

вплоть до западных берегов Черного моря, где также вызывает немалые разрушения.

Как и фён, бора наблюдается во многих районах земного шара.

6 Закономерности распределения метеорологических величин в приземном слое атмосферы на основе теории подобия и размерности

Выше указывалось, что логарифмические формулы, описывающие распределение метеорологических величин в приземном слое, справедливы при стратификации, близкой к безразличной. При сильно устойчивой и неустойчивой стратификации наблюдаются систематические отклонения профилей скорости ветра, температуры и влажности воздуха от логарифмических (см. рис. 21.2). Однако при всех условиях профиль скорости ветра и других метеорологических величин при приближении к земной поверхности асимптотически переходит в логарифмический ($c \sim \lg z$). Этот переход происходит тем выше, чем ближе стратификация к безразличной.

В последние десятилетия предпринимались многочисленные попытки построить такую теорию, которая учитывала бы влияние стратификации на профиль метеорологических величин. Наиболее полное решение упомянутая проблема получила на основе представлений теории подобия и размерности. Эта теория применительно к исследованию строения приземного слоя была развита А. М. Обуховым и А. С. Мониним.

Анализ размерных величин, которые входят в уравнения, определяющие изменение температуры и скорости ветра с высотой в приземном слое, позволил сделать заключение: безразмерные температура (т. е. отношение T/T_*) и скорость ветра (отношение c/u_*) являются универсальными функциями безразмерного отношения — параметра статической устойчивости.

$$\zeta = z/L^*. \quad (6.1)$$

Здесь L^* — масштаб высоты Монина—Обухова:

$$L^* = \frac{u_*^2}{\kappa^2 \beta T_*}, \quad (6.2)$$

где u_* — скорость трения (масштаб скорости), T_* — масштаб температуры:

$$T_* = - \frac{Q_0}{\kappa \rho_0 u_*}, \quad (6.3)$$

$\beta = g/T$ — параметр плавучести (g — ускорение свободного падения), κ — постоянная Кармана.

Непосредственной проверкой нетрудно убедиться в том, что T_* имеет размерность температуры, а L^* — длины. Знак масштабов температуры и высоты зависит только от знака турбулентного потока тепла Q_0 : при неустойчивой стратификации ($\gamma > \gamma_a$), когда $Q_0 > 0$, масштабы T_* и L^* отрицательные ($T_* < 0$, $L^* < 0$), при устойчивой ($\gamma < \gamma_a$), когда $Q_0 < 0$, они положительные ($T_* > 0$, $L^* > 0$). Если γ приближается к γ_a при $Q_0 \rightarrow 0$, масштаб T_* стремится также к нулю ($T_* \rightarrow 0$), а масштаб L^* стремится к бесконечности ($L^* \rightarrow \pm \infty$).

Отметим, что в основе сформулированного выше заключения лежит предположение (гипотеза): в области развитой турбулентности режим движения и передачи тепла не зависит от характеристик молекулярного обмена (коэффициентов молекулярной вязкости и теплопроводности), а на высотах, значительно превышающих размер неровностей (шероховатостей) земной поверхности, свойства последней не сказываются на изменении температуры и скорости ветра с высотой.

Формулы для распределения скорости ветра и температуры в приземном слое, предсказываемые теорией подобия, имеют вид:

$$c(z) - c(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} [f_c(\zeta) - f_c(\zeta_1)], \quad (6.4)$$

$$T(z) - T(z_1) = T_* [f_\theta(\zeta) - f_\theta(\zeta_1)], \quad (6.5)$$

где $f_c(\zeta)$ и $f_\theta(\zeta)$ — некоторые универсальные функции переменной ζ . Вид этих функций был установлен путем анализа многочисленных данных градиентных измерений, выполненных при различных условиях во многих районах земного шара. В результате получено:

$$f_c(\zeta) = f_\theta(\zeta) = \begin{cases} \ln \zeta + 10\zeta & \text{при } \zeta > 0, \\ \ln |\zeta| & \text{при } -0,07 \leq \zeta \leq 0, \\ 0,25 + 1,2\zeta^{-1/3} & \text{при } \zeta < -0,07. \end{cases} \quad (6.6)$$

Пропорциональность функций f_c и f_θ переменной $\zeta^{-1/3}$ установлена теорией подобия для сильно неустойчивой стратификации. Первая из формул (6.6), получившая название «логарифмическая + линейная», впервые использована А. С. Мониним и А. М. Обуховым.

