

06  
178

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ВЫПУСК 145

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ОБЛАКОВ  
И АКТИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Под редакцией  
д-ра физ.-мат. наук  
Н. С. ШИШКИНА

БИБЛИОТЕКА  
Ленинградского  
Гидрометеорологического  
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1963

019011

## АННОТАЦИЯ

Сборник содержит статьи по вопросам теории осадков и грозового электричества и по некоторым вопросам воздействий на облака и туманы.

Сборник рассчитан на научных работников-метеорологов, аспирантов и студентов старших курсов.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Ю. А. Барукова, Т. С. Учеваткина. Расчеты роста капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках на машине «Урал-1» . . . . .	3
Н. С. Шишкин. К теории грозовых шквалов . . . . .	13
Н. С. Шишкин. О влиянии осадков на восходящие потоки в конвективных облаках . . . . .	20
Н. С. Шишкин. О механизме образования грозовых явлений . . . . .	23
Н. Н. Ярцева, А. В. Бромберг, Н. В. Бычков. Об одном косвенном методе оценки льдообразующей активности реагентов . . . . .	30
Н. П. Тверской. К вопросу о коагуляции капель тумана звуковыми колебаниями . . . . .	36

Редактор *Е. П. Капитанец*

Техн. редактор *А. Г. Алексеев*

Корректоры: *В. В. Мамедова, Б. А. Минц*

Сдано в набор 6/VI 1963 г.

Подписано к печати 2/X 1963 г.

Бумага 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>

Бум. л. 1,5

Печ. л. 4,11

Уч.-изд. л. 3,59

Тираж 750 экз.

М-17477

Индекс МЛ-58

Гидрометеорологическое издательство.

Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.

Заказ № 376.

Цена 25 коп.

Типография № 8 УЦБ и ПП ЛСНХ. Ленинград, Прачечный пер., д. № 6

## РАСЧЕТ РОСТА КАПЕЛЬ И СФЕРИЧЕСКИХ ЛЕДЯНЫХ ЧАСТИЦ В КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКАХ НА МАШИНЕ «УРАЛ-1»

В статье изложено решение задачи о росте капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках на цифровой вычислительной машине «Урал-1», приведены результаты расчетов для случаев с постоянной и переменной скоростью восходящего потока, дано упрощение исходных уравнений.

### Введение

На машине «Урал-1» решалась задача роста капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках за счет конденсации и коагуляции по схеме, предложенной Н. С. Шишкиным [6].

Рассматриваемое конвективное облако имело следующие начальные характеристики: высота нижней границы 1000 м, температура на нижней границе  $+6^{\circ}\text{C}$ , начальный спектр капель задан на высоте 200 м над основанием облака. Восходящий поток в облаке предполагается равномерным. При этом обеспечивается непрерывный поток влаги к его основанию. Конденсация влаги сопровождается выделением скрытой теплоты, что благоприятствует поддержанию восходящего потока. Рост водности с высотой благодаря подъему воздуха, который предполагался адиабатическим, рассчитан теоретически в статье [8]. Данные расчета для выбранной нами модели облака приведены на рис. 1.

Предполагалось, что капли в облаке распределены по размерам в соответствии с формулой А. Х. Хргиана и И. П. Мазина

$$n(r) = ar^2 e^{-br}, \quad (1)$$

где  $a = \frac{\left(\frac{5}{2}\right)^5 w}{\pi r_m^6}$ ;  $b = \frac{5}{r_m}$ ;  $w$  — водность облака;  $\rho$  — плотность воды;  $r_m$  — радиус капли, соответствующий максимуму в спектре водности.

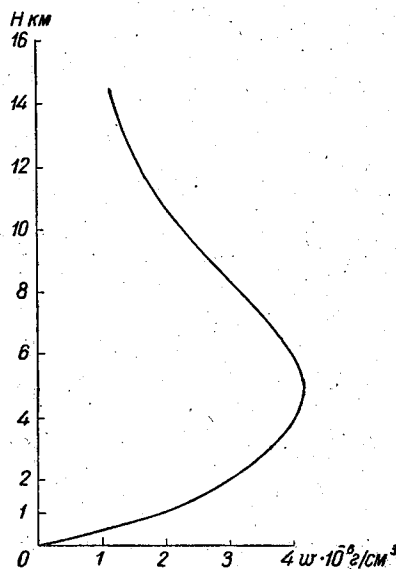


Рис. 1. Изменение водности облака с высотой.

Рост радиуса капель с высотой в начальный период их существования происходит в основном за счет конденсации.

