

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ
АТМОСФЕРЫ

МЕЖВУЗОВСКИЙ СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД
1983

Прикладные вопросы физики атмосферы. Межвузовский сборник научных трудов. — Л., изд. ЛПИ, 1983, вып. 81, с. 165, (ЛГМИ).

В сборнике содержатся результаты исследований ЛГМИ, а также других вузов, с которыми институт в последние годы сотрудничал (ОГМИ, ЛИАП, Иркутский университет и др.).

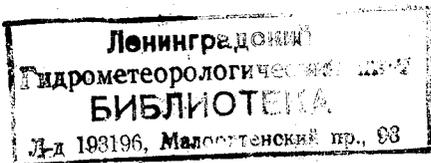
Основное направление сборника — радиолокация атмосферных образований и радиометеорология: электрические процессы в облачно-оптико-локационное зондирование, измерение озона в атмосфере и др. Второе направление связано с проблемой моделирования атмосферных процессов в системе «Земля—атмосфера» от пограничного слоя атмосферы и подстилающей поверхности до стратосферы.

Сборник предназначен для специалистов по прикладной физике атмосферы (метеорологии), а также для инженеров и научных работников смежных специальностей. Может использоваться студентами старших курсов и аспирантами географических специальностей.

322253

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Л. Г. КАЧУРИН проф., д-р физ.-мат. наук (отв. редактор); *В. Г. МОРАЧЕВСКИЙ* проф., д-р физ.-мат. наук, зав. каф. метеорологии; *А. Х. ФИЛИПОВ* д-р геогр. наук, зав. каф. метеорологии Иркутского университета; *Д. П. БЕСПАЛОВ* канд. техн. наук, нач.-к. отд. ГГО, ст. науч. сотрудник; *К. Л. ЕГОРОВ* доц., канд. физ.-мат. наук, и. о. зав. каф. ТФА (отв. секретарь).



Л. Г. КАЧУРИН, В. И. ПОЛТИННИКОВ (ЛГМИ)

ГРОВОЙ РАЗРЯД КАК РАЗВИТИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

До сих пор нет достаточно полного ответа на вопрос о механизмах возникновения и взаимной связи таких атмосферных разрядов как линейная, четочная и шаровая молнии. В данной работе на основе теоретических представлений о свойствах слабоионизованной плазмы в сильном электрическом поле и экспериментальных данных, полученных при наблюдении грозовых процессов, предлагается единый физический механизм возникновения указанных видов молний — образование в разрядном промежутке неравновесных плазменных сгустков, т. е. пространственно локализованных областей, электрическое поле и энергия электронов внутри которых существенно выше, чем в остальной части промежутка. Такие сгустки могут формироваться в сильном электрическом поле грозового облака. Они обязаны своим происхождением нелинейным эффектам и возникают в плазме при развитии неустойчивости.

Аналогичные образования, известные под названием доменов и шнуров, обнаружены и исследованы в полупроводниках и в лабораторной плазме [1—7]. Формирование сгустков можно, видимо, считать характерным явлением для существенно неравновесных систем.

Основные свойства молний, полученные исходя из предлагаемого механизма, сопоставляются с наблюдаемыми. Численные оценки приводятся для плазмы азота как основной компоненты воздуха. Давление принимается равным атмосферному.

Исходная система уравнений. Будем называть сильным электрическое поле, величина которого значительно превышает величину плазменного поля $E_p = 3,7 \cdot 10^{-6} \sqrt{\delta \varepsilon} \frac{V}{M}$, где ν — эффективная частота соударений электрона с тяжелыми частицами — атомами, молекулами и ионами воздуха в (Гц); δ — средняя доля энергии, теряемой электроном при соударении; ε — энергия электронов в плазме (в эВ). Для полей $E \gg E_p$ нелинейные эффекты начинают играть в плазме решающую роль [8].

Для равновесной слабоионизованной плазмы воздуха, находящейся при температуре 0°C ($\epsilon = 0,024$ эВ) и атмосферном давлении, основное значение имеют упругие соударения электронов с молекулами азота, для которых $\delta = 10^{-3}$, $\nu = 7 \cdot 10^{10}$ Гц [8—10], что дает величину $E_p \approx 1600$ В/м. При пробое воздушных промежутков во время грозы достигаются значения полей $E = 10^5 - 10^6$ В/м и условие $E \gg E_p$ заведомо выполняется. Заметим, что напряженность поля хорошей погоды $E = 100$ В/м недостаточна для проявления нелинейных эффектов.

Составим систему уравнений, описывающих слабоионизованную плазму изотропного промежутка, находящуюся в сильном однородном электрическом поле \vec{E}_0 грозового облака. Считаем, что концентрация электронов N настолько мала, что молекулярный газ представляет собой как бы резервуар бесконечной теплоемкости и, воспринимая от электронов энергию при столкновениях, не нагревается. Плазма является существенно неравновесной в том смысле, что энергия электронов ϵ сильно отличается от энергии тяжелых частиц $\epsilon_t \approx 0$. Рассмотрим интервал энергий электронов от 0,024 эВ до 14 эВ. Учтем передачу импульса при упругих столкновениях и потери энергии электронами при возбуждении вращательных, колебательных и электронных уровней молекул. Диэлектрическую и магнитную проницаемости плазмы положим равными единице. При сделанных предположениях исходная система уравнений будет состоять из уравнений Максвелла, к которым добавлены уравнение сохранения энергии электронного газа и выражения для плотности электрического тока \vec{j} , плотности потока энергии \vec{q} и энергии P , теряемой электроном в единицу времени при неупругих соударениях с молекулами:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \text{div } \vec{H} = 0, \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{E} = 4\pi e(N - N_0), \\ \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon N) + \text{div } \vec{q} - \vec{j} \vec{E} + NP = 0, \\ \vec{j} = Ne \mu \vec{E} - eDg \text{ grad } N, \\ \vec{q} = \frac{1}{e} \theta \vec{j} - \chi g \text{ grad } \epsilon, \\ P = \epsilon_r \nu_r + \epsilon_v \nu_v + \epsilon_e \nu_e. \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона ($e > 0$); c — скорость света; \vec{H} — напряженность магнитного поля; N_0 — концентрация ионов; κ — коэффициент электронной теплопроводности; D — коэффициент диффузии электронов; μ — подвижность электронов в электрическом поле; θ — энергия, переносимая одним электроном: ν_r, ν_v, ν_e — частоты столкновений электронов с молекулами, приводящих к возбуждению вращательных, колебательных и электронных уровней молекул; $\varepsilon_r, \varepsilon_v, \varepsilon_e$ — средние энергии квантов вращательного, колебательного и электронного возбуждений.

В сильных электрических полях в уравнении сохранения энергии можно пренебречь членом $\frac{1}{e} \operatorname{div} \theta \vec{j}$ по сравнению с членом $\vec{j} \vec{E}$:

$$\frac{1}{e} \left(\theta \frac{\Delta j}{\Delta L} + j \frac{\Delta \theta}{\Delta L} \right) \ll \vec{j} \vec{E}, \quad (2)$$

где ΔL — характерный масштаб изменения параметров плазмы. С точностью до множителя порядка единицы $\theta \approx \varepsilon$ и условие (2) сводится к неравенству $\Delta L \gg \frac{\varepsilon}{eE}$. Для полей $E = 10^5 \div 10^6$ В/м и энергий электронов $\varepsilon \leq 14$ эВ должно быть $\Delta L \gg 10^{-3} - 10^{-2}$ см. Для грозových разрядов $\Delta L = 10$ см \div 100 м, и условие (2) всегда выполняется.

Система (1) имеет тривиальное решение $\varepsilon = \varepsilon_0, N = N_0, \vec{E} = \vec{E}_0, \vec{H} = \vec{H}_0$, соответствующее стационарному состоянию плазмы. Будем искать нетривиальное решение в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon', N = N_0 + N', \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}', \quad (3)$$

где

$$|\varepsilon'| \ll \varepsilon_0, |N'| \ll N_0, |\vec{E}'| \ll |\vec{E}_0|, |\vec{H}'| \ll |\vec{H}_0|,$$

т. е. исследуем малые возмущения стационарного состояния. Подставим (3) в систему уравнений (1). При этом учтем, что в сильных полях $\mu = \mu(\varepsilon), P = P(\varepsilon)$ и аппроксимируем, как обычно принято [8—10], зависимости частот упругих ν и неупругих ν_s ($s=r, v, e$) соударений от энергии электрона степенными функциями

$\vec{v} = \vec{a} \varepsilon^h$, $v_s = b \varepsilon^g$ (a , b , g , h — константы). Ограничиваясь линейными по возмущению членами, получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H}' = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}'}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \left(N_0 e_{\mu_0} \vec{E}' - h \frac{N_0 e_{\mu_0} \vec{E}_0}{\varepsilon_0} \varepsilon' + e_{\nu_0} \vec{E}_0 N' - \right. \\ \left. - eD \text{grad } N' \right), \\ \text{div } \vec{H}' = 0, \\ \text{rot } \vec{E}' = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}'}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{E}' = 4\pi e N', \\ \varepsilon_0 \frac{\partial N'}{\partial t} + N_0 \frac{\partial \varepsilon'}{\partial t} + eD \vec{E}_0 \text{grad } N' - 2N_0 e_{\mu_0} \vec{E}_0 \vec{E}' + \\ + N_0 \Omega_0 \varepsilon' - \chi \nabla^2 \varepsilon' = 0, \end{array} \right. \quad (4)$$

где введены обозначения $\Omega_0 = (g + h) \frac{P_0}{\varepsilon_0}$, $P_0 = P(\varepsilon_0)$, $\mu_0 = \mu(\varepsilon_0)$.

Представив возмущения параметров плазмы ε' , N' , \vec{E}' , \vec{H}' в виде плоских волн $e^{i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ и подставив их в систему уравнений (4), имеем:

$$\left\{ \begin{array}{l} c [\vec{k} \times \vec{H}'] = (i\Omega - \omega) \vec{E}' - i\Omega \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon_0} h \varepsilon' + 4\pi e (i_{\nu_0} \vec{E}_0 - D\vec{k}) N', \\ \vec{k} \vec{H}' = 0, \\ [\vec{k} \times \vec{E}'] = \frac{\omega}{c} \vec{H}', \\ \vec{k} \vec{E}' = i4\pi e N', \\ (\varepsilon_0 \omega - eD\vec{k} \vec{E}_0) N' + N_0 [\omega - i(\Omega_0 + \chi_0 k^2)] \varepsilon' + i2 N_0 e_{\mu_0} \vec{E}_0 \vec{E}' = 0, \end{array} \right. \quad (5)$$

где $\chi_0 = \frac{\chi}{N_0}$, а через $\Omega = 4\pi e_{\mu_0} N_0$ обозначена максвелловская частота затухания объемного заряда. Исключив из системы (5) величину \vec{H}' , получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\omega^2 - c^2 k^2 - i\Omega\omega) \vec{E}' + 4\pi e (ic^2 \vec{k} + D\omega \vec{k} - i\omega_{\mu_0} \vec{E}_0) N' + i\Omega\omega \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon_0} h \varepsilon' = 0, \\ \vec{k} \vec{E}' - i4\pi e N' = 0, \\ i2 N_0 e_{\mu_0} \vec{E}_0 \vec{E}' + (\varepsilon_0 \omega - eD\vec{k} \vec{E}_0) N' + N_0 [\omega - i(\Omega_0 + \chi_0 k^2)] \varepsilon' = 0. \end{array} \right. \quad (6)$$

Рассмотрим некоторые типы волн, существование которых возможно в неравновесной плазме, исходя из системы уравнений (6). Наибольший интерес представляет распространение волн в двух направлениях: параллельном и перпендикулярном направлению внешнего поля \vec{E}_0 .

Продольные волны ($\vec{k} \parallel \vec{E}'$). В наиболее простом случае распространения волн в направлении, перпендикулярном направлению внешнего поля ($\vec{k} \perp \vec{E}_0$), из системы (6) получаем дисперсионное уравнение:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - c^2 k^2 - i\Omega_e \omega & 4\pi e k (ic^2 + D\omega) & 0 \\ k & -i4\pi e & 0 \\ 0 & \epsilon_0 \omega & N_0 [\omega - i(\Omega_0 + \alpha_0 k^2)] \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Оно имеет два нетривиальных решения:

$$1) \omega = i(\Omega_0 + \alpha_0 k^2); \quad 2) \omega = i(\Omega + Dk^2). \quad (8)$$

Первое решение определяет поведение возмущения энергии электронов. В классическом случае постоянных частот столкновений ($h=g=0$, $\Omega_0=0$) оно указывает на аperiодическое затухание возмущения вследствие теплопроводности. Учет зависимости частот столкновений от энергии электронов приводит к возможности появления абсолютной неустойчивости плазмы при условиях $g+h < 0$, $|\Omega_0| > \alpha_0 k^2$, т. е. при наличии падающих участков на зависимостях $v=v(\epsilon)$, $v_s=v_s(\epsilon)$ и достаточно больших значениях $|\Omega_0|$. Назовем такую неустойчивость энергетической¹. При наличии источника энергии развитие энергетической неустойчивости может привести, как известно [1—4], к переходу плазмы в состояние, существенно неоднородное в направлениях, нормальных к \vec{E}_0 . В разрядном промежутке вдоль направления электрического поля сформируется пространственно локализованная область (шнур), энергия электронов в которой значительно выше, чем в остальной части промежутка.

Анализ экспериментальных данных [8—10] по сечениям упругого и неупругого рассеяния для различных газов, в том числе и для основных газов воздуха — N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O и др., — показывает, что зависимости $v=v(\epsilon)$ и $v_s=v_s(\epsilon)$ имеют падающие участки в интервале энергий 0,1—10 эВ. В частности, для азота интервал неустойчивости находится в пределах $\sim 2,5$ —3,5 эВ.

Физический смысл второго решения дисперсионного уравнения (7) очевиден: возмущения концентрации электронов и электрического поля, распространяющиеся в направлениях, нормальных к \vec{E}_0 , всегда затухают вследствие диффузии и электростатического расталкивания зарядов.

¹ В литературе такая неустойчивость называется также перегретной.

Для продольных волн, распространяющихся вдоль направления внешнего поля ($\vec{k} \parallel \vec{E}_0$), дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - c^2 k^2 - i\Omega\omega & 4\pi e [(ic^2 + D\omega)k - i\omega\mu_0 E_0] & i\Omega\omega h \frac{E_0}{\varepsilon_0} \\ k & -i4\pi e & 0 \\ i2N_0 e\mu_0 E_0 & \varepsilon_0\omega - eDkE_0 & N_0 [\omega - i(\Omega_0 + \nu_0 k^2)] \end{vmatrix} = 0. \quad (9)$$

Вычисление определителя (9) дает

$$\begin{aligned} & [\omega - i(\Omega_0 + \nu_0 k^2)] [\omega - ku - i(\Omega + Dk^2)] + \\ & + h \left(\omega_0^2 + \frac{P_0}{\varepsilon_0} Dk^2 - \omega ku \right) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $u = \mu_0 E_0$ — направленная скорость движения электрона;

$\omega_0 = \frac{u}{l}$ — величина, обратная времени пролета электроном, движущимся со скоростью u , расстояния, равного дебаевскому радиусу $l = \left(\frac{\varepsilon_0}{8\pi e^2 N_0} \right)^{\frac{1}{2}}$. Из уравнения (10) следует, что при $v = \text{const}$ ($h=0$) возмущения энергии и концентрации (поля) не связаны между собой и описываются решениями:

$$1) \omega = i(\Omega_0 + \nu_0 k^2); \quad 2) \omega = ku + i(\Omega + Dk^2). \quad (11)$$

Первые решения из (11) и (8) одинаковы. Поэтому можно предположить, что при наличии источника энергии и выполнения условий $h=0$, $g < 0$, $|\Omega_0| > \nu_0 k^2$ в плазме могут нарастать сферически симметричные возмущения энергии.

В результате развития абсолютной энергетической неустойчивости в разрядном промежутке может сформироваться парообразный плазменный сгусток, размеры которого будут определяться размерами области, занятой плазмой. Если источник энергии отсутствует, то, как следует из вторых решений (11) и (8), такой сгусток быстро распадается вследствие дрейфа, диффузии и расщепления объемного заряда.

Ситуация изменяется при $h \neq 0$. В этом случае возмущения энергии и концентрации (поля) взаимосвязаны согласно уравнению (10).

Будем для простоты считать, что затухание возмущений вследствие диффузии и теплопроводности мало: $Dk^2 \ll \Omega$, $\nu_0 k^2 \ll \Omega_0$. Предположим, что основную роль в комбинированном возмущении (10) играет возмущение электрического поля и концентрации, т. е. пренебрежем затуханием, нарастанием) энергии возмущений при неупругих столкновениях электронов с молекулами. Тогда $\Omega_0 \rightarrow 0$ и уравнение (10) принимает вид

$$\omega^2 - [(h+1)ku + i\Omega] \omega + h\omega_0^2 = 0. \quad (12)$$

Считая частоту ω вещественной величиной, а волновой вектор k — комплексной величиной, из уравнения (12) находим, что $\text{Im } k = -\frac{\Omega}{(h+1)u}$. Отсюда следует, что при условии $h+1 < 0$

в плазме возникает конвективная неустойчивость. Такую неустойчивость будем называть электрической. В результате развития электрической неустойчивости однородность плазмы в направлении внешнего поля нарушается и, как известно [1—6], может образоваться пространственно локализованная область (домен), электрическое поле внутри которой значительно выше, чем в остальной части промежутка. Критерий возникновения такой области можно установить из очевидного требования, чтобы на длине волны амплитуда волны возросла более, чем в e раз: $|\text{Im } k| \geq |\text{Re } k|$. Для промежутка конечной длины L длина волны $\lambda \approx L$ и критерий имеет вид

$$L \geq \frac{2\pi}{\Omega} |h+1| u, \quad (13)$$

аналогичный критерию Кремера [2] для полупроводниковых доменов.

Если возмущения энергии и концентрации (поля) в плазме играют примерно одинаковую роль, то уравнение (10) выглядит так:

$$\omega^2 - [(h+1)ku + i(\Omega + \Omega_0)]\omega + (h\omega_0^2 - \Omega\Omega_0) + iku\Omega_0 = 0. \quad (14)$$

Для низкочастотных возмущений $\omega \ll \omega_0$, Ω_0 при условии $\Omega \leq \Omega_0$ получаем $\text{Im } k = \frac{h\omega_0^2 - \Omega\Omega_0}{u\Omega_0}$. Видно, что неустойчивость может

возникнуть, когда $\omega_0^2 \gg \Omega\Omega_0$ и $h(h+g) > 0$. Одновременное удержание плазмы в продольном и поперечном (относительно внешнего поля) направлениях становится возможным при $h < 0$, $g+h < 0$. Можно предположить, что за счет развития энергетической и электрической неустойчивости в разрядном промежутке сформируется неравновесный плазменный сгусток, энергия электронов и электрическое поле внутри которого будут значительно выше, чем в остальной части промежутка, а продольный ∇ и поперечный D размеры сгустка окажутся соизмеримыми. Величина L , оцененная из условия $|\text{Im } k| \geq |\text{Re } k|$, удовлетворяет неравенству $L \geq \frac{2\pi u \Omega_0}{h\omega_0^2}$. Для $L \approx D$ необходимо учесть краевые эффекты, свя-

занные с созданием электрического поля объемным зарядом в поперечном направлении. С учетом поправочного члена [2] имеем

$$L \geq \frac{2\pi u \Omega_0}{h\omega_0^2} \left(1 + \frac{\varepsilon_1 L}{\varepsilon_2 D} \right), \quad (15)$$

где ε_1 , ε_2 — диэлектрические проницаемости воздуха и плазмы.

Полагая $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, $L = D$, $|h| \approx |h + g| \sim 1$, из (15) получаем критерий формирования плазменного сгустка:

$$D \geq \frac{E_0}{2e N_0}. \quad (16)$$

Сопоставим полученные результаты с данными наблюдений линейной и четочной молний, считая, что основную роль в плазме играют возмущения концентрации электронов и электрического поля.

Пусть в разрядном промежутке под отрицательно заряженной частью облака имеется слабоионизованная плазма концентрации N_0 . При постепенном увеличении напряженности поля E_0 в разрядном промежутке энергия электронов ε_0 будет непрерывно возрастать. При значении $E_0 = E^*$, соответствующему энергии $\varepsilon^* = 2,5$ эВ, в разрядном промежутке начинают нарастать продольные ($\vec{k} \parallel \vec{E}_0$) возмущения электрического поля и поперечные ($\vec{k} \perp \vec{E}_0$) возмущения энергии электронов. В однородной плазме за время порядка $\frac{2\pi}{\Omega}$ формируется пространственная область, электрическое поле и энергия электронов внутри которой существенно выше, чем в остальной части промежутка. Эту область можно отождествить со ступенью лидера, а значения поля E^* и энергии ε^* — с пробивными значениями. Величину E^* можно оценить по формуле $e\mu(\varepsilon^*)E^{*2} = P(\varepsilon^*)$. Согласно экспериментальным данным [10] получаем $E \approx 10^6$ В/м.

Так как электрическое поле в ступени очень велико, то можно предположить, что часть (очень малая) электронов вовлекается в режим непрерывного ускорения. Энергия направленного движения таких «убегающих» электронов в слаботочном пучке, формируемом ступенью, может достигать значений в десятки и сотни МэВ (при длине ступени 10—100 м и напряженности электрического поля 10^6 — 10^7 В/м). Пучок может проходить в воздухе расстояние в десятки и сотни метров, создавая на своем пути слабоионизованную плазму, концентрация которой вполне достаточна для возникновения следующей ступени лидера.

Явление «убегания» электронов хорошо известно в физике плазмы и неоднократно наблюдалось экспериментально в лабораторной плазме (см., например, [5, 11]). Теоретические расчеты, описывающие «пробивание» разрядного канала в воздухе быстрыми электронами [12] и соответствующие эксперименты по их обнаружению во время грозы [13, 14], указывают на возможность существования подобных пучков.

Энергия хаотического движения остальной (основной) части электронов в ступени достаточно высока, чтобы вызвать свечение ступени (за счет возбуждения оптических уровней молекул) и сильную ионизацию. Проводимость ступени резко возрастает, и

потенциал облака переносится в ее основание. Так как за счет прохождения пучка быстрых электронов воздух под основанием ступени уже достаточно ионизован, то в промежутке начинает формироваться следующая ступень, — и весь процесс «пробивания» канала повторяется.

Сделаем некоторые количественные оценки основных параметров ступенчатого лидера.

1. *Концентрация плазмы, необходимая для возникновения ступени.* Отождествив время формирования домена $\frac{2\pi}{\Omega}$ с интервалом между ступенями τ , из формулы $\Omega = 4\pi e\mu_0 N_0$ имеем:

$$N_0^{\text{теор}} = \frac{1}{2e\mu_0 \tau} = \frac{m\nu}{2e^2 \tau}. \quad (17)$$

Типичное значение $\tau = 50$ мкс [13]. Значение импульсной частоты соударений (ν) при $\varepsilon^* = 2,5$ эВ равно $7 \cdot 10^{12}$ Гц [10]. Из (17) получаем $N_0^{\text{теор}} = 2,8 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. Экспериментальное значение концентрации найдем из условия, что типичный ступенчатый лидер переносит отрицательный заряд Q по каналу длиной H и радиусом R :

$$N_0^{\text{эксп}} = \frac{Q}{e\pi R^2 H}. \quad (18)$$

Для типичного лидера $Q = 5$ Кл, $R = 2,5$ м, $H = 5$ км [13]. Из (18) получаем $N_0^{\text{эксп}} = 3,2 \cdot 10^8$ см $^{-3}$.

2. *Длина ступени.* Минимальную длину ступени L_{min} можно определить из критерия (13). В области неустойчивости $2,5 \div 3,5$ эВ средние значения $|h+1| \approx 1$, $u \approx 6 \cdot 10^6$ см/с [10]. Из (13) имеем $L_{\text{min}} = 3$ м, что совпадает с экспериментальными данными [13].

3. *Условие формирования очередной ступени.* С помощью критерия (13) его можно записать как $N_0 L \geq (N_0 L)_{\text{хар}}$, где $(N_0 L)_{\text{хар}}$ — характерное значение произведения $N_0 L$. Как следует из [13], характерное значение $L = 50$ м, а значение концентрации было определено выше: $N_0 = 3 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. В численном виде условие формирования очередной ступени лидера имеет вид:

$$N_0 L \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (19)$$

4. *Отношение длины ступени к времени ее формирования.* Длина ступени лидера и время ее формирования связаны, согласно (13), соотношением $\frac{L}{\tau} = |h+1|u$. Для фиксированного промежутка величина $|h+1|u$ постоянна, поэтому

$$\frac{L}{\tau} = \text{const}. \quad (20)$$

Формула (20) описывает наблюдаемое свойство лидера [13, 14]: в общем случае за длинными интервалами следуют ступени большей длины.

Возникновение стреловидного лидера описывается с помощью того же уравнения (12), что и возникновение ступенчатого лидера. Физический механизм формирования стрелы совпадает с механизмом формирования ступени. Основные параметры стрелы идентичны параметрам ступени, что подтверждается и экспериментально [13, 14].

Разница между двумя типами лидеров заключается в следующем. Ступенчатый лидер представляет собой статический домен, «прикрепленный» к области неоднородности электрического поля и концентрации. Однако, если свойства разрядного промежутка однородны на длине, значительно превышающей длину ступени, и для плазмы промежутка выполняются условия образования домена, то роль неоднородности, удерживающей домен, уменьшается. Домен будет двигаться по промежутку примерно с постоянной скоростью. Условие перехода ступенчатого лидера в стреловидный совпадает с условием «подавления» статического домена стационарно движущимся и формально выражается [3] усилением неравенства в критерии (19):

$$N_0 L \gg 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (21)$$

Критерий (21) подтверждается следующей оценкой. Известно [14], что если после возвратного удара проходит более 90 мс, то повторная ионизация канала осуществляется уже не стреловидным, а ступенчатым лидером. Найдем минимальную концентрацию плазмы, при которой еще может распространяться стреловидный лидер, по формуле $N_{0 \min} = (\beta t)^{-1}$, где β — коэффициент диссоциативной рекомбинации, t — интервал времени после обратного удара. Подставив значения $t = 90$ мс, $\beta = 10^{-7}$ см³/с [15], получаем $N_{0 \min} = 1,1 \cdot 10^8$ см⁻³, что по порядку величины совпадает с характерным значением N_0 для ступенчатого лидера. Но длина H однородного промежутка при прохождении стреловидного лидера по крайней мере на порядок превышает длину стрелы L , и критерий (21) удовлетворится.

Четочная молния представляет собой отдельные светящиеся участки канала («четки») длиной в несколько десятков метров [13, 16]. С точки зрения предлагаемого механизма четочная молния аналогична многодоменному режиму [1, 2] и может наблюдаться при резком нарастании напряжения в однородном ионизованном канале длиной $H \gg L$, оставшимся, например, после очередного импульса молнии. Объединяя условие существования n — доменного режима $\frac{\Delta u}{\Delta t} \geq (n-1) \frac{u}{\tau}$ [2] ($\frac{\Delta u}{\Delta t}$ — скорость роста напряжения, u — падение напряжения на одном домене, τ — время формирования домена) с условием (21), получаем для

$E=10^6$ В/м, $L=50$ м, $\tau=50$ мкс численный критерий возникновения четочной молнии, состоящей из n четок:

$$\begin{cases} N_0 L \gg 10^{12} \text{ см}^{-2}, \\ \frac{\Delta u}{\Delta t} \geq 10^{12} (n-1) \text{ В/с.} \end{cases} \quad (22)$$

Надо отметить, что даже для мощных электрических процессов в грозовых облаках величина скорости роста напряжения 10^{12} В/с и более представляется труднодостижимой. Этим, по-видимому, и объясняется то обстоятельство, что четочная молния наблюдается относительно редко. Косвенным подтверждением справедливости критерия (22) может служить известный факт [16] возникновения четочной молнии после удара линейной молнии в столб воды, возникший в результате глубоководного взрыва. Очевидно, что в этом случае существовал ионизованный канал, характеристики которого удовлетворяли первому из условий критерия (22). С большой вероятностью могло выполняться и второе условие, так как рост напряжения в канале происходил, по сути дела, за очень короткое время взрыва.

Будем теперь считать, что возмущения энергии и концентрации (поля) в плазме играют примерно одинаковую роль и сопоставим полученные для этого случая результаты с данными наблюдений шаровой молнии.

Пусть имеется некоторая пространственная область размера H , занятая неустойчивой ($\varepsilon \approx 3$ эВ) слабоионизованной плазмой, например, часть остывающего канала линейной молнии. Если в такой области создать сильное ($E \gg E_p$) электрическое поле, то при $E \approx 10^6$ В/м электрическая неустойчивость будет преобладать над энергетической, что приведет, как было показано выше, к возникновению лидера и, в конечном счете, пробую промежутка. Для более слабых полей $E=10^4 - 10^5$ В/м роль возмущений поля и энергии может быть сравнимой. Развитие комбинированной (энергетической и электрической) неустойчивости приведет тогда к формированию неравновесного плазменного сгустка, который можно отождествить с шаровой молнией. Связь между диаметром молнии D , концентрацией электронов N_0 и напряженностью внешнего поля E_0 дается формулой (16). Считая основным местом образования шаровой молнии канал линейной молнии, можно для оценки D воспользоваться характерными значениями концентрации $N_0=3 \cdot 10^8$ см⁻³ и поля $E=10^4 - 10^5$ В/м. Подставляя эти значения в (16), получаем оценку минимального диаметра шаровой молнии $D \geq 1-10$ см, что соответствует наблюдениям. Так как возмущения энергии и поля связаны между собой (формула (10)), то источником энергии шаровой молнии может служить внешнее электрическое поле. Появление шаровой молнии наиболее вероятно примерно через 0,1 с после очередного импульса линейной молнии. Именно к этому моменту концентрация плазмы в проме-

жутке достигает значения $\approx 10^8$ см⁻³ и занимает объем, достаточный для возникновения сгустка ($H \geq D$), а величина поля по крайней мере в несколько раз уменьшается по сравнению с пробивной.

Поперечные волны ($\vec{k} \perp \vec{E}'$). Дисперсионное уравнение для электромагнитных волн получаем из системы (6):

$$(\omega^2 - c^2 k^2 - i\Omega\omega)(\omega - i\Omega_0) + h\omega_0^2 \omega = 0. \quad (23)$$

При $v = \text{const}$ ($h = 0$) уравнение (23) описывает две несвязанные моды колебаний: затухающую электромагнитную волну и аperiодически затухающее ($g > 0$) или нарастающее ($g < 0$) возмущение энергии электронов. Если $h \neq 0$, то, как следует из (10) и (23), возможна перекачка энергии внешнего поля из электростатических волн в электромагнитные разогретыми электронами и возникновение неравновесного излучения. Задавшись характерными значениями $\Omega = 10$ кГц, $\Omega_0 = 100$ ГГц, $\omega_0 = 100$ МГц, рассмотрим неустойчивости электромагнитных волн в УКВ и СВЧ диапазонах.

Для лидера и четочной молнии ($\Omega_0 \rightarrow 0$) дисперсионное уравнение (23) принимает вид

$$\omega^2 - i\Omega\omega - c^2 k^2 + h\omega_0^2 = 0. \quad (24)$$

Применение критерия Рауса — Гурвица [3] к уравнению (24) показывает, что неустойчивость возникает при $c^2 k^2 < h\omega_0^2$, т. е. для длин волн $\lambda \geq 20$ м, лежащих вне рассматриваемого диапазона. Экспериментально обнаруженное радиоизлучение [13, 14] в дециметровом и метровом диапазоне, сопровождающее лидерные процессы, связано, по всей видимости, с развитием пучковой неустойчивости [17] при «пробивании» канала быстрыми электронами.

Для описания процесса распространения электромагнитных волн в плазме шаровой молнии будем использовать дисперсионное уравнение

$$\omega^3 - i\Omega_0 \omega^2 + (h\omega_0^2 - c^2 k^2) \omega + i\Omega_0 c^2 k^2 = 0. \quad (25)$$

При переходе от (23) к (25) учтено, что $\Omega \ll \Omega_0$ и $\Omega\Omega_0 \ll \omega_0^2$. Неустойчивость возникает, согласно критерию Рауса—Гурвица, если не выполняется хотя бы одно из следующих условий: 1) $\Omega_0 > 0$; 2) $c^2 k^2 - h\omega_0^2 > 0$; 3) $-h > 0$. Для шаровой молнии $h < 0$, $g + h < 0$, и первое неравенство несправедливо. Следовательно, возможно нарастание интенсивности электромагнитных волн. В диапазоне частот $\frac{\omega_0^2}{\Omega_0} \ll \omega \ll \Omega_0$ (10 кГц $\ll f \ll 10$ ГГц) решение уравнения (25) имеет вид

$$\omega = \pm ck - i \frac{h\omega_0^2}{2\Omega_0}. \quad (26)$$

Из анализа выражения (26) можно сделать следующие выводы: 1) интенсивность волн нарастает с инкрементом $\frac{h\omega_0^2}{\Omega_0}$, равным примерно 10^4 с^{-1} , 2) фазовая и групповая скорости волн совпадают и равны c , 3) шаровая молния может являться генератором резонансного излучения на частоте, определяемой размерами шара.

В этой связи представляет интерес наблюдение узкополосного радиоизлучения, возникающего при грозах в диапазоне частот 100 МГц — 1 ГГц, соответствующему типичным размерам шаровых молний. Такие исследования [18, 19] были начаты в конце 60-х годов группой сотрудников Института физических проблем АН СССР с целью проверки известной гипотезы П. Л. Капицы [20] о природе шаровой молнии. В работе [21] сообщаются результаты наблюдений узкополосного радиоизлучения в дециметровом диапазоне длин волн. Максимальная длительность зарегистрированного излучения была равна 0,17 с. Излучение появлялось всегда после разряда линейной молнии с наиболее вероятным временем запаздывания 0,15 с.

Сигналы узкополосного радиоизлучения наблюдались во время грозы на частоте 155 МГц авторами работы [22]. Было произведено около тысячи измерений, на основании которых проанализированы различные характеристики излучения длительностью в несколько сот микросекунд. В частности, с большой надежностью определена средняя ширина полосы частот сигнала $\Delta f = 10,5 \text{ кГц}$ и по нескольким сотням измерений найдена зависимость спектральной плотности энергии источника излучения W от длительности сигнала τ . В предположении, что зависимость $W = W(\tau)$ имеет экспоненциальный вид, можно определить среднее значение постоянной нарастания, которая оказывается равной $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Сопоставление свойств шаровой молнии, вытекающих из предлагаемого механизма ее образования, с перечисленными выше характеристиками узкополосного радиоизлучения позволяет высказать предположение о связи этого вида излучения с излучением шаровой молнии. Во всяком случае, если дальнейшие расчеты и наблюдения подтвердят, что источником узкополосного излучения может быть только шаровая молния, то исследование ее радиоизлучения может стать первым и пока единственно надежным экспериментальным методом изучения характеристик и свойств шаровой молнии.

Таким образом, предлагаемый физический механизм возникновения грозовых разрядов различных видов в результате развития неустойчивости слабоионизованной плазмы в сильном электрическом поле качественно верно определяет основные свойства и характеристики разрядов. Прослеживается тесная взаимосвязь ступенчатого и стреловидного лидеров линейной молнии, че-

точной и шаровой молний как различных способов реализации одного и того же физического процесса—формирования в разрядном промежутке неравновесных плазменных сгустков, объясненных своим происхождением нелинейным эффектом и возникающих в сильном электрическом поле грозового облака.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. — М.: Наука, 1975. — 400 с.
2. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. — М.; Сов. радио, 1975. — 228 с.
3. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. — М.: Наука, 1977. — 368 с.
4. Недоспасов А. В., Хаит В. Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1979, — 168 с.
5. Луценко Е. И., Серeda Н. Д., Концевой Л. М. Двойные электрические слои в прямом разряде. — ЖТФ, 1975, т. 45, № 4, с. 789—796.
6. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. Исследования прилипательной неустойчивости в тлеющем разряде в потоке воздуха. — Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 1, с. 152—158.
7. Лагарков А. Н., Руткевич И. М. Ионизирующие волны пространственного заряда. — ДАН СССР, 1979, т. 249, № 3, с. 593—596.
8. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. — 272 с.
9. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977. — 384 с.
10. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. — М.: Мир, 1976. — 406 с.
11. Christiansen J., Schultheiss Ch. Production of high current particle beams by low pressure spark discharges. — Z. Phys., 1979, A 290, N 1, p. 35—41.
12. Winterberg F., The Potential of Electric Cloud modification by Intense Relativistic Electron Beams, Zeitschrift fur meteorologie, 1975, Band 25, Heft 3, p. 180.
13. Юман М. Молния. — М.: Мир, 1972. — 372 с.
14. Чалмерс ДЖ. А. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеоздат, 1974. — 421 с.
15. Лозанский Э. Ф., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975. — 272 с.
16. Сингер С. Природа шаровой молнии. — М.: Мир, 1973. — 239 с.
17. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, т. 1, 1975. — 272 с.
18. Капица П. Л. Шаровая молния и радиоизлучение линейных молний. — ЖТФ, 1968, т. 38, № 11, с. 1829—1830.
19. Косарев Е. Л., Ваганов А. Б., Закиров Б. С., Луганский Л. Б., Нарусбек Э. А. и Самосюк В. Н. Результаты экспедиции по исследованию радиоизлучения линейных молний в дециметровом диапазоне. — ЖТФ, 1968, т. 38, № 11, с. 1831—1834.
20. Капица П. Л. О природе шаровой молнии. — ДАН СССР, 1955, т. 101, № 2, с. 245—248.
21. Косарев Е. Л., Сережкин Ю. Г. Узкополосное радиоизлучение молний в дециметровом диапазоне. — ЖТФ, 1974, т. 44, № 2, с. 364—371.
22. Качурин Л. Г., Дивинский Л. И., Иванов Б. Д. Излучение конвективных облаков в метровом диапазоне радиоволн. — Изв. АН СССР. ФАО, 1979, т. 15, № 7, с. 724—730.

Б. Д. ИВАНОВ, Н. К. ЕКАТЕРИНИЧЕВА,
Е. В. ОСОКИНА, Л. Н. ЯКОВЛЕВА (ЛГМИ)

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЕДГРОЗОВОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ОБЛАЧНОСТИ МЕТОДОМ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

Сведения о том, что активной стадии грозы предшествует радиоизлучение (РИ) облака, появились несколько лет назад в работах советских и зарубежных авторов [1—5]. Однако до сих пор высказываются сомнения относительно существования такого рода излучения.

В Алазанской долине Восточной Грузии на стационарном учебно-научном полигоне кафедры экспериментальной физики атмосферы в течение ряда лет проводились многоцелевые исследования мощной конвективной облачности с помощью комплекса радиотехнической аппаратуры. Этот комплекс включает в себя радиолокационное оборудование, измерительные приемники, регистрирующую и калибровочную аппаратуру, совокупность агрегатов питания и ряд вспомогательных устройств. В качестве одной из задач являлось исследование характеристик РИ в широком диапазоне частот на различных стадиях развития грозового процесса. Первые результаты были опубликованы в [6]. Дальнейшие наблюдения подтвердили, что РИ возникает до появления первых молниевых разрядов.

Измерения выполнялись в спектре частоты от единиц до сотен МГц комплексом приемных устройств и РЛС метрового и сантиметрового диапазонов длин волн. Регистрация производилась многоканальными самописцами, а также с помощью быстродействующих с большим объемом памяти магнитных регистрирующих устройств. Одновременно велись наблюдения за динамикой развития облачности с помощью стандартных метеорологических радиолокационных станций типа МРЛ.

Опыты показали, что методом активно-пассивной радиолокации можно достаточно надежно определять как стадию грозы, так и предгрозовую стадию развития облачности. Следует различать грозовую активность района в целом и отдельного конкретного облака. Разумеется, представляет интерес знание и того, и другого. Применяемый в эксперименте приемник, настроенный на частоту 1,7 МГц, имел ненаправленную антенну, таким образом радиоизлучение, принимаемое этим приемником, характеризовало интегральную грозовую активность района в радиусе примерно до 180 км. Определение грозовой активности конкретного облака осуществлялось с помощью приемных устройств, имеющих на-

правленные антенны. При этом, естественно, учитывались расположение, тенденция развития и электрическая активность других облаков. Для грозовой стадии можно строить пространственно-временную панораму процесса, для предгрозовой стадии определяется лишь степень приближения к грозе. Построение пространственной панорамы предгрозового поля требует существенного усложнения состава аппаратуры.

Предгроза с наибольшей заблаговременностью определяется по сигналам РИ, принимаемым наиболее длинноволновым приемником, использованным в эксперименте (частота настройки — 1,7 МГц). При появлении мощных кучевых облаков почти всегда возникает РИ в этом диапазоне радиоволн. По мере развития процесса грозообразования частота возникновения импульсов РИ и амплитуда импульсов начинают увеличиваться, затем появляется РИ на более высоких частотах и, наконец, возникают разряды молний, то есть начинается активная стадия грозы.

Интенсивность РИ и скорость его нарастания, по-видимому, в большой степени зависят от объема облачной массы и от динамики самого процесса грозообразования. Существенно, что обычно чем интенсивнее развивается гроза, тем короче предгрозовое состояние.

Однако пока не совсем ясно в какой мере это явление определяется физическими процессами в облаках, а в какой — техническими характеристиками применяемой аппаратуры.

Основной целью наблюдений 1978—1980 гг. являлась разработка методов активно-пассивной радиолокации грозовых облаков и определение характеристик электрической активности на различных стадиях развития грозы, в том числе и на возможно более ранних.

В данной статье рассматриваются все случаи, когда комплекс аппаратуры оказывался включенным заблаговременно, хотя бы за несколько минут до начала грозовой деятельности, и когда облака развивались в районе наблюдения, что позволяло проследить все стадии их существования. Время появления первой молнии (иначе сильноточного атмосферного разряда) при работе РЛС метрового диапазона в активном режиме (то есть при включенном передатчике) определялось непосредственно по первому сигналу, отраженному от сильноточного атмосферного разряда. При работе в пассивном режиме (то есть при выключенном передатчике) за сильноточный разряд принимался сигнал радиоизлучения облака, фиксируемый одновременно всеми используемыми в эксперименте приемными устройствами, настроенными на разные частоты.

В качестве основного параметра в статье используется традиционная характеристика интенсивности грозы \dot{N} — частота возникновения импульсов РИ или сильноточных разрядов. Этот параметр не характеризует достаточно полно электрическую

активность облака. Поэтому в последних исследованиях, наряду с этим параметром, использовались еще и разработанные на кафедре экспериментальной физики атмосферы ЛГМИ комплексные интегральные характеристики разрядов (они будут рассмотрены в другой статье). Здесь же, чтобы иметь возможность сравнить наши результаты с опубликованными, мы везде будем пользоваться принятой в литературе характеристикой \dot{N} .

В качестве примера эволюции РИ мощных конвективных облаков на ранних стадиях их развития рассмотрим эксперимент, проведенный 4 июня 1980 г. Синоптическая ситуация в этот день характеризовалась прохождением вторичного холодного фронта.

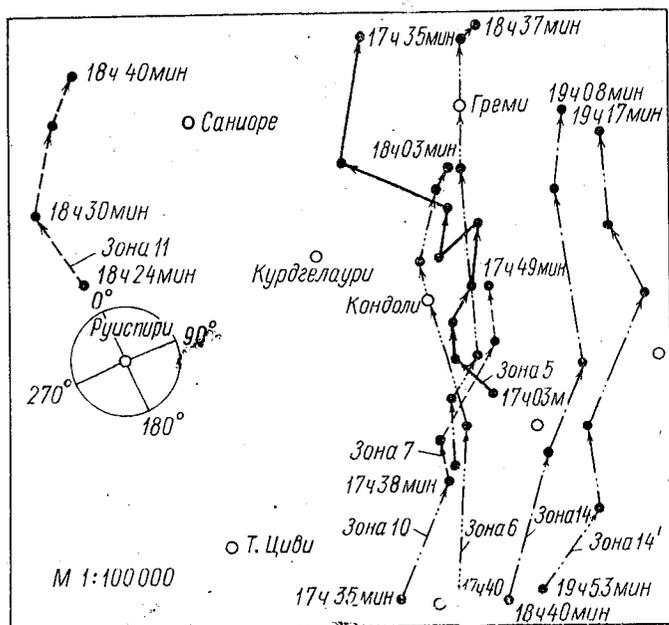


Рис. 1. Траектории перемещения области максимальной отражаемости различных зон по данным Руйспирского полигона 4 июня 1980 г. с 17 ч 00 мин до 19 ч 30 мин

Как видно из рис. 1 в секторе 80—140° по азимуту в течение двух часов в северо-восточном направлении по близким траекториям последовательно друг за другом перемещались облачные зоны 5—14. Расстояние от радиотехнического комплекса до этих зон не превышало 30 км. Наблюдения начались в 16 ч 06 мин. В это время уже существовало развитое одиночное облако с грозой, от которого шло интенсивное РИ по всему измеряемому диапазону частот. Вскоре это облако распалось и РИ прекратилось. В 17 ч

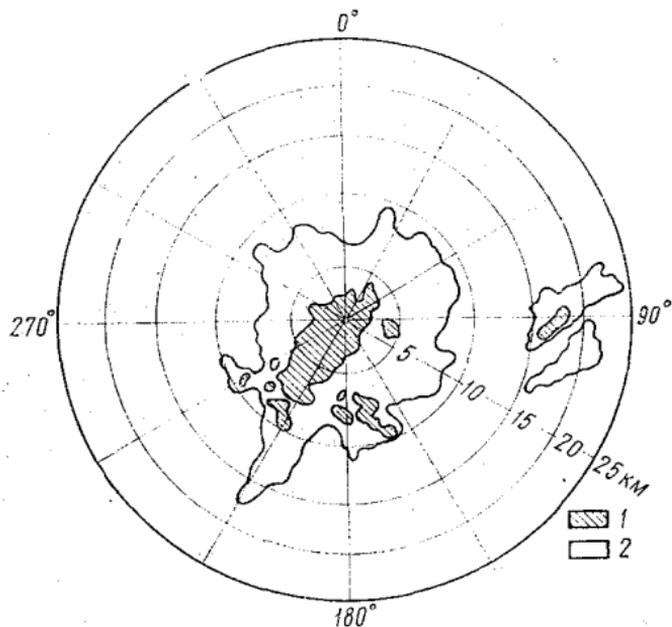


Рис. 2. Горизонтальный разрез облачности при различных ослаблениях приемного тракта МРЛ-2 в 17 ч 18 мин 4 июня 1980 г.:
1—ослабление 6 дБ; 2—ослабление 0 дБ

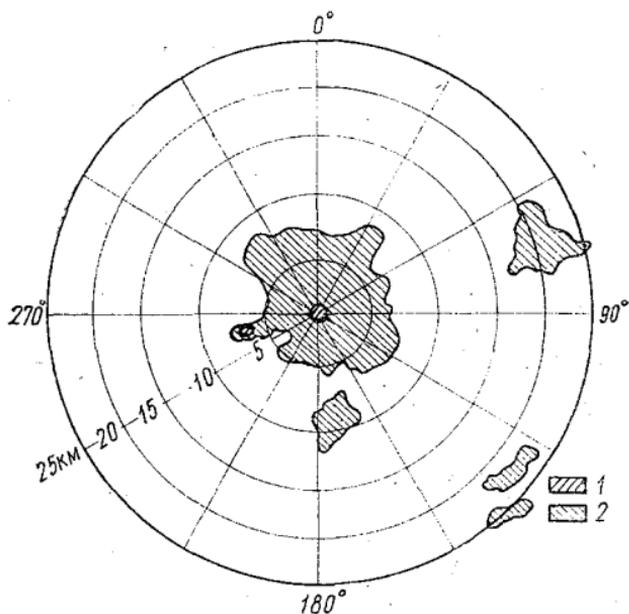


Рис. 3. Горизонтальный разрез облачности при различных ослаблениях приемного тракта МРЛ-2 в 17 ч 32 мин 4 июня 1980 г.:
 1—ослабление 18 дБ; 2—ослабление 12 дБ

03 мин сформировалась облачная зона 5 и вместе с ее развитием появилось слабое по интенсивности РИ сначала на частоте 1,7 МГц, а затем — на 80 МГц. На рис. 2 и 3 представлены горизонтальные разрезы облачности, выполненные станцией МРЛ-2 в 17 ч 18 мин и в 17 ч 32 мин, а на рис. 4 и 5 показан ход радиолокационных параметров облачности и трансформации РИ в начальной стадии грозы. Из сопоставления этих рисунков видно,

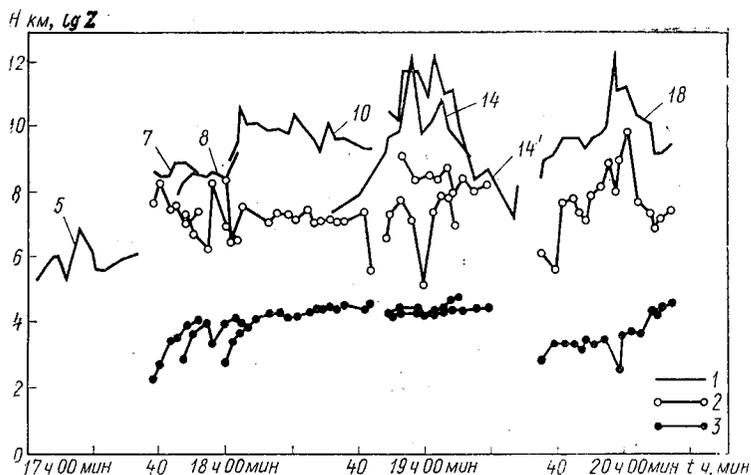


Рис. 4. Ход основных радиолокационных параметров 4 июня 1980 г.: 1—высота верхней границы радиоэхо ($H_{\text{вг}}$); 2—высота зоны максимальной отражаемости ($H_{Z_{\text{макс}}}$); 3—индекс радиолокационной отражаемости ($\lg Z$). Цифры у кривых—номера зон

как усилилась зона 5 и в 17 ч 31—33 мин отмечался максимум интенсивности РИ. Облако характеризовалось малой высотой верхней границы и вскоре распалось, не достигнув стадии грозы. Зона 6 была еще более слабой и наблюдения за ней не проводились. Одновременно с распадом зоны 5 формировалась зона 7, которая вначале имела почти такие же радиолокационные параметры, что и зона 5. На рис. 3 эти зоны расположены: 5 — в секторе $63\text{—}82^\circ$ по азимуту, 7 — в секторе $123\text{—}143^\circ$ и состояла из двух ячеек. РИ, следуя за эволюцией этих двух зон, после 17 ч 34 мин стало уменьшаться, но в данном случае не прекратилось совсем, так как радиолокационные параметры зоны 7 (в частности — отражаемость) в 17 ч 39 мин стали увеличиваться и в 17 ч 42 мин наблюдалась резкая интенсификация РИ и вслед за этим появились разряды молний.