Методика расчета потока тепла. Пусть температура и скорость ветра измерены на двух высотах: z_1 и $z_2 = n_2 z_1$ (n_2 — любое число, большее единицы). Обозначим разности:

$$\Delta c = c_2 - c_1, \quad \Delta T = T_2 - T_1.$$

Если теперь формулы (6.4) и (6.5) записать для высоты z_2 , то найдем:

$$u_* = \frac{\kappa \Delta c}{f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)}, \quad T_* = \frac{\Delta T}{f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)}. \quad (6.7)$$

С учетом этих соотношений формулы (6.2) и (6.3) принимают вид:

$$\frac{L^*}{z_1} = \frac{(\Delta c)^2}{\beta z_1 \Delta T} \frac{f_{\theta}(\zeta_2) - f_{\theta}(\zeta_1)}{[f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)]^2}, \quad (6.8)$$

$$Q_0 = -\chi^2 c_p \rho_0 \frac{\Delta c \cdot \Delta T}{[f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)][f_{\theta}(\zeta_2) - f_{\theta}(\zeta_1)]}. \quad (6.9)$$

Нетрудно видеть, что множители, в которые входят функции f_c и f_{θ} , зависят, согласно (6.6), только от $n_2 = z_2/z_1$ и отношения L^*/z_1 . Так при $\zeta > 0$ разность $f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1) = \ln n_2 + 10(n_2 - 1)(z_1/L^*)$. Таким образом, (6.8) и (6.9) позволяют при заданных (измеренных) Δc и ΔT определить Q_0 и L^*/z_1 , а затем по первой формуле (6.7) — скорость трения u_* .

Номограммы для определения u_* и Q_0 по этой методике изображены на рис. 21.11 и 21.12. При этом принято $z_1 = 0,5$ м и $z_2 = 2$ м (т. е. $n_2 = 4$), $c_p = 1006$ Дж/(кг·К) и $\rho_0 = 1,3$ кг/м³. Поток тепла при неустойчивой стратификации ($\Delta T < 0$) монотонно увеличивается с ростом Δc и $|\Delta T|$. При $\Delta T > 0$ (устойчивая стратификация) рост Δc также ведет к увеличению $|Q_0|$. Однако зависимость Q_0 от ΔT в этом случае более сложная: при малых Δc увеличение ΔT приводит не к росту (как при больших Δc), а к уменьшению $|Q_0|$. Такую зависимость Q_0 от ΔT можно объяснить влиянием устойчивости на турбулентный обмен: последний при усилении устойчивости резко уменьшается, вследствие чего $|Q_0|$ также уменьшается.

Преимущество рассмотренного способа определения Q_0 состоит в том, что при его применении не нужны сведения о параметре шероховатости. Однако способу присущ и недостаток. Разность скоростей ветра Δc измеряется со значительно большей погрешностью, чем сама скорость на определенном уровне. По этой причине целесообразно ввести в расчетные формулы скорость ветра c_3 на некотором уровне $z_3 = n_3 z_1$, расположенном между уровнями z_1 и z_2 (здесь n_3 — целое число). С этой целью формулу (6.4) запишем в несколько ином виде, а именно введем в нее уро-

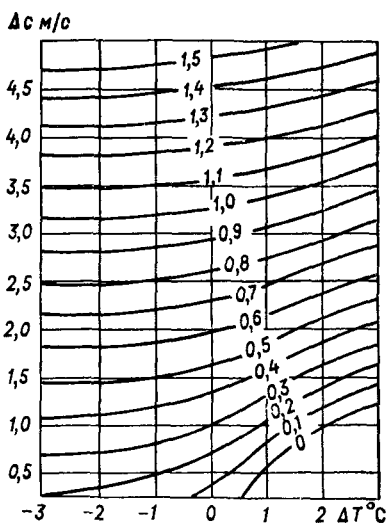


Рис. 21.11. Номограмма для расчета скорости трения u_* по измеренным $\Delta T = T_2 - T_1$ и $\Delta c = c_2 - c_1$ (изолинии — u_* в м/с).

вень шероховатости z_0 , на котором скорость ветра обращается в нуль. Тогда выражение для скорости ветра c_3 примет вид

$$c_3 = \frac{u_*}{\kappa} [f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)], \quad (6.10)$$

где

$$\zeta_3 = z_3/L^*, \quad \zeta_0 = \frac{z_0}{L^*} = \frac{z_0}{z_3} \frac{z_3}{L^*}.$$

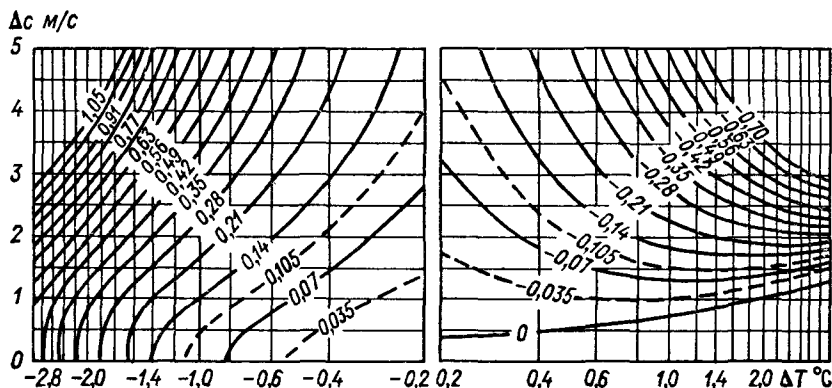


Рис. 21.12. Номограмма для расчета турбулентного потока тепла Q_0 по измеренным $\Delta T = T_2 - T_1$ и $\Delta c = c_2 - c_1$ (кривые — изолинии Q_0 в кВт/м²).