Следовательно,

$$z'_r = \frac{dz}{dr} = \frac{dz}{dt} \cdot \frac{1}{\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}}} = \frac{u - v_{\text{ст}}}{\left(\frac{\varepsilon D}{r}\right)}, \quad (2)$$

где  $u$  — скорость восходящего потока в облаке;  $v_{\text{ст}}$  — стоксова скорость падения капли относительно воздуха;  $\varepsilon$  — абсолютное пересыщение в безразмерных единицах;  $D$  — коэффициент диффузии водяного пара в воздухе.

Гравитационная коагуляция начинается, когда в облаке возникнут капли радиуса  $15\mu$ . Рост за счет одновременного действия конденсации и коагуляции рассчитывается по формуле

$$z'_r = \frac{dz}{dr} = \frac{u - v}{\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}} + \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}}}, \quad (3)$$

где  $v = v_{\text{ст}} \frac{1}{\left(\frac{c_D \text{Re}}{24}\right)} f(z)$  — скорость падения капли радиуса  $r$ ;

$\frac{c_D \text{Re}}{24}$  — поправка к стоксовой скорости;  $c_D$  — коэффициент сопротивления среды;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса;  $f(z)$  — поправка к скорости на высоту.

Значения величины  $\frac{c_D \text{Re}}{24}$  (по Ленгмюру) приведены в табл. 1.

Таблица 1

$r$ ( $\mu$ )	15	19	24	31	36	43	49	56	65	73	86	106
$\frac{c_D \text{Re}}{24}$	1,009	1,018	1,037	1,073	1,108	1,176	1,225	1,285	1,37	1,45	1,57	1,78

Входящая в формулу (3) величина  $\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}}$  представляет собой скорость роста капель в облаке за счет коагуляции [7].

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}} = & 1,02 \cdot 10^5 \omega r_m^2 \left\{ 2,56 \cdot 10^{-2} \left[ \frac{r^2}{r_m^2} \gamma(6, y) + 0,4 \frac{r}{r_m} \gamma(7, y) - \right. \right. \\ & - 0,016 \frac{r_m}{r} \gamma(9, y) - 0,0016 \frac{r_m^2}{r^2} \gamma(10, y) \left. \right] - 0,32 \frac{r}{r_m} \cdot \frac{r_0^3}{r_m^3} \left[ \gamma(4, y) + \right. \\ & + 0,4 \frac{r_m}{r} \gamma(5, y) + 0,04 \frac{r_m^2}{r^2} \gamma(6, y) \left. \right] - \frac{r_0^6}{r_m^6} \left[ 50 \frac{r^2}{r_m^2} e^{-\frac{5r}{r_m}} E_1(x) - \right. \\ & \left. \left. - \left( 10 \cdot \frac{r}{r_m} + 1 + y \right) e^{-y} \right] \right\} \Big|_{y_0}^{y_1}, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\gamma(n, y)$  — неполная гамма-функция ( $n=4, 5, 6, 7, 9, 10$ );  $E_1(x)$  — интегральная показательная функция;

$$y_0 = \frac{5r}{\sqrt{2}r_m} \sqrt{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^3}};$$

$$y_1 = \frac{5r}{\sqrt{2}r_m} \sqrt{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^3}};$$

$$x = \frac{5r}{r_m} - y, \quad r_0 = 14,5\mu.$$

Обозначив в формуле (4) сумму членов, содержащих неполные гамма-функции, через  $\Gamma(y)$ , запишем

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коар}} = 1,02 \cdot 10^5 \omega r_m^2 \left\{ \Gamma(y) - \frac{r_0^6}{r_m^6} \left[ 50 \frac{r^2}{r_m^2} e^{-\frac{5r}{r_m}} E_i(x) - \left(10 \frac{r}{r_m} + 1 + y\right) e^{-y} \right] \right\} \Big|_{y_0}^{y_1} \quad (4')$$

Нисходящая часть траектории капли при условии  $r \gg r_m$  рассчитывается по приближенной формуле

$$\frac{dz}{dr} = \frac{\omega}{4\rho} \cdot \frac{u-v}{v} \quad (5)$$

Численное интегрирование выражений (3) или (5) даст возможность определить рост капель или сферических ледяных частиц в облаке.

#### Введение масштабных множителей

«Урал-1» является машиной с фиксированной запятой, поэтому при решении задачи необходимо, чтобы как конечные, так и промежуточные результаты были величинами, по модулю меньшими единицы [5]. Это может быть достигнуто введением соответствующих масштабных множителей, что потребует исследования всех функций, входящих в выражения для скорости роста облачных частиц, на экстремум.

Введем следующее обозначение:

$$x = M_x \bar{x},$$

где  $x$  — исследуемая функция;  $M_x$  — масштабный множитель, выбираемый так, чтобы выполнялось условие  $|x| < 1$ .