Остальные зоны подходили к территории экспериментального полигона на зрелой стадии своего развития, поэтому наблюдать

их начальную эволюцию не представилось возможным. Дальнейшие измерения проводились в пассивном режиме радиолокации до полного прекращения электрической активности в облаках.

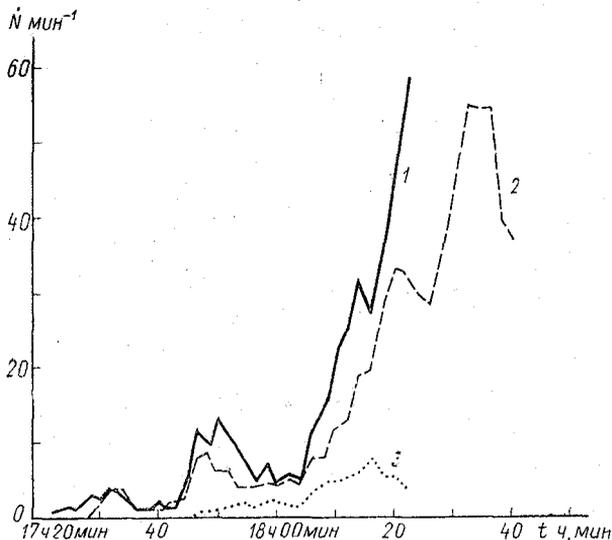


Рис. 5. Трансформация электрической активности и радиоизлучения с 17 ч 05 мин до 18 ч 38 мин 4 июня 1980 г.:

N — частота возникновения импульсов радиоизлучения (РИ) или сильноточных разрядов (мин^{-1}); 1 — РИ на частоте 1,7 МГц; 2 — РИ на частоте 80 МГц; 3 — сильноточные разряды

На рис. 6 представлен временной ход грозовой деятельности за 4 июня 1980 г. На протяжении почти шести часов непрерывной работы комплекса наблюдается, в основном, синхронность хода РИ на частотах 1,7 и 80 МГц. Как видно из этого рисунка, интенсивность РИ возрастает несколько опережая ход сильноточных атмосферных разрядов и ослабевает, запаздывая по отношению к уменьшению частоты возникновения разрядов.

Интересно проследить трансформацию РИ в стадии диссипации грозы. Анализ экспериментальных данных показывает, что если значения радиолокационных параметров облачности начинают уменьшаться, а интенсивность РИ остается сравнительно высокой, то грозовой процесс, если даже он и прекратился, через какое-то время возникает вновь. Об окончательном прекращении грозового процесса можно говорить только тогда, когда наряду с уменьшением параметров облачности отмечается также понижение интенсивности РИ во всех диапазонах.

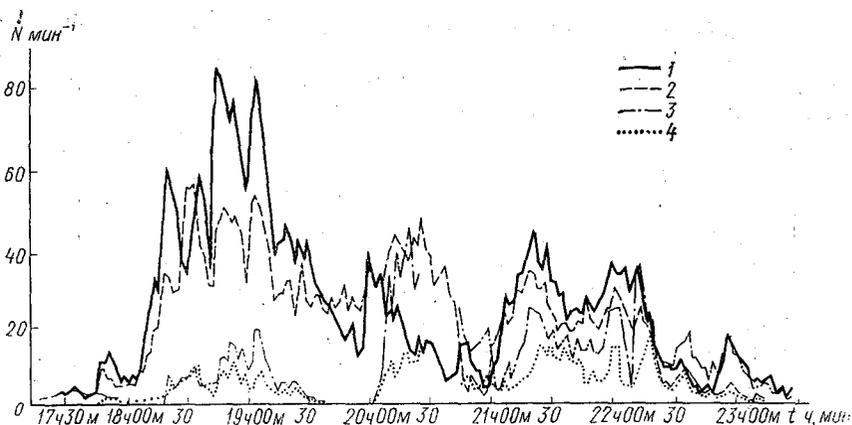


Рис. 6. Временной ход интенсивности грозовой деятельности и радиоизлучения 4 июня 1980 г.:

\dot{N} — интенсивность радиоизлучения или сильноточных разрядов в единицу времени; 1 — на частоте 1,7 МГц; 2 — на частоте 80 МГц; 3 — РИ на частоте 155 МГц; 4 — интенсивность сильноточных разрядов

Обычно ход изменения частоты возникновения импульсов РИ для «послегрозы» обратен ходу для «предгрозы», то есть вначале прекращается излучение на более высоких частотах и самым последним исчезает излучение на частоте 1,7 МГц (рис. 7).

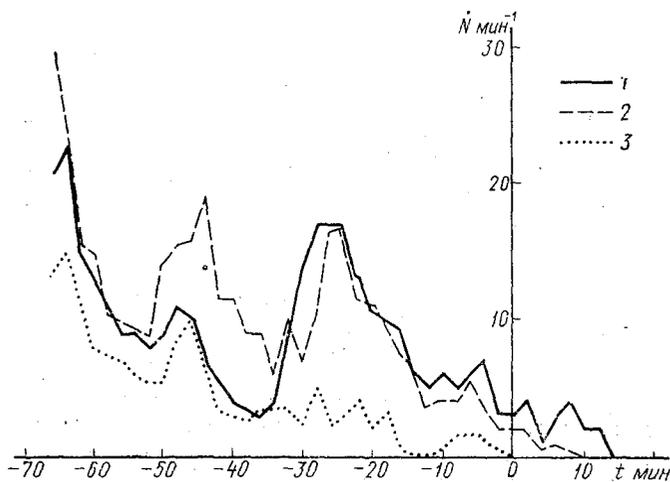


Рис. 7. Ход во времени интенсивности радиоизлучения для различных частот в послегрозовой стадии облака 4 июня 1980 г.:

\dot{N} — интенсивность радиоизлучения или сильноточных разрядов в единицу времени; 1 — на частоте 1,7 МГц; 2 — на частоте 80 МГц; 3 — сильноточные разряды

Было проанализировано еще пять случаев, которые подтвердили наличие предгрозового излучения (грозовые ситуации 7, 8, 18 июня 1979 г., 27 мая и 5 июня 1980 г.). На рис. 8 приводится обобщенный по всем этим случаям график эволюции РИ в предгрозовой стадии. Временная шкала на рисунке является относительной, за начало отсчета (нулевая точка) принималось время появления сильноточных разрядов. Значение \dot{N} получалось для каждой частоты как средняя величина интенсивности РИ за все анализируемые случаи. Время между началом повышения частоты возникновения сигналов РИ и появлением сильноточных разрядов колеблется в среднем от 10 до 20 минут, в отдельных случаях это время достигает 30 минут.

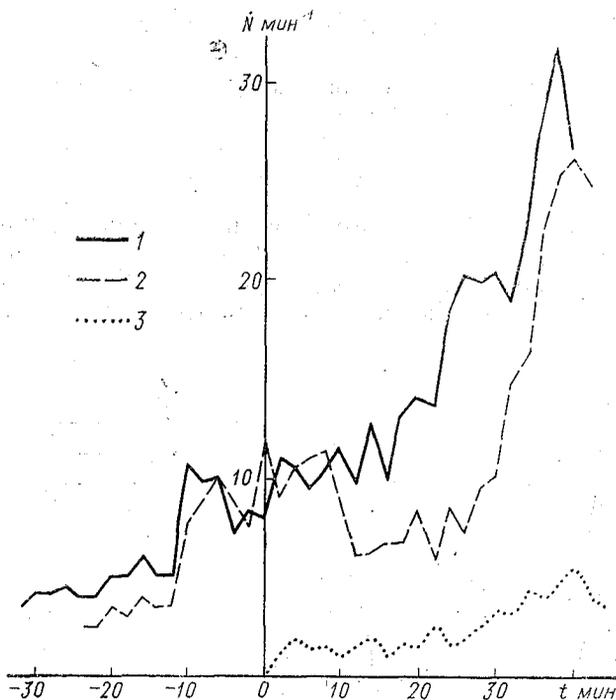


Рис. 8. Ход во времени интенсивности радиоизлучения для различных частот, осредненный по пяти случаям:

\dot{N} — интенсивность радиоизлучения (грозовых разрядов); 1 — частота 1,7 МГц; 2 — частота 80 МГц; 3 — сильноточные разряды

Как правило, до начала грозовой деятельности (то есть до возникновения первой молнии) РИ возникает сначала на частоте 1,7 МГц, а затем на более высоких частотах.

Надо отметить, что почти во всех проанализированных случаях грозовой процесс уже происходил до начала наблюдений, он на

какое-то время прекращался, а затем возникал вновь. Таким образом, здесь проанализирована не самая начальная стадия грозы, а как бы промежуточная, переход от «послегрозы» через «предгрозу» вновь к активной стадии грозы. Тем не менее, приведенные примеры показывают, что наблюдения за собственным РИ облаков дают принципиальную возможность оперативно определять предгрозовое состояние облачности и предупреждать о приближении грозы. Включение в комплекс аппаратуры помимо РЛС метрового и сантиметрового диапазонов еще и приемников радиоизлучения в двух-трех диапазонах, существенно повысит надежность определения грозовой ситуации в различных стадиях ее развития.

Практически необходимо иметь возможность не только измерять интенсивность собственно грозы, но и предсказывать вероятность ее развития (или затухания), что может быть выполнено только с использованием пассивной радиолокации. В дальнейшем следует несколько усовершенствовать измерительный комплекс, в частности, использовать антенны с более узкими диаграммами направленности, нормировать результаты измерений по чувствительности и полосе пропускания приемников.

Тем не менее, настоящее исследование дает представление об основных характеристиках предгрозового излучения и о его трансформации по мере развития грозы. Физическая природа этого излучения остается пока до конца не раскрытой. Для получения четких закономерностей необходимо провести серию опытов, направленных специально на выявление качественных и количественных характеристик предгрозового радиоизлучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zonge K. L. and Evans N. H. Prestroke Radiation from Thunderclouds. *Jour of Geophys. Res.*, 1966, v. 71, N 6, 1519—1523.
2. Horvey R. B. and Lewis E. A. Radio mapping of 250 and 925 megahertz noise Sources in clouds. *Jour of Geophys. Res.*, 1973, v. 78, N 12, 1944—1947.
3. Кармов М. И., Медалиев Х. Х. К вопросу о РИ облаков на ранних стадиях развития грозовых процессов. — Тр. ВГИ, 1971, вып. 19, с. 83—92.
4. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х. О радиоизлучении облаков в предгрозовой стадии. — тр. ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 28—37.
5. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х. Основные характеристики РИ конвективных облаков. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1974, т. X, № 11, с. 1164—1169.
6. Качурин Л. Г., Дивинский Л. И., Иванов Б. Д. Излучение конвективных облаков в метровом диапазоне радиоволн. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1979, т. XV, № 7, с. 724—730.

К ВОПРОСУ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ГРОЗОВЫХ ОБЛАКОВ

В работах [1, 2] была развита модель флуктуационной структуры электрического поля в кучево-дождевых облаках, создаваемого разноименно заряженными зонами различных масштабов. В свете развитых представлений в данной работе радиоизлучение кучево-дождевых облаков рассматривается как результат работы генераторов излучения — искровых разрядников, размеры и мощность которых флуктуируют во времени и в пространстве. Дополнительно используются сведения о радиоизлучении облаков в грозовой и в предгрозовой стадии [3], а также результаты измерений электрической неоднородности облаков [4, 5].

В связи с недостаточной изученностью физики облачных разрядов разумно ограничиться максимально упрощенным анализом, имея в виду скорее нахождение качественных закономерностей, нежели получение количественных характеристик радиоизлучения.

Будем считать непрерывными спектры масштабов заряженных зон и разрядов в исследуемом интервале. Спектральную плотность потока мощности излучения на расстоянии R от разряда определим так

$$\sigma(\nu) = \frac{1}{4\pi R^2} \cdot \frac{dP(\nu)}{d\nu}, \quad (1)$$

где $P(\nu)$ — мощность электромагнитного излучения разряда на частоте ν .

В то же время

$$dP(\nu) = \frac{F(l)}{\tau(l)} dW(l), \quad (2)$$

где $F(l)$ — характерная энергия излучения, создаваемого единичным разрядом длины l ; $\tau(l)$ — время релаксации электрической структуры масштаба l , $dW(l)$ — термодинамическая вероятность появления разряда рассматриваемого диапазона ($l, l + dl$).

Явный вид функционала $P[\nu(l)]$ для облаков не выяснен. Можно, однако, оценить содержащиеся в нем зависимости в рамках простейшей модели с целью использовать полученные соотношения при анализе экспериментальных данных.

Примем, что длина l электрического разряда определяется линейным размером соответствующих турбулентных зон облака (совпадает с расстоянием между центрами заряженных зон), а времена релаксации электрической и турбулентной структур равны между собой (оправдание этого допущения дают сравнитель-

ные исследования [4, 5] электрической и неэлектрической структур облаков).

Кроме того, примем по аналогии с законом «двух третей» [6]:

$$\tau(l) \approx \varepsilon^{-2/3} l^{2/3}, \quad (3)$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии.

По [2]

$$dW(l) = \left[\frac{|\bar{E}|}{\Gamma(1/3) E_0} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{E_0 \ln 2}{|\bar{E}|}\right) dN(l), \quad (4)$$

где \bar{E} — средняя напряженность электростатического поля в облаке; E_0 — напряженность поля пробоя; $N(l)$ — функция распределения турбулентных зон по линейным размерам l . И, наконец, в соответствии с [4, 5] примем

$$dN(l) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left[-\frac{(\ln l - \overline{\ln l})^2}{2\sigma^2}\right] \frac{dl}{l}, \quad (5)$$

где N_0 — постоянная нормировки, определяемая полным числом турбулентных зон; σ^2 — дисперсия нормально-логарифмического распределения зон неоднородностей электрических параметров.

Наибольшее теоретически допустимое значение величины $F(l)$ в (2) равно полной энергии разряда, т. е.

$$F(l) \leq \frac{QU}{2}, \quad (6)$$

где Q — заряд, нейтрализующийся при электрическом разряде; U — разность потенциалов между центрами зон различных знаков.

Положим

$$U = E_0 l \quad (7)$$

и, кроме того, в соответствии с результатами [3]

$$Q = 10^{-3} l \quad (8)$$

(здесь и далее использована система единиц СИ).

Не имея пока другой возможности для перехода от l к ν , применим для этой цели простое соотношение

$$dl = -\frac{2l^2}{c} d\nu, \quad (9)$$

где c — скорость распространения электромагнитной волны.

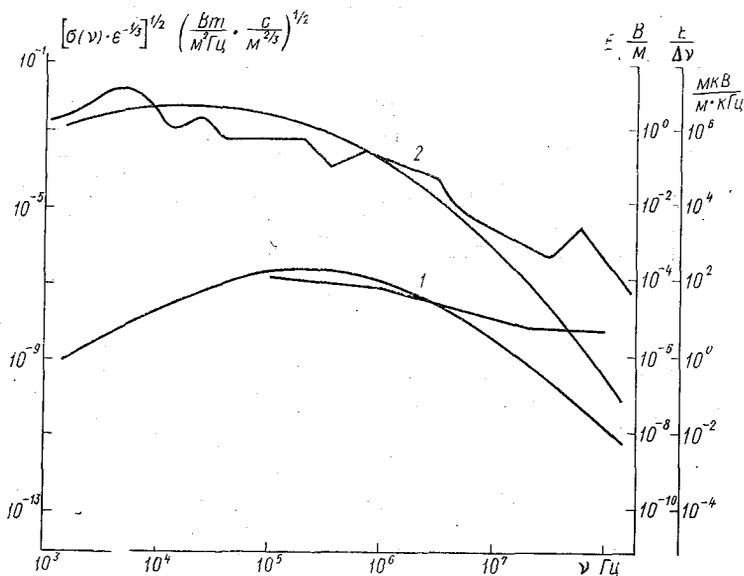
Используя приведенные выражения, получим вместо (1):

$$\sigma(\nu) = -\frac{2,5 \cdot 10^{-4} E_0 \varepsilon^{2/3} N_0}{\sigma c R^2 \pi \sqrt{2\pi}} \left[\frac{|\bar{E}|}{\Gamma(1/3) E_0} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{E_0 \ln 2}{|\bar{E}|}\right) \times \\ \times l^{2/3} \exp\left[-\frac{(\ln l - \overline{\ln l})^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (10)$$

Представление о численных результатах расчета $\sigma(\nu)$ дает рисунок, где $\varepsilon \approx 1 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ [7] в сильноразвитой кучевой облачности. На том же рисунке приведена спектральная напряженность электрической компоненты поля излучения, отнесенная к ширине полосы частот $\Delta\nu$, приближенно равная [8]:

$$E \approx (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/4} [\sigma(\nu) \Delta\nu]^{1/2}, \quad (11)$$

где ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные соответственно. На том же рисунке приведены экспериментальные данные о напряженности электрического поля в грозовой и предгрозовой стадии развития кучево-дождевой облачности [3, 9, 10],



Спектральная плотность потока мощности и амплитудно-частотная характеристика радиоизлучения облаков в предгрозовой (1) и в активной грозовой стадии (2) на расстоянии $R = 10 \text{ км}$ от источника излучения.

Плавные линии — расчет, ломаные — экспериментальные результаты [3,9].

В расчете принято в соответствии с [4,5] $N_0 = 10^4$, $\sigma = 1,0\text{С}$ и, кроме того, $E_0/\bar{E} = 20$ в предгрозовой стадии и $E_0/E = 2$ в грозовой стадии

отнесенные к той же полосе частот и тому же расстоянию до источника, что и в расчете. Вычисленные и измеренные значения E согласуются в широком диапазоне частот ν и ни при каких частотах не противоречат друг другу. Выражение (10) позволяет

определить максимальную плотность σ_{\max} потока мощности электромагнитного излучения:

$$\sigma_{\max} = \frac{2,5 \cdot 10^{-4} E_0 e^{3/2} N_0}{\sigma c R^2 \pi \sqrt{2\pi}} \left[\frac{|E|}{\Gamma(1/3) E_0} \right]^{3/2} \exp \left(-\frac{E_0 \ln 2}{|E|} \right) \cdot \exp \left[\frac{7}{3} \left(\overline{\ln l} + \frac{7}{6} \sigma^2 \right) \right]. \quad (12)$$

Соответствующая частота излучения, как нетрудно убедиться, удовлетворяет соотношению: $\ln \nu_0 = \ln \frac{c}{2l}$ или поскольку

$$\ln l = \overline{\ln l} + \frac{7}{3} \sigma^2, \text{ то } \ln \nu_0 = \ln \frac{c}{2} - \left(\overline{\ln l} + \frac{7}{3} \sigma^2 \right).$$

Из рисунка видно, что рассчитанные и измеренные частоты ν_0 для активной грозовой стадии близки между собой. Для более определенных суждений об излучении облачности в предгрозовой стадии, а также и о предложенной нами модели в целом пока недостаточно материалов, но по мере совершенствования радиофизических методов исследования облачности такие материалы будут появляться*.

Авторы благодарят руководителя Л. Г. Качурина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Розенталь О. М., Четни Ф. Е. Флуктуации электрического поля в грозовом облаке. — Труды ЛГМИ, 1972, № 45, с. 38—41.
2. Качурин Л. Г., Розенталь О. М., Кабасов Ю. К. К построению кинетической модели электрической структуры грозовой зоны. — Труды ЛГМИ, 1975, № 54, с. 84—94.
3. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х. Основные характеристики радионизлучения конвективных облаков. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1974, № 11, с. 1163—1169.
4. Имянитов И. М., Лободин Т. В. О зонах неоднородности в грозовых облаках. — Труды ГГО, 1964, № 157, с. 3—8.
5. Имянитов И. М., Чубурина Е. В., Шварц Я. М. Электричество облаков. — Л.: Гидрометеиздат, 1971, 93 с.
6. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 2. — М.: Наука, 1965. — 720 с.
7. Горелик А. Г. и др. Связь статистических характеристик радиолокационного сигнала с динамическими процессами и микроструктурой метеобъекта. — Труды ЦАО, 1963, № 48, с. 3—15.
8. Джексон Дж. Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965, с. 762.
9. Kimura A. Electromagnetic energy radiated from lightning. Problems of atmospheric and space electricity. — Ed. S. C. Coroniti, Elsevier, Amsterdam, 1965, p. p. 352—365.

* Недавно, в частности, была опубликована работа [11], которая позволяет определять величину $\frac{dW}{dt}$ непосредственно по результатам измерений и для которых данная теория качественно применима.

10. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. — М.: Наука, 1975 — 195 с.
11. Качурин Л. Г., Карцивадзе А. И., Дивинский Л. И., Иванов Б. Д., Эволюция фронтальных грозовых очагов. — Изв. АН СССР, сер. ФАО. 1979, т. 15, № 2, с. 187—193.

УДК 551.508.762

Н. С. КОКОВИН, В. П. КУЗЬМЕНКО (ВИКИ)

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИКОЛОКАЦИОННЫХ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОТЫ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАКОВ (ВНГО)

Оценка эффективности применения оптиколокационных средств измерения ВНГО решается путем использования комплексного критерия эффективности, учитывающего точность измерения нижней границы, оперативность получения данных и максимальную дальность обнаружения облаков [1].

В настоящее время в практике метеорологического обеспечения авиации нашли широкое применение, в основном, два оптиколокационных устройства измерения высоты облаков: светолокатор типа ИВО и измеритель высоты облаков ОКЛ.

Представляет определенный интерес сравнить эти приборы на предмет оценки эффективности их применения. Если такие частные критерии эффективности, как точность измерения и оперативность получения данных в цифровом виде не вызывают сомнения в преимуществе ОКЛ, то максимальная дальность обнаружения облаков требует более детального рассмотрения.

Известно, что величина мощности энергии, принимаемой оптическим локатором от метеоцели \bar{P}_r , будет прямо пропорциональна его потенциалу Π , эффективной площади обратного рассеяния метеоцели σ_0 с учетом ослабления на трассе зондирования $\alpha(r)$ и обратно пропорциональна квадрату расстояния до метеоцели R :

$$\bar{P}_r = \Pi R^{-2} \tau_0 e^{-2 \int_0^R \alpha(r) dr} \quad (1)$$

Основное оптиколокационное уравнение (1) можно решить относительно R графическим способом.

В другой форме решение уравнения (1) получим, если принять отношение сигнал/шум равным единице, а ослабление на трассе заменить средним коэффициентом ослабления по определению

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{R} \int_0^R \alpha(r) dr.$$

В этом случае дальность R , с которой принимается полезный сигнал от облачности при заданных условиях, будет считаться максимальной $R_{\text{макс}}$.

Мощность сигнала шумовой засветки ФЭУ $P_{\text{ш}}$ обуславливается тоном фоновой $i_{\text{ф}}$ и темновой $i_{\text{т}}$ составляющих тока полезного сигнала и определяется соотношением, известным из теории дробового шума:

$$P_{\text{ш}} = \frac{[2e \Delta f (i_{\text{ф}} + i_{\text{т}})]}{q}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона; Δf — полоса пропускания приемного тракта после детектора; q — спектральная чувствительность ФЭУ.

При условии, что $\frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ш}}} = 1$, получим

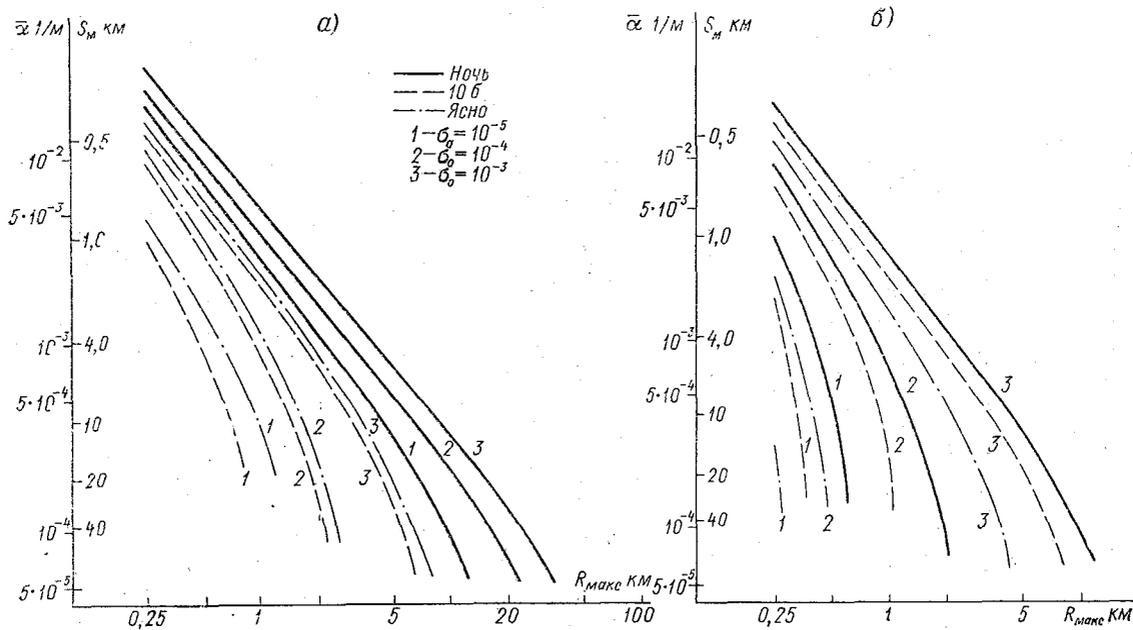
$$\frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ш}}} = \frac{P_{\text{с}} q}{[2e \Delta f (i_{\text{ф}} + i_{\text{т}})]^{\frac{1}{2}}} = 1. \quad (3)$$

Если подставить в (3) значение $P_{\text{с}}$ из (1), то

$$\frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ш}}} = \frac{\Pi \cdot R_{\text{макс}}^{-2} \cdot \sigma_0 e^{-2\alpha R_{\text{макс}}} \cdot q}{[2e \Delta f (i_{\text{ф}} + i_{\text{т}})]^{\frac{1}{2}}} = 1. \quad (4)$$

Логарифмируя (4), разрешим полученное выражение относительно $\bar{\alpha}$

$$\bar{\alpha} = \frac{\Pi \cdot R_{\text{макс}}^{-2} \cdot \sigma_0 e^{-2\alpha R_{\text{макс}}} \cdot q}{[2e \Delta f (i_{\text{ф}} + i_{\text{т}})]^{\frac{1}{2}}} = 1. \quad (5)$$



Зависимость максимальной дальности обнаружения облачности различных форм от коэффициента ослабления подоблачного слоя атмосферы для ОКЛ и ИВО (б)

Выражение (5) является рабочей формулой для расчета максимальной дальности обнаружения облаков $R_{\text{макс}}$ различных форм в зависимости от прозрачности подоблачного слоя атмосферы.

На рисунке (а) представлены результаты расчета $R_{\text{макс}}$ для оптического лоатора ОКЛ.

При вычислении были заданы следующие условия: величина $i_{\phi} = 3,94 \cdot 10^{-11} - 1,54 \cdot 10^{-10}$ А для ясного неба и облачности соответственно, эффективные площади обратного рассеяния облаков σ_0 были приняты 10^{-5} ; 10^{-4} ; 10^{-3} , что соответствует, в основном, облакам верхнего, среднего и нижнего яруса соответственно [2].

Аналогичным образом рассчитаны значения $R_{\text{макс}}$ для светолокатора ИВО.

Результаты расчетов $R_{\text{макс}}$ для ИВО представлены на рисунке (б).

Анализ полученных результатов позволяет сделать некоторые практические выводы.

Расчетные данные показывают, что максимальная дальность обнаружения облаков нижнего яруса $R_{\text{макс}}$ при хорошей метеорологической дальности видимости $S_m = (10 \div 20)$ км в подоблачном слое для светолокатора ИВО находится в пределах (5 ÷ 7) км и (2 ÷ 3) км соответственно ночью и днем; для оптического лоатора ОКЛ $R_{\text{макс}}$ находится в пределах (10 ÷ 15) км и (3,5 ÷ 5) км.

При ухудшенной метеорологической дальности видимости $S_m = 2 \div 4$ км. $R_{\text{макс}}$ для ИВО составляет (1,5 ÷ 1,8) км и (0,9 ÷ 1,2) км, а для ОКЛ (2,5 ÷ 4) км и (1,5 ÷ 2,5) км ночью и днем соответственно.

Полученные графики позволяют аналогичным образом проанализировать $R_{\text{макс}}$ при любых значениях S_m в подоблачном слое для облачности верхнего и среднего яруса.

Более эффективное применение ОКЛ для определения высоты НГО объясняется прежде всего его большим энергетическим потенциалом, а также возможностью измерять высоту НГО не только над местом установки прибора, но, при желании, и под углом к горизонту в любом направлении.

Таким образом, анализ максимальной дальности $R_{\text{макс}}$ как частного критерия эффективности подтверждает преимущество ОКЛ по сравнению с ИВО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степаненко В. Д. Об эффективности получения и использования радиолокационной метеорологической информации. — Труды ГГО, 1978, вып. 383, с. 26—33.

2. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 343 с.
3. Будза А. А., Степаненко В. Д. и др. Применение оптических квантовых локаторов для измерения высот облаков и характеристик прозрачности атмосферы. — Труды ЛГМИ, 1970, вып. 42, с. 78—95.

УДК 519.2:551.593.1

Н. К. РЕШЕТКОВ, Н. Ф. ПАВЛОВ (ОГМИ)

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА СТАТИСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ НАД СУШЕЙ И ОКЕАНОМ ПО ДАННЫМ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

В последние годы возрос интерес к радиофизическим характеристикам атмосферы, что обусловлено широким внедрением методов и техники СВЧ в различные отрасли народного хозяйства. Известно, что радиофизические характеристики атмосферы однозначно связаны с ее метеорологическими параметрами: температурой, влажностью и давлением.

Очевидно, что структура метеопараметров атмосферы над сушей и океаном имеет свои особенности, вследствие чего и структура показателя преломления «морской» атмосферы и атмосферы над сушей будет различной.

К настоящему времени опубликован ряд работ [1, 2, 3, 4], в которых приводятся средние значения и средние квадратические отклонения температуры и влажности по высотам, а также корреляционные, а в [4] и взаимнокорреляционные матрицы. Это дает возможность с помощью полученных нами формул рассчитать статистические характеристики вертикальной структуры показателя преломления атмосферы для любых высот (изобарических уровней).

Для расчета статистических характеристик вертикальной структуры показателя преломления атмосферы использованы данные [4], где, в свою очередь, с целью изучения различий в характеристиках вертикальной структуры температуры и влажности над сушей и океаном в зимнее и летнее время, а также выявления их изменчивости от времени суток, были использованы соответствующие данные аэрологического зондирования на американских станциях Бисмарк ($46^{\circ} 50'$ с. ш., $100^{\circ} 35'$ з. д.) и судне С ($52^{\circ} 45'$ с. ш., $35^{\circ} 30'$ з. д.).

По совокупности более чем 100 вертикальных профилей температуры на 10 стандартных уровнях 1000, 850, 700, 500, 400, 300,

250, 200, 150, 100 мбар и вертикальных профилей влажности на 5—6 первых уровнях в [4] были рассчитаны:

- средние значения температуры на уровнях \bar{T}_i ;
- средние значения удельной влажности на уровнях \bar{q}_i ;
- средние квадратические отклонения температуры и влажности на уровнях σ_{T_i} и σ_{q_i} соответственно;
- автокорреляционные матрицы $K_{T_i T_j}$, $K_{q_i q_j}$;
- взаимокорреляционные матрицы $K_{q_i T_j}$.

Заметим, что автокорреляционные и взаимокорреляционные матрицы в [4] рассчитаны только для следующих четырех случаев: суша—лето (00 ч), суша—зима (00 ч), море—лето (12 ч), море—зима (12 ч). Исходя из этого, и статистические характеристики показателя преломления рассчитаны нами только для указанных случаев. Несмотря на ограниченность исходных материалов, полученные при этом результаты позволяют выявить определенные различия в характеристиках статистической структуры «морской» атмосферы и атмосферы над сушей в зимнее и летнее время.

Для каждого из указанных выше случаев нами рассчитаны:

- средние значения показателя преломления на изобарических уровнях в N -единицах (раздельно рассчитывались средние значения «сухой» и «влажной» его компонент) по формуле

$$\bar{N}_i = \bar{N}_c + \bar{N}_{\text{вл}} = A \frac{\bar{P}_i}{\bar{T}_i} + B \frac{\bar{P}_i \bar{q}_i}{\bar{T}_i^2}, \quad (1)$$

где \bar{p} — давление на соответствующем уровне; $A=77,6$, $B=600$;

- средние квадратические отклонения показателя преломления в N -единицах на изобарических уровнях по формуле

$$\sigma_{N_i} = \frac{\bar{P}_i}{\bar{T}_i^2} \sqrt{C_i^2 \sigma_{T_i}^2 - 2CBK_{T_i q_i} + B^2 \sigma_{q_i}^2}, \quad (2)$$

где $K_{N_i N_j}$ — межслойные моменты, а $r_{N_i N_j}$ — коэффициенты корреляции, определяемые соответственно по формулам

$$K_{N_i N_j} = \frac{\bar{P}_i \bar{P}_j}{\bar{T}_i^2 \bar{T}_j^2} \left[C_i \left(C_j + 2B \frac{\bar{q}_j}{\bar{T}_j} \right)^2 \sigma_{T_i}^2 + B^2 \sigma_{q_i}^2 + B (K_{q_i q_j} - C_j K_{q_i T_j}) \right], \quad (3)$$

$$r_{N_i N_j} = \frac{K_{N_i N_j}}{\sigma_{N_i N_j}}. \quad (4)$$

В соотношениях (2) и (3) приняты следующие обозначения:

$$C_i = \left(A + 2B \frac{\bar{q}_i}{T_i} \right) \text{ на уровне } i, \quad (5)$$

$$C_j = \left(A + 2B \frac{\bar{q}_j}{T_j} \right) \text{ на уровне } j. \quad (6)$$

Так как характеристики влажности в [4] рассчитаны только для первых 5—6 уровней, то и расчеты характеристик показателя преломления выполнены также только для этих уровней.

Результаты расчета статистических характеристик показателя преломления представлены в табл. 1,2. Анализ этих результатов позволяет вскрыть следующие закономерности статистической структуры показателя преломления атмосферы над сушей и морем.

Таблица 1

Статистические характеристики вертикальной структуры показателя преломления \bar{N} над ст. Бисмарк (суша), ночь

Уровень, в мбар,	σ_N , в N-ед	\bar{N} , в N-ед.			$r_{N_i N_j}$					
		\bar{N}_c	$\bar{N}_{вл}$	\bar{N}	Уровни, в мбар					
					1000	850	700	500	400	
июнь										
1000	11,65	256,78	50,70	307,48	1,0	1,0	0,46	1,00	1,00	
850	9,65	226,20	40,85	267,05		1,0	0,39	0,78	0,07	
700	7,67	194,76	21,12	215,88			1,00	0,33	0,23	
500	1,34	148,03	4,18	152,21				1,00	1,00	
400	1,62	124,50	2,00	126,50					1,00	
январь										
1000	0,74	291,50	16,24	307,50	1,0	-1,0	-1,00	-1,00	-1,00	
850	6,70	248,06	12,68	260,74		1,0	0,65	0,57	0,50	
700	5,87	207,80	,63	214,43			1,00	0,70	0,62	
500	3,03	157,85	1,98	159,83				1,0	0,75	
400	2,70	132,25	0,78	133,03					1,0	

1. Средние значения показателя преломления атмосферы \bar{N} над сушей летом и зимой различаются незначительно, однако летом «влажная» компонента $\bar{N}_{вл}$ на первых трех уровнях в три с лишним раза превышает значения $\bar{N}_{вл}$ зимой, при этом как летом, так и зимой она резко уменьшается на уровне 500 мбар и выше. Связано это с резким падением влажности, начиная с уровня 500 мбар. Очевидно, уровень 500 мбар является средней границей (верхней) облачности.

Таблица 2

Статистические характеристики вертикальной структуры показателя преломления \bar{N} над морем, судно, день

Уровень, в мбар,	σ_N в N-ед.	\bar{N} , в N-ед.			$r_{N_i N_j}$				
		\bar{N}_c	$\bar{N}_{вл}$	\bar{N}	Уровни, в мбар				
					1000	850	700	500	400

июль

1000	6,87	273,23	54,09	327,32	1,00	0,66	0,49	-0,04	-0,58
850	13,10	235,06	33,51	268,57		1,00	0,63	0,22	-0,15
700	8,45	198,53	17,17	215,70			1,00	0,32	-0,29
500	2,20	150,03	4,03	156,06				1,00	-0,03
400	1,48	125,61	1,49	127,10					1,00

январь

1000	6,7	279,13	31,04	310,17	1,00	-0,01	-1,00	-0,75	-0,98
850	5,3	245,02	16,32	261,52		1,00	-1,00	-0,73	-0,60
700	1,4	208,04	7,20	215,24			1,00	-1,00	-0,95
500	2,8	157,65	1,78	159,43				1,00	0,89
400	2,7	131,80	0,73	132,53					1,00

2. Средние значения показателя преломления над морем летом, особенно на уровне 1000 мбар, значительно больше, чем зимой. Однако влажная компонента $\bar{N}_{вл}$ летом примерно лишь в два раза превышает зимнюю. Начиная с уровня 500 мбар, так же как и над сушей отмечается резкое уменьшение влажной компоненты.

3. Изменчивость среднего значения показателя преломления на первых трех уровнях как над сушей, так и над океаном летом значительно больше, чем зимой. Объясняется это преобладающим вкладом второго слагаемого в формуле (2), содержащего дисперсию влажности (коэффициент B , стоящий перед σ_q^2 , примерно в шесть раз больше коэффициента C , стоящего перед σ_T^2). Так как σ_q больше летом, чем зимой, то это и определяет большие значения σ_N летом по сравнению с зимой.

Особенно велико различие между значениями σ_N в летнее и зимнее время над океаном на уровне 850 мбар. Однако на уровне 1000 мбар различия между значениями σ_N летом и зимой практически не наблюдается. Объясняется это тем, что вблизи поверхности океана практически нет сезонных различий для σ_T и σ_q , в то время как на уровне 850 мбар сезонное различие, особенно для σ_q , довольно существенно.

На уровне 500 мбар и выше различие между значениями σ_N для всех случаев незначительно. Однако на этих уровнях, в отличие от нижележащих, значения σ_N зимой больше, чем летом. Уже отмечалось, что σ_q на этих высотах резко уменьшается, а σ_T имеет зимой большие значения, чем летом. Поэтому величина σ_N на этих высотах определяется, главным образом, σ_T .

4. Вертикальный профиль σ_N для случая «море—лето» аналогичен ходу профиля σ_N для случая «суша—зима» (имеет место рост σ_N с высотой с максимумом на уровне 850 мбар; вертикальный профиль для случая «суша—лето» аналогичен профилю σ_N для случая «море—зима» (максимальное значение σ_N на уровне 1000 мбар с последующим падением с высотой).

5. Межслойные коэффициенты корреляции $r_{N_i N_j}$ в летний период над сушей и океаном положительны а в зимний — отрицательны. Объясняется это различным вкладом составляющих формулы (3) в формирование величины и знака $K_{N_i N_j}$ в летний и зимний периоды.

В [4] показано, что как над сушей, так и над океаном корреляционные функции $K_{T_i T_j}$, $K_{T_i} K_{q_j}$ и $K_{q_i T_j}$ зимой, как правило, больше, чем летом (по крайней мере, до уровня 500 мбар, а $K_{q_i q_j}$, наоборот, летом больше, чем зимой. Такое различие в значениях корреляционных функций объясняется тем, что σ_T зимой больше, чем летом, а σ_q , наоборот, зимой меньше, чем летом. Поэтому вторая разность в скобках ($C_i K_{q_i q_j} - B K_{q_i T_j}$) зимой, как правило, становится отрицательной, по абсолютной величине превышает первую разность в скобках и определяет

отрицательный знак $K_{N_i N_j}$ и большое отрицательное значение $r_{N_i N_j}$.

Летом же второе выражение в скобках, так же как и первое, становится заведомо положительным и $K_{N_i N_j}$, а вместе с ним и $r_{N_i N_j}$ оказываются также положительными.

Летом также корреляционная функция быстро уменьшается с высотой и корреляционная связь значений показателя преломления на всех уровнях, начиная с 400 мбар поверхности и выше, становится отрицательной.

6. Сравнение корреляционных матриц температуры и влажности с корреляционной матрицей показателя преломления (табл. 3) показывает, что в летнее время над сушей в нижнем полуторакилометровом слое, а над морем в нижнем трехкилометровом слое межслойные коэффициенты корреляции близки между собой. Этот экспериментальный результат подтверждается и теоретически путем упрощения выражения (3) при некоторых физически обоснованных допущениях. Аналогичный вывод сделан и в работе [5].

Таблица 3

Значения межслойных коэффициентов корреляции температуры $r_{T_i T_j}$, удельной влажности $r_{q_i q_j}$ и показателя преломления $r_{N_i N_j}$

Вид подстилающей поверхности	Сезон	Уровни, в мбар					
		1000—850 мбар			850—700 мбар		
		$r_{T_i T_j}$	$r_{q_i q_j}$	$r_{N_i N_j}$	$r_{T_i T_j}$	$r_{q_i q_j}$	$r_{N_i N_j}$
суша	лето	0,93	0,83	1,00	0,82	0,45	0,39
	зима	0,39	-0,70	-1,00	0,85	0,61	0,65
море	лето	0,61	0,69	0,66	0,78	0,70	0,63
	зима	0,37	0,80	-0,01	0,67	0,61	-1,00

Указанный вывод позволяет в ряде случаев не прибегать к использованию сложных выражений (3) и (4) для расчета $r_{N_i N_j}$, а оценивать $r_{N_i N_j}$ по известным значениям $r_{T_i T_j}$ или $r_{q_i q_j}$.

7. Из анализа взаимных корреляционных матриц $r_{T_i q_j}$ (табл. 4) следует, что над морской поверхностью, по крайней мере на уровне 1000 мбар, наблюдается тесная корреляционная

связь между температурой и удельной влажностью с коэффициентом корреляции $r_{T, q_1} = 0,9-1,0$.

Это дает возможность, приняв $r_{Tq} = 1,0$, существенно упростить выражение (2) для расчета σ_N в приводном слое и использовать его в виде

$$\sigma_N = \frac{\bar{p}}{T^2} (C\sigma_T - B\sigma_q). \quad (7)$$

Таблица 4

Значения коэффициентов корреляции r_{T, q_1} между температурой и влажностью на изобарических поверхностях

Вид подстилающей поверхности	Сезон	Уровни, в мбар		
		1000	850	700
суша	лето	0,46	0,36	0,41
	зима	1,00	0,67	0,38
море	лето	1,00	0,57	0,47
	зима	1,00	0,92	1,00

8. Расчет средних значений вертикальных градиентов показателя преломления в слоях 1000—850 мбар и 850—700 мбар показал, что зимой над морем и сушей условия для рефракции радиоволн почти одинаковы. Однако летом над морем условия для рефракции в среднем благоприятнее, чем над сушей (табл. 5).

Таблица 5

Средние значения градиента показателя преломления $\bar{\gamma}_N$, N-ед/100 м

Вид подстилающей поверхности	Сезон	Слои, в мбар	
		1000—850	850—700
суша	лето	2,70	3,41
	зима	3,13	3,09
море	лето	3,92	3,59
	зима	3,24	3,08

ЛИТЕРАТУРА

1. Комаров В. С. Некоторые статистические характеристики вертикальных профилей температуры и влажности. — Труды НИИАК, 1969, вып. 58, с. 16—54.
2. Комаров В. С. Статистическая структура поля влажности в свободной атмосфере над территорией СССР. — Труды НИИАК, 1971, вып. 70, с. 3—138.
3. Казначеева В. Д., Руденкова Т. В. Статистическая структура вертикальных профилей метеорологических элементов в тропической зоне Атлантического океана. — Труды ВНИИГМИ — МЦД, 1976, вып. 13, с. 143—165.
4. Попов С. М. Некоторые статистические характеристики вертикальной структуры полей температуры и влажности. — Известия АН СССР, сер. ФАО 1965, т. 1, № 1, с. 18—26.
5. Пахомов Л. А., Пинус Н. З., Шметер С. М. Аэрологические исследования изменчивости коэффициента преломления атмосферы для ультракоротких радиоволн. — Л., Гидрометеиздат, 1960. 103 с.

УДК 551.594.221

А. Х. ФИЛИППОВ, В. П. ЗАКАРЮКИН (ИГУ)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ МОЛНИИ

Введение

Исследование спектральных характеристик электрического поля позволяет получить важную информацию о пространственно-временных характеристиках разряда молнии. Однако большая дисперсия параметров разряда приводит к тому, что отдельные спектры чрезвычайно сильно отличаются друг от друга и для получения достоверных результатов требуется обработка большого числа данных. Использование отношения каких-либо составляющих поля позволяет избавиться от части неопределенности и эффективно анализировать небольшое число данных.

Общепринятой моделью излучения при расчете поля молнии является диполь образованный каналом молнии совместно с его «отражением» в абсолютно проводящей земле. Существование полупроводящей реальной земли приводит к появлению, наряду с основной вертикальной составляющей электрического поля, горизонтальной составляющей на поверхности раздела сред и к электрическому полю в земле.

Важность исследования «неосновных» составляющих электрического поля молнии вытекает также из задачи обеспечения

безопасности и надежности проведения некоторых видов наземных и подземных работ в промышленности, в частности электрического взрыва и проводной связи.

1. Теоретические предпосылки

Большое число работ по теоретическому анализу электрического поля разряда молнии без учета воздействия ионосферы опубликовано М. Юманом с соавторами [1—6], все они, однако, рассматривают вертикальный канал и плоскую абсолютно проводящую землю. Некоторые сведения о влиянии наклона канала есть в работах И. И. Кононова и др. и Х. Акира [7—9]. Детальному анализу подвергнута электростатическая составляющая поля [9—13], в частности Ф. Оллендорфом с помощью оригинальной методики рассмотрено в работе [13] влияние проводимости земли на структуру электростатического поля.

Ниже сделана попытка оценки радиационного члена электрического поля разряда с учетом конечной проводимости земли и проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

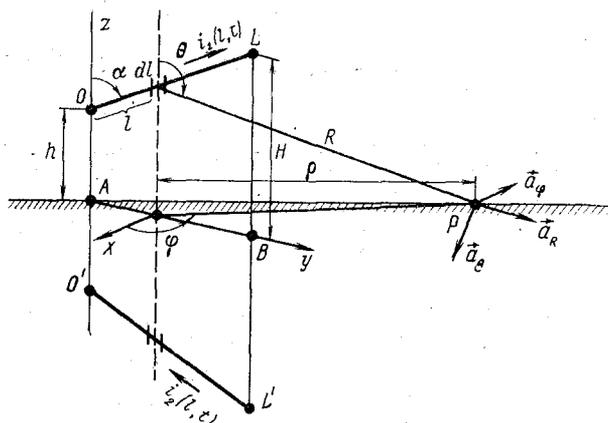


Рис. 1. Схема расчетной модели.