Формулы (6.8) и (6.9) и первая из формул (6.7) при этом принимают вид:

$$\frac{L^*}{z_3} = \frac{c_3^2}{\beta z_3 \Delta T} \frac{f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)}{[f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)]^2}, \quad (6.11)$$

$$Q_0 = -\kappa^2 c_p \rho_0 \frac{c_3 \Delta T}{[f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)][f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)]}, \quad (6.12)$$

$$u_* = \frac{\kappa c_3^2}{f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)}. \quad (6.13)$$

Из анализа этих формул следует, что безразмерное отношение $u_*/c_3 = \alpha_u$, называемое коэффициентом трения, коэффициент теплообмена $\alpha_T = -Q_0/(c_p \rho_0 c_3 \Delta T)$ и отношение L^*/z_3 зависят при заданных $n_2 = z_2/z_1$, $n_3 = z_3/z_1$ только от двух безразмерных параметров:

$$B = \frac{g}{T_1} \frac{z_3 \Delta T}{c_3^2}, \quad \eta_0 = \frac{z_0}{z_3}. \quad (6.14)$$

Параметр B представляет собой аналог числа Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{T} = \frac{\partial\theta/\partial z}{(\partial c/\partial z)^2}, \quad (6.15)$$

записанного в конечно-разностном виде (производные заменены конечными разностями).

Наряду с обычным числом Ричардсона в теории используется динамическое число Ричардсона $Rf = \alpha Ri$, где $\alpha = k_T/k$ (k_T — коэффициент турбулентной теплопроводности, вообще говоря, отличающийся от коэффициента турбулентности k).

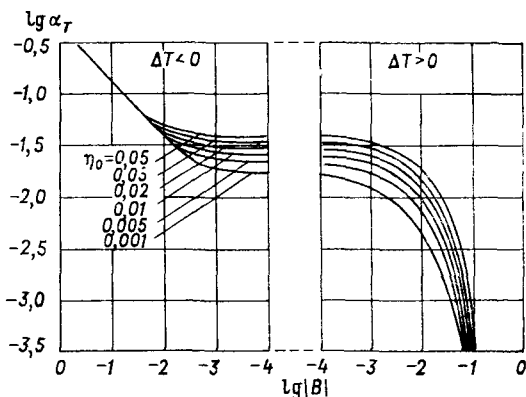


Рис. 21.13. Номограмма для расчета коэффициента теплообмена α_T по значениям B и η_0 (при $z_3 = 2z_1$ и $z_2 = 4z_1$).

Первая номограмма для определения α_T по рассмотренной методике была построена А. Б. Казанским и А. С. Мониним. На рис. 21.13 воспроизведена более поздняя номограмма, построенная на основе уточненных коэффициентов в формуле (6.6). Порядок пользования номограммой следующий.

1. По измеренным на высотах $z_2 = 2z_3$ и $z_1 = z_3/2$ температурам T_2 и T_1 и по измеренной на высоте z_3 скорости ветра c_3 рассчитываем значение B , а затем $\lg|B|$.

2. При известном значении z_0 находим $\eta_0 = z_0/z_3$.

3. По $\lg|B|$, отложенному на оси абсцисс, с учетом стратификации приземного слоя (правая часть номограммы соответствует устойчивой стратификации, $\Delta T > 0$, левая — неустойчивой, $\Delta T < 0$) и η_0 (на номограмме проведены кривые равных значений η_0) считываем на оси ординат $\lg \alpha_T$.

4. Зная α_T , находим поток тепла

$$Q_0 = -c_p \rho_0 \alpha_T c_3 \Delta T. \quad (6.16)$$

Подчеркнем, что в качестве уровней z_1 , z_3 и z_2 обычно берутся уровни 0,5, 1 и 2 м; однако можно взять и любые другие три уровня (конечно, в пределах приземного слоя), удовлетворяющих условиям: $z_3 = 2z_1$ и $z_2 = 4z_1$.

Во всех предыдущих рассуждениях, строго говоря, следовало бы вместо температуры T брать потенциальную температуру, но в приземном слое $\Delta\Theta \approx \Delta T$ и $\Theta \approx T$.