Рассмотрим преобразование уравнений (2), (3), (5) соответственно для случая  $r = r_m$ . Интегрируя уравнение (2), получим

$$\Delta z = z - z_0 = \left[ \frac{u}{2\varepsilon D} r_m^2 - \frac{1,25 \cdot 10^6}{4\varepsilon D} r_m^4 \right] \Big|_{r_{m_0}}^{r_{m_1}} = 10^6 \frac{1}{6u} [u - 1,562], \quad (6)$$

где  $5\mu \leq r_m \leq 15\mu$ ;  $z_0 = 0,2$  км.

Высота (над основанием облака), на которую поднимается капля, достигнув радиуса  $15\mu$ , определяется по формуле

$$z = z_0 + \Delta z. \quad (7)$$

Высота является функцией скорости восходящего потока в облаке (табл. 2)

Таблица 2

$u$ см/сек . . .	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$\bar{z}$ (км) . . . .	0,1076	0,1163	0,1192	0,1207	0,1215	0,1221	0,1225	0,1228	0,1231	0,1231

В дальнейших расчетах эта величина  $\bar{z}$  используется как начальное значение высоты при расчете роста капель с учетом процесса коагуляции.

Для средних широт, как правило, мощность облаков не превышает 15 км, поэтому можно полагать, что  $z$  (км) = 15  $\bar{z}$ .

Преобразуем коагуляционный член уравнения (3). При  $15\mu \leq r_m \leq 100\mu$   $y$  и  $x$  изменяются в следующих пределах:

$$\begin{aligned} 0,1 < y_0 < 4,0; & \quad 1 < x_0 < 4,9; \\ 4,0 < y_1 < 8,0; & \quad -3 < x_1 < -1. \end{aligned}$$

Следовательно, для пределов интегрирования можно ввести масштабные множители:

$$\begin{cases} y_0 = 4\bar{y}_0; & x_0 = 5(1 - 0,8\bar{y}_0) = 5\bar{x}_0 \\ y_1 = 8\bar{y}_1; & x_1 = 2[4(0,625 - \bar{y}_1)] = 2\bar{x}_1 \end{cases} \quad (8)$$

Для расчета неполных гамма-функций  $\gamma(n, y)$  удобно использовать известное рекуррентное соотношение

$$\gamma(n, y) = -e^{-y} y^{n-1} + (n-1)\gamma_{n-1}. \quad (9)$$

Если учесть, что  $\gamma_n = (n-1)! \bar{\gamma}_n$ , то уравнение (9) преобразуется к виду

$$\bar{\gamma}_n = -\frac{y^{n-1} e^{-y}}{(n-1)!} + \bar{\gamma}_{n-1} = A_n \bar{y}^{n-1} (e^{-\bar{y}})^{My} + \bar{\gamma}_{n-1}. \quad (10)$$

Значения  $A_n$  приведены в табл. 3.

Таблица 3

n						
4	5	6	7	8	9	10

$$\bar{y} = \bar{y}_1$$

0,375	0,188	0,117	0,088	0,077	0,077	0,086
-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

$$\bar{y} = \bar{y}_0$$

0,667	0,667	0,533	0,356	0,203	0,102	0,045
-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

Использование рекуррентного соотношения (10) позволяет рассчитывать  $\gamma$ -функции в цикле;  $\gamma(3, y)$  используется как начальная величина для расчета последующих  $\gamma(n, y)$ .

Следовательно,

$$\begin{aligned} \Gamma(y) = & 40 \{ 0,0768 \bar{\gamma}(6, \bar{y}) + 0,184 \bar{\gamma}(7, \bar{y}) - 0,413 \bar{\gamma}(9, \bar{y}) - \\ & - 0,372 \bar{\gamma}(10, \bar{y}) - \frac{r_0^3}{r_m^3} [0,048 \bar{\gamma}(4, \bar{y}) + 0,0768 \bar{\gamma}(5, \bar{y}) + \\ & + 0,0384 \bar{\gamma}(6, \bar{y})] \} \Big|_{\bar{y}_0}^{\bar{y}_1} = 40 \Gamma(\bar{y}). \end{aligned} \quad (11)$$

Введем масштабные множители в интегральную показательную функцию

$$E_i(x) = C + \ln|x| + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n!n}, \quad (12)$$

где  $C$  — постоянная Эйлера.

Достаточно ограничиться при расчетах тремя знаками после запятой, поэтому ряд можно оборвать на двенадцатом члене.