Рассмотрим для общности наклонный прямолинейный канал молнии, а затем в качестве частных случаев — вертикальный канал, достигающий или не достигающий земли, и горизонтальный облачный разряд. На рис. 1 изображена принятая расчетная модель разряда со следующими обозначениями: α — угол отклонения канала от вертикали; R , θ , φ — сферические координаты точки наблюдения P , взятые с подвижным началом координат, совпадающим с элементом канала dl (канал расположен в плоскости zOy); \vec{a}_R , \vec{a}_θ , \vec{a}_φ — единичные векторы сферической системы координат в точке P ; L — длина канала; σ , ϵ — проводи-

мость и диэлектрическая проницаемость земли. Остальные обозначения понятны из рисунка.

Метод зеркальных изображений расчета поля заключается в добавке к полю первичного источника поля «зеркального» источника. Если земля обладает конечной проводимостью, то «зеркальное отображение» не точно совпадает с оригиналом, приближаясь к последнему с уменьшением частоты и ростом проводимости земли. Предположим, что электрическое поле в земле \vec{E}_3 будет создаваться некоторым током $i_3(l, t)$, который также прямолинейен и лежит в плоскости, ограниченной осью z и продолжением линии LL' . Поле над землей создается суммой полей \vec{E}_1 от тока $i_1(l, t)$ и \vec{E}_2 от тока $i_2(l, t)$. Необходимым условием правильности такого предположения является малость горизонтального поля по сравнению с вертикальным. Поле \vec{E}_3 должно быть верным на глубине, меньшей толщины скин-слоя, то есть не более 15—20 м для частот не выше нескольких сот килогерц.

Векторный потенциал, создаваемый элементом dl тока $i_1(l, t)$ в точке P , равен [14]

$$d\vec{A}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_1(l, t')}{R} d\vec{l} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{i_1(l, t')}{R} (\cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi) \vec{a}_R + \right. \\ \left. + \frac{i_1(l, t')}{R} (\sin \alpha \sin \varphi \cos \theta - \sin \theta \cos \alpha) \vec{a}_\theta + \right. \\ \left. + \frac{i_1(l, t')}{R} \sin \alpha \cos \varphi \vec{a}_\varphi \right] dl, \quad (1)$$

где $t' = t - R/c$.

Электрическое поле равно

$$d\vec{E}_1 = -\nabla d\Phi_1 - \frac{\partial d\vec{A}_1}{\partial t}, \quad (2)$$

где $d\Phi_1 = -C^2 \int_0^{t'} \nabla d\vec{A}_1 d\tau$ — скалярный потенциал.

Рассмотрим случай $R \gg L$, при этом координаты не зависят от величины l .

Граничные условия на поверхности земли выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_\rho = E_{\rho_1} + E_{\rho_2} = E_{\rho_3}, \quad E_\varphi = E_{\varphi_1} + E_{\varphi_2} = E_{\varphi_3}, \\ \sigma E_{3z} + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_{3z}}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial (E_{1z} + E_{2z})}{\partial t}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где ρ, φ, z — цилиндрические координаты точки наблюдения P с единичными векторами $\vec{a}_\rho, \vec{a}_\varphi, \vec{a}_z$.

Записав, аналогично выражению (2), соотношения для \vec{dE}_2 , \vec{dE}_3 , проинтегрируем их по длине канала и, взяв только соответствующие радиационные члены (имеющие наименьшую степень убывания с расстоянием), подставим в уравнения (3). Третье выражение при условии $\sigma/\epsilon_0 \gg \omega$, где ω — круговая частота, и непрерывности первой производной тока приводит к соотношениям, с учетом приближения $i_1 + i_2 \approx 2i_1$,

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 \int_0^{L_1} \frac{\partial i_3}{\partial t} dl_1 &= 2 \frac{\epsilon_0}{\sigma} \xi \int_0^L \frac{\partial^2 i_1}{\partial t^2} dl, \\ \eta_1 \int_0^{L_1} \frac{\partial i_3}{\partial t} (h_1 + \xi_1 l_1) dl_1 &= 2 \frac{\epsilon_0}{\sigma} \eta \int_0^L \frac{\partial^2 i_1}{\partial t^2} (h + \xi l) dl, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где $\xi = \cos \alpha$, $\eta = \sin \alpha$, а обозначения с индексом 1 (ξ_1 , η_1 , l_1 , L_1 , h_1) соответствуют параметрам и переменным величинам источника $i_3(l_1, t)$.

Из формул (4) следует, что

$$\frac{\eta_1^2}{\xi_1} \int_0^{L_1} \frac{\partial i_3}{\partial t} (h_1 + \xi_1 l_1)^2 dl_1 = 2 \frac{\epsilon_0}{\sigma} \frac{\eta^2}{\xi} \int_0^L \frac{\partial^2 i_1}{\partial t^2} (h + \xi l)^2 dl. \quad (5)$$

Для большинства почв соотношения (4) — (5) верны при частотах менее нескольких сот килогерц.

С помощью выражений (3) — (5) легко получаются радиационные члены для частных случаев. Фронт волны тока предполагается непрерывным.

Вертикальный канал

$$E_{zV} = - \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^2\rho} \int_h^H \frac{\partial i_1(z, t')}{\partial t} dz; \quad (6)$$

$$E_{\rho V} = - \frac{1}{2\pi\sigma} \frac{1}{c^2\rho^2} \int_h^H \frac{\partial^2 i_1(z, t')}{\partial t^2} z dz; \quad (7)$$

$$E_{3z} = \frac{\epsilon_0}{\sigma} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad E_{\rho V} = 0. \quad (8)$$

Горизонтальный канал

$$E_{zH} = -\frac{\sin \varphi}{2\pi \epsilon_0} \frac{H}{c^2 \rho^2} \int_0^L \frac{\partial i_1(l, t')}{\partial t} dl; \quad (9)$$

$$E_{\rho H} = -\frac{\sin \varphi}{2\pi \sigma} \frac{H^2}{c^2 \rho^3} \int_0^L \frac{\partial^2 i_1(l, t')}{\partial t^2} dl; \quad (10)$$

$$E_{\varphi H} = -\frac{\cos \varphi}{2\pi \sigma} \frac{1}{c^2 \rho} \int_0^L \frac{\partial^2 i_1(l, t')}{\partial t^2} dl. \quad (11)$$

Необходимо отметить следующие обстоятельства, вытекающие из соотношений (6)—(11).

Если принять, согласно М. Юману [6], что $i_1(l, t) = i_1(t-l/v)$, где v — скорость распространения тока по каналу, то из формулы (7) получается

$$E_{\rho V} = -\frac{1}{2\pi \sigma} \frac{v}{c^2 \rho^2} \left[H \frac{\partial i_1 \left(t' - \frac{H-h}{v} \right)}{\partial t} - h \frac{\partial i_1(t')}{\partial t} + \right. \\ \left. + v i_1 \left(t' - \frac{H-h}{v} \right) - v i_1(t') \right], \quad (12)$$

причем принято $t=0$ при проходе фронта тока координаты $z=h$ (в частном случае $h=0$).

Из выражений (10)—(11) следует, что при $\rho > 20$ км и частотах более нескольких килогерц $E_{\varphi H} \gg E_{\rho H}$ и на практике будет измеряться в основном $E_{\varphi H}$.

2. Аппаратура и методика экспериментальных исследований

На первом этапе исследований проведены синхронные измерения вертикальной и горизонтальной составляющих электрического поля молнии на поверхности земли. Измерения проводились в течение грозового сезона 1977 г. на побережье Байкала, где проводимость земли σ порядка 10^{-3} См/м. Схема измерений представлена рис. 2.

Датчиком вертикального электрического поля служила дисковая антенна, укрепленная над металлической заземленной поверхностью, размеры которой значительно превышали размеры антенны. Высота антенны над металлической плоскостью равна 1 м. Центральная жила коаксиального кабеля снижения подключалась ко входу двухлучевого осциллографа через сопротивление R_1 ,

равное волновому сопротивлению кабеля, для согласования кабеля с осциллографом. Постоянная времени измерительной цепи определялась в основном емкостью кабеля C_K и входным сопротивлением осциллографа и при параметрах $C_K = 700$ пФ, $C_A = 70$ пФ, $R_{вх} = 0,5$ МОм была равна $\tau_1 = (C_A + C_K) R_{вх} = 380$ мкс, где C_A — емкость антенны относительно плоскости. Такого значения постоянной времени вполне достаточно для измерения поля возвратного удара.

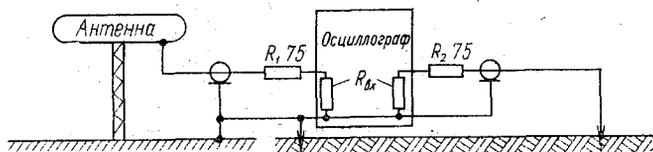


Рис. 2. Схема измерений.

Горизонтальное поле на границе раздела, непрерывное на границе, измерялось двумя металлическими штырями, вбитыми в землю на расстоянии 5 м друг от друга. Верхняя граничная частота такой системы определяется постоянной времени интегрирующей цепи, составленной омическим сопротивлением между электродами и емкостью кабеля; при значениях 1 кОм и 500 пФ соответственно постоянная времени равна 0,5 мкс.

Для измерения вертикальной подземной составляющей использовалась подземная антенна — кусок провода длиной 2 м, закопанный на глубину 2 м параллельно границе раздела. Емкость антенны с кабелем равна 685 пФ, емкость самой антенны — 200 пФ.

Если при измерении поля направление на разряд совпадало с направлением прямой, проведенной между электродами, то соответствующая горизонтальная составляющая обозначается E_p . При направлении на разряд по нормали к прямой между электродами составляющая обозначается E_φ . Для промежуточных направлений поле условно обозначим $E_p + E_\varphi$. С целью выяснения основных соотношений между вертикальным электрическим полем E_z и горизонтальной составляющей $E_H = U/5$, где U — напряжение между электродами, разнесенными на расстояние 5 м, анализировались спектральные отношения $E_{H\omega}/E_{z\omega}$.

Вычисление спектров $E_{H\omega}$, $E_{z\omega}$ и их отношения проводились на ЭЦВМ без промежуточного вычисления корреляционной функции

$$E_\omega = \left| \int_0^T E(t) e^{j\omega t} dt \right|,$$

где T — общая продолжительность процесса (100 или 250 мкс).

Интервал квантования при цифровании сигналов был равен 1 мкс ($T=100$ мкс) и 1,5 мкс ($T=250$ мкс), а верхняя граничная частота вычисляемых спектров составила 150 кГц.

3. Результаты измерений

Ввиду ограниченного объема экспериментального материала группировка его проведена только по направлениям на разряд по трем группам отношений: E_p/E_z , E_φ/E_z , $(E_p + E_\varphi)/E_z$.

Основные результаты измерений приведены в таблице.

Значения спектральных отношений $s(f) = E_{H\omega}/E_{z\omega}$

Общая тенденция $s = kf + k_1 \cos(2\pi f/F)$

№ п/п	Спектральное отношение	Количество данных	S_n	σ_{Sn}	k 1/МГц	σ_k 1/МГц	f_n кГц	σ_{fn} кГц	F кГц	σ_F кГц	k_1	σ_{k_1}
1	E_p/E_z	2	—	—	1,2	0,2	—	—	—	—	—	—
2	E_φ/E_z	6	0,35	0,3	6,0	4,5	80	27	45	25	0,3	0,2
3	$(E_p + E_\varphi)/E_z$	26	0,10	0,1	2,5	1,7	75	30	38	19	0,1	0,1
4	E_H/E_{z3}	4	0,50	0,1	30	—	90	21	—	—	—	—

Примечание 1. В таблице обозначено: f — циклическая частота; s_n — среднее значение в области малоизменяющегося спектрального отношения; f_n — граница области малоизменяющихся значений; σ_{sn} , σ_k , σ_{fn} , σ_F , σ_{k_1} соответствующие среднеквадратичные отклонения. В таблице даны средние по группам.

Примечание 2. Для пункта 4 таблицы общая тенденция $s(f) = kf/f$, значение s приведено в килогерцах.

Большинство спектральных отношений имеет линейный тренд $s(f) = kf$, на который накладывается синусоидальное колебание $k_1 \cos \frac{2\pi f}{F}$ с периодом F по частоте (начальная фаза не учитывается). Значительная часть спектров имеет участок более или менее постоянного значения $s(f)$, границы этого участка в таблице указаны.

Позиция 4 таблицы соответствует спектру, убывающему с частотой по закону $1/f$, что может быть интерпретировано как пропорциональность E_H производной от E_{z3} . В некоторых случаях отношение E_H/E_{z3} , по крайней мере в ограниченном диапазоне частот, с довольно большой точностью постоянно.

Рис. 3 представляет типичные примеры спектров. Цифрой 1 обозначен спектр, имеющий маломеняющуюся начальную часть, цифрой 2 — спектр, убывающий с частотой, кривая 3 — линейно растущий спектр с наложением колебаний.

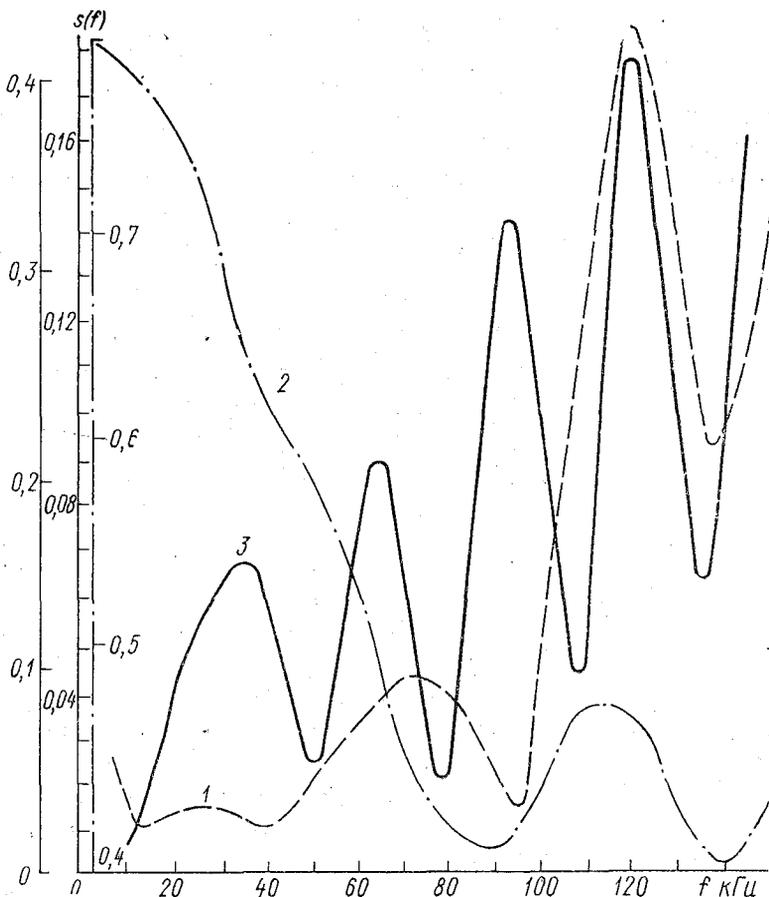


Рис. 3. Типичные примеры спектров:

1—спектр, имеющий маломеняющуюся начальную часть; 2—спектр с убывающей частотой; 3—спектр, хорошо описываемый суммой $kf + k_1 \cos\left(\frac{2\pi f}{F}\right)$.

4. Обсуждение результатов

Прежде всего отмечается почти во всех спектрах наличие двух хорошо заметных трендов: постоянство $s(f)$ (по крайней мере в ограниченном диапазоне частот) и линейный рост $s(f)$ с частотой. Во временной области это можно представить как пропорциональность величин (в соответствующих временных интервалах) и как пропорциональность производной вертикального поля.

Число случаев, в которых имеется область постоянства $s(f) = E_H(f)/E_z(f)$ составляет 41% всех случаев, доля спектров только с линейно растущим трендом — 61% (исключая данные пункта 4 таблицы). Верхняя граница участка постоянного отношения меняется в довольно широких пределах со средним значением 76 кГц и среднеквадратичным отклонением 29 кГц. Среднее значение коэффициента наклона линейного тренда составило (без разделения на разные тенденции) около $3 \cdot 10^{-6}$ 1/Гц.

С позиций теоретического рассмотрения эти данные можно интерпретировать следующим образом.

Линейный участок, по выражениям (6) и (12), может дать только поле вертикального канала:

$$s(\omega) = \frac{E_p V \omega}{E_z V \omega} = \frac{\epsilon_0}{\sigma \rho} \left[j\omega \frac{He^{-j\omega(H-h)/v} - h}{e^{-j\omega(H-h)/v} - 1} + v \right]. \quad (13)$$

Отсюда угловой коэффициент k для вертикального канала

$$k = \frac{2\pi\epsilon_0 H}{\sigma \rho} = 10^{-8} \div 10^{-10} \text{ (1/Гц)},$$

что гораздо меньше наблюдаемого и должно дать в эксперименте практически постоянное спектральное отношение. Таким образом, вертикальный разряд может объяснить участок постоянства спектра. Линейная растущая часть способна возникать за счет горизонтальных участков канала, где, по формулам (9) и (11),

$$\frac{E_{\varphi H \omega}}{E_{z H \omega}} = \operatorname{ctg} \varphi \frac{\epsilon_0 \rho}{\sigma H} j\omega \frac{i_1(\omega) e^{-j\omega L/v} - i_1(\omega)}{i_1(\omega) e^{-j\omega L/v} - i_1(\omega)} = \operatorname{ctg} \varphi \frac{\epsilon_0 \rho}{\sigma H} j\omega, \quad (14)$$

а угловой коэффициент $k = 2\pi\epsilon_0 \rho / (\sigma H) = 1 \cdot 10^{-6}$ 1/Гц при $\sigma = 10^{-3}$ См/м, $H = 1$ км, $\rho = 20$ км. Значение углового коэффициента хорошо согласуется с экспериментом.

Заметим, что соотношение разных видов спектра (41% предположительно наземных разрядов) точно совпадает с региональным относительным числом наземных разрядов [15]. Необходима, однако, более полная экспериментальная проверка этих положений.

На оба вида спектра довольно часто накладываются почти синусоидальные колебания спектрального отношения, которые можно объяснить следующими соображениями.

Модель разряда в виде длинной линии с током, зависящим от разности аргументов $i_1(z, t) = i_1(t - z/v)$ [6], предполагает наличие в электрическом поле «зеркального изображения» во времени первоначального импульса, задержанного на время $\Delta t = L/v$, что в выражениях (13) и (14) проявляется членами вида $i_1(\omega) e^{-j\omega \Delta t}$

или $e^{-j\omega \Delta t}$. Когда в одном из сигналов «зеркальное изображение» ослаблено, это приводит к тому, что в отношении спектров появляется член вида $(1 - e^{-j\omega \Delta t})$, имеющий модуль $2(1 - \cos \omega \Delta t)$. Частота F равна в среднем 40 кГц при среднеквадратичном отклонении 20 кГц и соответствует $1/\Delta t$, или $F = v/L$. Оценка среднего значения длины канала по этому соотношению дает при $v = 5 \cdot 10^7$ м/с [12] величину 1200 м с разбросом от нескольких сот метров до пяти километров. Такое среднее значение свидетельствует, скорее, не о малых длинах канала, а о некоторых характерных размерах канала, в которых происходит значительное уменьшение величины тока или скорости его распространения.

Выводы

1. Теоретический анализ и экспериментальные результаты показывают, что отношение спектральных составляющих горизонтального и вертикального приземных электрических полей линейно растет с частотой для горизонтальных каналов молнии. Предполагается, что относительные спектры, имеющие постоянные начальные участки до частоты примерно 75 кГц, относятся к наземным разрядам. Угловой коэффициент линейного роста относительного спектра хорошо совпадает с расчетом.

2. Наложение колебаний на линейный рост спектра объясняется моделью М. Юмана, по которой в электрическом поле наблюдается импульс «зеркального изображения» во времени по достижении волны тока конечной точки канала молнии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Uman M. A., McInain D. K. Magnetic field of lightning return stroke. — J. Geophys. Res., vol. 74, No. 28, 1969, 6899—6910.
2. Uman M. A., McInain D. K. Radiation field and current of the lightning stepped leader. — J. Geophys. Res., vol. 75, No. 6, 1970, 1058—1066.
3. Uman M. A., McInain D. K. Lightning return stroke current from magnetic and radiation field measurement. — J. Geophys. Res., vol. 75, No. 27, 1970, 5143—5147.
4. McInain D. K., Uman M. A. Exact expression and moment approximation for the electric field intensity of lightning return stroke. — J. Geophys. Res., vol. 76, No. 9, 1971, 2101—2105.
5. Uman M. A. et al. Correlated electric and magnetic fields from lightning return stroke. — J. Geophys. Res., vol. 80, No. 3, 1975, 373—376.
6. Uman M. A., McInain D. K., Krider E. P. The electromagnetic radiation from a finite antenna. — American Journal of Physics, vol. 43/1, 1975, 33—38.
7. Кононов И. И., Семикрас Ю. В. Электромагнитное излучение молниевых разрядов. — Тр. ГГО, 1975, вып. 358, с. 48—60.
8. Кононов И. И. Границы применимости дипольных представлений молниевых разрядов. — Тр. ГГО, 1975, вып. 358, с. 61—68.
9. Huzita Akira, Ogawa Toshio. Electric field changes due to tilted streamers in the cloud discharge. — J. Meteorol. Soc. Jap., 1976, 54, No. 5, 289—293.

10. Rai J., Bhattacharya P. K. Impulse magnetic flux density close to the multiple return strokes of a lightning discharge. — Journal of Physics, ser. D, 1971, No. 8, vol. 4, 1252—1255.
11. Khastgir S. R., Saha S. K. On intra—cloud discharges and their accompanying electric field changes. — J. Atmos. Terr. Phys., 1972, vol 34, No. 1, 115—126.
12. Юман М. Молния. — М.: Мир, 1972. — 327 с.
13. Ollendorff F. Einige Eigenschaften des Blitzfeldes. — Archiv fur Electro-technik, 1968, Bd. 52, No 3, 137—147.
14. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. — М.: Энергия, 1968. — 487 с.
15. Филиппов А. Х. Грозы Восточной Сибири. — Гидрометеонздат, Л.: 1974. — 75 с.

УДК: 551.322:(537+548.5)

Л. Г. КАЧУРИН, С. И. КОЛЕВ, Р. А. ОРЛОВ (ЛГМИ)

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВОДА — ЛЕД В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

При исследовании электрокристаллизационных потенциалов было обнаружено [1], что статическая диэлектрическая проницаемость переходного слоя вода — лед в процессе кристаллизации значительно отличается от проницаемости и воды, и льда. В настоящей работе приводятся результаты исследования комплексной диэлектрической проницаемости переходного кристаллизационного слоя в СВЧ диапазоне.

Методика измерений

Измерения проводились на частоте 9,34 ГГц ($\lambda = 3,21$ см) с использованием метода частичного заполнения волновода исследуемым веществом [2, 3].

Исследования проводились с дистиллированной водой, имеющей проводимость порядка 10^{-6} Ом $^{-1}$ см $^{-1}$. Вода заливалась в тонкостенную стеклянную трубочку малого диаметра, находящуюся в тепловом контакте с регулируемой холодильной установкой.

Определение комплексной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$) осуществлялось по результатам измерений активной G и реактивной B составляющих комплексной нормированной проводимости:

$$Y = G + jB, \quad (1)$$

которая создавалась в волноводе исследуемым диэлектриком, помещенным посередине широкой стенки волновода параллельно вектору напряженности электрического поля распространяющейся волны. Измерения G и B производились при фиксированных положениях зонда измерительной линии на расстояниях от оси стеклянной трубочки, равных $(2K+1)\lambda_B/4$ ($K=1, 2, 3, \dots$), где λ_B — длина волны в волноводе. Активная и реактивная составляющие проводимости рассчитывались по формулам:

$$G = \left[\left(\frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{мин}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1}; \quad (2)$$

$$B = \text{tg} \left(2\pi \frac{\Delta x}{\lambda_B} \right), \quad (3)$$

где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ — максимум и минимум значений тока квадратичного детектора и соответственно — напряженности электрического поля стоячей волны в волноводе при наличии исследуемого образца; Δx — сдвиг по оси волновода точки минимума стоячей волны после введения исследуемого образца.

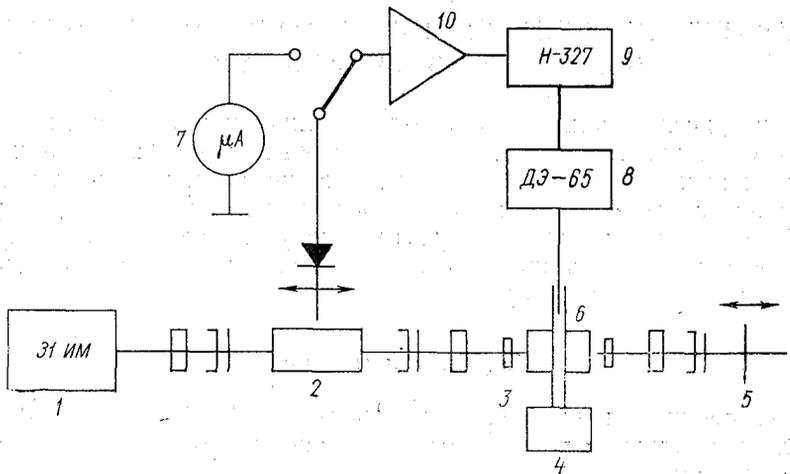


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки:

1—генератор СВЧ; 2—измерительная волноводная линия; 3—волноводный трансформатор; 4—источник холода; 5—короткозамыкающий поршень; 6—стеклянная трубка; 7—микроамперметр; 8—динамический электрометр; 9—трехканальный самописец; 10—усилитель

По значениям G и B , с учетом размера поперечного сечения волновода, по методике, изложенной в [2, 3], определялись реальная (ϵ') и мнимая (ϵ'') части комплексной диэлектрической проницаемости.

Функциональная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Для обеспечения достаточной точности определения диэлектрической проницаемости переходного слоя вода — лед оказалось необходимым модифицировать стандартную методику [2, 3] следующим образом.

Во-первых, в измерительную установку введен двухступенчатый волноводный трансформатор, постепенно сужающий рабочее сечение волновода и затем увеличивающий его до стандартных размеров.

Измерение в переходном слое выполнялось при прохождении фронтом кристаллизации суженной части. Это делалось с той целью, чтобы линейные размеры переходного слоя и рабочей части волновода оказались близкими друг к другу.

Во-вторых, исходные данные для расчета комплексной диэлектрической проницаемости ϵ получали на основе анализа нескольких профилей стоячей волны вдоль волновода: без исследуемого образца, с водой, льдом и при прохождении фронта лед — вода. Такое усложнение измерений связано с тем, что движущийся фронт кристаллизации успевает выйти из рабочего пространства волновода раньше, чем удавалось выполнить стандартные измерения Δx , I_{\max} , I_{\min} .

В связи с этим при фиксированном положении зонда измерительной линии дискретно смещался короткозамыкающий поршень, изменяя длину волновода, и при каждой длине волновода регистрировалась величина тока квадратичного детектора. Сопоставляя профили стоячей волны вдоль волновода, соответствующие прохождению фронта кристаллизации через суженный участок волновода с заданной скоростью (т. е. при фиксированном значении потенциала кристаллизации и рН [4]) с профилем стоячей волны при полном отражении от конца измерительной линии (без измеряемого образца) можно определить параметры Δx , I_{\max} и I_{\min} , а по ним и искомые характеристики диэлектрической проницаемости.

Для того чтобы проградуировать детектор и одновременно определить линейную разрешающую способность установки, соответствующую смещению диэлектрической неоднородности в направлении движения фронта, были выполнены имитирующие опыты, в которых постепенно смещалась (относительно зонда) модель перехода, составленного из эбонита и сегнетовой соли, которые по своим диэлектрическим характеристикам близкие ко льду и воде. Выяснилось, что установка позволяет получить линейное разрешение в пределе $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-3}$ м, что удовлетворяет поставленной задаче.

Осредненные по 470 опытам результаты измерений профиля стоячей волны, когда трубка отсутствует, для трубки без воды, трубки с водой, трубки со льдом, и с переходным слоем вода — лед при $\varphi = 80$ В показаны на рис. 2. Кривые, соответствующие трубке без воды, трубке с водой, со льдом и с переходным слоем, резко

отличаются и по амплитуде, и по положению минимума и максимума.

Аналогичным образом определялись диэлектрические характеристики при других скоростях движения фронта кристаллизации.

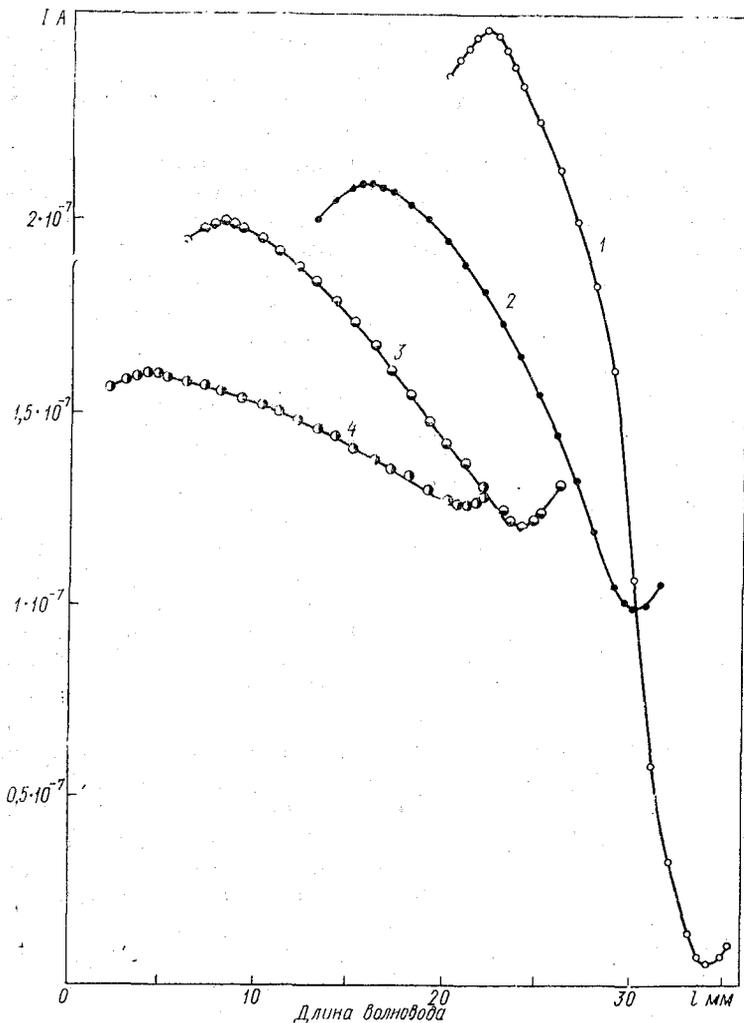


Рис. 2. Профили стоячих волн в волноводе, полученные при различных значениях рабочей длины волновода (l — расстояние от правого края рабочей части волновода):

1—без трубки; 2—трубка со льдом ($\epsilon' = 3.1$; $\text{tg } \delta = 0.001$); 3—трубка с водой ($\epsilon' = 57.9$; $\text{tg } \delta = 0.4$); 4—при прохождении фронта кристаллизации ($\epsilon' = 100$, $\text{tg } \delta = 1.1$), $\varphi = 80$ В

Заключение

Окончательные результаты показаны на рис. 3 и в таблице, из которых видно, что при условии кристаллизационного процесса реальная часть комплексной диэлектрической проницаемости и диэлектрические потери переходного кристаллизационного слоя на частоте 9,34 ГГц ($\lambda=3,21$ см) сильно возрастают.

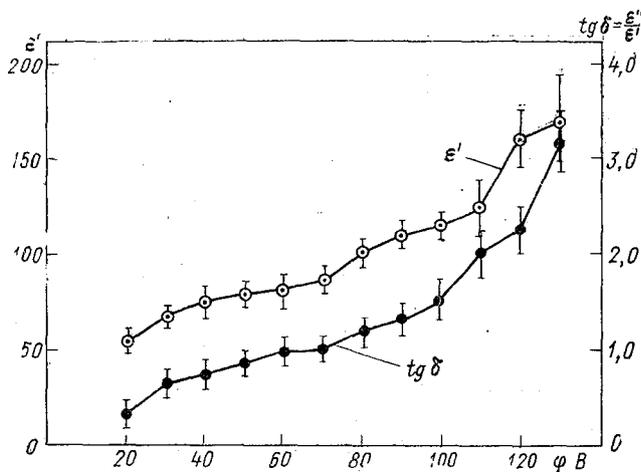


Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость переходного слоя вода—лед при различных кристаллизационных потенциалах:

- 1— ϵ' —реальная часть комплексной диэлектрической проницаемости;
 2— $\text{tg } \delta$ —тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$

При нулевом кристаллизационном потенциале переходный слой как таковой отсутствует и значения ϵ' и $\text{tg } \delta$ соответствуют табличным значениям для воды [3, 4].

При предельно больших кристаллизационных потенциалах точность определения диэлектрической проницаемости по данной методике существенно уменьшается и тогда требуется усовершенствование метода измерения.

Причина резкого увеличения диэлектрических потерь при увеличении скорости кристаллизации воды пока не ясна. Можно, однако, высказать предположение, что это связано с упорядочением структуры воды в кристаллизующем слое [5]. Возможно, здесь есть некоторая аналогия с известным эффектом Завойского. В обоих случаях имеет место резонансное поглощение энергии радиочастотного поля, вызванное упорядочением структуры вещества. В одном случае первопричина — внешнее статистическое магнитное поле, а в другом — продвижение фронта кристаллизации.

Средние значения и среднеквадратичные отклонения реальной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости

φ	$\bar{\epsilon}'$	$\sqrt{\sum (\epsilon' - \bar{\epsilon}')^2 \frac{1}{n}}$	$\bar{\epsilon}''$	$\sqrt{\sum (\epsilon'' - \bar{\epsilon}'')^2 \frac{1}{n}}$
20	54,5	5,7	18,5	10,6
30	67,7	5,1	41,3	8,3
40	76,3	2,9	54,9	5,3
50	77,4	1,6	64,2	4,7
60	80,9	1,9	72,8	5,5
70	84,8	1,8	83,1	14,0
80	100,1	7,1	110,2	24,7
90	110,4	4,8	143,0	26,7
100	114,7	5,4	183,4	27,0
110	125,1	15,1	225,2	56,2
120	160,8	12,8	319,0	127,8
130	171,7	5,1	548,7	126,0

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Григоров Н. О. Электрокристаллизационные потенциалы и диэлектрическая проницаемость водных растворов. — Журнал Физической Химии, 1977, т. 51, № 11, с. 2864—2868.
2. Радин Ю. П. Об одном методе измерения диэлектрической проницаемости в сантиметровом диапазоне. — Известия вузов, Радиофизика, 1977, т. 1, с. 5—8.
3. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. 403 с.
4. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование электрокинетического явления, возникающего при кристаллизации слабых водных растворов. — Доклады АН СССР, 1967, т. 174, № 5, с. 20—25.
5. Николис Г., Прыгожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. — М.: Мир, 1979. — 512 с.

ПРОБЛЕМА ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРА АЭРОЗОЛЬНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ОЗОНА ГАРТЛЕЯ—ХЕГГИНСА

1. Проблема исследования спектра аэрозольного ослабления атмосферы (САО) в полосе поглощения озона Гартлея—Хеггинса заключается в сложности разделения вкладов в ослабление солнечной радиации двух независимых переменных атмосферных компонент — озона и аэрозоля. В настоящее время для области спектра 300—330 нм известны в основном следующие способы оценки изменчивости САО: ретроспективно-статистический метод [1], метод сравнений [2], многоволновый принцип [3], метод индикатрис рассеяния [4] и способ графического разделения озона и аэрозоля [5]. Среди указанных методов оценки САО наибольший интерес представляет метод [1], так как позволяет получить статистическую картину изменчивости САО для различных географических районов СССР за любую ретроспективу. Недостаток этого метода заключается в том, что он непригоден для количественного контроля САО в полосе поглощения озона в момент определения общего содержания озона (ОСО). Не затрагивая анализа точности измерения, недостаток остальных методов оценки САО заключается в практической невозможности использования их на широкой сети озонметрических станций СССР, так как в одних случаях для каждой озонметрической станции требуется дополнительно иметь либо спектрофотометр Добсона, либо обычный ультрафиолетовый монохроматор, в других случаях значительно усложняется методика сетевых наблюдений. В литературе известен также модельный [6] и экстраполяционный [7] методы оценки САО, однако реальная структура САО в различных географических районах СССР [1] свидетельствует об ошибочности этих способов.

Придавая особую важность необходимости контроля САО в полосе поглощения озона непосредственно в момент определения ОСО, в данной работе рассмотрена возможность исследования изменчивости САО в области 300—330 нм с помощью самих озонметров, установленных на озонметрической сети СССР.

2. Перепишем основное уравнение двухфильтрового метода измерения общего содержания озона (ОСО) [8] в следующем виде:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_1 S_{0\lambda} \cdot 10^{-\mu\alpha_\lambda \varrho - m' \beta_\lambda}}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_2 S_{0\lambda} \cdot 10^{-\mu\alpha_\lambda \varrho - m \beta_\lambda}} = \frac{1}{a} \left(\frac{J_1}{J_2} \right)_0, \quad (1)$$

где

$$a = 10^{m(\delta_1 - \delta_2)} \quad (2)$$

является систематической аэрозольной погрешностью измерения ОСО, а $(J_1/J_2)_0$ — отношение отсчетов на выходе прибора при неселективном состоянии САО, т. е. когда разность $\delta_1 - \delta_2 = 0$ (остальные обозначения см. в [8]). Поскольку изменение сигнала J_1/J_2 на выходе озонметра, согласно (1), обратно пропорционально искомой величине Ω , то выражение (1) при единичной крутизне преобразования функции $J_1/J_2 = f(\Omega)$ можно также записать как

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{\Omega_0} \quad \text{или}$$

$$\Omega = \Omega_0 a = \Omega_0 \cdot 10^{m(\delta_1 - \delta_2)}, \quad (3)$$

где Ω — измеренное значение ОСО, а Ω_0 — истинная величина ОСО в момент измерений.

Выражение (3) показывает, что помимо систематической погрешности a , значение и знак которой определяются разностью $\delta_1 - \delta_2$ и величиной m , двухволновый метод определения ОСО приводит еще к ложному суточному ходу ОСО (т. е. ложной зависимости Ω от m), характер которого обуславливается состоянием САО в момент измерений, т. е. величиной и знаком разности $\delta_1 - \delta_2$. Тогда при «сером» аэрозоле ($\delta_1 - \delta_2 = 0$) ложный суточный ход ОСО должен отсутствовать, при «голубом» аэрозоле ($\delta_1 - \delta_2 > 0$) должно наблюдаться ложное уменьшение ОСО с увеличением высоты Солнца, а при «желтом» аэрозоле ($\delta_1 - \delta_2 < 0$) — увеличение высоты Солнца над горизонтом должно сопровождаться ложным увеличением ОСО.

Важно отметить, что зависимости $\Omega = f(m)$ носят линейный характер, так как показатель степени функции (3), согласно статистическим данным [1], является достаточно малой величиной, не превышающей 0,1 в участках спектра шириной около 25 нм. Фактически показатель степени в уравнении (3) существенно меньше 0,1, так как реальные рабочие участки спектра, а точнее расстояния между центрами эффективных длин волн для озонметров М83, колеблются в пределах от 12 до 17 нм [2].

3. Информация о состоянии САО в момент измерения ОСО, вытекающая из (3), может быть оценена не только качественно, но и количественно, если контролировать крутизну ложного суточного хода ОСО путем вычисления логарифма отношения ОСО для двух высот Солнца как

$$K = \lg \Omega_1 / \Omega_2 = \lg \cdot 10^{(m_1 - m_2)(\delta_1 - \delta_2)} = (m_1 - m_2)(\delta_1 - \delta_2). \quad (4)$$

А если при этом подбирать такие высоты, когда разность $m_1 - m_2 = 1$, то

$$K = \lg \Omega_1 / \Omega_2 = \delta_1 - \delta_2. \quad (5)$$

В общем случае, согласно (4),

$$\delta_1 - \delta_2 = \frac{\lg \Omega_1 / \Omega_2}{m_1 - m_2}. \quad (6)$$

Выражения (4), (5) и (6) показывают, что крутизна ложного суточного хода ОСО в методе двухфильтровой озонметрии является по сути дела прямой характеристикой САО — разности $\delta_1 - \delta_2$. Нулевая крутизна, $K=0$, свидетельствует о неселективном состоянии САО или о том, что $\delta_1 - \delta_2 = 0$. Положительная крутизна, $K > 0$, говорит о росте аэрозольной плотности в сторону коротких длин волн, так как $\delta_1 - \delta_2 > 0$. А отрицательная крутизна, $K < 0$, указывает на то, что величина аэрозольной плотности возрастает в сторону больших длин волн, так как $\delta_1 - \delta_2 < 0$.

4. Метод ложного суточного хода ОСО предполагает, что и ОСО, и САО являются практически неизменными в течение дня, а точнее — с утра до полудня или с полудня до вечера. Такое предположение находится в соответствии с физической картиной суточной изменчивости атмосферного озона [9], с одной стороны, и статистическими данными об изменчивости САО [1] — с другой. Фактически, если в течение суток действительно не происходит изменений ОСО и САО, то характеры ложных суточных ходов ОСО до и после полудня должны совпадать. Расхождение ложных суточных ходов будет свидетельствовать об изменении САО или ОСО в течение дня, т. е. метод позволяет регистрировать не только среднесуточное состояние САО, но и среднее состояние САО до и после полудня.

Необходимо также иметь в виду, что возможны случаи, когда на ложную суточную изменчивость ОСО накладывается истинная суточная изменчивость озона, например при прохождении фронтального раздела. В этом случае разделение двух факторов суточной изменчивости ОСО или проверка соответствия ложного суточного хода ОСО действительному состоянию САО осуществляется путем анализа ложных суточных ходов ОСО предыдущего и последующего дней, принимая во внимание функциональную роль каждого фактора ложного суточного хода ОСО согласно зависимости (3).

В общем случае, согласно зависимости (4), (5) и (6), метод ложного суточного хода ОСО допускает возможность регистрации состояния САО в течение дня и для значительно меньших временных промежутков. Однако из-за несовершенства существующей техники измерений одонометрической сети, приводящей к большому разбросу данных измерений от срока к сроку, пока не представляется реальным полностью использовать возможности данного метода контроля САО, хотя в настоящее время уже известны и принципы [10], и приборы [11] автоматической регистрации ОСО, полностью исключающей разброс данных измерений от срока к сроку.

5. Учитывая реальную технику измерений, точность метода ложного суточного хода ОСО будет существенно зависеть от диапазона изменения m . Чем больше диапазон m , например, начиная с высот Солнца $10-20^\circ$ до полудня, тем, несомненно, точность выше. При этом интересно отметить, что представление данных наблюдений озонметрической сети в виде зависимостей $\Omega=f(m)$ фактически приводит к исключению разброса сетевых данных ОСО субъективного и методического характеров.

Точность метода ложного суточного хода ОСО в значительной степени зависит также от способа градуировки двухфилтровых озонметров. Согласно (1), градуировка сетевых озонметров должна заключаться лишь в измерении спектральных характеристик прибора ω_1 и ω_2 . Только при этом условии крутизна ложного суточного хода ОСО будет нести информацию о состоянии САО в момент измерений. К сожалению, методика градуировки, существующая в настоящее время на озонметрической сети СССР [8], приводит к практически полной потере информации о состоянии САО из-за введения дополнительного множителя в уравнение (3), так как основана на привязке измерительной шкалы озонметров М83 к средству измерения ОСО (спектрофотометр Добсона), для которого автоматически вводится аэрозольная поправка.

6. В заключение сформулируем основные выводы:

1) существующие методы контроля САО в полосе поглощения озона Гартлея—Хеггинса не могут быть использованы на широкой сети озонметрических станций СССР;

2) ложный суточный ход ОСО, представляющий специфику сетевых озонметров, несет прямую информацию о состоянии САО в области $300-330$ нм в момент измерений и является по существу исходной информацией нового метода контроля САО;

3) точность метода ложного суточного хода ОСО для существующей техники измерений одномерной сети СССР в основном зависит от диапазона изменения воздушной массы и способа градуировки озонметров;

4) предлагаемый метод контроля САО не требует переоборудования озонметрической сети СССР, практически полностью исключает систематическую погрешность озонметров М83, не нарушает существующей методики наблюдений и является небольшим уточнением процедуры обработки результатов измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морачевский В. Г., Баженов В. А., Жуковская Т. Д., Отто А. Н. Структура спектра аэрозольного ослабления атмосферы в ультрафиолетовой области в различных географических районах СССР. — XI Всесоюзное совещание по актинометрии. Симпозиум по фитоактинометрии. Таллин, 8—15 декабря, 1980 г. Таллин, изд. Тартусского ун-та, 1980, с. 11—12.

2. Баженов В. А. Спектр аэрозольного ослабления атмосферы в области 300—330 нм и проблема измерений атмосферного озона. — Второй Всесоюзный симпозиум по проблемам атмосферного озона, Руиспири, 17—21 октября 1978 г., тезисы докладов, изд. АН Груз. ССР, Тбилиси, 1978 с. 39—40.
3. Кузнецов Г. И. Многоволновая методика и аппаратура для исследования атмосферного озона и аэрозоля. — Изд. АН СССР, сер. ФА и О, 1975, XI, 6, с. 647—651.
4. Павлов В. Е., Рябинина Н. Г., Тейфель Я. А. Об определении аэрозольной оптической толщи по яркости неба в полосах поглощения озона. — Изв. АН СССР, сер. ФА и О, 1975, XI, № 6, с. 635—639.
5. Георгиевский Ю. С., Шукуров А. Х. О вариациях спектрального коэффициента ослабления радиации атмосферным аэрозолем в УФ области спектра. Проблемы атмосферной оптики. — Л., изд. ЛГУ, 1979, с. 180—187.
6. Гущин Г. П., Жукова М. П., Соколенко С. А. Расчет ослабления света аэрозольным слоем атмосферы в ультрафиолетовой области спектра. — Труды ГГО, 1980, вып. 419, с. 37—46.
7. Гущин Г. П. К методике введения аэрозольной поправки в результаты измерения общего содержания атмосферного озона. — Труды ГГО, 1969, вып. 237, с. 69—80.
8. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоздат, 1970, с. 21—25.
9. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоздат, 1973, с. 206—212.
10. Баженов В. А. Принцип построения автоматических озонметров с прямым отсчетом. — Труды ГГО, 1978, вып. 406, с. 3—12.
11. Баженов В. А., Жуковская Т. Д., Отто А. Н., Штефка Й. Автоматический регистратор общего содержания атмосферных компонент. — Авт. свид. № 761852 от 16 мая 1980 г. Бюллетень № 33.

УДК 556.555

В. К. АРГУЧИНЦЕВ (ИГУ), Г. Г. ТАРАКАНОВ (ЛГМИ)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БРИЗОВ ЛАДОЖСКОГО ОЗЕРА

В данной статье предпринята попытка применить модель, предложенную в [1], к изучению пограничного слоя атмосферы над Ладожским озером. Очень часто над озером наблюдается бризовая циркуляция, вызванная значительным различием термических состояний водной поверхности и поверхности суши [2].

Расчеты проводились для высот 10, 50, 100, 200, 300, 500, 800, 1100, 1400 и 1700 м с горизонтальным разрешением 22×28 точек при следующих значениях параметров: верхняя граница области интегрирования 2 км, вертикальный градиент фоновой температуры 0,006 град/м; горизонтальный коэффициент турбулентности $5 \cdot 10^4$ м²/с, $l=0,12 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, $\Delta x = \Delta y = 15$ км, $\Delta t = 20$ мин. Учиты-

вая равнинный характер местности, функция, описывающая рельеф местности, полагалась равной нулю. Вертикальный коэффициент турбулентности

$$v = \begin{cases} v_1 \frac{z}{z_1} & \text{при } z \leq H, \\ v_1 \frac{H}{z_1} - \frac{v_h}{10H} z & \text{при } z > H, \end{cases}$$

где $z_1 = 1$ м; $v_1 = 0,3$ м²/с; $H = 100$ м; $v_h = 10$ м²/с.

Отклонение температуры подстилающей поверхности от фоновой на суше задавалось периодически изменяющимся во времени

$$f(t, x, y) = F(x, y) \sin[\omega(t - t_0)],$$

а на водной поверхности $f(x, y, t) = F(x, y)$.

Из-за отсутствия необходимых данных фоновый ветер задавался линейно-зависящим от высоты и не меняющимся с течением времени.

