	3	—	—	—	—	—	—	—	—

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Е. Д. Надежина. Об изменении полей метеорологических элементов, происходящих при трансформации воздушной массы	3
Д. Л. Лайхтман, Л. Р. Орленко. Строение пограничного слоя атмосферы на разных широтах	14
С. С. Зилитинкевич. Вертикальный турбулентный обмен в приземном слое атмосферы	21
Б. А. Каган. К теории дрейфа льда в горизонтально-однородном море	36
Э. Л. Подольская. К вопросу о дифференциальных уравнениях для интегрального потока радиации	53
Ф. Н. Шехтер. О радиационных диаграммах	57
Д. Л. Лайхтман, Э. К. Бютнер. Турбулентность в струйных течениях при наличии поворота геострофического ветра	63
Н. З. Ариель, Э. К. Бютнер, Б. Д. Панин. Результаты структурных измерений u -компоненты скорости ветра	69
Э. К. Бютнер. Зависимость величины дисперсии частиц, испускаемых непрерывным источником от интервала времени опыта	78
В. А. Клеванцова, Р. С. Бортковский, Л. Ю. Преображенский. О методах градиентных наблюдений в море	85
Л. Ю. Преображенский. О некоторых особенностях распределения температуры воды в поверхностном слое	99
Б. Д. Панин. Метод измерения временной и пространственной структуры воздушного потока	102
А. С. Зайцев, Н. В. Серова. Некоторые результаты метеорологических наблюдений на Валдайском озере с помощью специально оборудованной лодки	107
Л. Ю. Преображенский. Об измерении альбедо моря	116
Т. В. Кириллова, С. П. Малевский-Малевич. Об измерении альбедо моря с вертолета	120
Р. М. Каждан, Т. В. Кириллова, Л. Ю. Преображенский. О результатах наблюдений за радиационным балансом в прибрежном районе Черного моря	125
Э. Б. Красносельский. К вопросу определения степени лавинной опасности в высокогорных районах Центрального Тянь-Шаня	133
Н. В. Кучеров. Измерение касательного напряжения ветра	140
И. С. Никитин. Оценка точности и применимости радиолокационного метода исследований течений	145
В. С. Двас. Анализ погрешностей и методика измерения точки росы	152
Приложения	161



Редактор А. Б. Котиковская

Техн. редактор Г. С. Николаева

Корректоры: З. А. Белкина, В. В. Мамедова

Сдано в набор 12/IX 1963 г.

Подписано к печати 12/II 1964 г.

Бумага 70×108¹/₁₆.

Бум. л. 5,63

Печ. л. 15,41

Уч.-изд. л. 14,68

Тираж 700 экз.

М-15096

Индекс МЛ-68

Тем. план 1964 г., № 37.

Гидрометеорологическое издательство.

Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.

Заказ № 585

Цена 1 руб. 03 коп.

Ленинградская типография № 8 «Главполиграфпрома»
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
Ленинград, Прачечный пер., д. № 6.