Скорость испарения. Изложенную методику расчета потока тепла можно использовать также для определения скорости испарения (или потока скрытого тепла). В самом деле, согласно результатам главы 14, скорость испарения с земной поверхности Q'_0 можно представить в виде

$$Q'_0 = -\rho_0 \alpha_s c_s \Delta s, \quad (6.17)$$

где α_s — коэффициент влагообмена, $\Delta s = s_2 - s_1$ — разность массовых долей пара на высотах z_2 и z_1 . Коэффициенты теплообмена (α_T) и влагообмена (α_s), согласно исследованиям последних лет, практически равны между собой ($\alpha_T = \alpha_s$). Поэтому из формул (6.16) и (6.17) следует:

$$\frac{Q'_0}{Q_0} = \frac{1}{c_p} \frac{\Delta s}{\Delta T} \quad \text{или} \quad \frac{LQ'_0}{Q_0} = \frac{1}{Bo}, \quad (6.18)$$

где $Bo = \frac{c_p \Delta T}{L \Delta s}$ — отношение Боуэна, L — удельная теплота парообразования. Таким образом, если по номограммам определен поток явного тепла Q_0 , а по данным измерений температуры и влажности — отношение Боуэна, то по формуле (6.18) без труда рассчитывается поток скрытого тепла LQ'_0 .

С исследовательских судов производится измерение температуры поверхностного слоя воды T_0 , а также температуры воздуха T_{10} и скорости ветра c_{10} на высоте $z_{10} = 10$ м. В этом случае в формулах (6.11)–(6.13) и (6.17) следует положить: $\Delta T = T_{10} - T_0$, $c_s = c_{10}$ и $\Delta s = s_{10} - s_0$, при этом s_0 — массовая доля насыщенного пара при температуре T_0 . Параметры B и η_0 также записываются в несколько другом виде:

$$B_{10} = \frac{gz_{10}}{T_0} \frac{\Delta T_v}{c_{10}^2} \quad \text{и} \quad \eta_{10} = \frac{c_{10}^2}{gz_{10}}. \quad (6.19)$$

Здесь $\Delta T_v = T_{10}(1 + 0,608s_{10}) - T_0(1 + 0,608s_0) \approx (T_{10} - T_0) \times \left(1 + \frac{\varepsilon}{Bo}\right)$, где $\varepsilon = 0,608c_p T_0/L$ — практически постоянная величина, близкая к 0,07 (изменяется от 0,064 до 0,078 при изменении T_0 от -10 до 30°C).

В выражение для параметра B_{10} , от которого зависит интенсивность турбулентного обмена, введена разность ΔT_v виртуальных температур на том основании, что ускорение движения турбу-

булентных частиц зависит от разности плотностей частицы и окружающего воздуха. Плотность же, согласно уравнению состояния влажного воздуха, связана с виртуальной температурой. Этот эффект существен при высоких температуре и влажности. При установившемся волнении моря параметр шероховатости z_0 пропорционален c_{10}^2 (отсюда и видоизмененное выражение для параметра η_{10}).

Результаты расчета α_T (и равного ему α_s) приведены в табл. 21.1. Согласно данным этой таблицы, коэффициенты α_s и α_T увеличиваются с ростом неустойчивости (уменьшением B_{10}) и скорости ветра.

Таблица 21.1. Значения $\sqrt{\alpha_s} = \sqrt{\alpha_T}$

η_{10}	B_{10}				
	-1	-0,1	0	0,01	0,1
10	0,115	0,073	0,061	0,053	0
1	0,067	0,047	0,042	0,037	0
0,1	0,050	0,036	0,033	0,028	0
0,01	0,039	0,029	0,027	0,024	0

7 Смерчи и пыльные бури

Смерчи (называемые также тромбами или торнадо) представляют собой одно из грозных разрушительных явлений природы. Оно достаточно широко распространено в низких (тропических) широтах, прежде всего, в Америке. В умеренных широтах явление это наблюдается реже, но и здесь смерчи обладают большой разрушительной силой: вырывают с корнем деревья, срывают крыши и разрушают постройки, переносят на значительные расстояния (иногда до нескольких километров) различные предметы, деревья, животных (в том числе лошадей и коров) и нередко людей.

По внешнему виду смерч напоминает воронку с отростком, который извиваясь опускается из грозового облака и часто достигает поверхности суши или воды; навстречу ему поднимается столб пыли или водяных брызг. Форма смерчей разнообразная.

Смерч — это вихрь, в котором воздух вращается со скоростью до 100 м/с и более, в северном полушарии — преимущественно против часовой стрелки. Диаметр смерча на водной поверхности составляет 50—200 м, на суше — 100—1000 м (иногда до 2 км); путь, проходимый смерчем от момента зарождения до исчезновения, изменяется от десятков до сотен километров.