Эксперимент 1. Расчеты проводились по данным наблюдений за 10 июня 1975 г.: $u = 9$ м/с, $v = -2$ м/с, $\partial u/\partial z = 0,01$ с⁻¹, $\partial v/\partial z = 0,0034$ с⁻¹. В качестве начального момента t_0 был принят момент 6 ч 10 июня 1975 г. На рис. 1 приведены изолинии $F(x, y)$. Температура водной поверхности задавалась по данным авиасъемки за 9 июня 1975 г. Как видно из рис. 1, южная более мелководная часть Ладожского озера прогревается летом сильнее, чем центральная и северная части озера.

10.6.1975 г. погода над Ладожским озером определялась тыловой частью циклона, центр которого находился в районе Коми АССР. Барическое поле непосредственно над озером и в окружающих районах характеризовалось слабыми градиентами (1,2 мбар/100 км) и обуславливало слабые северные потоки. Ветер над окружающими районами суши был 3—5 м/с. За время с 6.00 до 15.00 10.6.1975 г. существенных изменений синоптической обстановки не произошло, однако ветер, оставаясь северным, над южной частью озера и прилегающими районами суши усилился до 10—12 м/с.

На рис. 2 приведены результаты численного эксперимента, характеризующие взаимодействие внешнего ветра с озерным бризом в 15 ч 10 июня 1975 г. Контуры береговой линии озера и восточной части Финского залива проведены толстой линией. Оси x соответствует направлению слева направо. Векторы скорости ветра и изолинии отклонений температуры от фоновой даны для высоты 300 м, а вертикальные токи — для высоты 800 м. Воздушный поток, приближаясь к озеру, замедляется и обтекает его. Существенную роль при этом оказывает изрезанность береговой линии. Наибольшие скорости ≈ 10 м/с получились над южной частью Ладожского озера. Это подтверждается наземными наблюдениями метеорологических станций (маяк Сухо, Новая Ладога,

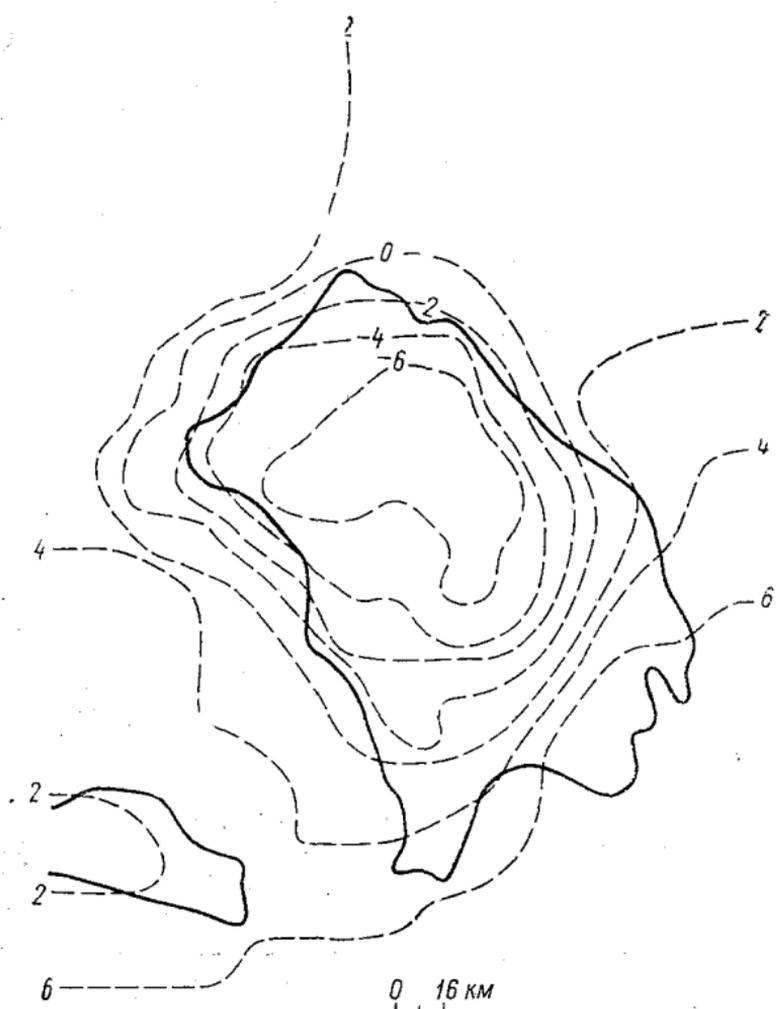


Рис. 1. Изолинии отклонений температуры подстилающей поверхности от фоновой в 15 ч 10 июня 1975 г.

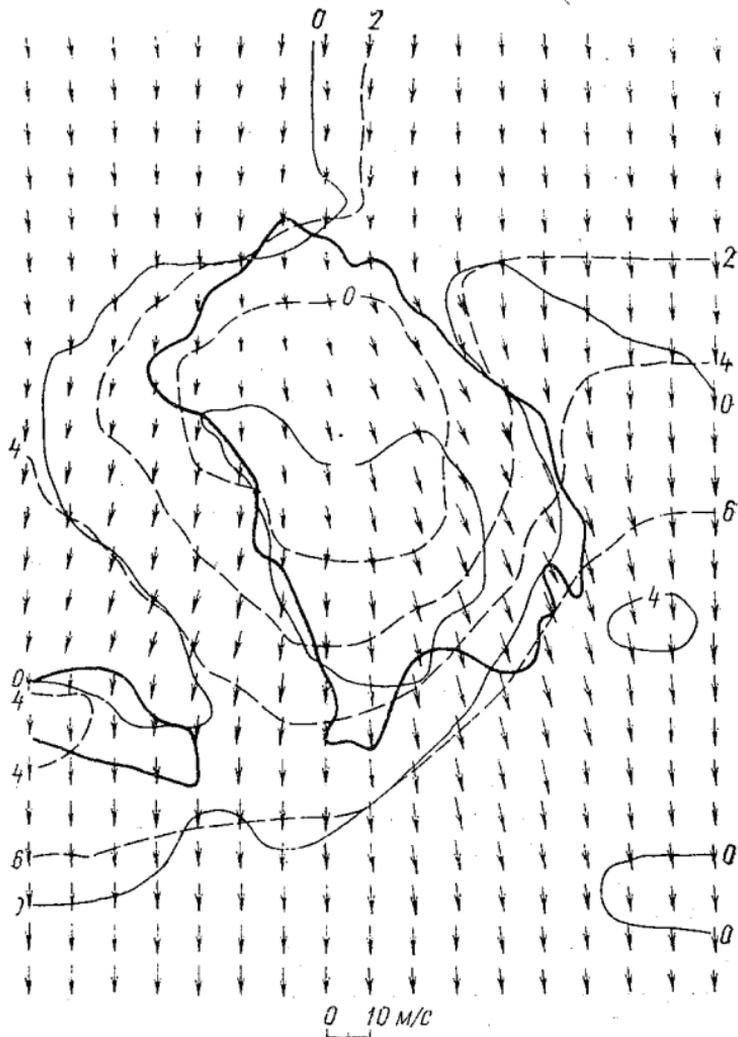


Рис. 2. Озерный бриз с внешним ветром.

Потрокрепость, Приозерск и др.) и объясняется наличием термических особенностей подстилающей поверхности, а именно, разностью температур воды в южной и северной частях озера.

Для выявления роли внешнего ветра на рис. 3 показана горизонтальная структура озерного бриза при отсутствии внешнего ветра. Обозначения те же, что и на рис. 2. Наибольшая скорость

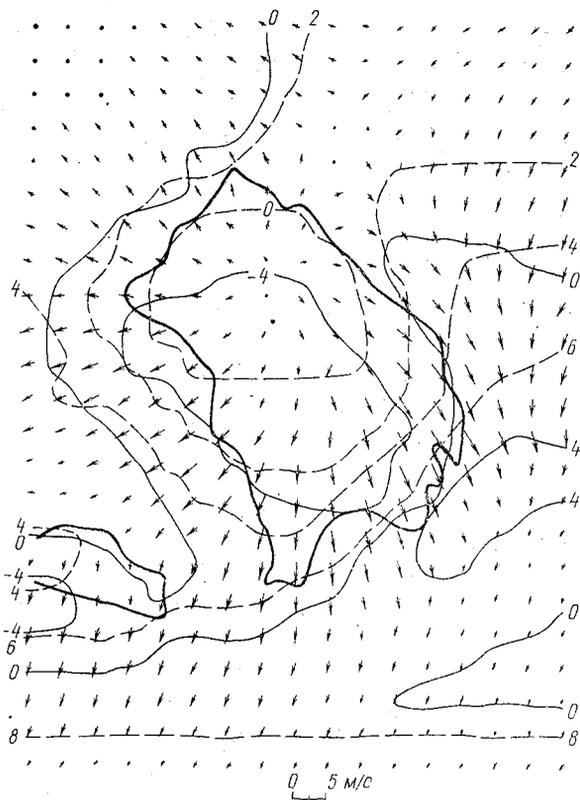


Рис. 3. Озерный бриз без внешнего ветра.

ветра равна 5 м/с на высоте 300 м. Мощность озерного бриза оказалась ≈ 800 м. Антибриз имеет наибольшую скорость 2 м/с на высоте 1400 м. На рис. 3 видно взаимодействие озерного бриза с более слабым ветром, дующим с залива. Над озером и заливом образуются зоны нисходящих вертикальных токов ≈ 5 см/с, что способствует распаду облачности.

Эксперимент 2. Расчеты проводились по данным наблюдений за 21—22 октября 1975 г.: $u=9$ м/с, $v=-7,5$ м/с, $du/dz=0,001$ с⁻¹, $dv/dz=-0,0034$ с⁻¹. В качестве начального момента

был принят момент 21 ч 21 октября 1975 г. На рис. 4 приведены изолинии функции $F(x, y)$. Температура водной поверхности задавалась по данным авиасъемки за 14 октября 1975 г.

21.10.1975 г. в районе Ладожского озера наблюдалось малоградиентное барическое поле вблизи оси барического гребня. В 21 ч 21 октября над озером и окружающей сушей был штиль, лишь на отдельных станциях отмечался ветер 1 м/с.

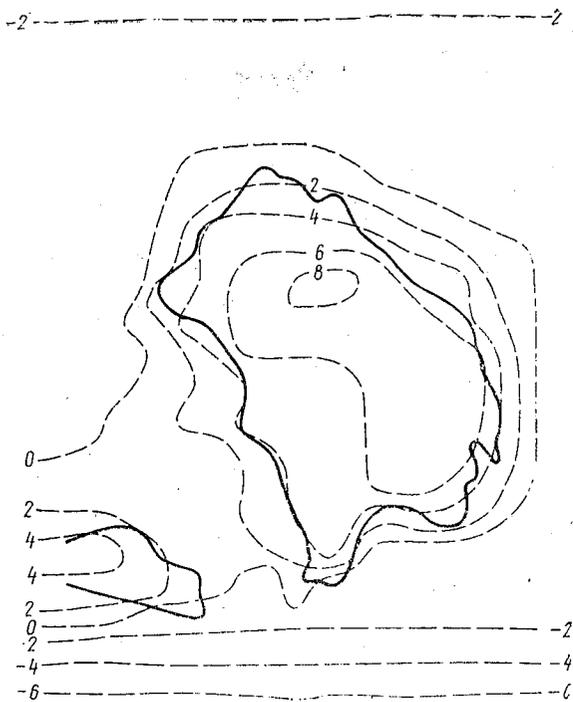


Рис. 4. Изолинии отклонений температуры подстилающей поверхности от фоновой в 06 ч 22 октября 1975 г.

В течение ночи с 21 на 22 октября южнее Новгорода сформировалось ядро повышенного давления и утром 22 октября над Ладожским озером появились слабые барические градиенты, направленные с севера на юг, что должно было обусловить небольшой северо-западный поток. Согласно наблюдениям непосредственно над озером наблюдался ССЗ ветер около 5 м/с, а на южном берегу отмечался ЮЗ ветер около 3 м/с.

На рис. 5 приведены результаты численного эксперимента, характеризующие взаимодействие внешнего ветра с береговым бризом в 06 ч 22 октября 1975 г. Обозначения те же, что и на рис. 2. Скорость ветра на высоте 300 м достигает 15 м/с. Полученная

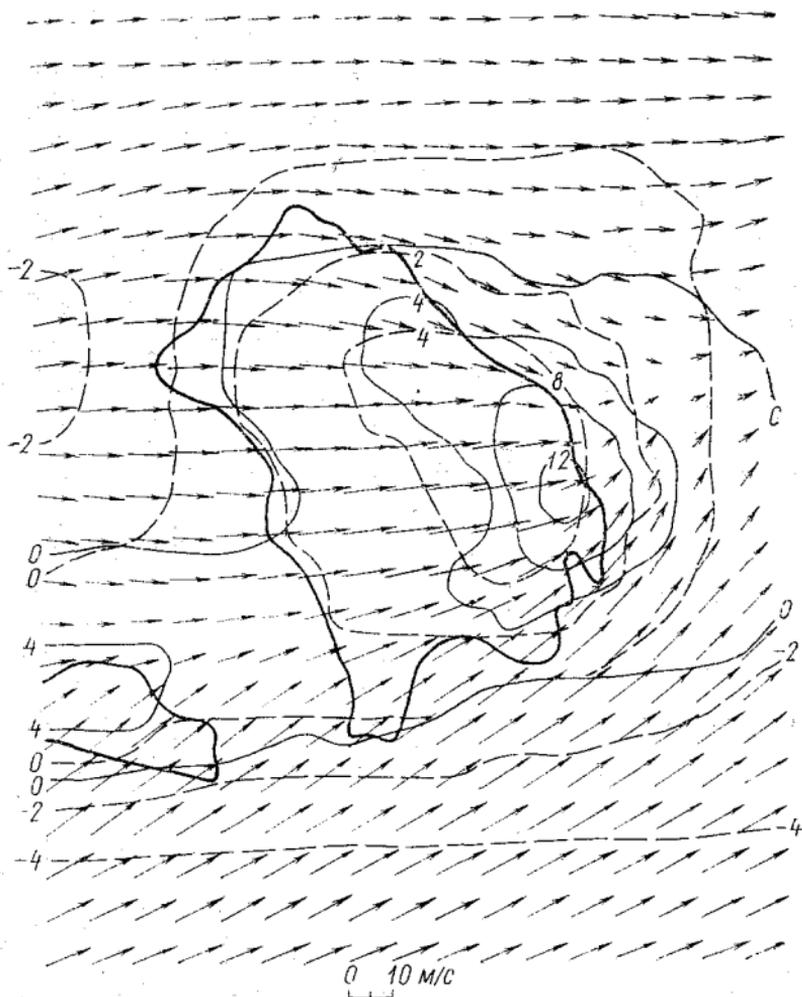


Рис. 5. Береговой бриз с внешним ветром.

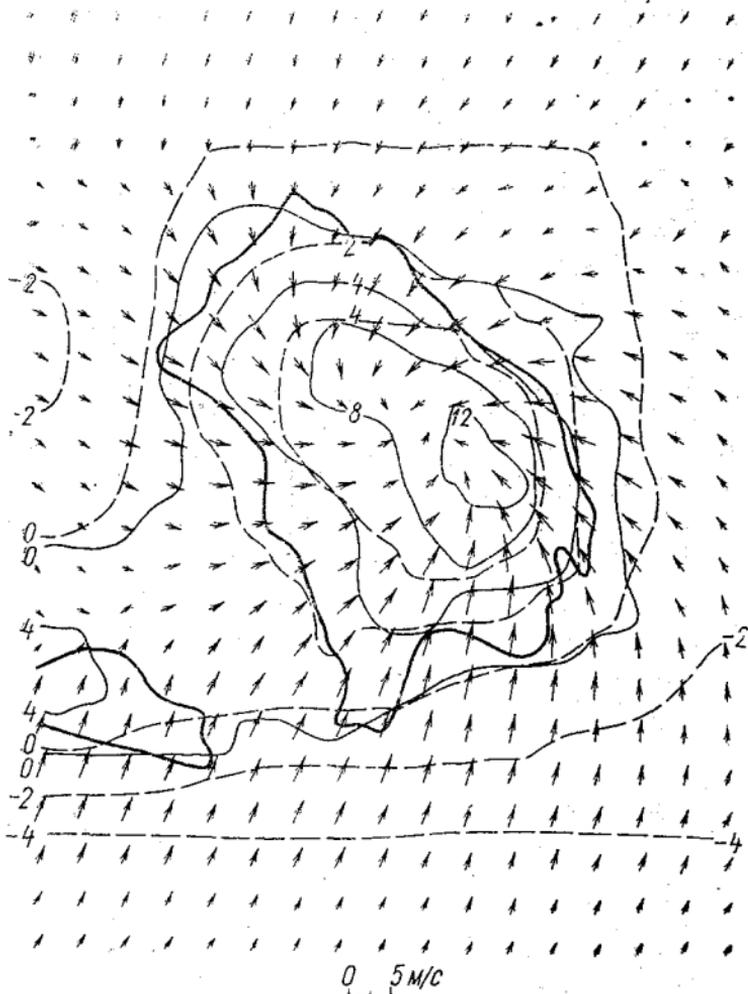


Рис. 6. Береговой бриз без внешнего ветра.

расчетами горизонтальная структура пограничного слоя подтверждается наземными наблюдениями.

Для выявления роли внешнего ветра на рис. 6 показана горизонтальная структура берегового бриза при отсутствии внешнего ветра. Наибольшая скорость ветра равна 5 м/с на высоте 300 м. Мощность берегового бриза составляет 300 м. Антибриз имеет наибольшую скорость 2 м/с на высоте 1400 м. Восходящие вертикальные токи над озером достигают ≈ 13 см/с.

В заключение отметим, что результаты численных экспериментов показывают неплохое качественное совпадение с имеющимися материалами наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аргучинцев В. К., Гутман Л. Н., Пененко В. В., Сохов Т. З. Пространственная модель мезометеорологического пограничного слоя. — Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 4, с. 331—339.
2. Воронцов П. А. О бризах Ладожского озера. — Тр. ГГО, 1957, вып. 73, с. 87—106.

УДК 551.574.42.620.124.72

А. С. БАЛУЕВА, Л. И. ГАШИН, В. Б. ИВАНОВ (ЛГМИ)

ПРОСТЕЙШАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОЦЕСС ОБЛЕДЕНЕНИЯ СУДОВ

Для борьбы с обледенением малых и средних рыболовных судов проектируется оснащение отдельных участков корпуса и конструкций электротепловой защитой. Такая защита может быть реализована в виде электронагревательных элементов, которые наклеиваются с внутренней стороны обшивки судна и при включении нагревают ее. Размещение нагревателей, их форма и режим работы могут варьироваться.

В опубликованных за последние годы работах [1, 2] рассматриваются режимы работы и энергетические характеристики тепловых антиобледенительных систем с плоскими сплошными нагревательными элементами. В предлагаемой работе рассмотрено тепловое воздействие на процесс обледенения плоского участка стальной обшивки судна с помощью ленточных нагревателей. Такая система более надежна и экономична как при монтаже, так и при ее эксплуатации на судне.

Математическая модель процесса теплового воздействия на обледенение с помощью системы параллельных ленточных нагревателей позволяет создать методику расчета энергетических параметров системы, оценить ее экономичность и эффективность при различных режимах работы. Для проверки теории проведена серия лабораторных экспериментов, результаты которых сопоставлены с результатами расчета.

При постановке задачи рассмотрим часть плоской стальной обшивки, к которой подклеены ленточные нагреватели. Они параллельны друг к другу и расположены на расстоянии $2L$. Длина нагревателей значительно больше их ширины, равной $2a$. На рис. 1 представлена схема участка защищаемой поверхности с ленточными нагревателями.

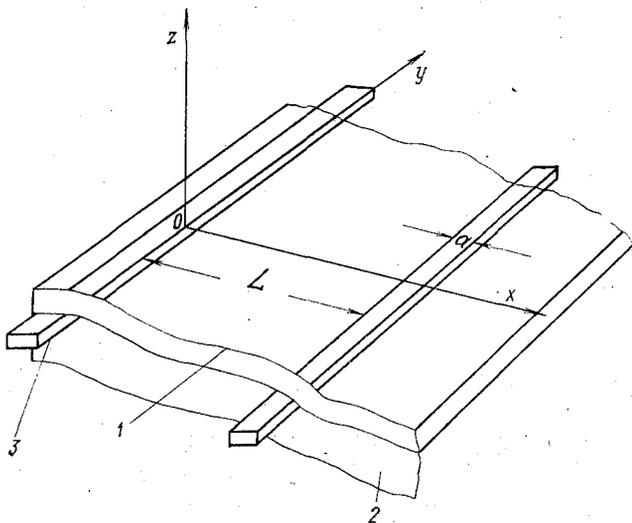


Рис. 1. Схема тепловой защиты плоского участка обшивки судна:

1—стальная обшивка; 2—теплоизоляция; 3—ленточный нагреватель

При решении используется система декартовых координат, связанная с обшивкой. Ее начало может быть расположено в произвольной точке правой границы любого из нагревателей. Плоскость xOy совпадает с наружной поверхностью обшивки, ось Ox перпендикулярна к оси нагревателя, ось Oz перпендикулярна к плоскости обшивки и направлена во внешнюю сторону.

В рассмотренной математической модели сделаны следующие упрощения и предположения.

1. Внешняя часть обшивки рассматривается как плоскость, а количество нагревателей настолько велико, что краевыми эффектами можно пренебречь.

2. Так как нагреватели располагаются параллельно друг другу, то картины распределения температур в любой плоскости, перпендикулярной к осям нагревателей, будут совпадать. В каждой такой плоскости в силу периодичности достаточно рассмотреть решение в полосе $x \in [0, L]$ и считать, что оно не зависит от координаты y , а является функцией x, z, t , где t — время.

3. Качество теплоизоляции предполагается таким, что потоком тепла внутрь судна можно пренебречь.

4. Предполагается, что из-за симметрии расположения нагревателей на прямой $x=L$ температура наименьшая и поток тепла вдоль обшивки равен нулю.

5. На основании экспериментальных данных полагается, что слой льда полностью экранирует обшивку от внешней среды и теплообмен между льдом и окружающей средой пренебрежимо мал.

6. При расчете теплообмена обшивки и льда используется коэффициент теплопередачи, величина которого рассчитывается как среднее между коэффициентом теплопередачи сталь—вода и коэффициентом теплопередачи сталь—лед.

При любом режиме работы нагревателей рассматривается один цикл их работы от включения до образования между льдом и обшивкой пленки воды толщиной ε в сечении $x=L$, обеспечивающей отсутствие сцепления льда и обшивки.

Основной искомой функцией является температура U системы обшивка — лед. Это функция координат и времени. При моделировании процесса геометрические параметры: расстояние между нагревателями $2L$ и их ширина $2a$ считаются заданными. Введем следующие обозначения: ρ — плотность вещества, k — коэффициент теплопроводности, c — коэффициент теплоемкости, λ — коэффициент теплопередачи на границе обшивка — лед, μ — удельная теплота кристаллизации воды, T — температура внешней среды, Q — градиент температуры, возникший за счет потока тепла от нагревателя, \bar{Q} — мощность, подводимая к одному погонному метру нагревателя, q — мощность, подводимая к одному квадратному метру защищаемой поверхности, W — энергия, необходимая для подплавления льда на одном квадратном метре защищаемой поверхности. При этом параметры, характеризующие стальную обшивку, снабжаются индексом «0», водную пленку — индексом «1», лед — индексом «2».

Рассматриваемый режим теплового воздействия характеризуется тем, что нагреватели включаются в момент, когда на наружной стороне обшивки уже вырос слой льда, экранирующий ее от теплообмена с окружающей средой, а температура льда и обшивки достигла температуры окружающей среды $T^{\circ}\text{C}$. Конец воздействию соответствует моменту, когда в самом холодном месте обшивки (при $x=L$) лед протает на величину $z=\varepsilon$.

Пусть в начальный момент на внешней стороне обшивки существует экранирующий слой льда; температура льда и обшивки равна $T^{\circ}\text{C}$. Градиент температуры при $x=0$ в обшивке, возникший за счет потока тепла от нагревателей, известен и постоянен, так как при этом процессе одновременно повышается температура нагревателя и обшивки, покрытой льдом. Разобьем решение задачи на две части: в первой рассматривается процесс нагревания обшивки, — во второй — нагревание и таяние льда.

При решении первой части задачи рассматривается нагревание обшивки с учетом ее теплообмена со льдом. Участок $x \in [0, L]$ аппроксимируется как стержень и процесс теплопроводности в нем можно описать уравнением [3]

$$\frac{\partial U}{\partial t} = a_0^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \lambda(U - T), \quad (1)$$

граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=0} = Q, \quad \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=L} = 0 \quad (2)$$

и начальным условием

$$U|_{t=0} = T,$$

где $a_0^2 = \frac{k_0}{c_0 \rho_0}$.

Коэффициент теплообмена рассчитывался по формуле

$$\lambda = \frac{H_p}{c \rho \omega}. \quad (3)$$

Здесь $H = \frac{1}{k_1/\delta_1 + k_2/\delta_2}$, где k_1 — коэффициент теплопроводности материала обшивки; k_2 — коэффициент теплопроводности льда; δ_1 — толщина обшивки; δ_2 — толщина льда.

Эта формула является предельным случаем формулы расчета коэффициента теплообмена для раздела фаз жидкость — твердое тело, при условии, что скорость течения жидкости равна нулю. Решение, связанное со склеиванием по градиентам температуры, принятое для раздела двух твердых поверхностей, не использовалось, так как время контакта лед — поверхность обшивки несоизмеримо меньше по сравнению со временем контакта вода — поверхность обшивки [1], [2].

Решение граничной задачи, выполненное методом Фурье, имеет вид

$$U(x, t) = T + \frac{Q}{6L} [L^2 - 3(L-x)^2] - \frac{Q a_0^2}{L\lambda} [1 - \exp[-\lambda T]] + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2QL}{(\pi n)^2} \cos \frac{\pi n}{L} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{a_0 \pi n}{L} \right)^2 t - \lambda t \right] + \right. \\ \left. + \frac{\lambda L^2}{(a_0 \pi n)^2 + \lambda L^2} \right\}. \quad (4)$$

Формула (4) позволяет рассчитать время t_1 , через которое температура обшивки в сечении $x=L$ станет равной 0°C , т. е. в самом холодном месте обшивки начинается таяние льда. Так как ряд, входящий в формулу (4), сходится быстро, то он может быть заменен конечной суммой, а экспоненты рассчитаны по формуле Тейлора. Проведем эти преобразования, придем к следующему уравнению для определения t_1 :

$$At_1^3 + Bt_1^2 + Dt_1 + F = 0, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{\lambda^3}{6}; \quad B = \frac{a_0^2 \lambda Q}{2L};$$

$$D = -\frac{a_0^2 Q}{L} + \frac{2QL^2}{\pi^2} \left[\frac{(a_0 \pi)^2}{L} + \lambda \right] - \frac{2QL}{(2\pi)^2} \left[\frac{4\pi^2 a_0^2}{L^2} + \lambda \right];$$

$$F = -T - \frac{Q}{6L} + \frac{2QL}{4\pi^2} \left[\frac{4a_0^2 \pi^2}{4a_0^2 \pi^2 + \lambda L^2} + \frac{\lambda L^2}{a_0^2 \pi^2 + \lambda L^2} \right].$$

Вычисления по формуле (5) проводились с помощью стандартной программы для нахождения корней кубического уравнения на ЭВМ М-222.

Приведенная задача решалась так же методом сеток в случаях по стандартной неявной схеме. Результаты решения дают вполне хорошее совпадение (в среднем 3%).

Вторая часть решения описывает процесс с момента $t=t_1$ двумя уравнениями теплопроводности: для воды и для льда

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial t} &= a_1^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial U_2}{\partial t} &= a_2^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

е граничными условиями:

$$U_1|_{z=z_1(t)} = U_2|_{z=z_1(t)} = 0, \quad U_1|_{z=0} = U_{\text{ср}}, \quad (7)$$

где $z=z_1(t)$ — уравнение искомой подвижной границы вода—лед; $U_{\text{ср}}$ — значение температуры, полученное в первой части задачи и усредненное по времени.

Начальное условие

$$U_2|_{t=t_1} = T. \quad (8)$$

Координаты подвижной границы задаются условием Стефана:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dz_1}{dt} &= \left(\alpha \frac{\partial U_1}{\partial z} - \beta \frac{\partial U_2}{\partial z} \right) \Big|_{z=z_1(t)} \\ z_1|_{t=t_1} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{k_1}{\mu \rho_1}, \quad \beta = \frac{k_2}{\mu \rho_2}.$$

Граничная задача допускает автомодельное решение [4], которое и реализуется. Из этого решения находится положение границы вода — лед в любой момент времени:

$$z_1(t) = 2 a_1 c \sqrt{t}, \quad (10)$$

где c — коэффициент, определяемый из уравнения

$$a_1 c = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp[-c^2] \left[\frac{\alpha U_1}{\operatorname{erf}[c]} - \frac{\beta T}{1 - \operatorname{erf}\left[c \frac{a_1}{a_2}\right] a_2} \right]. \quad (11)$$

Полагая $z_1 = \varepsilon$, можно рассчитать t_2 — время, необходимое для протаивания льда на величину ε в сечении $x=L$:

$$t_2 = \frac{\varepsilon^2}{4 a_1^2 c^2}. \quad (12)$$

Таким образом, время теплового воздействия t_B складывается из времени t_1 , необходимого для нагрева самого удаленного от нагревателя сечения обшивки до 0°C и времени t_2 , необходимого для того, чтобы над этим сечением лед подтаял на величину ε . Значение t_1 находится из решения первой части задачи, t_2 — из второй части. Зная полное время воздействия $t_B = t_1 + t_2$ и мощность электрического тока, выделяющуюся на единицу площади поверхности обшивки S , легко подсчитать энергию, затрачиваемую на воздействие на единицу площади.

С помощью ЭВМ по формулам (5), (11), (12) выполнены расчеты продолжительности теплового воздействия и энергии, необходимой для этого в зависимости от температуры воздуха, вели-

чины ϵ , мощности электрического тока, выделяющейся на единицу площади поверхности обшивки. Расчет проведен для стальной обшивки толщиной в 5 мм. На рис. 2, 3 представлены результаты расчета времени теплового воздействия в зависимости от указанных выше величин. Рисунки показывают, что продолжительность воздействия, а следовательно, и энергия уменьшаются с повышением температуры льда. В связи с этим представляет практический интерес частный случай, когда температура обшивки и льда равно 0°C и вся энергия, подводимая к обшивке, расходуется на подплавление льда. Тогда время воздействия легко найти по формуле

$$t_B = \frac{W}{q},$$

где $W = \mu \rho \epsilon S$

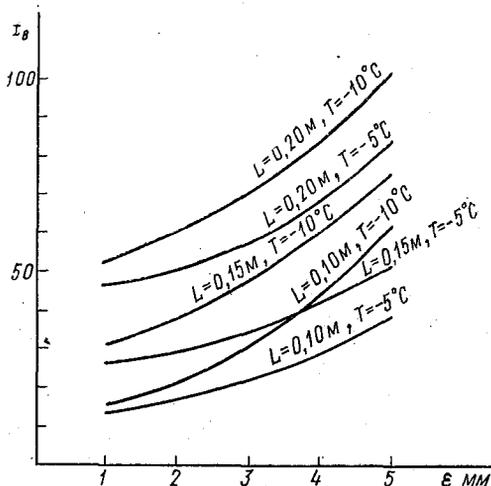


Рис. 2. График зависимости времени теплового воздействия от величины ϵ для различных значений шага нагревателей при температуре -5°C , -10°C .

Из рис. 2, 3 видно, что время воздействия, а следовательно, и энергия уменьшаются при уменьшении расстояния между нагревателями. Таким образом, при $L=0$ получается модель сплошного нагревателя. При этом энергетические затраты на воздействие могут быть легко вычислены по формуле

$$W = (\rho \mu \epsilon + c_{00} \omega \Delta T) S,$$

а время воздействия по формуле (12).

Рассматриваемая методика позволяет также оценить минимальную мощность, выделяемую на 1 м^2 обшивки, необходимую для осуществления теплового воздействия в разумных пределах времени. Результаты расчета минимальной мощности для различных начальных температур приведены на рис. 4.

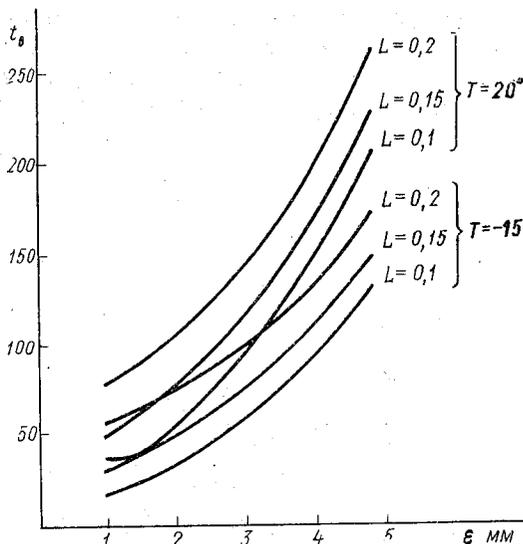


Рис. 3. График зависимости времени теплового воздействия от величины ϵ для различных значений шага нагревателей при температуре -15° C , -20° C .

Проверка предлагаемой теоретической модели теплового воздействия на процесс обледенения проводилась в аэрогидродинамической установке ЛГМИ, представляющей собой незамкнутую аэродинамическую трубу с сечением в рабочей части 1 м^2 . На входе аэродинамической трубы в воздушный поток вырывается водный аэрозоль с помощью трех центробежных форсунок. Максимальная скорость потока, которую может обеспечить установка, составляет 22 м/с . Температура потока определяется температурой атмосферного воздуха, который протягивается через трубу.

В качестве моделей, которые подвергались обледенению, использовались листы стали и алюминия толщиной 5 мм и площадью 1 м^2 . К тыльной стороне металлического листа подклеивались параллельно друг другу ленточные нагреватели. С тыльной стороны модель и нагреватели закрывались слоем теплоизоляционного материала (пенопласт) толщиной 5 см .

В ряде точек модели были завальцованы термоэлектрические датчики, позволяющие регистрировать температуру поверхности

на самописцах. Питание нагревательных элементов осуществлялось переменным током. В процессе опыта напряжение можно было регулировать. Мощность тока, подаваемого на нагреватели, измерялась ваттметром. Поверхность модели подвергалась обледенению в потоке водного аэрозоля. В каждом опыте измерялась

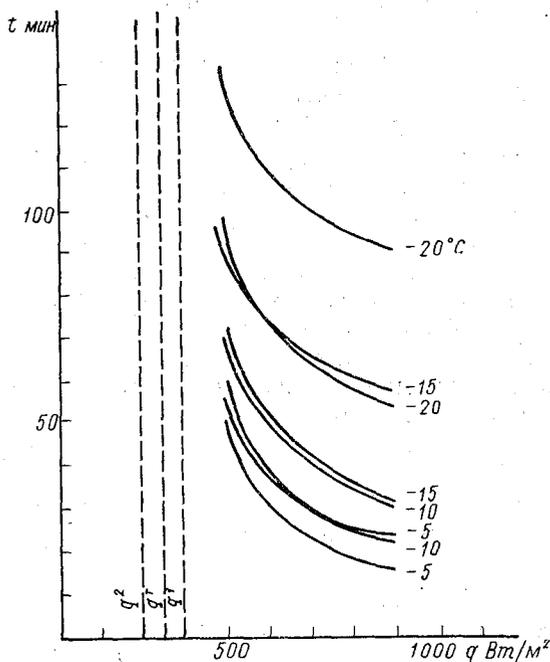


Рис. 4. График зависимости времени теплового воздействия от мощности подводимой к 1 м^2 защищаемой поверхности, которая необходима для теплового воздействия, при различных температурах, $Q = 100 \frac{\text{Вт}}{\text{м}}$

$\varepsilon = 2 \text{ мм}$ и $\varepsilon = 3 \text{ мм}$:

q^2 — минимальная мощность, необходимая для эффективного воздействия при $T = -5, -10^\circ \text{C}$; q^1 — минимальная мощность, необходимая для эффективного воздействия при $T = -15, -20^\circ \text{C}$; q^1 — минимальная мощность, необходимая для эффективного воздействия, рассчитанная по асимптотике рабочей формулы.

температура, водность и скорость потока, время выдержки модели, продолжительность обледенения, толщина льда и характер его нарастания, мощность, тока, подаваемого на нагреватели, продолжительность подогрева и ход температуры в нескольких точках модели.

При тепловом воздействии на лёд начало воздействия соответствует моменту включения электронагревателей. В процессе воздействия появляется водная планка и лёд сползает с модели. Этот момент и считается концом теплового воздействия.

В таблице приведены данные эксперимента и результаты теоретического расчета, совпадение которых вполне удовлетворительное.

В то же время недостаток экспериментального материала заставляет рассматривать полученные результаты как предварительные.

Следует отметить, что время теплового воздействия существенным образом зависит от толщины водной пленки ε . Особенно это сказывается при низких температурах (см. рис. 3). Выбор величины ε , необходимый для того, чтобы можно было механически убрать лёд с поверхности обшивки судна, зависит от конструктивных особенностей и шероховатости поверхности, подвергающейся обледенению. Поэтому сокращение времени теплового воздействия при фиксированном расстоянии между линейными нагревателями и подводимой к ним мощности можно ожидать в случае применения материалов с малой шероховатостью. Кроме того, следует предусмотреть установку линейных нагревателей по краям защищенной площади.

Результаты данной работы следует считать приближением к решению проблемы о электротепловом воздействии.

Результаты экспериментальных наблюдений и расчетов

№ п/п	Температура воздуха, °С	Толщина льда, см.	Мощность нагревателей, Вт	Время подплавления, с		Затрата энергии, квт · ч	
				экс.	расч.	экс.	расч.
1	— 6	2,5	935	25	30	0,390	0,4
2	—13	2,5	864	24	30	0,345	0,432
3	—13	2,5	828	50	32	0,687	0,420
4	—20	2,7	828	52	55	0,730	0,760
5	—20	3,5	864	41	53	0,593	0,760
6	—13	3,5	805	66	65	0,750	0,875
7	— 8,5	4,3	750	49	55	0,610	0,685
8	— 6,5	4,0	620	60	60	0,620	0,620
9	—11,5	3,8	790	51	60	0,670	0,790
10	—12	2,6	810	56	60	0,760	0,810

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов Е. В., Гашин Л. И., Ившин Е. И. Исследование режимов нагрева поверхностей судовых конструкций при плавлении льда. — Вопросы судостроения, 1975, вып. 6, с. 51—57.
2. Баранов Е. В. Энергетическое исследование подплавления пресноводного льда на поверхности теплоизолированных конструкций в процессе обледенения. — Вопросы судостроения, 1975, вып. 6, с. 46—50.
3. Бициадзе А. Б. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1976. — 289 с.
4. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана. — Рига: Звайгне, 1967. — 475 с.

УДК 551.509.616

В. И. БЕКРЯЕВ, М. В. ДУКАЛЬСКАЯ (ЛГМИ)

О МЕХАНИЗМЕ РАЗРУШЕНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ НИСХОДЯЩИМИ СТРУЯМИ

В последние годы неоднократно сообщалось о проведении успешных опытов по разрушению конвективных облаков искусственно созданными нисходящими струями [1—5]. Нисходящие потоки инициировались путем сброса с самолета в предвершинную часть облака мелкоразмолотых порошков [1, 2]. В других случаях направленный вниз импульс скорости создавался струей газа от двигателя реактивного самолета при кабрировании на больших углах тангажа [3]. Положительный эффект достигнут и при обстреле вершин облаков фугасными снарядами [4, 5].

Успешность опытов по разрушению облаков вызывает закономерный интерес к физике явления. В серии работ [3, 6, 7 и др.] развивается теория нисходящей турбулентной струи во влажно-неустойчивой атмосфере. Исходя из того, что обычно устойчивость атмосферы к влажноадиабатическому процессу растет с высотой, авторы [6, 7] приходят к выводу, что интенсивность спонтанных нисходящих струй должна быть выше, чем восходящих облачных. Однако, как в этой теоретической схеме, так и в последующих попытках объяснить физику явления [8], не учитывается роль встречного восходящего потока как добавочного сопротивления. «Пробиваясь» сквозь упорядоченный вертикальный поток, нисходящая струя испытывает существенно большее сопротивление, чем собственно облачная, формирующаяся при практически отсутствующих вертикальных потоках. Существенно и то, что водность конвективных облаков, как правило, меньше адиабати-

ческой. Поэтому при опускании облачного воздуха полное испарение капель должно происходить раньше, чем струя достигнет нижней границы облака. Опускание ненасыщенного воздуха внутри облака во влажнонеустойчивом, но обычно сухоустойчивом слое — процесс конвективно-устойчивый, т. е. препятствующий развитию нисходящего потока.

В связи с этим представляют интерес результаты работы [2], в которой было отмечено, что при введении грубодисперсного аэрозоля в облаке, помимо направленного вниз импульса скорости, создаются условия, благоприятные для развития гравитационной коагуляции. Сравнительно крупные капли, образовавшиеся на частичках реагента, при падении быстро укрупняются, увеличивая, в свою очередь, отрицательную плавучесть воздуха и способствуя усилению нисходящего потока.

Действительно, известно, что совокупность взвешенных капель может двигаться относительно окружающего воздуха с большей скоростью, чем отдельно взятая капля. Благодаря этому более крупные капли не могут «выпасть» из облака, в котором они локализованы, но в то же время стремятся занять место в его фронтальной части. Здесь они встречаются с мелкокапельной фракцией встречного потока, коагулируют с ней и увеличиваются в размере. Возникающая в результате трения торообразная циркуляция увлекает капли по периферии объема в его верхнюю часть. В верхней центральной области капли попадают в зону отрицательных скоростей и отсюда снова возвращаются во фронтальную часть объема. Таким образом, происходит непрерывный захват облачной влаги и перераспределение ее по всему объему. Водность в объеме может также расти за счет улавливания капель, выпадающих из турбулентного следа. Увеличение водности в объеме обеспечивает появление дополнительной отрицательной плавучести, необходимой для преодоления встречного восходящего потока. Кроме того, дополнительный запас влаги обеспечивает влажноадиабатическое изменение температуры вплоть до нижней границы облака и — под облаком. Таким образом, и избыточная водность, и отрицательный перегрев способствуют развитию нисходящего потока.

Целью настоящей работы являлась оценка роли различных факторов в развитии нисходящих потоков для выяснения механизма воздействия.

Расчетная схема

Рассмотрим схему расчета термодинамических параметров некоторого ограниченного объема воздуха, содержащего взвешенную примесь и имеющего отличающиеся от окружающей среды температуру и общее влагосодержание. Будем называть далее такой обособленный объем для краткости термиком.

Примем, что масса воздуха в термике растет по тому же закону, что и секундная масса в турбулентной струе [9, 10]

$$\frac{1}{m} \cdot \frac{dm}{dl} = \frac{C}{R}, \quad (1)$$

где m — масса термика;

$$m = K\pi R^2 \rho'; \quad (2)$$

R — радиус миделева сечения термика; C — постоянная вовлечения; ρ' — плотность воздуха в термике; l — путь, который термик проходит относительно воздуха; K — коэффициент деформации, учитывающий несферичность термика.

Зависимость вида (1) соответствует линейному росту радиуса термика при движении относительно воздуха.

Будем рассматривать вертикальное движение термика, пренебрегая инерционностью его в горизонтальном направлении. Направим ось z вниз. В этом случае $\omega = \frac{dz}{d\tau} > 0$ при движении термика к земле. Если термик движется во встречном вертикальном потоке, скорость которого ω^* (при этом $\omega^* < 0$), то изменение массы воздуха в термике при перемещении относительно земли

$$\frac{1}{m} \cdot \frac{dm}{dz} = \frac{C}{R} \cdot \frac{dl}{dz} = \frac{C}{R} \frac{|\omega - \omega^*|}{\omega}. \quad (3)$$

Разность скоростей взятия по абсолютной величине, отражает тот факт, что масса термика растет независимо от того, поднимается он или опускается относительно земли.

Общая масса термика определяется суммой масс воздуха m и взвешенной примеси M . В свою очередь

$$M = M_0 + ms', \quad (4)$$

где M_0 — исходная масса сброшенного реагента; s' — удельная водность термика.

Закон изменения количества движения для термика запишем в виде

$$d[(m + M)\omega] = \omega^* dm + \omega^* dM \pm C_a \rho \frac{(\omega - \omega^*)^2}{2} \cdot \pi R^2 d\tau - mg \left[\frac{T' - T}{T} - \left(\frac{M}{m} - s \right) \right] d\tau, \quad (5)$$

где C_a — коэффициент аэродинамического сопротивления; ρ — плотность воздуха вне термика; g — ускорение силы тяжести; T' и T — соответственно температура термика и окружающей среды на высоте z ; s — удельная водность вне термика (в облаке).

Здесь первое и второе слагаемые справа учитывают изменение количества движения в термике за счет присоединения к нему массы воздуха dm и облачных капель dM , движущихся со скоростью внешнего потока w^* . (Изменением количества движения за счет присоединения массы капель dM в виду его малости далее пренебрежем). Третье слагаемое представляет собой импульс силы аэродинамического сопротивления, четвертое — импульс силы плавучести, обусловленной разностью температур термик — среда и разностью удельных содержаний взвешенных примесей. Знак перед третьим слагаемым определяется соотношением между w и w^* . Если $w - w^* > 0$, то восходящий поток замедляет движение термика, перед слагаемым должен стоять знак минус. В случае $w - w^* < 0$ перед этим слагаемым должен стоять знак плюс.

Изменение избыточного влагосодержания в термике определяется перемешиванием, скоростью перехода пар — вода (или вода — пар) и захватом облачной воды механизмом коагуляции

$$d [m (Q' - Q + s' - s)] = -md (Q + s) + md s'_k. \quad (6)$$

Здесь Q' и Q — удельные влажности насыщения в термике и облаке соответственно; ds'_k — изменение водности термика за счет механизма коагуляции.

Уравнение (6) справедливо при предположении, что относительная влажность в облаке и термике составляет 100% (в термике до тех пор, пока $s' > 0$).

Изменение s'_k с высотой можно рассчитать, рассматривая термик как гигантскую каплю, обладающую некоторым интегральным коэффициентом захвата \mathcal{E} . Тогда в соответствии с [10]

$$\frac{ds'_k}{dz} = \mathcal{E} \frac{\pi R^2 \rho_s}{m} \frac{|w - w^*|}{w}. \quad (7)$$

Уравнение для избыточного теплосодержания в термике запишем в виде

$$d [m (T' - T)] = m (\gamma'_a - \gamma) dz + \frac{L}{c_p} [d (ms') - m ds'_k - s dm], \quad (8)$$

где γ и γ'_a — градиент температуры в облаке и сухоадиабатический градиент для термика $\left(\gamma = \frac{dT}{dz}, \gamma'_a = \frac{g}{c_p} \cdot \frac{T'}{T} \right)$; L — теплота конденсации; c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Первое слагаемое справа в уравнении (8) учитывает изменение теплосодержания за счет адиабатического изменения температуры, второе — выделение или поглощение тепла за счет процессов конденсации или испарения: из общего изменения влагосодержания в струе вычитаются составляющие, связанные с захватом капельной влаги механизмами коагуляции и вовлечения.

Выполнив преобразования и сделав очевидные упрощения, из выражений (5—8) с учетом (2—4) можно получить окончательные уравнения для расчета вертикальной скорости, температуры и водности термика как функции высоты:

$$\frac{dw}{dz} = \left\{ - \frac{(\omega - \omega^*) |\omega - \omega^*|}{\omega R} \left(C + \frac{C_a}{2K} \right) - \frac{g}{\omega} \left[\frac{T' - T}{T} - \left(\frac{M}{m} - s \right) \right] \right\} \left(1 + \frac{M}{m} \right)^{-1}; \quad (9)$$

$$\frac{dT'}{dz} = \left\{ - \frac{C}{R} \frac{|\omega - \omega^*|}{\omega} \left[(T' - T) + \frac{L \mu_1}{c_p \mu_2 p} (E' - E) \right] + \frac{L \mu_1 E' g}{c_p p k N_A T'} + \gamma'_a \right\} \left(1 + \frac{L^2 \mu_1^2 E'}{c_p p \mu_2 k N_A T'^2} \right)^{-1}; \quad (10)$$

$$\frac{ds'}{dz} = \frac{C}{R} \frac{|\omega - \omega^*|}{\omega} \left[\frac{\partial \cdot s}{K \cdot C} - \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{E' - E}{p} - (s' - s) \right] - \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \frac{E'}{p} \left(\frac{L \mu_1}{k N_A T'^2} \cdot \frac{dT'}{dz} - \frac{\mu_2 g}{k N_A T'} \right). \quad (11)$$

Здесь μ_1 и μ_2 — молекулярные массы водяного пара и воздуха; E' и E — упругости насыщения водяного пара при температурах T' и T ; k — постоянная Больцмана; N_A — число Авогадро; p — давление воздуха.

Уравнения (2), (3), (9)—(11) вместе с уравнениями статики, состояния и зависимости упругости насыщения от температуры составляют замкнутую систему, решение которой позволяет получить распределение основных параметров термика с высотой.

В качестве граничных условий задаются параметры термика на некотором исходном уровне (уровне сброса реагента). При расчетах учитывается распределение с высотой температуры, скорости и водности в конвективном облаке. Предполагается, что характеристики облака со временем не меняются, обратные связи между термиком и облаком отсутствуют.

Решение системы осуществлялось численно на ЭВМ «М-222».

Результаты расчетов

В качестве экспериментальных констант в расчетной схеме используются четыре коэффициента: вовлечения C , аэродинамического сопротивления C_a , деформации K и захвата \mathcal{E} . Истинные значения каждого из этих коэффициентов неизвестны. Более того, можно ожидать, что эти коэффициенты не остаются постоянными, а являются функциями концентрации и вида примеси, размеров термика, водности и спектра капель облака и т. п. В ходе численного моделирования значения этих коэффициентов и параметры

облачной струи варьировались в разумных пределах. Ниже приводятся некоторые результаты расчетов.

Остановимся сначала на результатах расчетов, выполненных для гипотетического облака с постоянными по высоте вертикальной скоростью, водностью и градиентом температуры. Моделировался сброс в такое облако массы M_0 порошкообразного реагента, который, падая и распыляясь в воздухе, формировал искусственный термик радиусом R_0 с начальной скоростью движения относительно земли W_0 .

Результаты представлены на рис. 1, 2. Характерным для всех приведенных вариантов расчета является следующее. На начальном этапе под действием силы аэродинамического сопротивления скорость термика резко убывает до нуля и меняет знак. Встречным восходящим потоком термик увлекается вверх. За счет вовлечения масса и размеры термика постепенно растут. С подъемом вверх увеличивается отрицательная разность температур термик — облако (при фиксированном $\gamma = 0,007$ К/м выше 6 км стратификация становится влажноустойчивой). Водность растет как за счет конденсации, так и за счет механизма коагуляционного захвата. Интенсивность последнего определяется величиной \mathcal{E} . Величиной \mathcal{E} определяется в конечном счете и дальнейшая судьба термика (рис. 1).

При сравнительно больших значениях \mathcal{E} (кривые 1—4) избыточная водность ($s' - s$) сначала быстро растет. Совместное действие отрицательного перегрева и избыточной водности способствует торможению термика. В результате на некоторой высоте скорость термика снова меняет знак — термик начинает опускаться. Движение вниз осуществляется теперь за счет избыточной водности, разность температур термик — облако при опускании сначала оказывается положительной. При дальнейшем движении вниз термик попадает во влажнонеустойчивый слой, он становится холоднее окружающей среды. Отрицательный перегрев и сохранившаяся избыточная водность создают значительную отрицательную плавучесть — термик движется сквозь облако с ускорением. Заметим, что избыточная водность термика от момента зависания убывает: интенсивность механизмов перемешивания и испарения оказывается больше, чем механизма захвата. Отличие кривых 1—4 между собой состоит в том, что обращение термика происходит на разных высотах — тем выше, чем меньше \mathcal{E} .

При $\mathcal{E} = 0,2$ (кривые 5) термик зависает под действием избыточных перегрева и водности на высоте около 10,5 км. Затем он начинает опускаться, но несколько ниже скорость снова меняет знак — термик поднимается и, как показывает расчет, намечается тенденция к его зависанию на некоторой высоте. При этом радиус термика продолжает расти. Его увеличение до размеров, превышающих разумные размеры облака, служит основой для прекращения дальнейших расчетов.

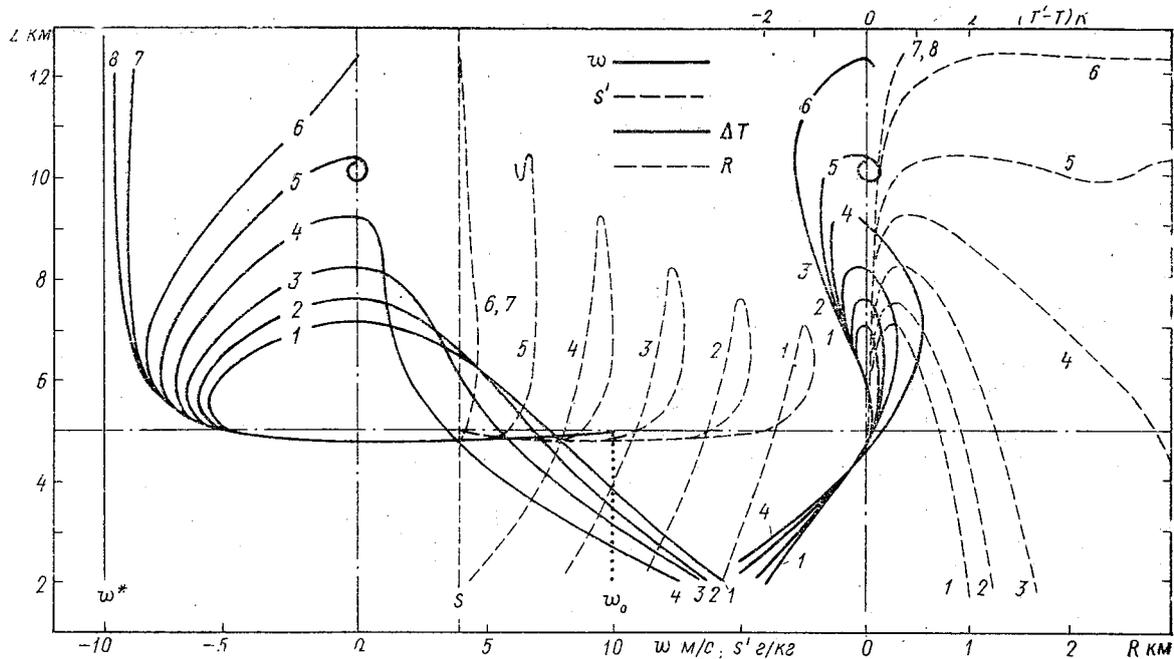


Рис. 1. Результаты расчетов параметров термика: скорости ω , влажности s' , перегрева относительно окружающей среды $T' - T$ и радиуса R в гипотетическом облаке с $\omega^* = -10$ м/с, $s = 4$ г/кг, $\gamma = 0,007$ К/м при различных значениях коэффициента захвата Θ :

1- $\Theta=1$; 2- $\Theta=0,8$; 3- $\Theta=0,6$; 4- $\Theta=0,4$; 5- $\Theta=0,2$; 6- $\Theta=0$; 7- $\Theta=0$, $T'-T=0$; 8- $\Theta=0$, $T'-T=0$, $s'-s=0$. Во всех случаях $C=0,22$, $C_a=0,1$, $K=4/3$. Исходные параметры термика: $\omega_0=10$ м/с, $M_0=50$ кг, $R_0=4,5$ м, $m_0=200$ кг,

$$s'_0 = s = 4 \text{ г/кг}$$

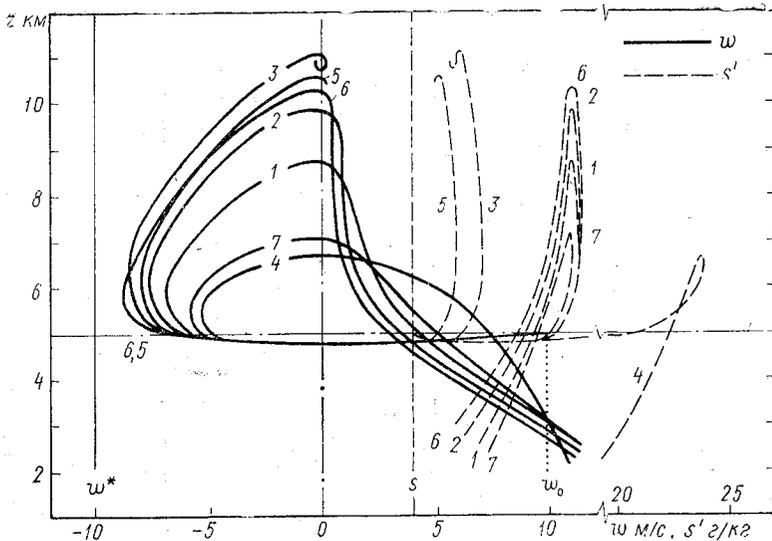


Рис. 2. Результаты расчета скорости ω_0 и влажности s' термика при фиксированном значении $\mathcal{E} = 0,5$ и различном сочетании эмпирических коэффициентов, массы реагента и исходных размеров термика.

N варианта	C	C_a	K	M_0 кг	R_0 м
1	0,22	0,1	4/3	50	4,5
2	0,22	0,5	4/3	50	4,5
3	0,60	0,1	4/3	50	4,5
4	0,22	0,1	0,47	50	4,5
5	0,22	0,1	3,80	50	4,5
6	0,22	0,1	4/3	0	4,5
7	0,22	0,1	4,3	0	50,0

Характеристики облака и остальные исходные параметры термика те же, что и на рис. 1.

Кривые 6 рассчитаны при $\dot{\mathcal{E}}=0$. Этот расчет любопытен тем, что он практически соответствует действию механизма, рассмотренного в работах [6, 7]. Отличие заключается только в том, что здесь учтено влияние внешнего встречного потока. Как и следовало ожидать, в этих условиях термик не пробивает облако. Впрочем, несколько неожиданным оказался выход термика на режим зависания. Можно было ожидать, что при «выключенном» механизме захвата отрицательная плавучесть будет компенсироваться действием силы аэродинамического сопротивления, и термик выйдет на режим движения с постоянной скоростью. Более детальный анализ, однако, показывает, что роль сил аэродинамического сопротивления с высотой уменьшается быстрее, чем отрицательной плавучести. На высоте зависания радиус термика растёт, а избыточные водность и отрицательный перегрев уменьшаются — термик рассеивается.

Кривые 7, 8 являются тестовыми. Как и в варианте 6, расчет ведется при $\dot{\mathcal{E}}=0$. В варианте 7 для термика искусственно задается $\Delta T(z) = T' - T = 0$. При этом на этапе подъема водность термика больше водности облака вследствие конденсации водяного пара при охлаждении. Термик обладает отрицательной плавучестью, скорость его не сравнивается со скоростью потока. Вариант 8 рассчитывается при $T' - T = 0$ и $s' - s = 0$. В этом случае, как и следовало ожидать, ω асимптотически стремится к ω^* .

Рис. 2 иллюстрирует чувствительность модели к изменчивости других эмпирических коэффициентов — при постоянном значении коэффициента захвата. Выберем в качестве «опорного» вариант 1, для которого приняты те же значения эмпирических коэффициентов, что и на рис. 1. Увеличение коэффициента аэродинамического сопротивления (вариант 2) до значения $C_a = 0,5$ — скорее максимального, чем характерного — приводит к значительному увеличению высоты обращения движения. Тем не менее термик уверенно пробивает восходящий поток. Увеличение коэффициента перемешивания, т. е. увеличение скорости роста радиуса термика приводит к зависанию и в конечном итоге к рассеянию термика (вариант 3).

Варианты 4 и 5 отличаются от 1 значениями коэффициентов деформации K . $K < 1/3$ соответствует сплюсненному, а $K > 1/3$ вытянутому вдоль направления движения термикам. При выбранных для вариантов 4 и 5 значениях K эффективные поперечные сечения термиков вдвое больше (для $K = 0,47$) и вдвое меньше (для $K = 3,8$) площади сечения сферического термика. Как показывает анализ, наиболее благоприятными оказываются условия для сплюсненного термика: увеличение площади захвата при сохранении объема приводит к резкому увеличению водности. Вытянутый вдоль оси движения термик практически зависает на высоте около 10 км, так как избыточная водность в нем оказывается сравнительно небольшой.

Результаты расчета, представленные кривыми 6, 7, показывают роль массы сброшенного реагента. Если отвлечься от некоторого противоречия, заключающегося в том, что при $M_0=0$ задается сравнительно большой коэффициент захвата, то из сравнения кривых 1 и 6, 7 можно заключить, что изменение массы реагента не играет решающей роли в «судьбе» термика. Практически это означает, что эффект воздействия может заключаться в формировании в облаке некоторого локального объема, обладающего способностью захвата облачной влаги с интенсивностью большей, чем это предполагает механизм вовлечения. По-видимому, такие условия создаются и при подрыве фугасных зарядов и при кабрировании скоростных самолетов в облаках. Возможность реализации механизма захвата продуктами взрыва представляется очевидной. В случае кабрирования можно предположить, что специфический характер поля скоростей в струе реактивного самолета способствует созданию условий накопления наиболее крупных капель в лобовой части струи. Накопление капель определяет обособление объема, т. е. превращение его в термик, обладающий теми же свойствами, что и образовавшийся при сбрасывании реагента. При этом, как видно из сравнения кривых 6 и 7, чем больше исходный размер термика, тем легче он «пробивает» облако.

На рис. 3 приведены результаты модельных расчетов для облаков с типичными распределениями с высотой скорости восходящих токов и водности. Параметры облаков рассчитаны по струйной модели конвекции, описанной в [11]. Для анализа выбраны два облака. Облако 1 развивается при значительной влажнонеустойчивости атмосферы. Оно характеризуется сравнительно большими вертикальными токами и высокой водностью. Другое облако 2 развивается в условиях небольшой энергии неустойчивости, вертикальные токи и водность в нем существенно меньше, чем в облаке 1. Для удобства сравнения уровни конденсации для обоих облаков на рис. 3 совмещены.

Моделировался сброс реагента (формирование термика) на уровне верхней границы облаков ($\omega^*=0$). В облаке 1 при $\mathcal{E}=0,2$ термик монотонно движется к земле — сравнительно медленно в верхней части и с ускорением ниже уровня максимальных скоростей. Уже в средней части облака при хорошей скорости опускания размеры термика становятся соизмеримыми с размерами облака — термик подавляет восходящий поток. Этот случай в рамках модели является примером успешного воздействия.

В облаке 2, встречая восходящий поток, термик затормаживается, увлекается этим потоком вверх и, замкнув петлю, начинает опускаться. При $\mathcal{E}=0,2$ опускание идет очень медленно, термик фактически задерживается в облаке. Его размеры растут, а контраст между термиком и облаком в полях температуры и водности уменьшается. Поскольку в реальных условиях длительное зависание термика в верхней части облака практически всегда исклю-

чается из-за существенного сдвига ветра, то этот случай можно было бы квалифицировать как пример неудачного воздействия. Однако в работе [12], по исходным данным которой рассчитаны параметры облачной струи, для этого случая результаты воздействия характеризуются как положительные («Вершина облака стала плоской, облако приобрело волокнистую структуру. Нижняя часть облака растеклась»). Кривые 2а на рис. 3 представляют результаты расчетов при $\mathcal{E}=0,3$. Видно, что небольшое увеличение одного из параметров решительно изменяет характер

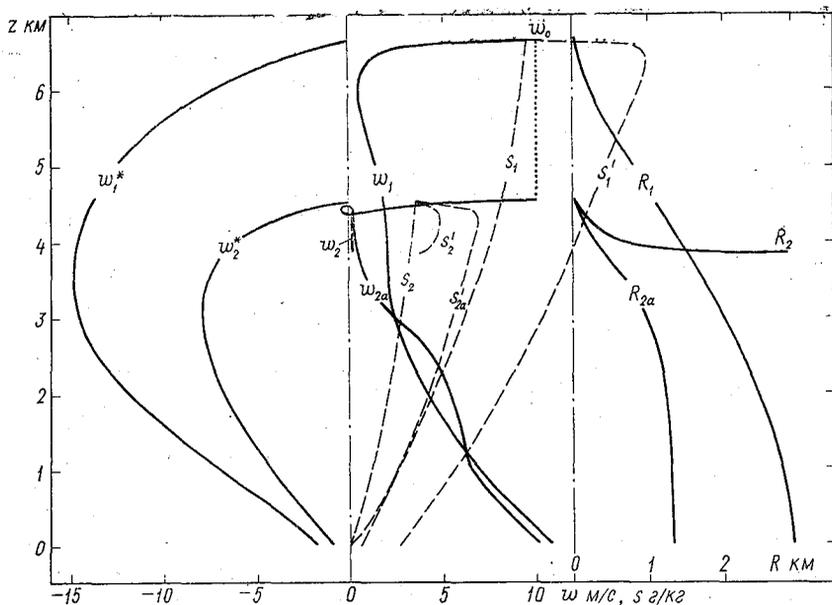


Рис. 3. Расчеты движения термика для двух облаков с типовыми распределениями скорости восходящих токов и влажности с высотой. Параметры облаков рассчитаны по струйной модели ЛГМИ: Облако 1 — расчет по данным радиозондирования НИС «Квадра», 2/IX 1974 г., ТРОПЭКС-74. Облако 2 — расчет по данным самолетного зондирования [12], 10/VII 1963 г. Исходные параметры термика: $w_0 = 10$ м/с, $R_0 = 4,5$ м, $M_0 = 50$ кг. Значения коэффициентов: $C = 0,22$; $C_a = 0,1$; $K = 4/3$, $\mathcal{E} = 0,2$ (кривые 1 и 2) и $\mathcal{E} = 0,3$ (кривые 2а).

движения моделируемого термика. Таким образом, если постулируемый в модели механизм захвата облачной воды на самом деле имеет место, то интегральный коэффициент захвата, по крайней мере на начальной стадии развития термика, должен быть достаточно большим. Сравнивая результаты расчетов, выполненные для различных облаков, можно заметить, что более мощное и интенсивное облако 1 разрушается при воздействии легче, чем

сравнительно вялое, менее мощное облако 2. Любопытно, что этот парадоксальный на первый взгляд результат хорошо согласуется с результатами наблюдений. В работах [2, 3] особенно подчеркивается тот факт, что энергично развивающиеся облака интенсивнее разрушаются при воздействии и наоборот. В рамках настоящей модели этому факту может быть дано следующее объяснение. Наиболее интенсивное развитие конвективных облаков наблюдается в условиях высокой влажностеустойчивости, которая в свою очередь, как правило, проявляется при высоких температурах у земли и на уровне конденсации. В этих условиях облака характеризуются интенсивными восходящими токами, но — и это главное — большой водностью. В дни с низкой температурой и малым влагозапасом на уровне конденсации образуются обыкновенно облака со слабыми вертикальными токами и небольшой водностью. Обе эти ситуации и представлены на рис. 3. В облаке 1 избыточная водность термика ($s' - s$) велика, именно она определяет отрицательную плавучесть по всей толще облака. При том же значении \mathcal{E} в облаке 2 максимальная избыточная водность по своему действию эквивалентна отрицательному перегреву в несколько десятых градуса. Она быстро теряется при зависании термика.

Разумеется, выполненные здесь расчеты не могут претендовать на прямое сравнение с экспериментом. Этому мешает, как уже отмечалось, и то, что пока еще не известны истинные значения эмпирических коэффициентов, и то, что в ряде случаев существенную роль могут играть обратные связи между термиком и облаком. Последнее становится особенно важным, если учесть, что время развития термика соизмеримо с характерным временем существования конвективной ячейки. Решение обратной задачи (подбора эмпирических коэффициентов по результатам опытов) затруднено тем, что опубликованные до сих пор данные не содержат ряда необходимых для этой цели сведений. В этой связи представляется важным при проведении экспериментов фиксировать положение термика относительно восходящего потока, измерять его геометрические размеры, определять контраст температуры и водности между термиком и облаком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Разрушение развивающихся кучевых облаков искусственно созданными нисходящими потоками. — Доклады АН СССР, 1968, т. 181, № 4, с. 855—857.
2. Гайворонский И. И., Зацепина Л. П., Серегин Ю. А. Результаты опытов воздействия на конвективные облака. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1970, т. VI, № 3, с. 252—258.
3. Вульфсон Н. И., Левин Л. М., Черенкова Е. П. Разрушение кучевых облаков нисходящими струями. — Труды VIII Всесоюзной конференции по физике облаков и активным воздействиям. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 197—207.

4. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Разрушение развивающихся кучевых облаков с помощью взрывов. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1972, т. VIII, № 2, с. 156—165.
5. Исследование условий разрушения конвективных облаков взрывами и продуктами ликвидации противорадиационных снарядов. — Труды ВГИ, 1977, вып. 34, с. 67—75. Авт.: Бибилашвили Н. Ш., Бурцев И. И., Гораль Г. Г. и др.
6. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Нисходящие конвективные потоки. — Доклады АН СССР, 1964, т. 158, № 6, с. 1320—1323.
7. Вульфсон Н. И., Левин Л. М. Физические предпосылки воздействия на конвективные облака нисходящими струями. — Труды ИПГ, 1970, вып. 12, с. 5—16.
8. Гораль Г. Г. К определению скорости нисходящих потоков и распределения водности осадков в кучево-дождевых облаках. — Труды ВГИ, 1974, вып. 28, с. 118—126.
9. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. — Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 62—72.
10. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. — Л. Гидрометеиздат, 1978. — 455 с.
11. Бекряев В. И., Воробьев Б. М. Струйная модель облачной конвекции. Численный эксперимент. — Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1972, т. VIII, № 9, с. 925—935.
12. Вульфсон Н. И., Черенкова Е. Л. Воздействие на кучевые облака искусственно созданными нисходящими движениями. — Труды ИПГ, 1970, вып. 12, с. 17—25.

УДК 551.509

Н. Д. АРТЕМЬЕВА (УАВ Госкомгидромет), Г. П. ДЫДИНА (ЛГМИ)

О ТЕМПЕРАТУРЕ ИНТЕНСИВНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ

В работе [4] опубликованы результаты оптических наземных наблюдений за кристаллизацией верхней части развивающихся кучево-дождевых облаков, выполненные в Алазанской долине (Восточная Грузия). Рассмотрено 198 случаев кристаллизации вершин облаков *Сu cong*, среди которых отдельно проанализированы случаи с градом и без града. Результаты анализа показали, что облака в дни с градом характеризуются более низкими температурами кристаллизации.

Наблюдения авторов [4] являются единственными из опубликованных статистически значимыми и поэтому представляют большой интерес, тем более, что наблюдения за кристаллизацией непосредственно в кучево-дождевых облаках отсутствуют, а наблюдения с использованием поляризационных методов пока что единичные [3, 5].

Результаты наблюдений [4] в настоящей работе были сопоставлены с теоретическими расчетами кристаллизации естественно развивающихся кучево-дождевых облаков, выполненными по модели, разработанной в ЛГМИ [1].

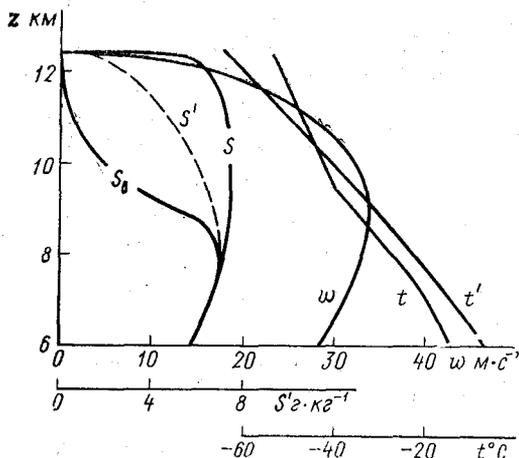


Рис. 1. Расчет распределения в облаке удельной водности S , вертикальных токов w и температуры t' от высоты z :
 t — температурная стратификация атмосферы; S — суммарная водность (содержание воды и льда в облаке); S_b — жидко-капельная водность облака; S' — водность при наличии запрета на процесс коагуляции

Для примера на рис. 1 приведен результат типового расчета термодинамических параметров в верхней части кучево-дождевого облака, где S_b — удельная водность, w — вертикальные токи, t' — температура. Формирование профиля водности в этой части облака определяется главным образом замерзанием переохлажденных капель, сублимацией водяного пара на ледяных частицах и коагуляцией последних с переохлажденными каплями. Замерзание переохлажденных капель рассматривается как гомофазный процесс с вероятностью образования ледяных зародышей в переохлажденной воде Ω , полученной в работе [2]. Кривая S на рисунке характеризует суммарное содержание воды в твердой и жидкой фазах, разность $S - S_b$ — содержание твердой фазы воды («ледность» облака). Отношение ледности к общей водности в облаке использовалось при сравнении с данными [4] в качестве меры вероятности кристаллизации облака.

В связи с тем, что в [4] за температуру кристаллизации в каждом конкретном случае принималась температура в атмосфере по данным радиозондирования, при расчете в настоящей работе

также использовалась эта температура — t . Отличие между температурами в облаке и вне его на уровне интенсивной кристаллизации в среднем составляет 2—4° С.

На рис. 2 приведены результирующие интегральные температурные зависимости вероятности кристаллизации кучево-дождевых облаков — градových (кривая 1) и неградových (кривая 2) — по наблюдениям [4] и кривые 1' и 2', соответственно, по результатам расчетов. Заштрихованная область — область, в пределах которой укладываются все 25 рассчитанных градových случаев, наблюдавшихся в различных синоптических и географических условиях. Кривая 1' построена для типового неградového случая.

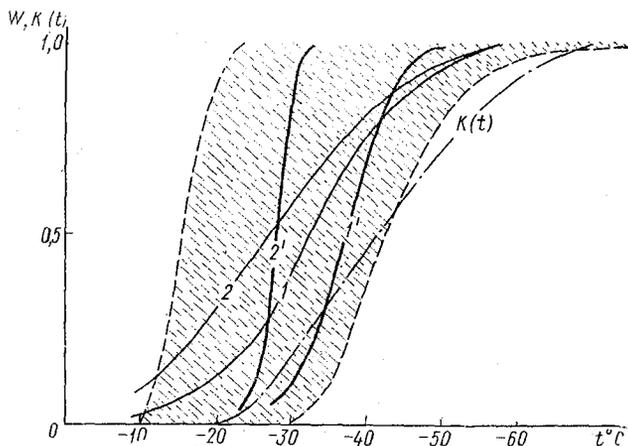


Рис. 2. Интегральная вероятность кристаллизации мощных кучевых облаков W при различных температурах 1 — кристаллизация вершин облаков, переходящих в градové; 2 — не переходящих в градovou стадию (по [4]); 1' и 2' — аналогично, по результатам расчетов

На этом же рисунке приведена величина

$$K(t) = \frac{\int_{t_0}^t \Omega(t) dt}{\int_{t_0}^{t^*} \Omega(t) dt}$$

где $\Omega(t)$ — вероятность образования гетерофазных зародышей.
 t^* — температура максимума $\Omega(t)$.

Как и следовало ожидать, кривая $K(t)$ оказалась значительно правее и экспериментальной и расчетной кривых кристаллизации, так как она характеризует процесс гомогенной кристаллизации капель. Это подтверждается и расчетом удель-

ной водности (кривая S' на рис. 1), выполненного без учета процесса коагуляции ледяных частиц с переохлажденными каплями.

Как показывают приведенные к дифференциальному виду кривые рис. 2, рассчитанные и наблюдаемые [4]; максимумы кривых температуры кристаллизации кучево-дождевого облака хорошо совпадают (рис. 3):

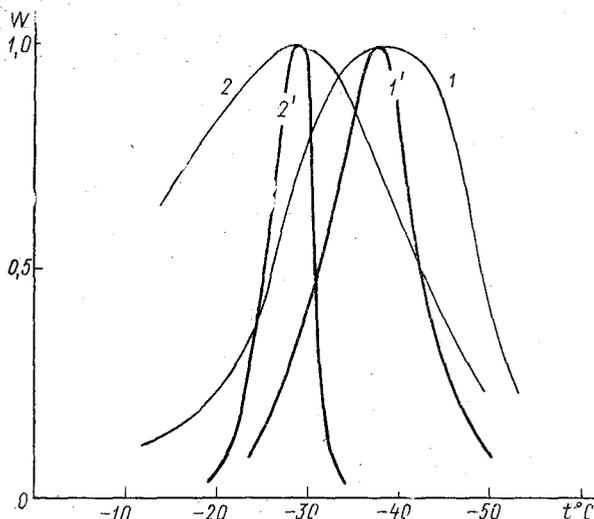


Рис. 3. Дифференциальная вероятность кристаллизации облаков:

1—кристаллизация вершин облаков, переходящих в градовые; 2—не переходящих в градовую стадию (по [4]); 1' и 2'—аналогично, по результатам расчетов

Как видно из анализа рис. 2, 3, рассчитанные и фактические температурные диапазоны кристаллизации кучево-дождевых облаков удовлетворительно согласуются, характерные температуры интенсивной кристаллизации близки и отмечается заметный сдвиг кривых кристаллизации в сторону более низких температур при переходе от неградовых облаков к градовым.

Совпадение расчетов и наблюдений имеет место в средней части температурного диапазона. Левый и правый края согласуются в меньшей мере, что, по-видимому, связано с небольшим количеством случаев, подвергнутых численному анализу.

При всем несовершенстве наблюдений [4] все же это первая статистически удовлетворительная обеспеченная зависимость для кучево-дождевых облаков и то обстоятельство, что наблюдения и расчеты температур кристаллизации согласуются, говорит в пользу и тех и других.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурич Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы.— Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 455 с.
2. Качурич Л. Г. О вероятности образования ледяных зародышей в переохлажденной воде. — Метеорология и Гидрология, 1976, № 8, с. 48—54.
3. Шупяцкий А. Б., Диневич Л. А., Тычина Р. П. Дистанционная индикация града в облаках по поляризационным характеристикам радиолокационного сигнала. — Труды ЦАО, 1975, вып. 121, с. 18—27.
4. Эйденова Г. З., Киркитадзе Д. Д. К вопросу естественной кристаллизации вершин мощно-кучевых облаков. — Труды ИГАН ГрССР, Физика облаков, 1975, т. XXXVI, с. 9—16.
5. Hitshfeld W. Hail detection by Radar Report of Proceeding XV General Assambley, JAMAR Publication. Toronto, 1972, N 15, p. 269.

УДК 551.576:11

Ю. Л. МАТВЕЕВ, С. А. СОЛДАТЕНКО (ЛГМИ)

РОЛЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ В ФОРМИРОВАНИИ ФРОНТАЛЬНОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Хорошо известно, что с фронтами связаны наиболее мощные облачные системы. Основной причиной формирования этих систем служит восходящее движение воздушной массы. Хотя в последние десятилетия уделялось меньше внимания исследованию фронтов, чем в первые десятилетия после открытия этого явления, тем не менее и в этой области выполнены работы [1—7, 10, 12—14], развивающие и углубляющие наши представления о механизме формирования и строения фронтальных разделов и связанных с ними облачных систем.

Мы ставим перед собой цель — показать, что значительную роль в возникновении восходящего движения и порождаемой им фронтальной облачности играет пограничный слой атмосферы. Поскольку, как известно, фронты располагаются в ложбинах, то вблизи земной поверхности и во всем пограничном слое под влиянием сил турбулентного трения возникает сходимость (конвергенция) скорости ветра, порождающая, в свою очередь, восходящее движение воздуха. Скорость восходящего движения (ω), как следует из анализа уравнения неразрывности, с увеличением высоты в пограничном слое растет, принимая некоторое значение (ω_H) на верхней границе (H) этого слоя. Выше H вертикальная скорость может убывать (если в свободной атмосфере в это время наблюдается дивергенция скорости ветра), однако, убывая, она достигает нулевого значения ($\omega=0$) на уровне H^* , зна-

чительно превышающем H (чаще всего уровень H^* располагается в верхней тропосфере, а нередко — непосредственно вблизи тропопаузы). Вертикальная скорость w_H имеет порядок $10^{-3} - 10^{-2}$ м/с, а горизонтальная составляющая (u) скорости ветра, перпендикулярная фронту — порядка $10^0 - 10^1$ м/с.

Отношение w_H/u , таким образом, имеет такой же порядок величины ($10^{-4} - 10^{-2}$), что и наклон фронтальной поверхности. Необходимо учитывать еще один существенный эффект, а именно — выделение тепла конденсации в процессе образования облачности. Эти эффекты — сходимости воздушных течений в пограничном слое, порождающая восходящее движение (знак которого сохраняется в большей части тропосферы), и тепло конденсации, выделяющееся в восходящем потоке, позволяют объяснить как образование, так и наиболее характерные особенности строения фронтов и фронтальной облачности.

Исходные уравнения и метод их решения

Чтобы выявить влияние отмеченных выше эффектов в явном виде, приводим решение задачи в наиболее простой постановке. Будем считать, что форма ложбины в поле давления задана, а движение установившееся и плоское.

Учет тепла конденсации и расчет поля облачности производится по методу, развитому в работах [8, 9], и в последующем широко использованному для изучения условий формирования и структуры облаков и туманов [3, 7, 10, 11]. Таким образом, уравнения переноса тепла и влаги записываем в виде:

$$u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z}; \quad (1)$$

$$\Pi = T + \gamma_a z + \frac{Lq}{c_p}; \quad (2)$$

$$u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial s}{\partial z}; \quad (3)$$

$$s = q + \delta, \quad (4)$$

где u, w — проекции скорости движения на оси x и z соответственно (ось x направлена по перпендикуляру к оси ложбины, ось z — по вертикали вверх); T, q — температура и удельная влажность воздуха; δ — удельная водность облака; k — коэффициент турбулентности; γ_a — сухоадиабатический градиент; L, c_p — удельные теплота конденсации и теплоемкость воздуха.

Уравнения движения записываются в виде:

$$\frac{d}{dz} k \frac{du}{dz} + 2\omega_z (v - v_g) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{dv}{dz} - 2\omega_z (u - u_g) = 0, \quad (6)$$

где u_g, v_g — составляющие скорости геострофического ветра вдоль осей x и y ; $2\omega_z$ — кориолисов параметр.

Для определения k можно привлечь уравнение баланса турбулентной энергии и соотношения теории подобия и размерности. Чтобы не усложнять постановку задачи дополнительными факторами будем считать коэффициент турбулентности заданным.

Система уравнений (1)–(5) дополняется уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

которое, с учетом уравнения состояния ($p = R\rho T$), перепишем в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + u \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

(здесь ρ, p — плотность и давление воздуха).

В последнем уравнении слагаемое $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$ примерно на порядок меньше $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x}$, мы его опустим.

Основная особенность фронтов состоит в том, что они всегда располагаются в ложбине (рис. 1). Поле давления и температуры вблизи поверхности земли, как уже указано выше, считаем известным. Это означает, что известен геострофический ветер (\vec{c}_g) и его зависимость от x . Наиболее существенное изменение при переходе с одной стороны ложбины на другую претерпевает составляющая v_g , параллельная оси ложбины (на рис. 1 она изменяет знак). Составляющая u_g практически не зависит от x и от высоты z :

$$u_g^{(1)} = u_g^{(2)} = \text{const.}$$

В удовлетворительном согласии с опытными данными находится следующая формула, аппроксимирующая зависимость $v_g(x, 0)$ от x :

$$v_g(x, 0) = \bar{v}_g + \frac{\Delta v_g}{2} \text{th} \frac{x}{D_v}, \quad (9)$$

где $\Delta v_g = v_g^{(2)} - v_g^{(1)}$; $\bar{v}_g = \frac{v_g^{(2)} + v_g^{(1)}}{2}$; $v_g^{(2)}$ и $v_g^{(1)}$ — составляющие геострофического ветра в холодной (с температурой T_2) и теплой (с температурой T_1) воздушных массах соответственно на достаточно большом расстоянии ($|x| \gg D_v$) от оси ложбины; D_v — параметр с размерностью длины, характеризующий скорость изменения $v_g(x, 0)$ вблизи ложбины: $\text{th } x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$ — тангенс гиперболический.

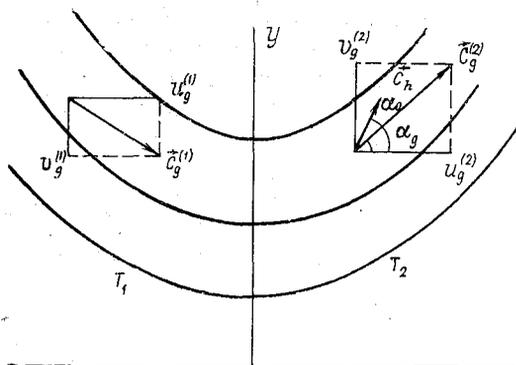


Рис. 1. Схема ложбины:

\vec{c}_h — скорость ветра на верхней границе приземного слоя;
 α_0 — угол отклонения приземного ветра от геострофического;
 α_g — угол, который составляет геострофический ветер с осью x

Зависимость температуры воздуха вблизи земли от x аппроксимируем с помощью аналогичного соотношения, также удовлетворительно согласующегося с опытными данными:

$$T(x, 0) = \bar{T} + \frac{\Delta T}{2} \text{th } \frac{x}{D_T}, \quad (10)$$

где $\Delta T = T_2 - T_1$; $\bar{T} = \frac{T_2 + T_1}{2}$; D_T — параметр, характеризующий скорость перехода температуры от T_1 при $x \ll -D_T$ к T_2 при $x \gg D_T$.

Поскольку температура воздуха зависит от x (горизонтальный градиент температуры $-\frac{\partial T}{\partial x}$ отличен от нуля), то геострофический ветер изменяется также с высотой. Как известно, приращение ветра под влиянием $-\frac{\partial T}{\partial x}$ (термический ветер)

$$\Delta v_T = \frac{g \cdot z}{2\omega_z \bar{T}} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (11)$$

Таким образом, составляющая v_g геострофического ветра на высоте z

$$v_g(x, z) = v_g(x, 0) + \Delta v_T. \quad (12)$$

На земной поверхности считается известной также относительная влажность воздуха

$$f = f_0^{(1)} = \text{const при } x < 0; \quad f = f_0^{(2)} = \text{const при } x > 0. \quad (13)$$

Граничные условия на достаточно большой высоте z_∞ (тропопаузе) записываются в виде:

$$\left. \begin{aligned} T(x, z_\infty) &= T_\infty = \text{const}, \\ q(x, z_\infty) &= q_\infty = \text{const}, \\ u &= u_g(x, z_\infty), \quad v = v_g(x, z_\infty). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Распределение давления с высотой, а вместе с этим и положение оси ложбины описывалось с помощью уравнения статики

$$-dp = g\rho dz, \quad (15)$$

где g — ускорение свободного падения.

Начальное условие (при $x = x_\infty \ll -D_T$) имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} T(x_\infty, z) &= T_1 - \gamma_1 z, \\ q(x_\infty, z) &= f_1 q_m(x_\infty, z), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где γ_1 — вертикальный градиент температуры в теплой воздушной массе (на достаточно большом расстоянии от оси ложбины); $q_m(x_\infty, z)$ — удельная влажность насыщения при температуре $T(x_\infty, z)$, связанная с давлением насыщенного пара $E(x_\infty, z)$ соотношением

$$q_m(x_\infty, z) = 0,622 \frac{E(x_\infty, z)}{p(x_\infty, z)}. \quad (17)$$

Для расчета $E(x_\infty, z)$ привлекалась формула, рекомендованная ВМО.

Отметим, что соотношение (17) использовалось также для определения удельной влажности в облаках, а затем, по соотношению (4), и удельной водности облака.

Система (1)–(6) и (8) при сформулированных выше граничных и начальных условиях решалась численно с последующей реализацией на ЭВМ М-220 (методы решения детально обсуждены в статьях [3, 7] и на них не останавливаемся). Для коэффициента турбулентности привлечена известная модель k с изломом:

$$k = k_0 + b_1 z \text{ при } z \leq h, \quad k = k_0 + b_1 h = k_h \text{ при } z > h.$$

Эта модель при стратификации, не очень сильно отличающейся от безразличной, согласуется с результатами определения коэффициента турбулентности на основе уравнения баланса турбулентной энергии. Но при образовании облачности, согласно опытным данным, в приземном слое и, тем более, в экмановской части пограничного слоя вертикальные градиенты температуры близки к адиабатическому (наиболее часто они заключены между сухоадиабатическим и влажноадиабатическим градиентами). На оценке обратного влияния конденсации водяного пара на характеристики турбулентности и вертикальную скорость останавливаемся в отдельной статье (однако, можно уже здесь заметить, что в случае образования слоистообразной облачности учет обратного влияния приводит к поправкам, не превышающим 10%).

Результаты расчетов

На формирование облачности во фронтальной зоне оказывают влияние несколько величин, вошедших в исходные уравнения и граничные условия задачи. Это, прежде всего, разности температур воздуха $\Delta T = T_2 - T_1$ и составляющих геострофического ветра $\Delta v_g = v_g^{(2)} - v_g^{(1)}$ в холодной (2) и теплой (1) воздушных массах. При расчетах расстояние (от фронта), на котором температура воздуха и геострофический ветер вблизи земли практически совпадают с T_1 и $v_g^{(1)}$ в теплой и с T_2 и $v_g^{(2)}$ в холодной массах, принималось равным 300 км. Параметры D_v и D_T в формулах (9) и (10), определяющие скорость изменения T и v_g во фронтальной зоне, полагались равными 150 км, относительные влажности $f_0^{(1)} = 80\%$, $f_0^{(2)} = 75\%$. Другие параметры, оказывающие меньшее влияние, принимались постоянными: $\alpha_0 = 20^\circ$, $z_0 = 2$ см, $h = 50$ м, $k_h = 5$ м²/с.

С ростом разности Δv_g увеличивается глубина ложбины, а вместе с этим растет и вертикальная скорость (см. таблицу). Согласно этим данным, вертикальная скорость в области ложбины изменяется от сотых и десятых долей до 2—3 см/с. Наибольшие значения w непосредственно над приземным фронтом ($x=0$) наблюдаются в средней тропосфере (в слое 2—5 км), по мере увеличения x область максимальных значений w смещается на большие высоты (при $x=100$ км w_{\max} отмечается на высоте 4 км, при $x=200$ км — на 5 км, при $x=300$ км — на 6 км). Увеличение Δv_g в 2 раза сопровождается ростом w в теплой массе при $x < 0$ в 1,5—2 раза и на 30—40% при $x > 0$ (в теплой же воздушной массе, но располагающейся над фронтальной поверхностью).

Распределение вертикальной скорости (см/с) в пространстве
 при фиксированном $\Delta T = -5^\circ \text{C}$ и двух значениях Δv_g : 20 м/с
 (числитель) и 10 м/с (знаменатель)

x км	z км								
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8
-300	$\frac{0,053}{0,021}$	$\frac{0,106}{0,058}$	$\frac{0,108}{0,061}$	$\frac{0,108}{0,061}$	$\frac{0,108}{0,061}$	$\frac{0,107}{0,060}$	$\frac{0,107}{0,059}$	$\frac{0,106}{0,059}$	$\frac{0,106}{0,058}$
-200	$\frac{0,187}{0,108}$	$\frac{0,387}{0,223}$	$\frac{0,502}{0,284}$	$\frac{0,504}{0,285}$	$\frac{0,501}{0,283}$	$\frac{0,498}{0,281}$	$\frac{0,496}{0,277}$	$\frac{0,493}{0,272}$	$\frac{0,488}{0,265}$
-100	$\frac{0,441}{0,360}$	$\frac{0,921}{0,631}$	$\frac{1,368}{0,911}$	$\frac{1,481}{0,958}$	$\frac{1,422}{0,847}$	$\frac{1,103}{0,602}$	$\frac{0,860}{0,482}$	$\frac{0,653}{0,274}$	$\frac{0,498}{0,190}$
0	$\frac{0,842}{0,724}$	$\frac{1,459}{1,215}$	$\frac{2,352}{1,766}$	$\frac{2,533}{1,954}$	$\frac{2,476}{1,901}$	$\frac{2,050}{1,603}$	$\frac{1,405}{1,014}$	$\frac{0,927}{0,642}$	$\frac{0,652}{0,410}$
100	$\frac{0,201}{0,192}$	$\frac{0,493}{0,416}$	$\frac{1,667}{1,251}$	$\frac{3,022}{2,326}$	$\frac{3,334}{2,544}$	$\frac{2,996}{2,452}$	$\frac{2,312}{1,789}$	$\frac{1,504}{1,073}$	$\frac{1,002}{0,658}$
200	$\frac{0,049}{0,036}$	$\frac{0,102}{0,081}$	$\frac{0,304}{0,257}$	$\frac{1,076}{0,815}$	$\frac{2,524}{2,109}$	$\frac{3,498}{2,810}$	$\frac{3,251}{2,457}$	$\frac{3,219}{1,552}$	$\frac{1,313}{0,957}$
300	$\frac{-0,112}{-0,028}$	$\frac{-0,389}{-0,121}$	$\frac{-0,601}{-0,304}$	$\frac{-0,405}{-0,351}$	$\frac{0,199}{-0,032}$	$\frac{1,087}{0,984}$	$\frac{3,516}{2,978}$	$\frac{3,246}{2,562}$	$\frac{2,011}{1,641}$
400	$\frac{-0,052}{-0,011}$	$\frac{-0,162}{-0,094}$	$\frac{-0,704}{-0,556}$	$\frac{-1,137}{-0,928}$	$\frac{-1,250}{-1,012}$	$\frac{-0,498}{-0,501}$	$\frac{0,437}{0,474}$	$\frac{1,991}{1,854}$	$\frac{2,502}{2,081}$

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета полей температуры (пунктирные кривые — изотермы), вертикальной скорости (сплошные кривые — изолинии $\omega = \text{const}$) и облачности (заштрихованная область) при фиксированном значении $\Delta v_g = 20$ м/с и двух значениях ΔT : -5°C (рис. 2) и -10°C (рис. 3).

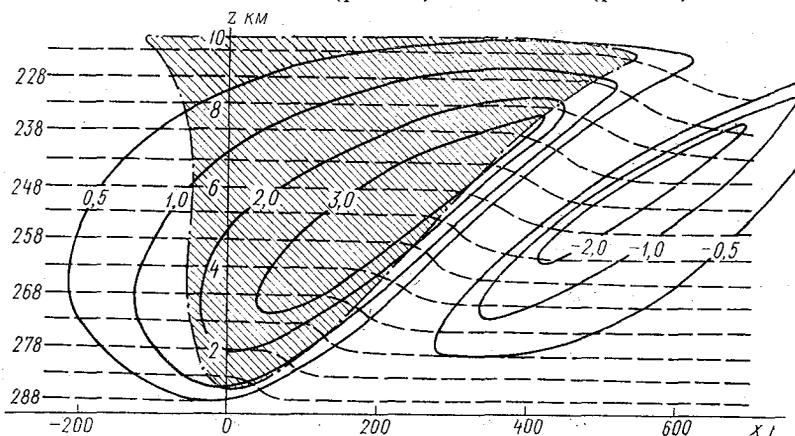


Рис. 2. Вертикальный разрез теплого фронта при $\Delta T = -5^\circ\text{C}$ и $\Delta v_g = 20$ м/с. Пунктирные кривые — изотермы; сплошные кривые — изолинии $\omega = \text{const}$; заштрихованная область — фронтальная облачность.

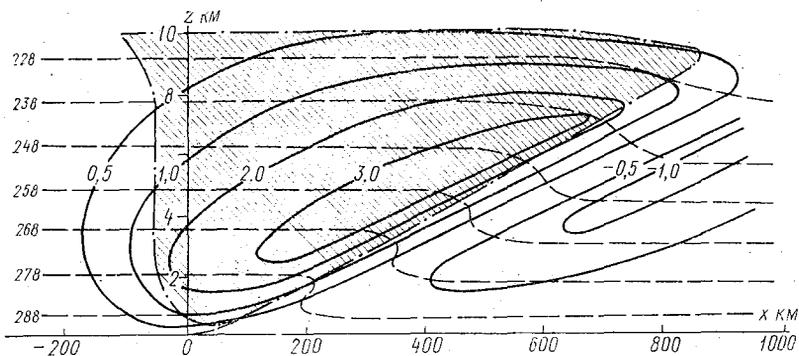


Рис. 3. Вертикальный разрез теплого фронта при $\Delta T = -10^\circ\text{C}$ и $\Delta v_g = 20$ м/с (обозначения — см. рис. 2).

Согласно этим данным, вертикальные скорости под влиянием ΔT существенных изменений не претерпевают, хотя и наблюдается смещение области максимальных ω в сторону больших x при увеличении $|\Delta T|$. Однако с ростом $|\Delta T|$ существенно уменьшается наклон фронтальной поверхности и, как следствие, высота нижней границы фронтальной облачности. Так, при $|\Delta T|$

равных 5, 10 и 20°С наклон фронтальной поверхности (тангенс угла наклона по отношению к горизонтальной поверхности) составляет 0,0187, 0,0095 и 0,0062 соответственно. Высота нижней границы облачности при $x=400$ км составляет 7,5; 3,8 и 2,5 км при $|\Delta T|$ равных 5, 10 и 20°С соответственно. Этот результат качественно согласуется с известной формулой Маргулеса, согласно которой с увеличением контраста температур во фронтальной зоне наклон фронтальной поверхности уменьшается.

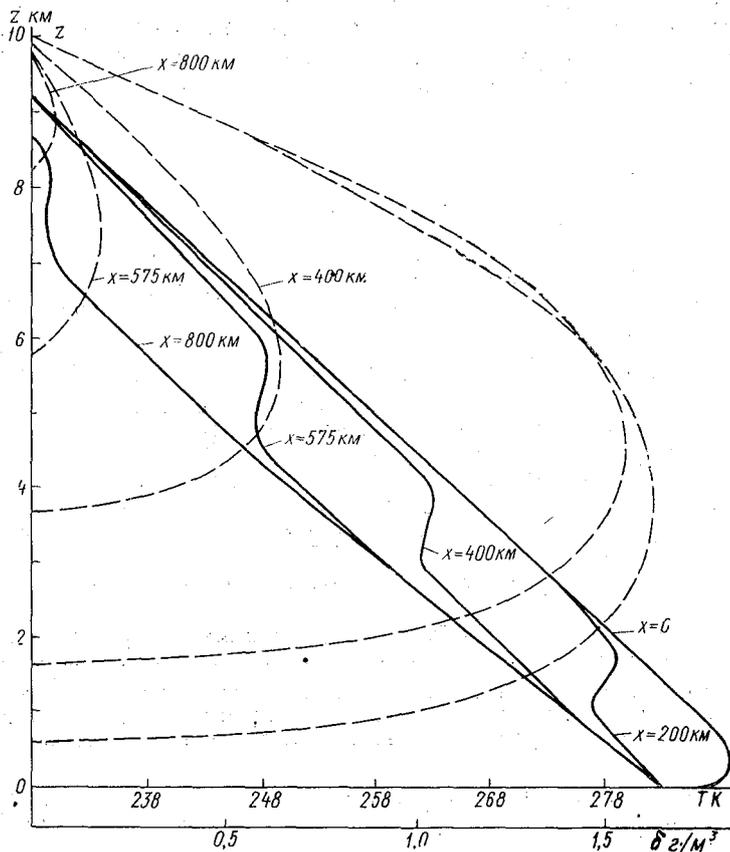


Рис. 4. Вертикальные профили влажности (г/м^3 , пунктирные кривые) и температуры воздуха (сплошные кривые) на различных расстояниях от приземного фронта ($\Delta T = -10^\circ\text{С}$, $\Delta v_g = 20$ м/с).

Результаты расчета вертикальных профилей влажности фронтальной облачности и температуры воздуха на различных расстояниях от приземного фронта приведены на рис. 4. На больших расстояниях от приземного фронта формируется облачность верх-

него яруса (Cs), водность которой исчисляется сотыми долями грамма на кубометр. По мере приближения к приземному фронту нижняя граница облачности опускается, а верхняя остается практически без изменения. На расстояниях от фронта меньше 575 км высота нижней границы облачности меньше 6 км, а вблизи фронта она около 500 м — это облачность *Ns* — *As*. Водность *Ns* — *As* достигает максимума на малых расстояниях от приземного фронта и в нижней части облачного массива. Рис. 4 показывает, что под влиянием тепла конденсации формируется инверсия температуры, располагающаяся тем выше, чем больше расстояние x от приземного фронта. Пространственное положение этих инверсий и приводит к образованию фронтальной зоны и располагающейся над ней фронтальной облачной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буйков М. В., Пирнач А. М. Численное моделирование облачных систем на фронтальных разделах. — Труды УкрНИГМИ, 1976, вып. 146, с. 3—23.
2. Буйков М. В., Пирнач А. М. Моделирование свойств облачной системы фронта окклюзии. — Труды УкрНИГМИ, 1977, вып. 161, с. 26—35.
3. Быкова Л. П., Матвеев Л. Т. Эволюция полей облачности и температуры в движущемся циклоне (численный эксперимент). — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 9, с. 900—919.
4. Дюбюк А. Ф. Вертикальные скорости, возникающие за счет трения в области фронта. — Труды ЦИП, 1951, вып. 26 (53), с. 11—18.
5. Дюбюк А. Ф. О вертикальных движениях в области движущихся фронтов. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1956, № 9, с. 1091—1098.
6. Лебедева Н. В. Вертикальные движения на фронте. — Труды ЦИП, 1965, вып. (72), с. 54—74.
7. Лушев Ю. Г., Матвеев Л. Т. Численная схема краткосрочного прогноза облачности. — Доклады АН СССР, 1966, т. 167, № 5, с. 1042—1045.
8. Матвеев Л. Т. Роль вертикальных токов и турбулентного перемешивания в формировании и эволюции слоистообразной облачности. — В сб.: Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Л., Гидрометеоздат, 1957, с. 37—42.
9. Матвеев Л. Т. Условия образования и эволюции облаков под влиянием вертикальных токов и турбулентного обмена. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 1, с. 130—140.
10. Матвеев Л. Т., Пономарева О. В. Условия образования низкой облачности и тумана вблизи фронтов. — Метеорология и гидрология, 1978, № 5, с. 33—41.
11. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. К теории адвективных туманов. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1978, т. XIV, № 2, с. 149—156.
12. Пономаренко И. Н., Кошенко Л. М. Облачные системы фронтов в связи с распределением вертикальных движений. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9, с. 930—941.
13. Ромов А. И. Вертикальные движения на атмосферных фронтах. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 6, с. 561—575.

АППРОКСИМАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГЕОПОТЕНЦИАЛА В НИЖНЕЙ СТРАТОСФЕРЕ АРКТИКИ ВЕСНОЙ

Знание термического и барического режимов высоких широт и условий их формирования необходимо для решения одной из основных проблем климатологии — изменения климата Земли. Арктика является областью, где небольшие устойчивые изменения температуры в тропосфере или стратосфере могут оказать влияние на интенсивность горизонтальных притоков тепла и влаги во внетропических широтах, а следовательно, изменение режима температуры и увлажнения.

В настоящее время имеется представление о режиме температуры в арктической стратосфере в теплое и холодное время года. В переходное время года и режим, и условия его формирования изучены значительно меньше. Решение этих вопросов затрудняет редкая сеть аэрологических станций, сравнительно короткие ряды, их неоднородность, большая изменчивость метеовеличин, обусловленная особенностями весенней перестройки. Цель работы — аппроксимация временных распределений температуры и геопотенциала в арктической стратосфере.

Исходными данными являются результаты радиозондирования температуры и геопотенциала за 1957—1964 гг. на советских и зарубежных станциях, расположенных за полярным кругом (табл. 1).

По ним для изобарических поверхностей 200, 100 и 50 мбар были определены климатические характеристики температуры и геопотенциала, которые являются параметрами их временного распределения. Произведена оценка точности их расчета. Определение параметров распределения производилось по алгоритмам.

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i,$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{X})^2}{N}},$$

$$A_x = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{X})^3}{N \sigma^3}$$

Список использованных станций

№ п/п	Название станции		
1	Амдерма		
2	о. Врангеля		
3	о. Диксон		
4	о. Котельный		
5	б. Тикси		
6	о. Уединения		
7	Уэлен		
8	Хатанга		
9	о. Хейса		
10	м. Челюскин		
11	о. Четырехстолбовой		
12	Алерт		
13	Бартер		
14	Барроу		
15	Исаксен		
16	Копермайн		
17	Коцебу		
18	Мак-Грат		
19	Моулд-Бей		
20	Норд		
21	Ном		
22	Резольют		
23	Торсхави		
24	Туле		
25	м. Тобин		
26	Фербенкс		
27	Фробишер		
28	Холл-Лейк		
29	Эгедесминне		
30	Ян-Майен		
31	Будё		
32	Бьернейя		
33	Эстерсунд		

$$E_{\bar{X}} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{X})^2}{N \sigma^2} - 3;$$

$$p_i = \frac{m_i}{N} \cdot 100\%,$$

где \bar{X} — многолетнее среднемесячное значение температуры или геопотенциала изобарических поверхностей 200, 100, 50 мбар; x_i — срочные значения температуры или геопотенциала; N — объем выборки; σ — среднее квадратическое отклонение температуры или геопотенциала; A — коэффициент асимметрии распределения температуры или геопотенциала; E — коэффициент эксцесса распределения температуры или геопотенциала; m_i — абсолютная частота рассматриваемых метеовеличин; p_i — вероятность метеовеличин.

Расчет параметров метеовеличин производился на ЭВМ «Минск-222». Значения их представлены в табл. 2.

Полученные климатические характеристики выражают свойства конкретной совокупности рядов наблюдений за 1957—1964 гг., по которым они были получены. Используемые совокупности являются ограниченными, как и любые статистические совокупности, и поэтому основные устойчивые во времени закономерности режима метеорологических величин могут в них оказаться заглушенными или искаженными вследствие действия второстепенных факторов. В связи с этим была произведена оценка точности расчета характеристик посредством определения стандартных ошибок:

$$\sigma_{\bar{X}} = \frac{\sigma_X}{N}, \quad \sigma_{\sigma} = \frac{\sigma_X}{\sqrt{2N}}, \quad \sigma_A = \sqrt{\frac{6}{N}}, \quad \sigma_E = \sqrt{\frac{24}{N}},$$

где $\sigma_{\bar{X}}$, σ_{σ} , σ_A , σ_E — стандартные ошибки соответственно средних многолетних значений температуры и геопотенциала, средних квадратических отклонений их, коэффициентов асимметрии и эксцесса этих метеовеличин.

Расчеты показали, что стандартные ошибки средних многолетних значений температуры изобарической поверхности 200 мбар колеблются в пределах 0,3—0,4°, средних квадратических отклонений ее 0,2—0,3°, коэффициентов асимметрии 0,17—0,20, коэффициентов эксцесса 0,34—0,40. Стандартные ошибки средних многолетних значений абсолютной высоты изобарической поверхности 200 мбар находятся в пределах 0,90—1,27 дкм, средних квадратических отклонений высоты 0,60—0,89 дкм, значений коэффициентов асимметрии 0,17—0,20, коэффициентов эксцесса 0,34—0,40. Величины стандартных ошибок определяются изменчивостью ряда σ и объемов выборки N [1]. С высотой значения ошибок возра-

Параметры распределения температуры (°C). Апрель (1957—1964 гг.)

Название станции	200 мбар				100 мбар				50 мбар			
	\bar{t}	σ_t	A_t	E_t	\bar{t}	σ_t	A_t	E_t	\bar{t}	σ_t	A_t	E_t
Амдерма	-50,9	6,1	-0,53	-0,33	-50,4	6,3	-0,62	-0,53	-50,5	7,5	—	—
о. Врангеля	-49,3	4,4	-0,38	0,54	-46,0	4,1	-0,34	0,55	-45,2	4,4	-0,26	-0,06
о. Диксон	-50,0	5,3	-0,45	-0,37	-49,8	6,1	-0,58	-0,77	-49,3	6,7	-0,72	-0,26
о. Котельный	-50,3	5,4	-0,32	0,33	-47,1	4,9	-1,01	0,88	-46,0	5,7	-0,91	0,38
б. Тикси	-50,9	4,9	-0,40	-0,19	-48,0	4,8	-0,73	-0,38	-46,1	5,4	-0,80	0,64
о. Уединения	-50,7	5,5	-0,25	-0,90	-50,5	6,8	-0,52	-0,96	-50,4	7,4	-0,71	-0,34
Уэлен	-49,2	—	—	—	-46,2	3,7	-0,01	-0,62	-45,6	4,2	0,46	-0,18
Хатанга	-51,0	5,3	-0,36	-0,41	-48,0	5,3	-0,85	0,07	-46,3	5,3	-0,60	-0,30
о. Хейса	-51,1	6,1	-0,19	-0,72	-49,8	6,4	-0,53	-0,72	-49,5	6,1	-0,68	-0,29
м. Челюскин	-50,3	5,7	-0,03	-0,39	-48,2	—	—	—	-47,2	7,1	-0,67	-0,39
о. Четырехстолбовой	-49,5	4,6	-0,22	-0,26	-45,8	3,9	-0,83	1,18	—	—	—	—
Исаксен	-46,3	4,8	-0,86	0,60	-46,7	5,9	-1,02	0,91	-48,0	6,8	-0,69	-0,13
Резольют	-46,3	4,9	-0,56	0,05	-47,0	5,4	-0,73	-0,01	-48,6	6,2	-0,38	-0,75
Моулд-Бей	-46,7	4,8	-0,74	0,36	-47,0	5,2	-0,69	-0,35	-48,2	6,0	-0,29	-0,58
Алерт	-47,3	4,9	-1,01	0,84	-48,2	6,1	-1,33	-1,72	-49,6	6,7	-0,62	-0,18
Туле	-47,1	4,8	-0,92	0,85	-48,2	5,7	-0,66	0,36	-48,9	5,6	-0,51	-0,44
Норд	-48,3	5,5	-0,92	1,01	-49,0	5,8	-1,13	0,99	-48,5	5,3	-0,98	0,26
Ян-Майен	-49,8	6,0	-0,74	0,36	-51,3	4,8	-0,89	0,45	-52,5	5,4	-0,81	-0,28
Бьернейя	-50,2	6,4	-0,91	0,78	-51,3	6,1	-0,79	-0,19	-52,6	7,0	-0,76	-0,43
Будё	-51,4	6,1	-0,92	0,88	-52,4	4,8	-1,05	—	-53,9	5,8	-1,16	0,75

стают вследствие убывания числа наблюдений и возрастания изменчивости.

Пределы колебаний ошибок позволяют считать, что используемые ряды и число наблюдений порядка (120—200) достаточны для определения климатических характеристик температуры и геопотенциала. Полученные характеристики отражают свойства используемых рядов.

Значения климатических характеристик для советских и части зарубежных станций приведены в табл. 2, 3 и в работе [3]. Совместный анализ их показал, что временное распределение температуры и геопотенциала характеризуется значительной изменчивостью относительно средних значений. На изобарической поверхности 200 мбар значения среднеквадратических отклонений температуры (σ_t) порядка 5—6°, геопотенциала (σ_H) 14—17 дкм. С высотой изменчивость метеовеличин возрастает и на изобарической поверхности 50 мбар значения σ_t достигают 7,5°, σ_H 33 дкм. Пространственное распределение σ_t и σ_H в слое 200—50 мбар характеризуется неоднородностью. Центральные части максимальной изменчивости температуры и геопотенциала располагаются над Арктическим бассейном.

Сравнительно большая изменчивость метеовеличин в арктической стратосфере в апреле обусловлена особенностями весенней перестройки, термического режима и преобладающих условий циркуляции.

Из работ В. Р. Дубенцова, А. И. Угрюмова [2, 5, 6] известно, что в арктической стратосфере весной наблюдаются годы с ранней и поздней перестройкой полей температуры и геопотенциала. На основании анализа карт барической топографии 10 мбар за период с 1958 по 1966 гг. А. И. Угрюмов показал, что сроки образования летнего стратосферного теплого антициклона над высокими широтами колеблются в течение двух месяцев:

Год . . .	1958	1959	1960	1961	1962	1963	1964	1965	1966
Дата . . .	10/V	20/III	17/IV	15/III	1/V	10/V	19/III	18/IV	25/IV

Таким образом, в апреле в годы с ранней перестройкой над арктическим бассейном наблюдается устойчивый теплый антициклон, почти симметрично расположенный относительно полюса, значения температуры близки к максимальным, в годы с поздней перестройкой сохраняется зимняя приполюсная область холода и соответствующий ей циклон. Предполагается, что ранняя перестройка полей температуры и геопотенциала происходит в годы с интенсивным межширотным обменом воздушных масс в стратосфере и притоком тепла из умеренных широт.

Исходя из анализа пространственного распределения коэффициентов асимметрии и эксцесса в нижней стратосфере (200—50 мбар), можно видеть, что над большей частью исследуемой

Основные параметры распределения геопотенциала (ДКМ). Апрель (1957—1964 г. г.)

Станция	200 мбар				100 мбар				50 мбар			
	\bar{H}	σ_H	A_H	E_H	\bar{H}	σ_H	A_H	E_H	\bar{H}	σ_H	A_H	E_H
Амдерма	1130	15,3	0,44	0,39	1583	18,2	-0,68	0,29	2038	26,2	-1,18	0,78
о. Врангеля	1132	14,9	0,37	0,45	—	—	—	—	2054	18,9	-0,48	0,56
о. Диксон	1118	14,4	-0,16	-0,03	1573	20,8	0,58	-0,20	2029	31,6	-0,60	-0,64
о. Котельный	1124	12,1	-0,11	-0,31	1580	17,7	+0,50	-0,62	2040	26,5	-0,89	0,12
б. Тикси	1122	12,8	-0,21	0,12	1576	18,9	-0,28	-0,39	2037	26,4	-0,58	0,11
о. Уединения	1116	15,3	-0,22	0,10	1569	23,5	-0,56	-0,61	2022	—	—	0,10
Уэлен	1140	16,8	0,36	0,32	1599	17,3	1,14	3,96	2061	16,0	0,36	0,02
Хаганга	1117	14,3	-0,86	—	1574	19,2	-0,65	-0,21	2034	23,5	-0,76	0,19
о. Хейса	1121	16,6	-0,20	0,11	1576	22,1	-0,66	-0,20	2033	31,0	-0,71	-0,30
Челюскин	1118	14,2	-0,23	-0,34	1573	22,8	-0,55	-0,74	2034	33,4	-0,68	-0,67
Моулд-Бей	1125	15,1	0,27	-0,40	1585	17,0	-0,97	1,04	2044	24,1	-1,58	2,37
Исаксен	1122	16,2	0,17	-0,48	1583	20,4	-1,13	1,36	2041	31,7	-1,70	1,99
Резольют	1123	16,8	0,21	-0,56	1583	17,8	-0,82	1,15	2039	26,4	-1,57	2,04
Алерт	1122	14,6	-0,52	0,14	1580	22,8	-1,32	1,30	2034	33,1	-1,44	1,59
Туле	1121	17,0	0,18	-0,51	1579	21,1	-0,86	1,05	2038	26,9	-1,71	3,84
Норд	1124	14,0	-0,70	0,45	1581	21,9	-1,30	1,28	2045	22,0	-1,15	—
Ян-Майен	1140	13,8	-0,46	0,82	1592	17,8	-1,33	—	2043	25,1	-1,28	—
Бьернейя	1132	14,6	-0,23	-0,58	1584	19,9	-0,71	-0,11	2034	30,2	-1,05	0,84
Буде	1144	15,5	-0,78	0,73	1594	18,2	-0,97	0,62	2040	24,5	-1,04	0,75

территории эмпирические распределения температуры и геопотенциала преимущественно островершинны ($E > 0,75$) и характеризуются значительной отрицательной асимметрией ($< -0,50$).

Известно, что коэффициенты асимметрии и эксцесса имеют самостоятельное физическое значение. Наличие значительной отрицательной асимметрии температуры и геопотенциала изобарических поверхностей 200, 100, 50 мбар указывает на то, что в нижней арктической стратосфере в апреле преобладает теплый антициклон, соответствующий летним условиям циркуляции. Запоздание в перестройке зимней циркуляции в отдельные годы и сохранение холодного циклона в апреле и обуславливает значительную отрицательную асимметрию температуры и геопотенциала в этом слое.

В результате временные ряды температуры и геопотенциала характеризуются сравнительно большой общей изменчивостью.

С целью аппроксимации эмпирических распределений температуры и геопотенциала изобарических поверхностей 200—50 мбар по использованным рядам температуры и геопотенциала за восемь лет были построены дифференциальные и интегральные кривые фактического распределения. Вид построенных кривых, параметры распределения, представление о физических процессах формирования термического и барического режимов в арктической стратосфере, показали, что фактическое распределение этих метеовеличин следует аппроксимировать следующими теоретическими законами.

1. Нормальным распределением выравнивались симметричные распределения температуры и геопотенциала, в случае, если коэффициенты асимметрии и эксцесса не превышали удвоенных ошибок их определения:

$$-0,50 < A < 0,50,$$

$$-0,70 < E < 0,70.$$

Плотность вероятности в дифференциальном виде, как известно, задается функцией

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x_i - \bar{x})^2}{2\sigma^2}},$$

в интегральном виде — функцией

$$F(x) = p(\xi < x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x f(x) dx,$$

где \bar{X} и σ — многолетние среднемесячные и среднеквадратические значения температуры и геопотенциала в апреле (1957—1964 гг.); x_i — срединные значения градаций.

Значения теоретических вероятностей определялись по грациям сгруппированных рядов по формуле

$$p_k^* = \frac{hb}{\sigma_t} \cdot Z_t,$$

где p_k^* — теоретическая вероятность k -й градации ряда; b — ширина градации; Z_t — вспомогательная функция,

$$Z_t = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}}, \quad t = \frac{x_i - \bar{X}}{\sigma},$$

где x_i — срединное значение метеовеличин в k -й градации; \bar{X} — среднemesячное значение метеовеличин в апреле; σ — среднеквадратическое отклонение метеовеличин.

Значение Z_t определялось по вспомогательным таблицам.

2. Распределением Шарлье выравнивались преимущественно островершинные распределения температуры и геопотенциала при умеренной положительной или отрицательной асимметрии:

$$-0,50 < A < 1,30,$$

$$-0,90 < E < 1,20.$$

Распределение Шарлье, как известно, можно характеризовать уравнением

$$\varphi(t) = f_0(t) \left[1 + \frac{1}{\sigma} \mu_3 H_3(t) + \frac{1}{24} (\mu_3 - 3) H_4(t) \right].$$

Здесь $f_0(t)$ — плотность вероятности нормального распределения

$$\mu_q = \sum_1^k (x_i - \bar{X})_p^q,$$

где μ_q — центральный момент q -го порядка температуры или геопотенциала; k — число градаций; x_i — срединное значение градации; p — эмпирическая вероятность k -й градации.

3. Логнормальным распределением выравнивались островершинные распределения геопотенциала, характеризующиеся умеренной положительной асимметрией:

$$0,70 < A < 1,20,$$

$$1,20 < E < 4,00.$$

Плотность вероятности логнормального распределения $f(X)$ при $y = \ln x$ задается функцией

$$f(X) = \frac{1}{x \sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(\ln x - \ln \bar{x})^2}{2\sigma^2}},$$

где \bar{X} и σ — параметры распределения. Их можно приближенно выразить через характеристики исходного ряда:

$$\bar{X} = \frac{\overline{X^2}}{\sqrt{\overline{X^2}}}, \quad \sigma^2 = 2 \ln \frac{\sqrt{\overline{X^2}}}{\bar{X}}.$$

Выравнивание временных рядов по логнормальному закону было произведено с помощью преобразования Джонсона [4]. Преобразующая функция имеет вид

$$y = a + b \ln(x - c).$$

Выравнивание распределения случайной величины производилось в следующей последовательности.

1. Вычислялись σ_y^2 и параметр ω :

$$\omega = \left(\frac{1}{2} A + \sqrt{\frac{1}{4} A^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{2} A - \sqrt{\frac{1}{4} A^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\sigma_y^2 = \ln(1 + \omega^2).$$

2. Вычислялись нормированные и центрированные значения y для значений x , соответствующих границам интервалов фактического распределения.

3. Теоретические вероятности определялись по таблицам, приведенным в работах [1, 4].

Дополнительным критерием, устанавливающим соответствие фактического распределения геопотенциала логнормальному, является сравнение коэффициентов эксцесса, вычисленных из фактических распределений и по формуле

$$E' = [A^2 + 2(3\omega + 8)].$$

В случае, если различия между E и E' не превышают 30%, распределение случайной величины считалось логнормальным.

4. Обратным логнормальным распределением выравнивались островершинные распределения метеовеличин, характеризующиеся существенной отрицательной асимметрией:

$$|0,80| < A < |1,70|,$$

$$1,20 < E < 3,90.$$

В этом случае коэффициент асимметрии A и дополнительный параметр ω являются отрицательными.

5. Бимодальным распределением, которое можно рассматривать как комбинацию двух нормальных распределений, выравни-

вались двухвершинные фактические распределения геопотенциала:

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} e^{-\frac{z^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}}$$

где $\varphi(z)$ — плотность вероятности; σ_1 и σ_2 — дисперсии случайных величин.

Для оценки количественной меры расхождения между эмпирическими и теоретическими распределениями метеоэлементов были вычислены критерии согласия Пирсона и Колмогорова. Определение критерия Пирсона производилось по формуле

$$\chi^2 = N \cdot \sum_1^N \frac{(p_k - p_k^*)^2}{p_k^*},$$

где k — число градаций сгруппированного ряда; p — эмпирическая вероятность; p^* — теоретическая вероятность.

Вычисление критерия Колмогорова производилось по формуле

$$\lambda = D \sqrt{N}.$$

Здесь N — число наблюдений $D = |F^*(x_i) - F(x_i)|_{\max}$,

где $F(x)$ — непрерывная интегральная функция случайной величины; $F^*(x)$ — функция накопленных вероятностей эмпирического распределения.

Значения χ и λ представлены в табл. 4,5.

Таблица 4

Сравнение критериев согласия Пирсона (χ^2) и Колмогорова (λ) с их критическими значениями, соответствующими вероятности 5%. Температура воздуха

Станция	200 мбар				100 мбар				50 мбар			
	χ^2	χ_0^2	λ	λ_0	χ^2	χ_0^2	λ	λ_0	χ^2	χ_0^2	λ	λ_0
Амдерма	9,4	12,6	0,92	1,36	9,3	9,5	0,68	1,36	—	—	—	—
о. Врангеля	5,4	9,5	0,72	1,36	6,1	9,5	0,29	1,36	5,8	9,5	0,49	1,36
о. Диксон	7,6	11,1	0,57	1,36	2,9	7,8	0,45	1,36	—	—	—	—
о. Котельный	7,7	12,6	0,84	1,36	1,6	9,5	0,14	1,36	4,7	9,5	1,04	1,36
б. Тикси	10,8	11,1	0,78	1,36	3,0	9,5	0,43	1,36	4,2	9,5	0,44	1,36
о. Уединения	6,5	7,8	1,15	1,36	4,4	9,5	0,16	1,36	—	—	—	—
м. Уэлен	—	—	—	—	4,0	6,0	0,88	1,36	5,2	7,8	0,65	1,36
Хатанга	7,7	9,5	0,81	1,36	7,8	9,5	0,23	1,36	5,2	7,8	0,61	1,36
о. Хейса	5,3	11,1	0,89	1,36	5,7	9,5	0,45	1,36	6,4	11,1	1,02	1,36
м. Челюскин	7,5	12,6	0,53	1,36	—	—	—	—	10,6	12,6	0,73	1,36
о. Четырехстолбовой	5,7	9,5	0,41	1,36	9,1	9,5	0,82	1,36	—	—	—	—

Примечание. χ_0 и λ_0 — критические значения критериев согласия.

Таблица 5

Сравнение критериев согласия Пирсона (χ^2) и Колмогорова (λ) с их критическими значениями, соответствующими вероятности 5%.
Высота изобарических поверхностей

Станция	200 мбар				100 мбар				50 мбар			
	χ^2	χ^2_0	λ	λ_0	χ^2	χ^2_0	λ	λ_0	χ^2	χ^2_0	λ	λ_0
Амдерма	3,5	6,0	0,35	1,36	4,4	7,8	0,49	1,36	—	—	—	—
о. Врангеля	4,9	6,0	0,95	1,36	3,8	7,8	0,30	1,36	3,8	7,8	0,30	1,36
о. Диксон	3,6	6,0	0,39	1,36	7,3	7,8	0,94	1,36	—	—	—	—
о. Котельный.	3,5	3,8	0,75	1,36	2,8	3,8	0,30	1,36	9,3	9,5	1,31	1,36
б. Тикси	1,1	3,8	0,15	1,36	3,7	6,0	0,80	1,36	—	—	—	—
о. Уединения	3,5	6,0	0,97	1,36	—	—	—	—	—	—	—	—
м. Уэлен	5,0	7,8	1,18	1,36	5,2	9,5	0,52	1,36	3,5	6,0	0,68	1,36
Хатанга	4,1	7,8	0,09	1,36					0,8	7,8	0,34	1,36
о. Хейса	2,4	7,8	0,69	1,36	4,7	6,0	1,29	1,36	6,9	9,5	0,41	1,36
м. Челюскин	3,6	3,8	0,71	1,36	6,4	9,5	0,47	1,36	6,4	9,5	0,47	1,36

Параметры фактического распределения температуры и геопотенциала изобарических поверхностей 200, 100 и 50 мбар и аппроксимирующие их типы теоретических распределений были картированы (рис. 1, 2). Эти карты позволяют для любой точки нижней арктической стратосферы быстро определить теоретические вероятности и, зная их, рассчитать многие климатические характеристики, соответствующие бесконечно большой статистической совокупности, определить значимость возможных отклонений.

Таким образом, в арктической стратосфере фактическое распределение температуры изобарических поверхностей 200, 100, 50 мбар следует аппроксимировать тремя теоретическими законами: нормальным, Шарлье и бимодальным. Фактическое распределение геопотенциала изобарических поверхностей 200, 100, 50 мбар характеризуется большим разнообразием. В отличие от температуры его следует аппроксимировать пятью теоретическими законами: нормальным, Шарлье, бимодальным, логнормальным и обратным логнормальным. Пространственное распределение действия этих законов представлено на рис. 1, 2. Из рисунков следует.

1. Нормальное распределение температуры и геопотенциала отмечается в слоях, где вклад всех факторов, формирующих термический и барический режимы, примерно одинаковы. Основными из них как известно являются радиационные притоки тепла, горизонтальные притоки тепла, адиабатические изменения температуры.

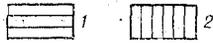
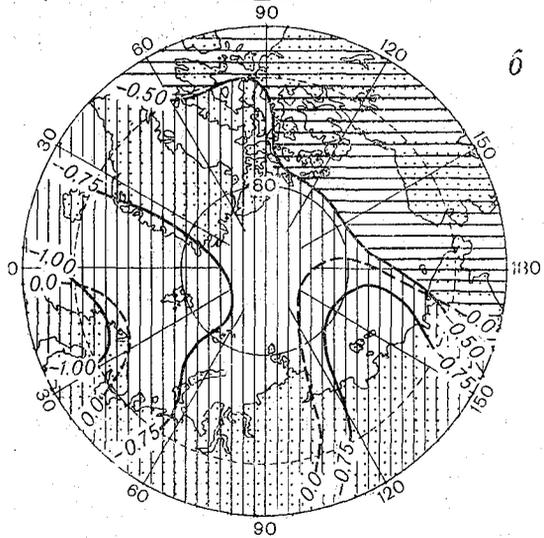
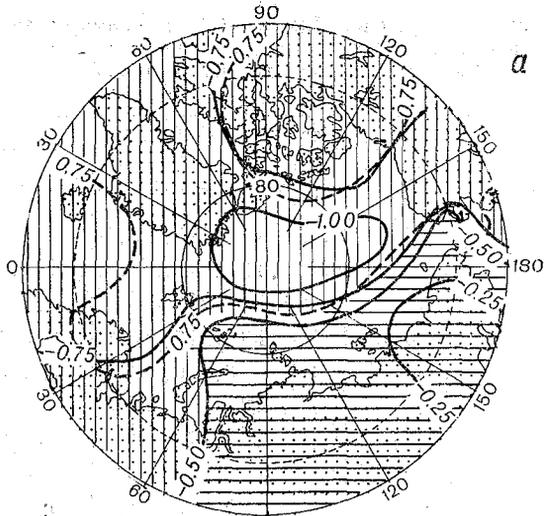


Рис. 1. Типы распределения температуры в арктической стратосфере в апреле на изобарических поверхностях:

a—200 мбар; *б*—50 мбар; ———— изолинии равных значений коэффициентов асимметрии; изолинии равных значений коэффициентов эксцесса; 1—нормальное распределение; 2—распределение Шарлье

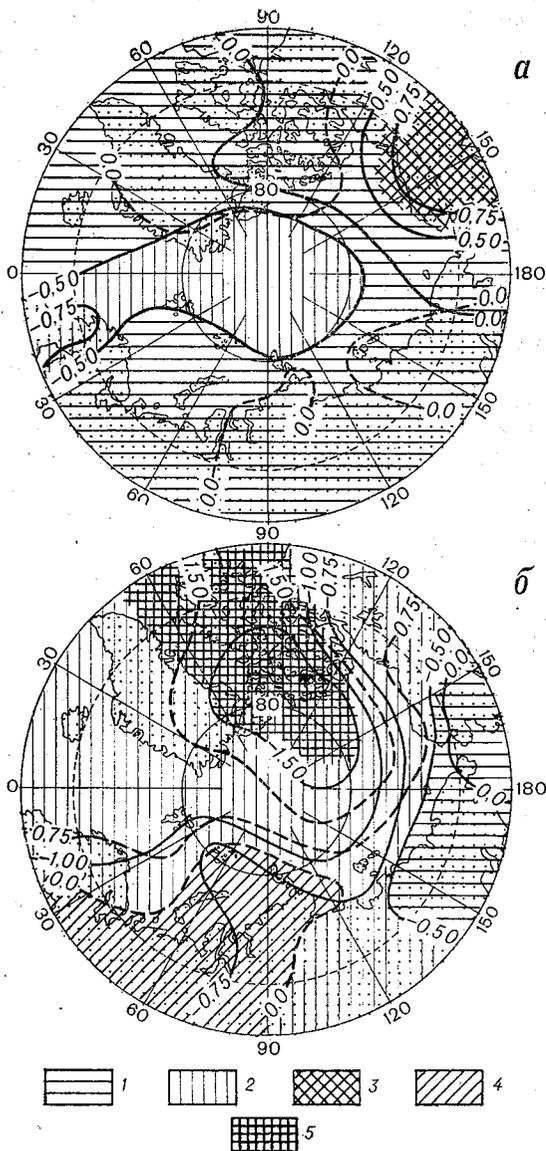


Рис. 2. Типы распределения геопотенциала в арктической стратосфере в апреле изобарических поверхностей:

a—200 мбар; *б*—50 мбар; ———— изолинии равных значений коэффициентов асимметрии; - - - - - изолинии равных значений коэффициентов эксцесса; 1—нормальное распределение; 2—распределение Шарлье; 3—логнормальное распределение; 4—бимодальное распределение; 5—обратное логнормальное распределение

2. Распределение Шарлье наблюдается в слоях над районами где преобладающие условия термического или барического режима были нарушены. Например, над Арктическим бассейном в апреле вследствие радиационного прогрева происходит формирование области тепла, которой соответствует стратосферный антициклон. Однако в отдельные годы запоздание в перестройке термобарических полей обуславливает отрицательную асимметрию в распределение метеовеличин.

3. Бимодальное распределение температуры и геопотенциала которое рассматривается как комбинация двух нормальных распределений, отмечается над районами, где наблюдается два термических и два барических как бы самостоятельных режима. Они характеризуются различными средними, но близкими значениями дисперсии. Большую вероятность имеет мода, характеризующаяся более высокими значениями метеовеличин.

4. Логнормальное и обратное логнормальное распределение наблюдается в слоях над районами, где отчетливо преобладает одна, две градации метеовеличин. Резкое нарушение преобладающих условий обуславливает значительную положительную или отрицательную асимметрию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брукс К., Краузерс Н. Применение статистических методов в метеорологии. — Л.: Гидрометеоздат, 1963, с. 88—112.
2. Дубенцов В. Р. Воздушные течения и распределение температуры в стратосфере и мезосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1965, с. 36—42.
3. Климат свободной атмосферы зарубежной Арктики. Под ред. Долгина И. М. и Гавриловой Л. А. Л.: Гидрометеоздат, 1974, с. 67—77, 125—136.
4. Кобышева Н. В. Косвенные расчеты климатических характеристик. — Л.: Гидрометеоздат, 1971, с. 50—58, 73—82.
5. Угрюмов А. И. Весенняя перестройка циркуляции в стратосфере в 1968 году. — Метеорология и гидрология, 1968, № 9, с. 96—98.
6. Угрюмов А. И. Интенсивность межширотного обмена в стратосфере и весенние перестройки циркуляции. — Метеорология и гидрология, 1968, № 4, с. 23—33.

УДК 551.551+551.511+532.507

А. М. КРИГЕЛЬ (ЛГМИ)

ТУРБУЛЕНТНАЯ СРЕДА КАК НЕЛИНЕЙНЫЙ ПРОВОДНИК

Гидродинамика ламинарных течений незнакома с проявлениями свойств нелинейной проводимости жидкости. Действительно,

проводимость тепла, примесей и количества движения определяется коэффициентами молекулярной теплопроводности диффузии и вязкости, которые, хотя и зависят от термодинамических параметров состояния, в задачах гидродинамики могут считаться константами.

Турбулентная среда является объектом более сложным. Хотя уравнения динамики турбулентной жидкости и следуют из уравнений гидродинамики, они по сути дела описывают объект с новыми физическими свойствами. Изучение этих свойств является предметом статистической гидромеханики. Статистическая гидромеханика устанавливает новые физические свойства жидкости, связанные с ее турбулентным движением. Взаимоотношение статистической и классической гидромеханики в определенном смысле аналогично соотношению статистической физики и механики материальной точки. Явление нелинейной проводимости представляет собой пример феномена, существенно связанного со статистическим характером движений в турбулентной среде. Нелинейная проводимость турбулентной среды проявляется в функциональной связи коэффициентов турбулентного переноса и стратификации, чем обуславливается нелинейная зависимость потока от градиента температуры.

Рассмотрим в качестве примера вентильные свойства турбулентности в планетарном пограничном слое. Вертикальный турбулентный поток тепла в значительной степени определяет уровень турбулентности и турбулентную проводимость тепла, количества движения и примеси. Если тепло переносится турбулентными движениями вверх, что соответствует неустойчиво-стратифицированному пограничному слою, то коэффициент турбулентной теплопроводности оказывается выше, чем при обратном направлении теплового потока. На рис. 1 показаны результаты расчета значения среднего по пограничному слою коэффициента турбулентной вязкости в зависимости от термической стратификации. (Данные заимствованы из [1]).

Кривая, изображенная на рис. 1, демонстрирует сильную зависимость коэффициента турбулентной вязкости от стратификации. Коэффициент турбулентной теплопроводности пропорционален коэффициенту турбулентной вязкости. Коэффициент пропорциональности α_T в свою очередь также зависит от направления турбулентного потока тепла, что еще более усиливает нелинейный характер проводимости тепла по сравнению с проводимостью количества движения. Налицо свойства нелинейной проводимости турбулентной среды в планетарном слое атмосферы. Эти свойства проявляются не только для пограничного слоя как целого, но и в каждой его точке. Очевидно, что нелинейная теплопроводность турбулентной среды более выражена там, где большую роль играют термические факторы по сравнению с динамическими, то есть в верхней части пограничного слоя атмосферы, в нижней

части пограничного подповерхностного слоя моря и при большей неустойчивости.

Аналогичные свойства проявляются и в переносе количества движения. На рис. 2 в качестве примера показана зависимость среднего по всему пограничному слою атмосферы коэффициента турбулентной вязкости от скорости геострофического ветра. Проводимость количества движения турбулентным пограничным слоем растет с увеличением скорости потока относительно подстилающей поверхности несколько медленнее, чем по квадратичному закону.

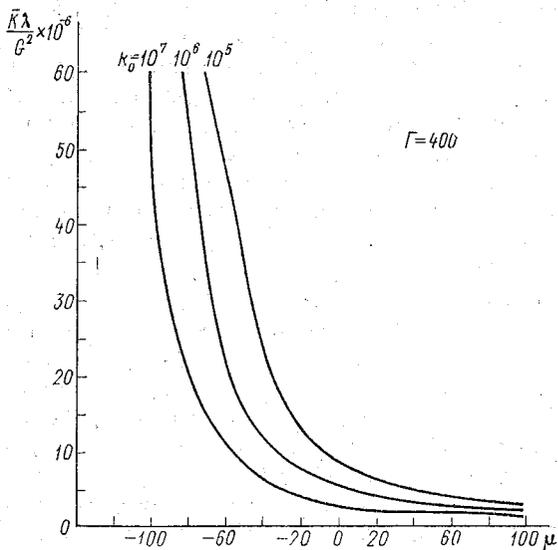


Рис. 1. Зависимость среднего по всему пограничному слою атмосферы коэффициента турбулентной вязкости \bar{K} от параметра стратификации нижней части пограничного слоя:

$\mu = \beta \alpha_T^2 P_0 / \rho c_p \lambda u_*^2$; $\Gamma = \alpha_T \beta \chi^4 (\gamma_a - \gamma_H) / \lambda^2$; $P_0 = G / \lambda z_0$; β — параметр плавучести; χ — постоянная Кармана; P_c — вертикальный турбулентный поток тепла у поверхности земли; ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ — параметр Кориолиса; u_* — скорость трения; α_T — турбулентное число Прандтля; γ_a — адиабатический градиент; γ_H — градиент температуры в верхней части пограничного слоя; G — скорость геострофического ветра; z_0 — параметр шероховатости

Нелинейная проводимость турбулентной среды приводит к возможности образования теплового и динамического «насосов». Случайные колебания турбулентных потоков при наличии нелинейной проводимости создают эффект накачки переносимой субстанции в том направлении, в котором проводимость больше.

Рассмотрим принцип действия насоса. Пусть поток S и градиент dT/dx связаны соотношением

$$S = -K \frac{dT}{dx}, \quad (1)$$

где K — коэффициент турбулентного переноса некоторой субстанции T .

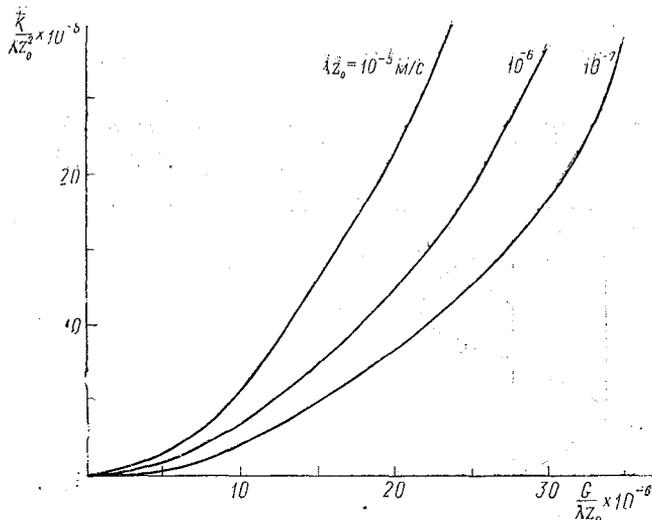


Рис. 2. Зависимость среднего по пограничному слою атмосферы коэффициента турбулентной вязкости от скорости геострофического ветра.

Пусть градиент dT/dx совершает периодические колебания около нуля. Если коэффициент K не является константой, а зависит от градиента, то форма периодических колебаний потока не будет подобна форме колебаний градиента (рис. 3). В результате чего среднее за период значение \bar{S} соответствует некоторому градиенту γ , отличному от нуля. В результате осреднения за период соотношение (1) приняло вид

$$\bar{S} = -\bar{K} \left(\frac{d\bar{T}}{dx} + \gamma \right). \quad (2)$$

Величина $\gamma = (\overline{K'dT'/dx})/\bar{K}$ очевидно определяется зависимостью K от dT/dx и амплитудой колебаний.

Нелинейная зависимость коэффициента турбулентности K от градиента температуры нарушает подобие суточного хода характеристик термической стратификации в пограничном слое. Параметр термической стратификации Казанского—Монина, опреде-

ленный по градиентным измерениям вблизи поверхности земли колеблется в течение суток примерно по гармоническому закону, в то время как параметр Γ , характеризующий стратификацию верхней части пограничного слоя, колеблется явно ангармонически [2]:

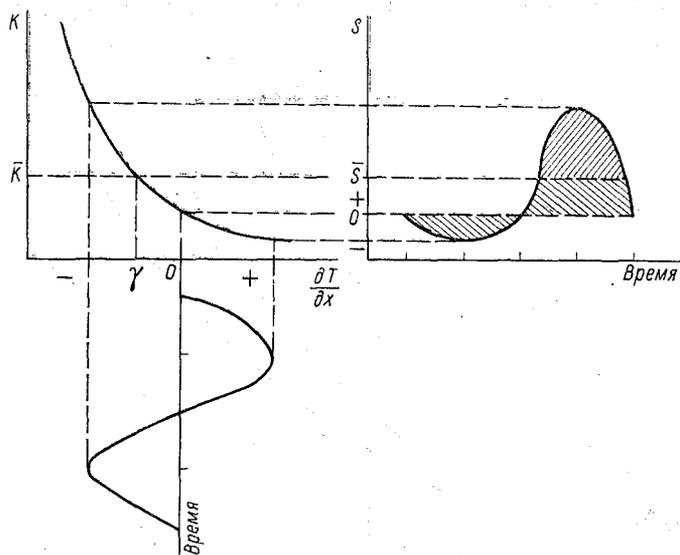


Рис. 3. К принципу работы насоса в турбулентной среде с нелинейными свойствами.

В пограничном слое тепло накачивается в верхнюю часть, в результате чего средний градиент температуры отличается от адиабатического. Создается эффект «отрицательной теплопроводности». Отрицательная теплопроводность известна в метеорологии пограничного слоя как «парадокс Шмидта». Возможность проявления в этом феномене вентильных свойств турбулентной среды указана в [3—5]. Вокруг причин отличия среднего вертикального градиента температуры от адиабатического развернулась острая полемика, продолжающаяся более 30 лет. Не отрицая в принципе возможность вентильного механизма, в ходе дискуссии обсуждались и другие процессы, формирующие профиль температуры в пограничном слое [6—10]. Величина γ получила название «равновесный градиент температуры» [6, 7], которое, однако, нельзя признать удачным, поскольку вентильная проводимость — существенно неравновесный процесс. Отличие среднего вертикального градиента температуры от адиабатического в равновесных условиях равносильно возможности построения вечного двигателя.

Нелинейная проводимость количества движения создает возможность образования также и динамического насоса. Поскольку

с увеличением направленного вниз турбулентного потока количества движения его проводимость в пограничном слое возрастает, количество движения накачивается вниз. Искажается профиль средней скорости потока, нарушается привычная связь между потоком количества движения и градиентом средней скорости. Турбулентный перенос других неpassивных субстанций также способен к проявлению свойств нелинейной проводимости. Механизм действия насоса в этом случае аналогичен изложенному.

Из сказанного выше видно, что любопытные проявления нелинейной проводимости турбулентной среды существенно связаны с турбулентной нестационарностью. В связи с нелинейной проводимостью возникают различия между величинами, осредненными за разный период времени. Отмеченная зависимость от масштаба осреднения определяется и формой спектра турбулентности. Ведь средняя амплитуда турбулентных флуктуаций определяется положением точки на спектральной кривой, соответствующей периоду осреднения, а от средней амплитуды флуктуаций зависит γ . Так, например, сказанное выше, позволяет заключить, что градиент температуры в пограничном слое должен оказаться по абсолютной величине большим, а геострофический коэффициент трения — меньшим при осреднении за часовой интервал по сравнению с данными, полученными осреднением за период порядка нескольких суток. Эти рассуждения следует иметь в виду при сопоставлении теории с фактическими данными.

Было бы ошибкой думать, что обсуждаемый вопрос является лишь формальным следствием способа осреднения наблюдаемых величин. Нет, перед нами объективный факт проявления турбулентной средой специфических свойств — нелинейной проводимости. Эти свойства связаны не только с турбулентностью в пограничном слое, которые здесь рассмотрены лишь в качестве примера.

Изложенные соображения заставляют критически подойти к современным полуэмпирическим теориям турбулентных геофизических течений. Гипотезы замыкания, связывающие потоки и градиенты, требуют пересмотра. Этот вывод может показаться совершенно неожиданным. Ведь нелинейная проводимость, рассмотренная в этой статье, иллюстрируется расчетами (см. рис. 1, 2), сделанными на основе классической полуэмпирической теории турбулентности в планетарном пограничном слое. Однако рассуждения, приведенные выше, указывают на зависимость вида градиентных соотношений от периода осреднения. И если для теории, справедливой для достаточно малых периодов осреднения, можно допустить (1), то при увеличении периода осреднения мы должны заменить (1) на (2). Это относится ко всем видам турбулентных потоков, величины которых нелинейно связаны с коэффициентами переноса. В качестве других возможных проявлений нелинейной проводимости турбулентной среды в геофизической ги-

дродинамике можно назвать явление отрицательной вязкости и отрицательной теплопроводности в области струйных течений в атмосфере, в океане и в лабораторных экспериментах [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов А. М. Расчетные профили метеорологических характеристик в планетарном пограничном слое атмосферы. — Л., изд. ЛГМИ, 1975. — 98 с.
2. Досычева Н. Е., Кригель А. М. Параметры термической стратификации планетарного пограничного слоя. — Метеорология и гидрология, 1981, № 1, с. 102—105.
3. Lettau H. Zur Wärmeaustausch paradoxon von W. Schmidt. — Ann. d. Hydr. u. Marit. Met., 1941, 69, No 12.
4. Retjen I. Zum Wärmeaustausch paradoxon von W. Schmidt. — Ann. d. Hydr. u. Marit. Met., 1941, 69, No 1.
5. Retjen P. Labile Gleitumlagerung. — Ann. d. Hydr. u. Marit. Met., 1941, 69, No 10.
6. Будыко М. И., Юдин М. И. Условия термического равновесия в атмосфере. — Доклады АН СССР, 1946, 53, № 7, с. 611—614.
7. Будыко М. И., Юдин М. И. Тепловой обмен поверхности Земли с атмосферой и равновесный градиент температуры. — Метеорология и гидрология, 1948, № 1, с. 16—29.
8. Монин А. С. О так называемом равновесном градиенте температуры. — Изв. АН СССР, ФАО, 1965, 1, № 6, с. 649—650.
9. Монин А. С. О турбулентном теплообмене в поле архимедовых сил. — Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1966, № 1, с. 37—43.
10. Юдин М. И. О равновесном градиенте температуры. — Изв. АН СССР, ФАО, 1966, 2, № 2, с. 208—216.
11. Старр В. П. Физика явлений с отрицательной вязкостью. — М.: Мир, 1971, — 260 с.

УДК 581.14.032

А. З. АЛЕКСАНДРОВА (ЛГПИ)

ДЕЙСТВИЕ ИЗБЫТОЧНОГО УВЛАЖНЕНИЯ ПОЧВЫ НА УРОЖАЙ ЯЧМЕНЯ В РАЗНЫЕ ПЕРИОДЫ ЕГО РАЗВИТИЯ

Видное место в ряду основных зерновых культур (пшеница, рис, кукуруза) занимает ячмень. На территории нашей страны его посевы распространены практически повсеместно и площади возделывания постоянно расширяются (за последние 50 лет в 2 раза). Обусловлено это главным образом тем, что по уровню и стабильности урожая ячмень среди зерновых выдвинулся на одно из первых мест. В то же время это требовательная культура, поэтому выявление основных факторов, определяющих возмож-

ность получения высоких ее урожаев — одна из важнейших задач сельскохозяйственного производства.

Среди факторов, влияющих на урожайность ячменя, особого внимания заслуживает изучение действия избытка влаги в почве.

Это объясняется тем, что переувлажненные почвы занимают в СССР значительные площади. Причем степень избытка влаги в разных зонах страны неодинакова. В северных районах Европейской части, в Западной и Восточной Сибири, на Дальнем Востоке почвы, как правило, переувлажнены в течение всего вегетационного периода. В Латвии, Литве, Эстонии, Белоруссии, в Центральных и северо-восточных районах РСФСР избыточное увлажнение наблюдается периодически, главным образом весной и летом, за счет талых вод и выпадающих осадков. Избыток влаги имеет место и в условиях орошаемого земледелия при поливах.

Избыточное увлажнение наносит большой ущерб народному хозяйству. Страна ежегодно недобирает десятки миллионов центнеров зерна.

Так, на Дальнем Востоке излишне влажным является каждый 3—4-й год, в результате чего урожайность сельскохозяйственных культур снижается на 20—50% (Хван А. В., 1973 г.). В Приморье переувлажнение почвы повторяется почти ежегодно и приводит к значительному снижению продуктивности растений (Белецкая Е. К., 1979 г.).

К числу областей, страдающих от периодического затопления почвы, относится и Ленинградская, где в результате неравномерного выпадения осадков наблюдается значительная изменчивость урожаев зерновых культур в разные годы. Только от вымокания ежегодные потери урожая составляют 10—15% (Синицына С. М., 1976 г.).

Несмотря на большой вред, который наносит затопление народному хозяйству, устойчивость хлебных злаков к избытку влаги в почве изучена недостаточно. Нет единого мнения о степени вымокания различных сортов пшеницы и ржи (Лапин М. М., 1948 г.; Моисейчик В. А., 1975 г.). Недостаточно освещены вопросы устойчивости злаков к переувлажнению почвы в отдельные периоды их вегетации, в частности в начальные периоды развития — набухание и прорастание семян (Белецкая Е. К., 1979 г.). Практически отсутствуют сведения о реакции определенных сортов злаков на затопление в сравнительном плане, что открыло бы возможность подбора более устойчивых к указанному неблагоприятному фактору сортов и получению стабильных урожаев.

Отсюда, исследования поведения зерновых культур при избытке влаги в почве, с учетом биологических особенностей отдельных сортов, степени повреждаемости на определенных этапах жизни и выживаемости, очень важны с точки зрения районирования этих сортов в зонах с различной влагообеспеченностью почвы и прогнозирования урожаев.

В связи с этим целью нашего исследования было установить, какие из некоторых районированных в Ленинградской области сортов ячменя наиболее устойчивы к переувлажнению почвы, в какие периоды развития избыток влаги оказывает наиболее отрицательное действие на растения, а также выяснить роль отдельных структурных элементов в формировании урожая ячменя в условиях затопления.

Материал и методика

Исходным материалом при постановке эксперимента служили районированные в Ленинградской области сорта ячменя Винер, Пиркка и Московский 121, которые отличаются друг от друга некоторыми сортовыми особенностями. Ячмень сорта Московский 121 — высокоурожайный, среднеспелый, созревает на 1—3 дня позднее сорта Винер. Раннеспелостью характеризуется сорт Пиркка. Он созревает на 6—11 дней раньше, чем сорт Винер. Слабой требовательностью к условиям питания, но и сравнительно низкой урожайностью отличается высокостебельный склонный к полеганию ячмень сорта Винер.

Опыты проводились вегетационным методом в течение двух лет на Вырицкой биологической станции Ленинградской области. Семена для посева брались из коллекции ВИРа. Растения выращивались в металлических сосудах емкостью 8 кг почвы, в каждом сосуде по 10 растений. Почва использовалась естественная — дерновоподзолистая, слабокислая. В контрольных сосудах растения находились при влажности почвы 70% от полной влагоемкости в течение всего периода вегетации. Затопление почвы водой (130% влажности от полной влагоемкости) создавалось на определенных этапах органогенеза растений, а именно на IV и VI.

Периоды затопления почвы на указанных этапах выбраны не случайно. Многочисленными работами, проведенными на кафедре ботаники ЛГПИ имени А. И. Герцена, установлено, что IV и VI этапы органогенеза наиболее ответственные за формирование урожая. В эти периоды развития происходит соответственно закладка колосков и формирование пыльцы в цветках, т. е. предопределяется будущая озерненность колоса и растения наиболее чувствительны к неблагоприятным условиям, особенно к обеспеченности влагой (Александрова А. З., 1968 г.; Сказкин Ф. Д. и др., 1968 г.; Михайлова А. В., 1976 г.; Мусорина Л. Н., 1976 г.; Аникиев В. В., Кононюк Г. А., 1978 г.).

Определенная влажность почвы в сосудах поддерживалась за счет ежедневного полива растений по весу. Продолжительность периода затопления в опытных вариантах составляла семь дней. В течение этого срока вода в сосудах стояла на поверхности почвы слоем 2—3 см.

Все исследования проводились на основе анализа развития конуса нарастания главного побега (Куперман Ф. М., 1968 г.). Повторность опытов трехкратная.

Результаты измерений обработаны статистически с вычислением средней арифметической величины и среднеквадратичной ошибки (Лакин Г. Ф., 1973 г.).

Результаты вегетационных опытов двух лет показали одинаковую закономерность в реакции исследуемых сортов ячменя на избыточное увлажнение почвы. В связи с этим в статье приведены данные одного года.

Результаты опытов

Результаты, полученные в ходе эксперимента, свидетельствуют о том, что в оптимальных условиях увлажнения высокой урожайностью отличается ячмень Московский 121 по сравнению с другими опытными сортами. Урожай зерна с 10 растений этого сорта составил 25,29 г. У сорта Пиркка он был равен 23,69 г. а у сорта Винер — 23,67 г (табл. 1, 2, 3).

Причем в формировании урожая изучаемых сортов ячменя участвовали все структурные элементы, но доля их участия была неодинаковой и находилась в тесной зависимости от сортовых особенностей культуры.

В последние годы в исследованиях как отечественных, так и зарубежных ученых уделялось значительное внимание вопросу связи урожайности зерновых культур с отдельными элементами структуры урожая (Воробьев В. Ф., 1972 г.; Денисов П. В., 1974, 1976 гг. и др.). Согласно их мнению, решающую роль в формировании урожая играют такие структурные элементы, как озерненность колоса и число продуктивных побегов. При этом они считают озерненность колоса важнейшим сортовым признаком зерновых культур, находящимся в прямой корреляции с урожайностью.

Полученные нами результаты согласуются с указанными в литературе и свидетельствуют о том, что не только озерненность колоса, но и количество плодоносящих побегов можно рассматривать как сортовой признак и, урожайность ячменя, в зависимости от сорта, коррелирует с озерненностью колоса, количеством продуктивных побегов и абсолютным весом зерна.

Так, в формировании более высокого урожая у сорта Московский 121 решающую роль сыграл абсолютный вес зерна. Именно у растений этого сорта абсолютный вес 1000 зерен как главного, так и бокового побегов был больший по сравнению с другими опытными сортами и составил 57,2 г у главных побегов и 49,7 г — у боковых, против — 44,6 г и 44,1 г у сорта Пиркка и — 52,0 г. и 47,0 г у сорта Винер соответственно.

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая ячменя сорта Московский 121

Варианты опыта	Вегетативная масса				Колос				Зерно						
	Кущение		Длина стебля с колосом, см		Длина, см		Число зерен		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 растений, г		Общий урожай зерна 10 растений, г
	общее	продук- тивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	
Контроль (влажность 70%)	1,9	1,9	96,2 ±1,68	80,8 ±1,36	18,8 ±0,20	16,3 ±0,34	19,3 ±0,33	15,7 ±0,69	1,089 ±0,02	0,769 ±0,02	57,26 ±0,35	49,70 ±0,34	10,896 ±0,18	14,393 ±0,87	25,290 ±0,73
Заоплоение на IV этапе органогенеза	1,7	1,7	89,5 ±1,77	68,5 ±1,08	18,3 ±0,33	14,1 ±0,75	17,2 ±0,66	12,5 ±0,52	0,975 ±0,01	0,498 ±0,10	55,00 ±0,09	43,73 ±0,11	9,780 ±0,01	8,510 ±1,24	18,290 ±1,25
Заоплоение на VI этапе органогенеза	1,9	1,3	68,1 ±1,18	50,7 ±1,1	14,1 ±0,57	11,2 ±0,56	13,1 ±0,81	11,4 ±0,54	0,553 ±0,02	0,234 ±0,03	43,03 ±0,35	33,85 ±0,80	5,530 ±0,73	3,793 ±0,91	9,323 ±1,18

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая ячменя сорта Пиркка

Варианты опыта	Вегетативная масса				Колос						Зерно				
	Кущение		Длина стебля с колосом, см		Длина, см		Число зерен в колосе		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 растений, г		Общий урожай зерна 10 растений, г
	общее	продук- тивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	
Контроль (влажность 70%)	0,9	0,9	107,0 ±0,82	87,0 ±1,44	17,2 ±0,20	14,8 ±0,59	36,7 ±1,84	20,1 ±1,09	1,617 ±0,60	0,882 ±0,07	44,65 ±0,06	44,19 ±0,27	16,165 ±0,35	7,523 ±0,46	23,688 ±0,93
Затопление на IV этапе органогенеза	0,35	0,35	109,5 ±0,69	90,2 ±1,60	17,6 ±0,06	15,0 ±0,08	34,3 ±1,75	22,9 ±1,72	1,529 ±0,07	0,776 ±0,06	44,70 ±0,05	33,81 ±0,54	15,290 ±0,74	2,818 ±0,75	18,108 ±1,46
Затопление на VI этапе органогенеза	0,3	0,2	66,7 ±1,43	43,0 ±1,00	12,1 ±0,34	12,2 ±0,55	16,6 ±1,14	13,0 ±0,9	0,610 ±0,06	0,218 ±0,04	39,5 ±0,04	19,46 ±0,01	6,100 ±0,06	0,355 ±0,10	6,455 ±0,67

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая ячменя сорта Винер

Варианты опыта	Вегетативная масса				Колос				Зерно						
	Кущение		Длина стебля с колосом, см		Длина, см		Число зерен в колосе		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 растений, г		Общий урожай зерна 10 растений, г
	общее	продук- тивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	
Контроль (влажность 70%)	2,4	2,4	112,8 ±0,94	91,8 ±1,10	19,5 ±0,83	16,2 ±0,18	17,9 ±0,39	13,2 ±0,18	0,918 ±0,01	0,613 ±0,001	52,00 ±0,11	47,06 ±0,02	9,185 ±0,11	14,560 ±1,14	23,670 ±1,25
Затопление на IV этапе органогенеза	2,0	1,9	110,8 ±1,09	81,8 ±0,97	19,1 ±0,25	15,3 ±0,50	17,7 ±0,37	9,8 ±0,64	0,800 ±0,05	0,460 ±0,07	45,20 ±0,32	43,90 ±0,52	8,000 ±0,34	7,340 ±0,08	15,340 ±0,99
Затопление на VI этапе органогенеза	1,9	1,7	81,5 ±0,99	57,1 ±1,41	14,2 ±0,72	11,7 ±0,67	10,7 ±0,68	7,3 ±0,40	0,410 ±0,027	0,201 ±0,002	38,50 ±0,04	27,53 ±0,26	4,050 ±0,42	3,417 ±0,50	7,467 ±0,67

Близкие по величине урожая результаты в оптимальных условиях увлажнения были получены у сортов Пиркка (23,69 г) и Винер, 23,67 г). Однако урожайность у указанных сортов определялась разными структурными элементами. У сорта Пирка она определялась, главным образом, высокой озерненностью колоса (36,7 зерен в колосе главного побега, 20,1 — в колосе бокового, против 17,9 и 13,2 у сорта Винер), а у ячменя Винер — количеством продуктивных побегов (2,4 у ячменя Винер и 0,9 у ячменя Пиркка).

Следовательно, у разных сортов ячменя ведущую роль в формировании урожая играют разные структурные элементы.

Важно также отметить, что такой структурный признак, как рост растений в высоту, согласно нашим данным, существенного значения в формировании урожая ячменя не имел. На это указывает тот факт, что растения самого урожайного сорта Московский 121 по интенсивности ростовых процессов отставали от других менее урожайных опытных сортов.

Затопление почвы оказало сильное отрицательное действие на урожай взятых для исследования сортов ячменя во всех опытных вариантах. Однако при переувлажнении на VI этапе органогенеза наблюдалось более резкое снижение урожая, чем на IV. В процентном отношении урожай зерна на VI этапе составил от 27 до 37% (по сортам) от контроля, аналогично на IV этапе от 65 до 76%. Полученные результаты согласуются с имеющимися по этому вопросу сведениями в литературе (Сказкин Ф. Д. и др., 1968 г.; Мусорина Л. Н., 1976 г.; Аникиев В. В., Баскина Н. М., 1976 г.; Кононюк Г. А., 1978 г. и др.).

При этом, из сравнения урожайных данных следует, что ячмень Московский 121, как более урожайный в условиях оптимального увлажнения, дал более высокий урожай зерна и при избытке влаги в почве на IV и VI этапах органогенеза.

Два других сорта, близкие по урожайности, несколько по-разному реагировали на затопление в зависимости от этапов органогенеза. Если ячмень сорта Пиркка сильнее, чем ячмень Винер, повреждался при избытке влаги в почве на VI этапе органогенеза (урожай зерна с 10 растений сорта Пиркка был равен 6,45 г, сорта Винер — 7,46 г), то при затоплении в период IV этапа — наоборот. Более низкой урожайностью отличался ячмень Винер по сравнению с ячменем сорта Пиркка. Урожай зерна у этого сорта составил 15,34 г, в то время как у сорта Пиркка — 18,10 г.

Необходимо обратить внимание на тот факт, что затопление оказало отрицательное действие на все структурные элементы урожая опытных сортов, но в разной степени в зависимости от сортовых особенностей и этапов органогенеза.

Так, у сорта Московский 121 снижение урожая при затоплении произошло, главным образом, за счет таких структурных эле-

ментов, как озерненность колоса и абсолютный вес зерна. Причем, как отмечалось выше, сильнее пострадали растения, затопленные на VI этапе органогенеза. У них урожай зерна упал почти в 3 раза по сравнению с контролем за счет снижения озерненности главного колоса (13,1 зерен против 19,3 — у контроля) и бокового (11,4 зерен против 15,7 — у контроля), а также за счет падения природы зерна, особенно у боковых побегов.

Несколько иная зависимость урожайности от состояния структурных элементов в условиях затопления наблюдалась у растений ячменя Пиркка. Избыточное увлажнение, в первую очередь, отрицательно повлияло на продуктивное кущение у растений этого сорта. В оптимальных условиях увлажнения количество продуктивных побегов составляло в среднем 0,9, а под влиянием избытка влаги на IV этапе органогенеза продуктивное кущение снизилось почти в 3 раза. На озерненности главных побегов переувлажнение, на указанном этапе, сказалось незначительно (в контроле было 36,7 зерен, а в опыте — 34,3), а в боковых колосьях количество зерен даже несколько увеличилось (с 20,1 у контроля до 22,9 в опыте). Не изменилась у главных побегов и натура зерна, в то время как у боковых сильно упала. Вес 1000 зерен боковых побегов стал почти на 10 г меньше, чем у контроля.

В итоге при суммировании урожая с 10 растений оказалось, что снижение урожайности у сорта Пиркка при затоплении в период IV этапа произошло за счет уменьшения количества продуктивных побегов и падения у них природы зерна.

Значительный недобор урожая (около 70%) у растений сорта Пиркка наблюдался при переувлажнении на VI этапе органогенеза. Объясняется это сильным отрицательным действием избытка влаги в почве на продуктивное кущение, озерненность главных и боковых колосьев, а также абсолютный вес зерна, особенно боковых побегов.

Самые большие потери урожая при затоплении на IV этапе органогенеза из трех исследуемых сортов ячменя имели место у сорта Винер. Урожай с 10 растений составил 15,34 г против 18,10 г у сорта Пиркка и 18,29 у сорта Московский 121. Переувлажнение почвы отрицательно повлияло у этого сорта в основном на состояние боковых побегов, у которых упала озерненность с 13,2 зерен в колосе до 9,8 (у главных побегов озерненность не изменилась), снизился абсолютный вес зерна и в итоге они дали урожай в 2 раза меньше, чем в контроле. При затоплении на VI этапе органогенеза снижение урожая у растений ячменя Винер коррелировало с такими структурными показателями как озерненность колоса и абсолютный вес зерна, особенно у боковых побегов.

Таким образом, степень отрицательного действия переувлажнения почвы на структурные элементы урожая различна и находится в тесной зависимости от сортовых особенностей ячменя и этапов органогенеза.

Выводы

1. Избыточное увлажнение почвы оказывает сильное отрицательное действие на сорта ячменя, районированные в Ленинградской области, и приводит к значительным потерям урожая.

2. Степень отрицательного действия затопления различна на разных этапах развития растений. Избыток влаги в почве на VI этапе органогенеза приводит к более значительным потерям урожая зерна по сравнению с IV этапом.

3. В формировании урожая участвуют все структурные элементы, но доля их участия различна. Наиболее существенными являются озерненность колоса, количество продуктивных побегов и абсолютный вес зерна.

4. Переувлажнение отрицательно влияет на все структурные элементы урожая, но степень влияния зависит от сортовых особенностей ячменя и этапов органогенеза.

5. Сорта ячменя, в силу биологических особенностей, различаются по реакции на условия избыточного увлажнения почвы. Ячмень Московский 121 лучше переносит переувлажнение почвы и выходит с меньшими потерями урожая по сравнению с сортами Пиркка и Винер.

6. Для обеспечения планируемых урожаев ячменя в районах с периодическим переувлажнением почвы необходимо учитывать биологические особенности выбираемых сортов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хван Н. В. Устойчивость сои к переувлажнению почвы в условиях Амурской области и роль микроэлементов в этом процессе. — В кн.: Устойчивость растений к переувлажнению почвы на Дальнем Востоке и действие в этих условиях микроэлементов. Владивосток. Ученые записки ДВГУ, 1973, с. 112—122.
2. Белецкая Е. К. Физиологические основы устойчивости озимых культур к избытку влаги. — Киев: Наукова думка, 1979. — 210 с.
3. Синицина С. М. Вегетационный метод оценки устойчивости растений к вымоканию. — В кн.: Методы оценки устойчивости растений к неблагоприятным условиям среды. Л., Колос, 1976, с. 301—304.
4. Лапин М. М. Водно-воздушный режим почвы и перезимовка озимых культур. — Сов. агрономия, 1948, № 2, с. 17—19.
5. Мойсейчик В. А. Агрометеорологические условия и перезимовка озимых культур. — Л.: Гидрометеоздат, 1975. — 295 с.
6. Александрова А. З. Особенности формирования генеративной системы ячменя на фоне некоторых физиологических процессов и причины снижения урожая в условиях избыточного увлажнения почвы. — Ученые записки ЛГПИ имени А. И. Герцена, 1968, т. 333, с. 12—36.
7. Сказкин Ф. Д. и др. Влияние избыточного увлажнения почвы на ход формирования репродуктивных органов и урожай яровых хлебных злаков. — Ученые записки ЛГПИ имени А. И. Герцена, 1968, т. 333, с. 5—11.
8. Михайлова А. В. Влияние РР на урожай ячменя при оптимальном и избыточном увлажнении почвы. — XXVI Герценовские чтения. Биология, 1976, в. 2, с. 8—12.
9. Мусорина Л. Н. Влияние марганца на урожай ячменя и жизнеспособность пыльцы при различной влажности почвы. XXVI Герценовские чтения, Биология, 1976, в. 2, с. 17—22.

10. Аникиев В. В., Баскина Н. М. Влияние цинка на водный режим ячменя при избыточном увлажнении почвы. — XXVI Герценовские чтения, Биология, 1976, м. 2, с. 36—40.
11. Кононюк Г. А. Влияние хлорхлоридов на рост, развитие и урожай яровой пшеницы Минская в условиях нормального и избыточного увлажнения почвы. — В кн.: Рост, развитие и урожайность в условиях Северо-Востока РСФСР. Вологда, 1978, в. 5, с. 91—98.
12. Куперман Ф. М. Морфофизиология растений. — М.: Высшая школа, 1968, с. 219—221.
13. Лакин Г. Ф. Биометрия. — М.: Высшая школа, 1973. — 343 с.
14. Денисов П. В. Озерненность колоса (метелки) как важнейший элемент структуры урожая. — Труды по прикладной ботанике, генетике и селекции, 1974, т. 51, в. 2, с. 171—185.
15. Денисов П. В. Главные элементы структуры урожая и их оптимальное соотношение. — Бюл. Всесоюзного научно-исследовательского института растениеводства, 1976, в. 57—58, с. 34—38.
16. Воробьев В. Ф. О связи урожайности с элементами структуры урожая. — Селекция и семеноводство, 1972, № 5, с. 5—9.

УДК 532.51

Б. К. ФЕДЮШИН (ЛИАП)

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ РАЗНОСТИ ДАВЛЕНИЙ ДЛЯ ТЕЛ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В статье рассматривается распределение гидродинамической разности давлений около симметричных тел различной формы, движущихся равномерно и прямолинейно в идеальной несжимаемой безграничной жидкости, течение которой считается потенциальным.

Если тело движется равномерно и прямолинейно со скоростью u в идеальной несжимаемой безграничной жидкости, плотность которой ρ_0 , и течение жидкости около тела можно считать потенциальным, то гидродинамический потенциал φ определяется из уравнения Лапласа [1]

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (1)$$

с помощью граничного условия

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_S = u_n \quad (2)$$

на поверхности S движущегося тела, где n — направление внешней нормали к этой поверхности, и предельного условия $\varphi = 0$ на бесконечности. Система координат предполагается связанной

с движущимся телом. Очевидно, скорость жидкости в любой точке около тела $\vec{v} = \text{grad } \varphi$, а гидродинамическая разность давлений будет [1]

$$\Delta p = p - p_0 = \rho_0 v_x u - \frac{\rho_0 v^2}{2}, \quad (3)$$

где p — гидродинамическое давление; p_0 — гидростатическое давление, и направление движения тела совпадает с направлением оси абсцисс.

Рассмотрим сначала бесконечный цилиндр радиуса R , который движется перпендикулярно своей оси, совпадающей с осью ординат. Тогда [1]

$$\varphi = - \frac{R^2 u \cos \Psi}{\rho}, \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} &= \frac{R^2}{\rho^2} (2 \cos^2 \Psi - 1) - \frac{R^4}{2 \rho^4} = f(x, z) = \\ &= \frac{2 R^2 (x^2 - z^2) - R^4}{2 (x^2 + z^2)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$, $\Psi = \text{arc tg } \frac{z}{x}$ — цилиндрические координаты точки в жидкости.

На поверхности цилиндра $\rho = R$ и

$$\frac{\Delta p_s}{\rho_0 u^2} = \frac{1}{2} (4 \cos^2 \Psi - 3). \quad (6)$$

Функция $f(x, z)$ может быть исследована при постоянном $z = z_0$, причем легко показать, что так называемая гидродинамическая проходная характеристика $\Delta p = \rho_0 u^2 f(x, z_0)$ носит «трехимпульсный» характер, то есть имеет два одинаковых симметрично расположенных максимума, между которыми при $x = 0$ имеется минимум, и обращается в нуль на бесконечности.

Рассмотрим теперь шар радиуса R . Для шара [1]

$$\varphi = - \frac{R^3 u \cos \vartheta}{2 r^2} \quad (7)$$

и

$$\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = \frac{R^3}{2 r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) - \frac{R^6}{8 r^6} (3 \cos^2 \vartheta + 1), \quad (8)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $\vartheta = \text{arc cos } \frac{x}{r}$ — сферические координаты точки в жидкости.

На поверхности шара $r=R$ и

$$\frac{\Delta p_s}{\rho_0 u^2} = \frac{1}{8} (9 \cos^2 \theta - 5). \quad (9)$$

В диаметральной плоскости шара, содержащей оси абсцисс и аппликат, $y=0$, так что

$$\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = \frac{1}{2} R^3 \frac{2x^2 - z^2}{(x^2 + z^2)^{3/2}} - \frac{1}{8} R^6 \frac{4x^2 + z^2}{(x^2 + z^2)^4} = f(x, z). \quad (10)$$

Функция $f(x, z)$ может быть исследована при постоянном $z=z_0$, причем гидродинамическая проходная характеристика для шара носит такой же трехимпульсный характер, как и для бесконечного цилиндра.

Для вытянутого сфероида с большой полуосью a , малой полуосью b и полуфокусным расстоянием $c = \sqrt{a^2 - b^2}$, который движется параллельно большой оси, гидродинамический потенциал [2]

$$\varphi = A\eta \left[\frac{1}{2} \xi \ln \frac{\xi + 1}{\xi - 1} - 1 \right], \quad A = \frac{-au}{\frac{1}{1 - \varepsilon^2} - \frac{1}{2\varepsilon} \ln \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon}}, \quad (11)$$

где

$$\xi, \eta = \frac{1}{2c} \left[\sqrt{(x+c)^2 + y^2 + z^2} \pm \sqrt{(x-c)^2 + y^2 + z^2} \right] - \quad (12)$$

вытянутые сфероидальные координаты точки в жидкости и $\varepsilon = \frac{c}{a}$ — эксцентриситет вытянутого сфероида.

Громоздкие вычисления дают, что

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = \frac{A}{2cu} & \left[\ln \frac{\xi + 1}{\xi - 1} - \frac{2\xi}{\xi^2 - \eta^2} \right] - \frac{A^2}{8c^2 u^2} \left[\ln^2 \frac{\xi + 1}{\xi - 1} - \right. \\ & \left. - \frac{4\xi}{\xi^2 - \eta^2} \ln \frac{\xi + 1}{\xi - 1} + \frac{4(\xi^2 + \eta^2 - 1)}{(\xi^2 - 1)(\xi^2 - \eta^2)} \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

На поверхности вытянутого сфероида $\xi = \frac{1}{\varepsilon}$, так что из (13)

легко найти $\frac{\Delta p_s}{\rho_0 u^2}$. В диаметральной плоскости вытянутого сфероида, содержащей оси абсцисс и аппликат, $y=0$, так что из (13) с помощью (12) можно вывести очень громоздкое выражение для $\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = f(x, z)$. Качественное исследование функции $f(x, z)$ при постоянном $z=z_0$ показывает, что гидродинамическая проходная характеристика для вытянутого сфероида имеет тот же трех-

импульсный характер. На оси аппликат $x=y=0$, $\eta=0$ и

$\xi = \sqrt{1 + \left(\frac{z}{c}\right)^2}$. Поэтому из (13) можно также получить формулу

$\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = f(0, z)$. Переход к сильно вытянутому сфероиду, когда $\varepsilon = 1 - \Delta$, где $\Delta \ll 1$, не представляет затруднений.

Наконец, для сплюснутого сфероида с большой полуосью b , малой полуосью a и полуфокусным расстоянием $c = \sqrt{b^2 - a^2}$, который движется параллельно малой оси, гидродинамический потенциал [2]

$$\varphi = Au(1 - \zeta \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \zeta), \quad A = \frac{bu}{\sqrt{1 - \varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{arc} \sin \varepsilon}, \quad (14)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{2c} \left[\sqrt{(x+ic)^2 + y^2 + z^2} + \sqrt{(x-ic)^2 + y^2 + z^2} \right], \\ \mu &= -\frac{i}{2c} \left[\sqrt{(x+ic)^2 + y^2 + z^2} - \sqrt{(x-ic)^2 + y^2 + z^2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

сплюснутые сфероидальные координаты точки в жидкости и $\varepsilon = \frac{c}{b}$ — эксцентриситет сплюснутого сфероида. При этом $i = \sqrt{-1}$.

Громоздкие вычисления дают, что

$$\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = \frac{A}{cu} \left[\frac{\zeta}{\zeta^2 + \mu^2} - \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \zeta \right] - \frac{A^2}{2c^2 u^2} \left[\operatorname{arc}^2 \operatorname{ctg} \zeta - \frac{2\zeta}{\zeta^2 + \mu^2} \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \zeta + \frac{\zeta^2 - \mu^2 + 1}{(\zeta^2 + 1)(\zeta^2 + \mu^2)} \right]. \quad (16)$$

На поверхности сплюснутого сфероида $\zeta = \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{1 - \varepsilon^2}$, так что

из (16) легко найти $\frac{\Delta p_s}{\rho_0 u^2}$. В диаметральной плоскости сплюснутого сфероида, в которой находятся оси абсцисс и аппикат, $y=0$, так что из (16) с помощью (15) можно получить весьма громоздкое выражение для $\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = f(x, z)$. Качественное исследование функции $f(x, z)$ при постоянном $z=z_0$ дает, что гидродинамическая проходная характеристика для сплюснутого сфероида тоже имеет трехимпульсный характер. На оси аппикат $x=y=0$, $\mu=0$ и

$\zeta = \sqrt{\left(\frac{z}{c}\right)^2 - 1}$. Таким образом, из (16) можно получить фор-

мулу $\frac{\Delta p}{\rho_0 u^2} = f(0, z)$. Переход к сильно сплюснутому сфероиду, когда $\varepsilon = 1 - \Delta$, где $\Delta \ll 1$, не представляет трудностей.

Приведенные примеры показывают, что трехимпульсность гидродинамических проходных характеристик имеет место для многих тел. Следует указать, что известный из теории земного магнетизма интерполяционный метод Гаусса в принципе может быть применен для определения гидродинамической разности давлений около тел, близких по форме к бесконечному цилиндру, шару, вытянутому и сплюснутому сфероидам [2], [3].

Автор выражает благодарность профессору Л. Г. Качурину за внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: ГИТТЛ, 1953, с. 36, 41, 42.
2. Ламб Г. Гидродинамика. — М.: ГИТТЛ, 1947, с. 178, 182.
3. Федюшин Б. К. Гидродинамические поля тел различной формы. — Л., ЛЭТИ, 1957. — 20 с.

УДК 551. 508.824

М. Л. ГОЛЬДЕНБЕРГ, Л. И. ДИВИНСКИЙ (ЛГМИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА СИНТЕЗИРОВАНИЯ РЕЧЕВОГО СИГНАЛА ПРИ РЕШЕНИИ НЕКОТОРЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

С каждым годом потребителям метеорологической информации все чаще требуются оперативные данные, которые характеризуют состояние атмосферы практически в момент их представления. Требования многих потребителей могут быть удовлетворены с большей эффективностью, если сведения о погоде или другой метеорологической информации будут распространяться в речевой форме, а синтез речевого сообщения осуществляться в момент запроса.

Синтезаторы речи, входящие в состав некоторых автоматических метеостанций [1], используют для синтезирования речевого сообщения технику магнитной записи сигнала. Такой синтезатор содержит электромеханический лентопротяжный механизм, который в условиях длительной и непрерывной эксплуатации значительно снижает оперативность синтезирования и надежность всей метеосистемы в целом.

В настоящей статье проводятся исследования электронно-оптического преобразования речевых сигналов, записанных в виде строк, с меняющейся оптической плотностью, на фотонегативном материале. Результаты исследования показывают перспективность использования такого преобразования при создании автоматических метеорологических информационно-измерительных систем с синтезаторами речи.

На рис. 1 показана функциональная схема автоматической метеорологической системы, в которой формирование речевого сообщения осуществляется методом электронно-оптического преобразования [2].

Электроннолучевая трубка (ЭЛТ), является источником рассеянного светового потока, часть которого, проходя через объектив 4, проецируется на диапозитив 5. Разные участки поверхности диапозитива имеют различный коэффициент прозрачности. Световой поток, прошедший через диапозитив, с помощью конденсора 6 собирается в пучок, который проецируется на катод фотоумножителя 7 (ФЭУ). С помощью измерительной системы 1 определяются значения метеорологических величин и формируются сигналы, поступающие на устройства управления 2 и 3. Последние обеспечивают управляемую подсветку и перемещение луча ЭЛТ по экрану.

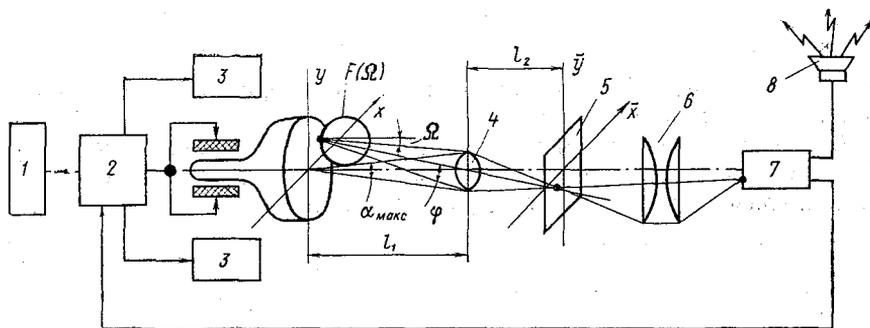


Рис. 1. Функциональная схема автоматической метеорологической системы с электронно-оптическим синтезатором речевого сообщения:

1—измерительная система; 2,3—устройства управления; 4—оптическая система; 5—диапозитив; 6—конденсор; 7—фотоумножитель; 8—динамик

Рассмотрим процесс воспроизведения информации с помощью такой системы.

Пусть яркость свечения точек экрана ЭЛТ является функцией $L(X, Y)$ (рис. 1), а нормированная диаграмма рассеяния излучаемого светового потока — функцией $F(\Omega)$, где Ω — угол между нормалью к поверхности экрана и направлением излучения.

Если коэффициент прозрачности объектива равен k_1 , то световой поток $d\Phi$ от площадки dS с координатами (x, y) , спроецированный на точку (x^*, y^*) диапозитива,

$$d\Phi = k_1 L(x, y) \left[\int_{\Omega_{\Sigma}(x, y)} F(\Omega) d\Omega \right] dS,$$

где $\Omega_{\Sigma}(x, y)$ — телесный угол конуса, основанием которого является входной зрачок объектива, а вершиной — точка экрана с координатами (x, y) .

Световой поток, прошедший через диапозитив, меняется в $a(x^*, y^*)$ раз, где $a(x^*, y^*)$ — величина коэффициента прозрачности диапозитива в точке (x^*, y^*) . Прямая связь координат (x^*, y^*) диапозитива и координат (x, y) экрана ЭЛТ позволяет для упрощения анализа выразить функцию коэффициента прозрачности диапозитива через координаты (x, y) :

$$a(x^*, y^*) = a(bx, by) = A(x, y),$$

где b — коэффициент пропорциональности равный $\frac{l_2}{l_1}$ (рис. 1).

Пренебрегая рассеянием светового потока, прошедшего через диапозитив и предполагая, что он целиком следует через конденсор, определим полное значение светового потока, освещающего фотокатод (ФЭУ):

$$\Phi_{\text{умн}} = k_1 k_2 \iint_{S_{\Sigma}} A(x, y) L(xy) \left[\int_{\Omega_{\Sigma}(xy)} F(\Omega) d\Omega \right] dS,$$

где k_2 — коэффициент прозрачности конденсатора; S_{Σ} — общая светящаяся площадь экрана ЭЛТ.

Если светящейся является центральная точка экрана, то, считая излучение ЭЛТ диффузным, имеющим нормированную функцию диаграммы рассеяния $F(\Omega) \cos \Omega$, получаем

$$\int_{\Omega_{\Sigma}(0, 0)} F(\Omega) d\Omega = \frac{\pi}{2} (1 - \cos \alpha_{\text{макс}}),$$

где $\alpha_{\text{макс}}$ — плоский угол с вершиной в центре экрана ЭЛТ и лучами, проходящими через диаметрально противоположные точки края зрачка объектива.

При малых значениях угла $\alpha_{\text{макс}}$ (что обычно имеет место) для других точек экрана, получаем

$$\int_{\Omega_{\Sigma}(x, y)} F(\Omega) d\Omega = \frac{\pi}{2} (1 - \cos \alpha_{\text{макс}}) \cdot \cos^2 \varphi,$$

где φ — угол между оптической осью системы и направлением на точку (x, y) из центра зрачка объектива.

Учитывая рекомендации [3], в соответствии с которыми угол φ_{\max} в телевизионных системах «бегущего луча» обычно мал и $\cos^2 \varphi_{\max} \approx 1$, имеем

$$\Phi_{\text{умн}} = \frac{k_1 k_2 \pi}{2} (1 - \cos \alpha_{\max}) \iint_{S_{\Sigma}} A(x, y) L(x, y) dS. \quad (1)$$

Так как коллекторный ток фотоэлектронного умножителя линейно связан с величиной светового потока, то полученное уравнение (1) позволяет по известным характеристикам оптического сигнала $A(x, y)$ и распределению яркости свечения $L(x, y)$ по площади экрана ЭЛТ найти характеристики электрического сигнала на выходе ФЭУ:

$$U_{\text{вых}} = BR_n \frac{k_1 k_2 \pi}{2} (1 - \cos \alpha_{\max}) \iint_{S_{\Sigma}} A(x, y) L(x, y) dS,$$

где B — интегральная чувствительность ФЭУ; R_n — сопротивление нагрузки в цепи коллектора.

Проанализируем наиболее характерный режим работы оптического преобразователя, при котором на экране ЭЛТ формируется светящееся пятно малого размера, перемещающееся по строкам. Спроецированный на диапозитив световой поток проходит через него и изменяется в соответствии с изменением коэффициента прозрачности. В реальных системах световое пятно на экране ЭЛТ имеет конечный диаметр, что приводит к искажениям воспроизводимого сигнала.

Поэтому рассмотрим влияние конечных размеров светового пятна на искажения сигнала.

Учитывая, что время перемещения луча вдоль строки (величина порядка миллисекунд или долей секунд) существенно превышает время послесвечения экрана ЭЛТ, применяемых в системах бегущего луча (величина порядка 0,3—3 мкс), можно пренебречь послесвечением и упростить процесс решения задачи, считая светящееся пятно на экране ЭЛТ неподвижным, а диапозитив перемещающимся.

Предположим, что неподвижное светящееся пятно в центре экрана ЭЛТ имеет яркость свечения, подчиняющуюся уравнению

$$L(x, y) = L_0 e^{-\frac{x^2 + y^2}{d^2}}, \quad (3)$$

где L_0 — максимальная яркость свечения экрана ЭЛТ; d — параметр, зависящий от размера светящегося пятна.

Анализ частотных характеристик системы и исследование искажений, вносимых преобразователем, удобно проводить на примере воспроизведения синусоидальных сигналов. В связи с этим

предположим, что коэффициент прозрачности диапозитива меняется по закону

$$A(x, y) = \frac{1}{k_3} \left(1 + \cos 2\pi \frac{X-x}{\lambda} \right), \quad (4)$$

где λ — длина волны изображения на диапозитиве; X — текущая координата; R_3 — коэффициент пропорциональности ($k_3 > 2$).

Тогда с учетом (3) и (4) выражение (2) для выходного напряжения будет

$$U_{\text{вых}} = U_0 \left[1 + e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \right], \quad (5)$$

где

$$U_0 = BR_n \frac{k_1 k_2}{2k_3} \pi^{3/2} d^2 (1 - \cos \alpha_{\text{макс}}) L_0.$$

При изменении текущей координаты X периодически меняется $U_{\text{вых}}$. Из (5) следует зависимость амплитуды переменной составляющей $U_{\text{вых} \sim}$ от соотношения размеров светящегося пятна d и длины волны λ

$$U_{\text{вых} \sim} = U_0 e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2}.$$

Считая допустимым для наиболее короткой длины волны $\lambda_{\text{мин}}$ уменьшение амплитуды на 12 дБ (такой спад можно скорректировать соответствующим подъемом частотной характеристики электронной части устройства в области верхних частот), находим

$$\lambda_{\text{мин}} = 2,69 d. \quad (6)$$

Зависимость (5) получена в предположении, что ширина строки на диапозитиве неограничена. Если ширина строки ΔY имеет конечные размеры, т. е. если

$$A(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{k_3} \left(1 + \cos 2\pi \frac{X-x}{\lambda} \right) & \text{при } Y < y < Y + \Delta Y, \\ 0 & \text{при } y < Y \text{ и } y > Y + \Delta Y, \end{cases}$$

то выходное напряжение

$$U_{\text{вых}} = U_0 \left[1 + e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \right] \left[\Phi \left(\frac{Y + \Delta Y}{d} \right) - \Phi \left(\frac{Y}{d} \right) \right], \quad (7)$$

где

$$\Phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt \text{ — интеграл вероятности.}$$

Для увеличения количества преобразуемой информации ширину строки необходимо сделать возможно меньшей. Однако уменьшение ширины строки ограничено допустимым уменьшением амплитуды переменной составляющей. Действительно, если центр светящегося пятна совпадает с осевой линией строки, т. е. если $Y = -\frac{\Delta Y}{2}$ и ширина строки $\Delta Y = nd$, то, как следует из (7), амплитуда переменной составляющей

$$U_{\text{вых}\sim}(n) = U_0 e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \Phi\left(\frac{n}{2}\right) = U_{\text{вых}\sim}(\infty) \Phi\left(\frac{n}{2}\right), \quad (8)$$

где n — приведенное значение ширины строки; $U_{\text{вых}\sim}(n)$ — амплитуда переменной составляющей в зависимости от n ; $U_{\text{вых}\sim}(\infty)$ — амплитуда переменной составляющей при неограниченной ширине строки.

Из (8) следует, что при $n=2$, $U_{\text{вых}\sim}(2) = 0,84 U_{\text{вых}\sim}(\infty)$. Такая ширина строки представляется приемлемой.

Другой фактор, который ограничивает допустимое уменьшение ширины строки — это случайные нестабильности электронной части схемы, приводящие к отклонению линии движения центра проекции светящегося пятна на диапозитиве от осевой линии строки, в результате чего амплитуда переменной составляющей становится

$$U_{\text{вых}\sim}(n, l) = U_0 e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \frac{\Phi(l+n) - \Phi(l)}{2}, \quad (9)$$

где $l = \frac{Y}{d}$ — приведенная величина отклонения центра проекции светящегося пятна от осевой линии строки; Y — абсолютная величина вышеуказанного отклонения.

Относительное изменение $\delta\%$ переменной составляющей выходного напряжения при отклонении центра проекции светящегося пятна от осевой линии строки представлено на графике рис. 2. Для $l \leq \pm \frac{1}{2}$ ($Y \leq \pm \frac{d}{2}$) изменение переменной составляющей напряжения $U_{\text{вых}\sim}$ относительно величины переменной составляющей при $Y=0$ не превышает 22% для строки, ширина которой стремится к нулю, и 12% — для строки с шириной $\Delta Y = 2d$. Последнее значение ширины ΔY представляется приемлемым при решении различных практических задач.

Соотношение (7) позволяет определить минимально допустимое расстояние R между строками, исходя из задаваемых огра-

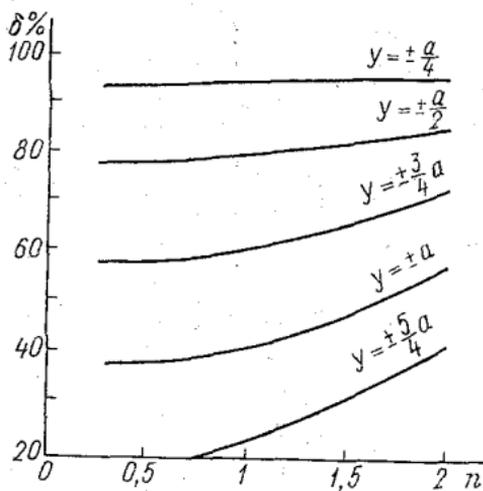


Рис. 2. Относительное изменение δ (%) переменной составляющей выходного напряжения при отклонении центра проекции светящегося пятна от осевой линии строки.

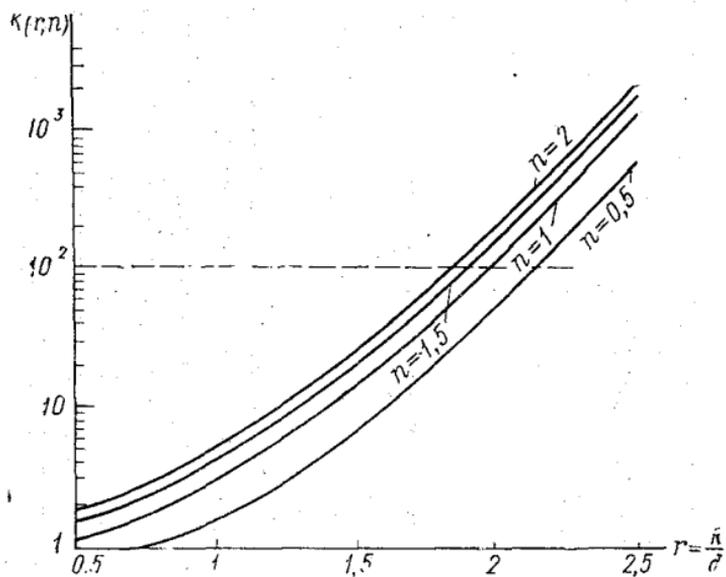


Рис. 3. Зависимость переходного затухания от относительного расстояния между строками.

ничений по величине переходного затухания. Обозначим приведенное значение расстояния между строками через $r = \frac{R}{d}$. Тогда

$$U_{\text{вых}}(r) = U_0 \left[1 + e^{-\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2} \cos 2\pi \frac{X}{\lambda} \right] [\Phi(r+n) - \Phi(r)].$$

Отношение напряжения на выходе ФЭУ, наводимого световым потоком, проходящим через основную строку, к напряжению, возникающему под действием светового потока, проходящего через две близлежащие строки,

$$K(l, r, n) = \frac{\Phi(l+n) - \Phi(l)}{\Phi(r+n) - \Phi(r) + \Phi(2l+n-r) - \Phi(2l-r)}.$$

Для обеспечения переходного затухания 40 дБ и более это отношение должно превышать 100.

Если предположить, для упрощения расчетов, что основная строка освещается симметрично, т. е. если $l = -\frac{n}{2}$, то

$$K(r, n) = \frac{\Phi\left(\frac{n}{2}\right)}{\Phi(r+n) - \Phi(r)}. \quad (10)$$

На графике рис. 3 показана зависимость переходного затухания от относительного расстояния между строками.

Как видно из графика, для обеспечения требуемой величины переходного затухания минимальное расстояние между строками следует увеличивать при уменьшении ширины строки. Это объясняется более резким снижением величины основного светового потока при уменьшении ширины строки по сравнению с уменьшением паразитного светового потока через соседние строки. Для обеспечения переходного затухания в 40 дБ расстояние от оси основной строки при ее симметричном освещении до ближайшего края соседней строки должно быть $R = (1,7 \div 1,9)d$ в зависимости от ширины строки. С учетом возможных смещений светового пятна относительно оси основной строки это расстояние следует увеличить до $R_{\text{мин}} = (2,0 \div 2,2)d$. Таким образом, минимальный шаг $D_{\text{мин}}$ между строками

$$D_{\text{мин}} = R_{\text{мин}} + \frac{\Delta Y_{\text{мин}}}{2} \cong 3d. \quad (11)$$

Используя соотношения (6) и (11) определяем полное число строк, размещаемых на диапозитиве, и полную емкость преобразователя. Если область перемещения луча на экране ЭЛТ имеет

размеры $X_{\text{макс}}$ и $Y_{\text{макс}}$, то максимальное число периодов $N_{\text{пер}}$, размещаемых на одной строке,

$$N_{\text{пер}} = \frac{X_{\text{макс}}}{\lambda_{\text{мин}}} = \frac{X_{\text{макс}}}{2,69 d},$$

а максимальное число строк

$$N_{\text{стр}} = \frac{Y_{\text{макс}}}{D_{\text{мин}}} = \frac{Y_{\text{макс}}}{3d}.$$

Максимальное число периодов, воспроизводимых преобразователем,

$$N_{\text{макс}} = N_{\text{пер}} \cdot N_{\text{стр}} = \frac{X_{\text{макс}} Y_{\text{макс}}}{8,1 d^2}.$$

Если верхняя граничная частота воспроизводимого сигнала равна $F_{\text{верх}}$, то полное время воспроизведения будет

$$T_{\text{макс}} = \frac{N_{\text{макс}}}{F_{\text{верх}}}.$$

Используя полученные соотношения, определим параметры функционального преобразователя при работе в режиме воспроизведения речевых сигналов, записанных на диапозитиве, для которых $F_{\text{верх}} = 3700$ Гц.

Если в качестве ЭЛТ использовать кинескоп типа 18ЛК9А или 18ЛК9Ж, у которых [3] диаметр пятна на уровне половинной яркости равен 0,12—0,15 мм, то величина $d = 0,1—0,125$ мм. При перемещении луча в прямоугольной зоне, ограниченной размерами,

$$X_{\text{макс}} = Y_{\text{макс}} = \frac{D_{\text{макс}}}{\sqrt{2}},$$

где $D_{\text{макс}}$ — максимальный диаметр экрана ЭЛТ, полное время воспроизведения речевого сигнала

$$T_{\text{макс}} = \frac{D_{\text{макс}}^2}{16,2 d^2 F_{\text{верх}}} = 54 \text{ с.}$$

Размещая на 5% площади диапозитива управляющие сигналы, можно на оставшейся площади обеспечить воспроизведение примерно 90 слов, среднее время звучания каждого из которых составляет 0,5 с, что является достаточным для составления любой метеорологической фразы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Автоматическая станция КРАМС. Под ред. Л. П. Афиногенова, М. С. Стернзата. — Л.: Гидрометеоздат, Л.: 1974. — 219 с.

Гольденберг М. Л., Толстобров Б. Я. Устройство для формирования речевых сообщений. — Авт. свидет. № 560221. Бюлл. № 20, май 1977 г.
Кондратьев А. Г., Лукин М. И. Техника промышленного телевидения. — Л.: Лениздат, 1970. — 286 с.

ДК 551.509.314

А. В. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ (ЛГМИ)

ПРОГНОЗ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СИТУАЦИИ НА КОРОТКИЕ ВРЕМЕННЫЕ ИНТЕРВАЛЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АДАПТИВНЫХ СТОХАСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

В последнее время значительно возрос интерес к использованию в задачах прогноза различных метеорологических характеристик на короткие временные интервалы параметрических стохастических моделей. Эффективность параметрических методов в сочетании с высокой оправдываемостью прогнозов в значительной степени стимулируют этот интерес. Рассмотрению подобных моделей в задачах прогноза посвящены, например, работы [1, 3] и др. При всех достоинствах моделей, используемых в этих работах, им присущи два серьезных недостатка:

- а) при идентификации моделей — параметры моделей неизменны во времени, модели неадаптивны;
- б) при прогнозировании — не учитываются ошибки измерений, присущие любой измерительной системе, что приводит, особенно в случае низкого порядка моделей, к существенным ошибкам начальных условий стохастического уравнения, а следовательно, и в прогнозе (прогноз неоптимален).

Целью настоящей работы является разработка универсального адаптивного алгоритма оптимального прогноза с использованием параметрических моделей, свободного от недостатков известных методов, работающего в реальном масштабе времени, что принципиально допускает также использование алгоритма для решения задачи непрерывного отражения на носители технической информации полей метеорологических характеристик, получаемых в результате последовательных асинхронных измерений в различных точках пространства.

Рассматривается задача оптимального прогноза некоторого комплексного показателя метеорологической ситуации, являющегося линейным агрегатом результатов измерений информативных для данной ситуации метеорологических параметров (примером

подобного комплексного показателя может служить коэффициенте (градо- или грозоопасности). Результаты измерений образуют случайный вектор наблюдений $U^T \triangleq (U_1, U_2, \dots, U_n)$ в многомерном пространстве наблюдений.

Компоненты вектора наблюдений, линейный агрегат которых образует некоторый комплексный показатель, представляют собой нестационарные дискретные случайные последовательности. Метод прогноза комплексного показателя рассматривается в рамках теории случайных процессов. В качестве модели случайного процесса изменений i -ой компоненты вектора наблюдений ($i=1, \dots, n$) используется многосвязный марковский процесс $\{x_i\}$, представляющий собой вектор состояния некоторой многомерной линейной дискретной динамической системы S_i , возмущенной гауссовским белым шумом. Уравнение состояния динамической системы (формирующей системы) представляет собой стохастическое уравнение моделируемого случайного процесса и его стохастическую модель.

При известном уравнении состояния формирующей системы S_i ($i=1, \dots, n$) задача оптимального прогноза и оценки вектора состояния x_i ($i=1, \dots, n$) решается следующим образом [4, 5].

Уравнение состояния формирующей системы S_i представляется собой:

$$x_i(k+1) = \Phi_i(k+1, k) x_i(k) + \Gamma_i(k+1, k) W_i(k), \quad (1)$$

где $x_i(k)$ — p -мерный случайный вектор состояния с дискретным временем $k=0, 1, \dots$; $\Phi_i(k+1, k)$ — переходная матрица состояния размера $p \times p$; $\Gamma_i(k+1, k)$ — переходная матрица возмущения размера $p \times q$; $W_i(k)$ — q -вектор возмущения, представляющий собой гауссовский белый шум с нулевым матожиданием и матричной корреляционной функцией

$$E\{W_i(j) W_i^T(k)\} = Q_i(k) \delta_{jk},$$

при любых $j, k=0, 1, \dots$, δ_{jk} — дельта-функция Кронекера.

Имеется некоторая измерительная система, описываемая моделью

$$Z_i(k+1) = H_i(k+1) x_i(k+1) + V_i(k+1), \quad (2)$$

где $Z_i(k)$ — m -вектор измерения; $H_i(k)$ — матрица размера $m \times p$, связывающая вектор состояния и вектор измерения; $V_i(k)$ — вектор ошибок измерения, представляющий собой гауссовскую белую последовательность с нулевым матожиданием и матричной корреляционной функцией $E\{V_i(j) V_i^T(k)\} = R_i(k) \delta_{jk}$ при любых $j, k=0, 1, \dots$.

Оценка $x_i(k)$, полученная на основе измерений $Z_i(1), \dots, Z_i(j)$ обозначается через $\hat{x}_i(k/j)$ и определяется как p -мерная векторная функция измерений. Если $k > j$ задача оценки называется задачей

прогноза, если $k=j$, то эта задача фильтрации. Ошибка оценки определяется соотношением

$$e_i(k/j) = x_i(k) - \hat{x}_i(k/j). \quad (3)$$

По теореме Калмана [4], если известна оптимальная текущая оценка $\hat{x}_i(j/j)$ и корреляционная матрица $P_i(j/j)$ ошибки фильтрации $e_i(j/j)$, то для всех $k > j$:

1) оптимальный прогноз $\hat{x}(k/j)$ для любой допустимой функции потерь представляет собой

$$\hat{x}_i(k/j) = \Phi_i(k, j) \hat{x}_i(j/j); \quad (4)$$

2) случайный процесс $\{e_i(k/j), k=j+1, j+2, \dots\}$ — ошибка прогноза — является гауссовской марковской случайной последовательностью с нулевым средним и корреляционной матрицей, удовлетворяющей соотношению

$$P_i(k/j) = \Phi_i(k, j) P_i(j/j) \Phi_i^T(k, j) + \\ + \sum_{l=j+1}^k \Phi_i(k, l) \Gamma_i(l, l-1) Q_i(l-1) \Gamma_i^T(l, l-1) \Phi_i^T(k, l). \quad (5)$$

При этом оптимальная текущая оценка $\hat{x}_i(j/j)$ описывается рекуррентным соотношением

$$\hat{x}_i(j/j) = \Phi_i(j, j-1) \hat{x}_i(j-1/j-1) + \\ + K_i(j) [Z_i(j) - H_i(j) \Phi_i(j, j-1) \hat{x}_i(j-1/j-1)], \quad (6)$$

где $K_i(j)$ — матрица передачи размером $p \times m$, определяемая помощью следующих соотношений:

$$K_i(j) = P_i(j/j-1) H_i^T(j) [H_i(j) P_i(j/j-1) H_i^T(j) + R_i(j)]^{-1}, \quad (7)$$

$$P_i(j/j-1) = \Phi_i(j, j-1) P_i(j-1/j-1) \Phi_i^T(j, j-1) + \\ + \Gamma_i(j, j-1) Q_i(j-1) \Gamma_i^T(j, j-1), \quad (8)$$

$$P_i(j/j) = [E - K_i(j) H_i(j)] P_i(j/j-1), \quad (9)$$

где $j=0, 1, \dots$, E — единичная матрица размера $p \times p$.

Случайный процесс — ошибка фильтрации — является гауссовской марковской последовательностью с нулевым матожиданием корреляционной матрицей (9).

Алгоритм рекуррентной фильтрации, описываемый уравнениями (4) — (9), называется фильтром Калмана — Бьюси.

Рекуррентная форма фильтра Калмана — Бьюси делает его исключительно полезным для оптимальной фильтрации и прогноза при обработке результатов измерений с помощью ЭЦВМ.

Измерения обрабатываются по мере поступления и не требуют хранить какие-либо измерительные данные в памяти. Описание фильтра работает по методу коррекции предсказания. Корректирующий член состоит из невязки измерения, взвешенной с помощью матрицы $K_i(j)$. Алгоритм фильтрации начинается с боту со значений $\hat{x}_i(0/0) = 0$, $P_i(0/0) = P_i(0)$.

Таким образом, при известном уравнении состояния формирующей системы S_i , иначе говоря, при известной стохастической модели случайного процесса изменения компоненты вектора наблюдений U_i задача оптимального прогноза и фильтрации решается путем синтеза фильтра Калмана—Бьюси.

Как правило, априорная информация о структуре формируемых систем S_i ($i=1, \dots, n$) отсутствует, поэтому возникает задача идентификации систем, т. е. построения стохастических моделей, описывающих динамику процессов на основе статистического анализа результатов измерений компонент вектора наблюдений. Вследствие дискретности случайных процессов $\{U_i\}$ и стохастические уравнения будут разностными. В качестве класса стохастических моделей, на которых осуществляется идентификация, выбирается семейство параметрических моделей авторегрессии с переменными коэффициентами. Стохастическое разностное уравнение такого процесса будет иметь вид

$$\left. \begin{aligned} y_i(t) + \sum_{l=1}^{p_i} a_i^{(l)}(t) y_i(t-l) &= a_i(t), \\ y_i(t) &= \nabla^{q_i} U_i(t), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\{a_i(t)\}$ — дискретный белый шум с нулевым средним дисперсией σ_{ia}^2 ; ∇^{q_i} — оператор взятия q_i -ой конечной разности $U_i(t)$ — значение i -ой компоненты вектора наблюдений в момент

Эта модель описывает очень широкий класс нестационарных случайных процессов, в том числе имеющих полиномиальные тренды порядка q_i . Определение параметров моделей (10) является предметом задачи идентификации.

Методика идентификации моделей разделяется на два этапа:

- а) получение начальных приближений параметров;
- б) использование начальных приближений в рекуррентных адаптивных процедурах оценивания, работающих в реальное время.

На первом этапе оценки параметров модели получаются путем подгонки модели к реальному процессу изменения i -ой компоненты вектора наблюдений за некоторый фиксированный временной интервал (объем выборки N). При этом параметры модели (10) считаются неизменными во времени.

Из уравнения (10) вытекает естественный предсказатель на i -м шаге

$$\hat{y}_i(t) = - \sum_{l=1}^{p_i} \alpha_l^{(i)} y_i(t-l). \quad (11)$$

оценка параметров достигается путем минимизации функционала

$$\begin{aligned} J(\alpha_1^{(i)}, \dots, \alpha_{p_i}^{(i)}, p_i) &= E \left\{ \sum_{t=p_i+1}^N [y_i(t) - \hat{y}_i(t)]^2 \right\} = \\ &= E \left\{ \sum_{t=p_i+1}^N [y_i(t) + \sum_{l=1}^{p_i} \alpha_l^{(i)} y_i(t-l)]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Набор коэффициентов $\{\alpha_l^{(i)}\}$, доставляющий минимум функционалу (12), определяется из системы нормальных уравнений:

$$\sum_{l=1}^{p_i} \alpha_l^{(i)} C_{lm}^{(i)} = -C_{om}^{(i)}, \quad m = 1, \dots, p_i, \quad (13)$$

где

$$C_{lm}^{(i)} = \sum_{t=p_i+1}^N y_i(t-l) y_i(t-m).$$

вводятся обозначения: $\theta_i^T \triangleq (\alpha_1^{(i)}, \dots, \alpha_{p_i}^{(i)})$ — вектор параметров модели; $d_i^T \triangleq (C_{01}^{(i)}, \dots, C_{0p_i}^{(i)})$ — выборочный ковариационный вектор; $D_i \triangleq (C_{lm}^{(i)})$ — выборочная ковариационная матрица размера $p_i \times p_i$. Тогда уравнение (13) записывается в матричном виде

$$D_i \theta_i = -d_i, \quad (14)$$

при этом матрица D_i — теплицева.

Наиболее экономичным с точки зрения организации вычислительных процедур алгоритмом решения уравнения (14) является алгоритм Левинсона—Робинсона—Дэрбина (ЛРД) [6]. Алгоритм ЛРД позволяет устанавливать требуемый порядок модели и огласовывать модель с результатами измерений за некоторый ременный интервал. Итеративная процедура ЛРД для уравнений (14) представляет собой:

$$\left. \begin{aligned} E_0^{(i)} &= C_{11}^{(i)}, \\ g_k^{(i)} &= - [C_{1+k,1}^{(i)} + \sum_{j=1}^{k-1} \hat{\alpha}_j^{(i), (k-1)} C_{1+k-j,1}^{(i)}] / E_{k-1}^{(i)}, \\ \hat{\alpha}_k^{(i), (k)} &= g_k^{(i)}, \\ \hat{\alpha}_j^{(i), (k)} &= \hat{\alpha}_j^{(i), (k-1)} + g_k^{(i)} \hat{\alpha}_{k-j}^{(i), (k-1)}, \quad j=1, \dots, k-1, \\ E_k^{(i)} &= [1 - (g_k^{(i)})^2] E_{k-1}^{(i)}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где $k=1, 2, \dots$; p_i — номер итерации; условие окончания процедуры

$$\hat{\alpha}_j^{(i)} = \hat{\alpha}_j^{(i), (p_i)}, \quad j=1, \dots, p_i.$$

При этом в процессе отыскания решения для модели порядка p , как промежуточные решения, получаются решения для все моделей, порядок которых меньше p . Необходимым и достаточным условием устойчивости моделей является

$$|g_k^{(i)}| < 1, \quad k=1, \dots, p_i.$$

Оценкой дисперсии σ_{ia}^2 для модели порядка p является $E_p^{(i)}$.

Критерием оценки порядка модели является известный критерий Акаике [6]: p выбирается таким, чтобы $N \ln E_p + 2p$ был минимально. Для определения порядка q_i процесс $\{U_i\}$ подвергается операции взятия конечной разности до тех пор, пока выборочная корреляционная функция q_i -ой разности процесса не будет быстро затухать [7].

Таким образом, порядок модели и начальные оценки параметров определяются с использованием алгоритма ЛРД.

Для построения рекуррентных адаптивных процедур оценивания параметров модели в реальном времени уравнение (14) записывается в рекуррентной форме. Ковариационная матрица D_i выражается через вектор данных

$$Y_i(t) \triangleq (-y_i(t-1), -y_i(t-2), \dots, -y_i(t-p_i)) \quad (14)$$

и записывается в виде

$$\left[\sum_{s=0}^t Y_i^T(s) Y_i(s) \right] \hat{\theta}_i(t) = \sum_{s=0}^t Y_i^T(s) y_i(s). \quad (16)$$

Индекс t означает, что оценка $\hat{\theta}_i(t)$ включает данные вплоть до временного индекса t .

Для того чтобы параметры модели могли изменяться, предполагается, что $\hat{\theta}_i(t)$ определяется марковским процессом первого порядка

$$\theta_i(t) = \theta_i(t-1) + \lambda_i T(t), \quad (17)$$

где λ_i — определяет среднюю скорость изменения. Вектор $T(t)$ имеет ковариационную матрицу $\lambda_i^2 E$.

Требуемую рекуррентную форму решения уравнения (16) с учетом (17) можно реализовать с использованием фильтра

алмана—Бьюси. При этом адаптивная процедура оценивания вектора параметров модели имеет вид:

$$\hat{y}_i(t) = \hat{\theta}_i(t-1) + Q_i(t) Y_i^T(t) [y_i(t) - Y_i(t) \hat{\theta}_i(t-1)], \quad (18)$$

$$Q_i(t) = Q_i(t-1) - Q_i(t-1) Y_i^T(t) [1 + Y_i(t) Q_i(t-1) Y_i^T(t)]^{-1} \times \\ \times Y_i(t) Q_i(t-1) + \lambda_i^2 E, \quad (19)$$

где

$$P_i(t) = \left[\sum_{s=0}^t Y_i^T(s) Y_i(s) \right]^{-1} \text{ — обратная ковариационная матрица.}$$

Форма записи уравнения для матрицы передачи (19) более удобна в рассматриваемом случае и эквивалентна форме (7)—(9) учетом известных матричных тождеств [4]:

$$PH^T (HPH + R)^{-1} = (P^{-1} + H^T R^{-1} H)^{-1} H^T R^{-1},$$

$$(P^{-1} + H^T R^{-1} H) = P - PH^T (HPH^T + R)^{-1} HP.$$

Уравнения (18) и (19) определяют рекуррентную адаптивную процедуру оценивания параметров моделей, описываемых (10), работающую в реальном масштабе времени по мере поступления измерений i -ой компоненты вектора наблюдений. В качестве начальных оценок параметров и порядка моделей p_i , q_i используют полученные на первом этапе идентификации.

За счет последнего члена уравнения (19) $\lambda_i^2 E$ значения $Q_i(t)$ всегда будут отличны от нуля, а следовательно, матрица передачи (18) будет придавать дополнительный вес последующим данным измерений, причем тем в большей степени, чем больше значение λ_i . Поэтому параметр λ_i управляет скоростью адаптации к реальным данным.

Теперь необходимо осуществить переход от представления модели в виде разностного стохастического уравнения (10) к уравнению состояния формирующей системы S_i в форме (1), используемой при синтезе оптимальных фильтров прогноза и оценки (4)—(9).

Для этого осуществляется редукция общего скалярного разностного уравнения (10) к векторному стохастическому уравнению первого порядка:

$$X_i(t) = A_i(t) X_i(t-1) + B a_i(t), \quad (20)$$

где

$$X_i^T(k) \triangleq (y_i(k), \dots, y_i(k-p+1)),$$

$$B^T \triangleq (1, 0, \dots, 0),$$

$$A_i(t) \triangleq \begin{pmatrix} -\hat{\alpha}_1^{(i)}(t) - \hat{\alpha}_2^{(i)}(t) & \dots & -\hat{\alpha}_{p-1}^{(i)}(t) - \hat{\alpha}_p^{(i)}(t) \\ 1 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}.$$

Можно показать [8], что выражения для переходных матриц состояния и возмущения через параметры стохастического уравнения (20) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_i(t, t-1) &= A_i(t), \\ \Gamma_i(t, t-1) &= B. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Таким образом, задача оптимального прогноза некоторого комплексного показателя метеорологической ситуации, представляющего линейный агрегат компонент вектора наблюдений результатов измерений информативных для данной ситуации метеорологических параметров, на короткие временные интервалы решается в несколько этапов.

По результатам измерений за некоторый интервал наблюдений строятся разностные стохастические уравнения, описывающие нестационарные случайные процессы изменения компонент вектора наблюдений. В качестве оценок параметров используются оценки наименьших квадратов.

Параметры модели автоматически корректируются по мере поступления новых измерений в реальном масштабе времени с использованием рекуррентной процедуры оптимальной калмановской фильтрации. Для каждой полученной таким образом адаптивной стохастической модели синтезируются оптимальные фильтры прогноза Калмана—Бьюси. Линейный агрегат спрогнозированных значений компонент вектора наблюдений с ядром комплексного показателя метеорологической ситуации и будет оптимальным прогнозом значения комплексного показателя. Описанный алгоритм является достаточно универсальным и удобным при обработке результатов измерений метеорологических параметров с помощью ЭЦВМ в темпе измерений.

Для проведения численных экспериментов использовались результаты измерений модуля скорости ветра на высоте $H=50$ м, полученных с помощью заторможенного анемометра (дискретность измерений $\Delta t=1$ с). На данном статистическом материале рассматривалось три метода прогноза на сверхкороткие (до 40 с) интервалы времени:

- а) инерционный;
- б) с использованием модели авторегрессии с постоянными коэффициентами;
- в) с использованием описанного адаптивного алгоритма.

В результате суммарная среднеквадратическая ошибка прогноза с использованием адаптивного алгоритма оказалась в 1,3 раза меньше, чем при использовании модели авторегрессии второго порядка с постоянными коэффициентами, и в 2,5 раза меньше, чем при инерционном методе прогноза, что подтвердило перспективность использования рассмотренного адаптивного алгоритма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колосова Н. В. Использование параметрических моделей в прогнозе скорости ветра в Антарктике. — Труды 3-го Всесоюзного симпозиума по применению статистических методов в метеорологии. М., 1978, с. 66—77.
2. Deleur Jacques W., Kavvas M. Levent. Stochastic models for monthly rainfall forecasting and synthetic generation. J. Appl. Meteorol. 1978, 17 № 10, 1528—1536.
3. Финогенов Д. В. Об использовании модели авторегрессии для прогноза временных рядов высоты нижней границы облаков. — Труды ГГО 1980, № 435, с. 114—119.
4. Медич Д. ж. Статистически оптимальные линейные оценки и управление. — М.: Энергия, 1973 — 440 с.
5. Аоки М. Оптимизация стохастических систем. — М.: Наука, 1971. — 424 с.
6. Макхол Д. ж. Линейное предсказание. Обзор ТИИЭР, 1975, т. 63, № 4, с. 20—44.
7. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. — М.: Мир, вып. 1, 1974. — 406 с.
8. Заде Л., Дезоер Ч. Теория линейных систем. — М.: Наука, 1970. — 704 с.

УДК 581.14.032

А. З. АЛЕКСАНДРОВА (ЛГПИ)

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПЕРЕУВЛАЖНЕНИЯ ПОЧВЫ НА УРОЖАЙ НЕКОТОРЫХ СОРТОВ ОВСА, РАЙОНИРОВАННЫХ В ЛЕНИНГРАДСКОЙ ОБЛАСТИ

Увеличение производства зерна является ключевой проблемой развития сельского хозяйства. В решении этой проблемы основную роль играют зерновые культуры, в числе которых определенное место занимает овес.

Овес — одна из важнейших фуражных и продовольственных культур. Зерно овса служит прекрасным концентрированным кормом и имеет большое значение при откорме животных. Широко используется овес и для переработки в пищевые продукты (овсяную крупу, муку, толокно), так как богат питательными веществами.

Основная зона распространения овса в СССР охватывает лесные лесостепные и частично степные районы Европейской части территории Советского Союза. Считается, что овес в районах основного распространения дает устойчивые и довольно высокие урожаи. Причем, валовый сбор овса, начиная со второй половины шестидесятых годов, неуклонно растет в связи с расширением посевных площадей, улучшением культуры земледелия, районированием высокоурожайных сортов.

Однако в практике имеют место значительные колебания урожайности овса по годам, что объясняется влиянием неблагоприятных метеорологических факторов, среди которых существенную роль играют осадки, обилие которых приводит к переувлажнению почвы.

В частности, в Ленинградской области наблюдается значительное снижение урожая овса в разные годы из-за резких колебаний влажности почвы во время вегетационного периода, обусловленных неравномерным выпадением осадков.

Вопросами изучения влияния переувлажнения почвы на урожай зерновых культур, в том числе овса, занимались многие исследователи и к настоящему времени накопился определенный материал (Сказкин Ф. Д., 1957 г.; Каришнев Р. В., 1958 г.; Сказкин Ф. Д. и Федорова Ю. Н. 1961 г.; Александрова А. З., 1968 г.; Петкова В. П. и Серова Т. Ф., 1976 г.; Вещенская Н. С. и Гешеле Е. Э., 1976 г. и др.).

Рядом исследователей наблюдения проводились только с учетом фенологических фаз в развитии растений (Желтая Н. Н., 1974 г.; Воробьев Г. С. и Михайлов С. Д., 1977 г.; Воробьев С. А. и Сафонов А. Ф., 1976 г. и др.), однако фенологические фазы недостаточно точно характеризуют онтогенетическое состояние растительного организма.

Значительно больший интерес представляет изучение действия переувлажнения почвы на зерновые культуры в различные этапы органогенеза, как более четко отражающие состояние и потребности растений. Такие исследования проводились последние 10 лет на кафедре ботаники Ленинградского государственного педагогического института (ЛГПИ) им. А. И. Герцена (Михайлова А. В., 1976 г.; Мусорина Л. Н., 1976 г.; Аникиев В. В. и Баскина Н. М., 1976 г.; Кононюк Г. А., 1978 г. и др.).

Полученные результаты показали, что наиболее ответственными периодами за формирование урожая злаков являются IV и VI этапы органогенеза. Оптимальное увлажнение почвы на этих этапах — одно из важнейших условий получения высоких урожаев.

Однако разные виды и сорта злаков, районированных в определенных областях, по-разному реагируют на избыток влаги в почве и в итоге величина потерь урожая в зависимости от биологических особенностей сорта — разная. Поэтому важно знать отношение определенных сортов злаков к такому неблагоприятному фактору, как избыток влаги в почве, чтобы избежать нежелательных потерь урожая. Правильный подбор сортов, максимально реализующих свои потенциальные возможности в конкретных условиях вегетации, обеспечит стабильность урожайности по годам.

Цель нашей работы — изучить, какие из некоторых районированных в Ленинградской области сортов овса лучше переносят периодическое затопление почвы и выходят с наименьшими поте-

ями урожая, проследить также, на каком этапе развития наблюдается наибольшее падение урожая от переувлажнения и за счет каких структурных элементов.

Методика постановки опытов

Работа выполнена на биологической станции Ленинградского государственного педагогического института им. А. И. Герцена в течение 1978—1979 гг. Опыты проводились вегетационным методом, что обеспечило возможность точно регулировать влажность почвы. Растения выращивались в металлических сосудах емкостью 8 кг почвы. Почва использовалась слабокислая, дерновоподзолистая. Для исследования были взяты сорта овса, районированные в Ленинградской области: 1) Пшебуй II, 2) Золотой дождь, 3) Хадмерслебнер (Хад).

Все три сорта — среднеспелые (от посева до восковой спелости 90—110 дней), урожайные. Семена для посева были получены из Всесоюзного института растениеводства (ВИР). Опыты проводились по следующей схеме:

- 1) контроль — влажность почвы 70% от полной влагоемкости;
- 2) затопление на IV этапе органогенеза — влажность почвы 130% от полной влагоемкости;
- 3) затопление на VI этапе органогенеза — влажность почвы 130% от полной влагоемкости.

Заданная влажность почвы в сосудах поддерживалась ежедневным поливом по весу. В контрольных сосудах влажность почвы составляла весь период вегетации растений 70% от полной влагоемкости. Периодическое затопление почвы водой (130% влажности от полной влагоемкости) создавалось на IV и VI этапах органогенеза (во время образования колосковых бугорков и образования микро- и макроспор), то есть в период наибольшей чувствительности растений к избыточному увлажнению почвы (Сказкин Ф. Д. и др. 1968 г.; Сказкин Ф. Д. и Федорова Ю. Н. 1961 г.; Михайлов А. В., 1976 г.; Мусорина Л. Н., 1976 г. и др.). Длительность затопления — семь дней. При затоплении почвы вода в сосудах стояла на поверхности слоем 1,5—3 см.

Все исследования проводились по этапам органогенеза. Этапы определялись по развитию конуса нарастания главного побега (Куперман Ф. М., 1968 г.). Повторность опытов — трехкратная.

Так как полученные результаты показали практически полное совпадение по годам данных о влиянии затопления на урожай, то в таблицах приведены цифры одного года (1979 г.).

Результаты измерений обработаны статистически с вычислением средней арифметической величины каждого измерения из трех повторностей и среднеквадратичной ошибки (Лакин Г. Ф., 1973 г.).

Результаты и их обсуждение

Конечная цель, к которой стремится исследователь, — это поиски путей и методов повышения урожайности сельскохозяйственных культур.

Величина урожая складывается из различных элементов его структуры. В понимании Сказкина Ф. Д. (1968 г.) структура урожая — это сочетание элементов формирования вегетативных (количество колосоносных стеблей, в том числе и продуктивного подгона) и генеративных органов (количество колосков, цветков, заложившихся зерен в колосе), которые непосредственно определяют величину урожая растений.

Согласно представлениям Денисова П. В. (1976 г.), урожайность зерновых культур зависит от всех элементов, составляющих структуру урожая, но в конечном итоге определяется соотношением двух основных — числа плодоносящих стеблей на единицу площади и веса зерна с одного колоса. По данным автора, при увеличении числа плодоносящих стеблей на 10% урожайность повышается у овса примерно на 4%, а у ячменя — на 10%. С повышением продуктивности колоса на 10% повышается урожайность овса в среднем на 4,5%, ячменя на 9,4%.

Чтобы получить полное представление о влиянии затопления почвы на величину урожая у взятых для исследования сортов овса и выяснить за счет каких структурных элементов происходило падение урожая, нами подробно анализировались следующие структурные элементы: рост растений в высоту и количество продуктивных побегов, длина и вес метелки, число зерен в метелке, абсолютный вес зерна, вес зерна и соломы с главных и боковых побегов по вариантам опыта. Результаты представлены в табл. 1, 2 и 3.

Проведенные исследования показали, что из трех сортов овса лучший урожай зерна в оптимальных условиях увлажнения был получен у сорта Хад (16,17 г. против 14,77 г. у Пшебуй II и 13,74 г. — Золотой дождь).

Какие структурные элементы имели решающее значение в формировании урожая?

Если говорить о количестве боковых побегов, то по их числу все три сорта практически не отличались, то есть кустились одинаково (см. табл. 1, 2, 3). Рост растений в высоту и длина метелки также не оказали существенного влияния на величину урожая. Что касается абсолютного веса зерна, то у сорта Хад он был даже ниже, чем у овса Золотой дождь (вес 1000 зерен главных побегов сорта Хад составил 32,1 г., а сорта Золотой дождь — 34,1 г.).

Следовательно, основную роль в получении более высокого урожая у сорта Хад сыграла лучшая озерненность метелки и главного побега, и бокового. Именно у сорта Хад при высокой озерненности метелки главного побега (38,0 зерен) было наибольшее

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая овса сорта Хадмерслебнер

Варианты опыта	Вегетативная масса				Метелка				Зерно						
	Кущение		Длина стебля с метелкой, см		Длина, см		Число зерен		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 растений, г		Общий урожай зерна 10 растений, г
	общее	продуктивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	
Контроль	0,6	0,6	92,7 ±1,38	66,4 ±0,64	14,6 ±0,4	12,9 ±0,54	38,0 ±0,43	21,1 ±1,17	1,22 ±0,079	0,67 ±0,38	32,1 ±0,08	32,0 ±0,23	11,83 ±0,53	4,34 ±0,13	16,17 ±0,43
Затопление на IV этапе органогенеза	1,5	0,2	59,1 ±1,69	55,9 ±1,88	8,5 ±0,52	9,6 ±0,33	11,4 ±1,38	10,5 ±0,74	0,30 ±0,04	0,27 ±0,03	26,4 ±0,04	26,0 ±0,32	3,50 ±0,11	3,63 ±0,46	7,13 ±0,4
Затопление на VI этапе органогенеза	0,9	0	71,6 ±1,41	54,1 ±0,74	11,7 ±0,3	9,6 ±0,4	15,6 ±0,7	10,0 ±1,04	0,45 ±0,035	0,24 ±0,03	29,1 ±0,3	22,3 ±0,16	4,47 ±0,34	1,93 ±0,55	6,40 ±0,89

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая овса сорта Пшебуй II

Варианты опыта	Вегетативная масса				Метелка				Зерно						Общий урожай зерна 10 растений, г
	Кущение		Длина стебля с метелкой, см		Длина, см		Число зерен		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 ра- стений, г		
	общее	продук- тивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	
Контроль	0,7	0,6	95,1 ±1,55	68,7 ±0,94	15,4 ±0,3	13,0 ±0,54	38,0 ±1,03	18,5 ±0,89	1,13 ±0,064	0,53 ±0,078	29,9 ±0,18	29,4 ±0,67	11,14 ±0,35	3,63 ±0,27	14,77 ±1,31
Затопление на IV этапе органогенеза	1,5	0	53,3 ±1,44	54,3 ±1,77	8,0 ±0,42	9,4 ±0,31	8,9 ±1,06	10,1 ±0,55	0,24 ±0,36	0,23 ±0,021	24,6 ±0,34	23,0 ±0,66	2,43 ±1,19	3,43 ±0,4	5,86 ±1,25
Затопление на VI этапе органогенеза	1,2	0	58,7 ±0,96	44,7 ±0,45	9,4 ±0,7	8,0 ±0,43	8,9 ±1,03	7,4 ±0,8	0,25 ±0,053	0,14 ±0,032	22,9 ±0,58	17,5 ±0,23	2,9 ±1,45	1,53 ±0,34	4,43 ±0,67

Влияние избыточного увлажнения почвы на структуру урожая овса сорта Золотой дождь

Варианты опыта	Вегетативная масса				Метелка				Зерно							
	Кущение		Длина стебля с метелкой, см		Длина, см		Число зерен		Средний вес зерен, г		Вес 1000 зерен, г		Урожай зерна с 10 растений, г		Общий урожай зерна 10 растений, г	
	общее	продуктивное	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового	главного	бокового		
Контроль	0,6	0,6	96,8 ±1,96	61,0 ±1,24	14,4 ±0,29	12,0 ±0,43	32,9 ±0,98	16,3 ±0,16	1,12 ±0,064	0,52 ±0,078	34,1 ±0,21	32,2 ±0,18	11,02 ±0,55	2,72 ±0,59	13,74 ±0,76	
Затопление на IV этапе органогенеза	1,9	0	58,2 ±0,23	44,6 ±1,81	8,6 ±0,43	8,4 ±0,34	8,9 ±0,91	6,03 ±0,51	0,26 ±0,04	0,14 ±0,019	29,2 ±0,17	22,6 ±0,34	2,40 ±0,25	2,11 ±0,15	4,51 ±0,27	
Затопление на VI этапе органогенеза	1,6	0	53,8 ±0,41	49,4 ±1,36	7,1 ±0,31	8,6 ±0,33	5,9 ±0,59	7,53 ±0,48	0,13 ±0,028	0,14 ±0,016	21,5 ±0,18	18,5 ±0,19	1,22 ±0,3	2,00 ±0,25	3,22 ±0,55	

шее количество зерен в метелке бокового (21,1 против 18,5 у сорт Пшебуй II и 16,3 — сорта Золотой дождь). В итоге и главные и боковые побеги растений сорта Хад дали лучший урожай зерна при оптимальном увлажнении почвы по сравнению с другими опытными сортами.

Затопление почвы значительно снизило урожай у исследуемых сортов овса. Наибольшее падение урожая наблюдалось при затоплении на VI этапе органогенеза, несколько меньше снижался урожай при затоплении на IV этапе. Причем не только величина, но и причины потерь урожая на разных этапах органогенеза различны.

Из полученных данных и литературных источников (Сказкин Ф. Д. и др. 1968 г.; Аникиев В. В. и Баскина Н. М., 1976 г. Михайлова А. В., 1976 г.; Мусорина Л. Н., 1976 г. и др.) следует, что в разные периоды развития затопление действует неодинаково. Избыточное увлажнение на IV этапе захватывает момент заложения колосковых бугорков и снижение урожая происходит в основном за счет низкой озерненности метелки. Переувлажнение почвы на VI этапе приходится на важнейший период в развитии растений — формирование материнских клеток пыльцы и микроспор, что приводит к резкому снижению жизнеспособности пыльцы и, в итоге, потери урожая происходят за счет падения натурь зерна, а также снижения озерненности.

В наших опытах из сравнения урожайных данных исследуемых сортов овса видно, что наиболее устойчив к переувлажнению почвы сорт Хад. Больше всего пострадал от затопления овес Золотой дождь и промежуточное положение занял Пшебуй II. У сорта Хад общий урожай зерна на IV этапе органогенеза составил 44,1% от контроля, у сорта Пшебуй II — 39,7%, а у сорта Золотой дождь — 32,8%.

Такая же закономерность по сортам наблюдалась и при избытке влаги в почве на VI этапе органогенеза, только величина потерь оказалась более значительной (урожай составил соответственно по сортам 39,6, 30,0% и 23,4% от контроля).

При этом затопление почвы отрицательно повлияло на все показатели, составляющие структуру урожая, но в равной степени в зависимости от биологических особенностей сорта и этапов органогенеза.

При затоплении почвы на IV этапе недобор урожая у сорта Хад и Пшебуй II произошел, прежде всего, за счет главных побегов. Они значительнее, чем боковые, отставали от контроля по росту в высоту (у сорта Хад главные побеги были меньше таковых у контроля на 33,6 см, а боковые — только на 10,5 см), по длине метелки и ее озерненности (у главного побега сорта Пшебуй II длина метелки уменьшилась на 7,4 см по сравнению с контролем, а у бокового — на 3,6 см, озерненность метелки соответственно у главного побега упала в 4 раза, а у бокового —

1,8 раза). Снижился в условиях переувлажнения у главных побегов указанных сортов и абсолютный вес зерна, но не более, чем боковых. Так, вес 1000 зерен главного побега овса Хад составил 26,4 г, а бокового — 26,0 г. В итоге урожай зерна с главных побегов был получен меньше, чем с боковых, и, в основном, за счет озерненности метелки. Это объясняется тем, что главные побеги попали в условия избыточного увлажнения в момент закладки колосковых бугорков, в результате значительно сократилась длина метелки и число зерен в ней.

Избыток влаги в почве при прохождении растениями сорта Хад и Пшебуй II VI этапа органогенеза, оказал более отрицательное действие на урожай, чем на IV, и в большей степени повлиял на состояние боковых побегов. У них метелка имела меньшую длину (длина метелки бокового побега у сорта Хад составляла 9,6 см, у главного — 11,7 см) и характеризовались более низкой озерненностью (количество зерен в метелке бокового побега сорта Хад — 10,0 зерен, главного — 15,6) относительно главных побегов. Значительно упал и абсолютный вес зерна (особенно у боковых побегов) растений этих сортов. Например, у сорта Пшебуй II вес 1000 зерен боковых побегов составил 17,5 г, а главных — 22,9 г.

Это очевидно связано с тем, что боковые побеги растений, затопленных на VI этапе, появились по сравнению с другими вариантами опыта значительно позднее по времени, а именно после прекращения затопления, когда влажность почвы в опытных соудах достигла оптимальной (после прекращения затопления у злаков наблюдается активное кущение). Естественно, что к моменту снятия урожая зерно не набрало достаточное количество питательных веществ и не созрело, что привело к значительному снижению урожая с боковых побегов за счет щуплости зерна и пустоколосья.

Из сказанного следует, что у растений сортов Хад и Пшебуй II наблюдалась сходная закономерность в реакции структурных элементов урожая на переувлажнение почвы по этапам органогенеза.

У растений овса Золотой дождь реакция структурных элементов на переувлажнение почвы проявилась несколько иначе, что, видимо, связано с биологическими особенностями сорта.

Урожайность этого сорта в условиях затопления почвы оказалась самой низкой по сравнению с другими опытными сортами. Она снизилась за счет сильного отрицательного действия избытка влаги, как на главные, так и на боковые побеги. На IV этапе органогенеза более низкий урожай дали боковые побеги за счет уменьшения длины, озерненности метелки (6,03 зерен против 8,9 у главного побега) и щуплости зерна (22,6 г. против 29,2 г у главного побега). При затоплении на VI этапе главные побеги характеризовались более низкой урожайностью. Они имели метелку

меньшей длины с малым количеством зерен (5,9 зерен против 7 у бокового побега) и при суммировании урожая вес зерна с боковых побегов составил в среднем 2,0 г, а с главных — 1,2 г.

Выводы

Проведенные исследования и анализ полученных результатов позволяют сделать следующие основные выводы.

1. Периодическое затопление почвы значительно снижает урожай зерна у растений овса, районированных в Ленинградской области.

2. Наиболее значительные потери урожая происходят при избытке влаги в почве на VI этапе органогенеза, когда в растении протекает важнейший процесс формирования пыльцы, играющий существенную роль в получении урожая.

3. Снижение урожая в зависимости от этапов органогенеза при затоплении почвы происходит у разных сортов овса за счет различных структурных элементов, среди которых более существенными можно считать озерненность метелки и абсолютный вес зерна.

4. Сорта овса в силу своих биологических особенностей различаются по реакции на условия избыточного увлажнения почвы. Из исследуемых нами сортов более устойчив к периодическому переувлажнению овес сорта Хадмерслебенер.

5. Биологические особенности сортов необходимо учитывать для обеспечения планируемых урожаев. Овес сорта Хадмерслебенер можно считать в условиях Ленинградской области более перспективным по сравнению с сортами Пшебуй II и Золотой дождь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сказкин Ф. Д. Влияние недостаточной и избыточной влажности почвы на некоторые физиологические процессы и урожай хлебных злаков. — В сб.: Биологические основы орошаемого земледелия. М., изд. АН СССР, 1957, с. 205—219.
2. Каришнев Р. В. Устойчивость яровой пшеницы к переувлажнению. — Физиология растений, 1958, т. 5, вып. 5, с. 409—416.
3. Сказкин Ф. Д., Федорова Ю. Н. Влияние избыточного увлажнения почвы и азота на некоторые физиологические процессы и урожай ячменя в связи с его стадийным развитием. — Докл. АН СССР, 1961, т. 139, № 6, с. 1476—1479.
4. Александрова А. З. Особенности формирования генеративной системы ячменя на фоне некоторых физиологических процессов и причины снижения урожая в условиях избыточного увлажнения почвы. — Ученые записки ЛГПИ им. А. И. Герцена, 1968, т. 333, с. 12—36.
5. Петькова В. П., Серова Т. Ф. К вопросу о влиянии влажности почвы на урожайность ячменя. — Труды ин-та экспериментальной метеорологии, 1976, вып. 9 (68), с. 104—107.
6. Вешенская Н. С., Гешеле Е. Э. Зависимость урожая с/х культур от длительности переувлажнения в разные периоды роста растений. — В кн.: Мелиорация земель Ленинградской области. М., 1976, с. 121—125.

- Желтая Н. Н. О связях средней областной урожайности овса с основными метеорологическими элементами в различных зонах Европейской территории СССР. — Труды Гидрометеорологического НИЦ СССР, 1974, вып. 130, с. 104—113.
- Воробьев Г. С., Михайлов С. Д. Влияние норм высева и режима орошения на урожай и качества зерна новых сортов озимой пшеницы и ярового ячменя. — Научные труды Киргизского научно-производственного объединения по земледелию, Фрунзе, 1977, вып. XV, с. 80—87.
- Воробьев С. А., Сафонов А. Ф. Влагообеспеченность ячменя в специализированных звеньях севооборота. — Доклады ТСХА, 1976, вып. 224, ч. 1, с. 66—70.
- Михайлова А. В. Влияние витамина РР на урожай ячменя при оптимальном и избыточном увлажнении почвы. — XXVI Герценовские чтения, Биология, 1976, вып. 2, с. 8—12.
- Мусорина Л. Н. Влияние марганца на урожай ячменя и жизнеспособность пылцы при различной влажности почвы. — XXVI Герценовские чтения, Биология, 1976, вып. 2, с. 17—22.
- Аникиев В. В., Баскина Н. М. Влияние цинка на водный режим ячменя при избыточном увлажнении почвы. — XXVI Герценовские чтения Биология, 1976, вып. 2, с. 36—40.
- Конюк Г. А. Влияние хлорхлорида на рост, развитие и урожай пшеницы Минская в условиях нормального и избыточного увлажнения почвы. — В кн.: Рост, развитие и урожайность в условиях Северо-Востока РСФСР. Вологда, 1978, вып. 5, с. 91—98.
- Сказкин Ф. Д. и др. Влияние избыточного увлажнения почвы на ход формирования репродуктивных органов и урожай яровых хлебных злаков. — Ученые записки ЛГПИ им. А. И. Герцена, 1968, т. 333, с. 5—11.
- Куперман Ф. М. Морфофизиология растений. — М.: Высшая школа, 1968, с. 219—221.
- Лакин Г. Ф. Биометрия. — М.: Высшая школа, 1973. — 343 с.
- Денисов П. В. Главные элементы структуры урожая и их оптимальное соотношение. — Бюлл. Всесоюзного научно-исследов. ин-та растениеводства. Л., 1976, вып. 57—58. с. 34—38.



СОДЕРЖАНИЕ

- Л. Г. Качурин, В. И. Полтинников.* Грозовой разряд как развитие кинетической неустойчивости слабоионизованной плазмы в сильном электрическом поле
- Б. Д. Иванов, Н. К. Екатериничева, Е. В. Осокина, Л. Н. Яковлева.* О возможности определения предгрозовой стадии развития облачности методом пассивной радиолокации
- Ю. К. Кабасов, О. М. Розенталь.* К вопросу о радиоизлучении грозových облаков
- Н. С. Коквин, В. П. Кузьменко.* Оценка эффективности применения оптиколокационных средств измерения высоты нижней границы облаков (ВНГО)
- Н. К. Решетков, Н. Ф. Павлов.* Сравнительная оценка статистической структуры показателя преломления атмосферы над сушей и океаном по данным радиозондирования
- А. Х. Филиппов, В. П. Закарюкин.* Спектральные особенности электрического поля молнии
- Л. Г. Качурин, С. И. Колев, Р. А. Орлов.* Диэлектрические свойства фазового перехода вода—лед в СВЧ диапазоне
- В. Г. Морачевский, В. А. Баженов, Т. Д. Жуковская, А. Н. Отто.* Проблема исследования спектра аэрозольного ослабления атмосферы в полосе поглощения озона Гартля—Хеггинса
- В. К. Аргушинцев, Г. Г. Тараканов.* Численное моделирование бризов Ладожского озера
- А. С. Балужева, Л. И. Гашиш, В. Б. Иванов.* Простейшая математическая модель электротеплового воздействия на процесс обледенения судов
- В. И. Бекряев, М. В. Дукальская.* О механизме разрушения конвективных облаков нисходящими струями
- Н. Д. Аргемьева, Г. П. Дыдина.* О температуре интенсивной кристаллизации кучево-дождевых облаков
- Ю. Л. Матвеев, С. А. Солдатенко.* Роль пограничного слоя атмосферы в формировании фронтальной облачности
- Л. А. Гаврилова, В. Н. Крылова.* Аппроксимация распределения температуры и геопотенциала в нижней стратосфере Арктики весной
- А. М. Кригель.* Турбулентная среда как нелинейный проводник
- А. З. Александрова.* Действие избыточного увлажнения почвы на урожай ячменя в разные периоды его развития
- Б. К. Федюшин.* О распределении гидродинамической разности давлений для тел различной формы
- М. Л. Гольденберг, Л. И. Дивинский.* Исследование электронно-оптического метода синтезирования речевого сигнала при решении некоторых метеорологических задач
- А. В. Белоцерковский.* Прогноз метеорологической ситуации на коротких временных интервалах с использованием адаптивных стохастических моделей
- А. З. Александрова.* Влияние периодического переувлажнения почвы на урожай некоторых сортов овса, районированных в Ленинградской области

**МЕЖВУЗОВСКИЙ СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ, ВЫП 81.
ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ**

Редактор *З. Б. Ваксенбург*

Корректор *Л. В. Ломакина*

ано в набор 15.11.82.

38362.

мага тип. № 2.

ч. л 10

мплан 1983 г., поз.

ПТИ имени М. И. Калинина. 195251, Ленинград, Политехническая ул.. 29.

Подписано в печать 29.03.83.

Формат бумаги 60×90¹/₁₆.

Лит. гарн. Печать высокая.

Тираж 500 экз

Цена 1 руб. 50 коп.

Типография ВОК ВМФ