Тогда

$$\begin{aligned} 0,337 E_i(x) &= 40 \cdot 0,337 \overline{E_i(\bar{x})}, \\ 0,337 \overline{E_i(\bar{x})} &= \frac{1}{40} C + \frac{1}{40} \ln 0,4 \ln |\bar{x}| + \sum_{n=1}^{12} a_n \bar{x}^n = \\ &= \left[ C_1 + b_n \ln |\bar{x}| + \sum_{n=1}^{12} a_n \bar{x}^n \right] \Big|_{\bar{x}_0}^{\bar{x}_1}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $C_1 = 0,005$ ;  $b_n = -0,008$ ;  $a_n = \frac{M_x^n}{n!n} 0,008$ .

Значения  $a_n$  даны в табл. 4.

Таблица 4

$n$											
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\bar{x}_0$											
0,125	0,156	0,174	0,163	0,130	0,090	0,055	0,030	0,015	0,007	0,003	0,001
$\bar{x}_1$											
0,050	0,025	0,011	0,004	0,001	0	0	0	0	0	0	0

Рассмотрим следующий член в формуле (4) при  $r = r_m$

$$x = (11 + y) e^{-y} \Big|_{y_0}^{y_1}. \quad (14)$$

Положим  $x = 40\bar{x}$ ,

где

$$\bar{x}(\bar{y}) = (0,275 + 0,2\bar{y}_1) e^{-8\bar{y}_1} - (0,275 + 0,1\bar{y}_0) e^{-4\bar{y}_0}. \quad (15)$$

Окончательно получим

$$\begin{aligned} \left( \frac{dr_m}{dt} \right)_{\text{коар}} &= 1,02 \cdot 10^5 \omega \cdot r_m^2 40 \left\{ \Gamma(\bar{y}) - \frac{r_0^6}{r_m^6} \left[ 0,337 \overline{E_i(\bar{x})} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \bar{x}(\bar{y}) \right] \right\} \Big|_{\bar{y}_0}^{\bar{y}_1} = 10^{-4} \left( \frac{dr_m}{dt} \right)_{\text{коар}} \end{aligned} \quad (16)$$

Для рассматриваемого частного случая величины  $\left( \frac{dr_m}{dt} \right)_{\text{коар}}$  можно

рассчитать заранее и использовать их как постоянные величины при вычислении  $z'_{r_m}$  для случаев с разными скоростями восходящего потока.

Введение масштабных множителей в остальные члены уравнения (3) не представляет больших трудностей, поэтому формула (3) примет окончательный вид

$$z'_{r_m} = \frac{dz}{dr_m} = \frac{0,00172(\bar{u} - \bar{v})}{\left[ \left( \frac{dr_m}{dt} \right)_{\text{конд}} + \left( \frac{dr_m}{dt} \right)_{\text{коаг}} \right]} \quad [\text{км}/\mu]. \quad (17)$$

Из формулы (17) видно, что  $z_{r_m}$  [км/μ] по модулю всегда меньше 1, что в дальнейшем упростит расчеты.

Наконец, формулу (5) можно привести к виду

$$\frac{dz}{dr_m} = 0,0008 \frac{1}{\omega} \frac{\bar{u} - \bar{v}}{\bar{v}} \quad [\text{км}/\mu], \quad (18)$$

где  $\omega = 5\bar{\omega}$ .

В общем случае при  $r \neq r_m$  преобразование формул (2), (3), (5) проводится аналогичным образом, поэтому останавливаться на этом не будем.

Отметим, что в случае  $r = r_m$  для функций  $f(z)$ ;  $\frac{c_D \text{Re}}{24}$ ;  $\omega$  строились аппроксимирующие функции.

Так, например,

$$1) \quad f(z) = 0,045z \quad [\text{км}] + 1,04;$$

$$2) \quad \frac{c_D \text{Re}}{24} = 10^2 r \quad [\text{см}] + 0,72.$$

$$\text{Для } 49 \leq r \leq 106 \quad \frac{c_D \text{Re}}{24} = 1,72 \sqrt{0,321 + \frac{r^2}{0,135 \cdot 10^{-3}}}.$$

В машину эти функции вводились в аналитическом виде.

Для случая  $r \neq r_m$  эти функции вводились таблично, что значительно уменьшает объем работы.

Следует отметить, что  $\left( \frac{dr}{dt} \right)_{\text{коаг}}$  в рассматриваемом случае зависит от  $r$  и  $r_m$ , поэтому его нельзя использовать как начальное данное.

### Выбор метода решения

Для решения дифференциальных уравнений вида (2), (3), (5) был выбран метод Адамса [1], так как он не требует непосредственного вычисления производных высших порядков.

Рабочие формулы метода Адамса:

$$z_{k+1} = z_k + h \left[ \frac{55}{24} z'_k - \frac{59}{24} z'_{k-1} + \frac{37}{24} z'_{k-2} - \frac{3}{8} z'_{k-3} \right],$$

$$r_{k+1} = r_k + h \left[ \frac{55}{24} \cdot 1 - \frac{59}{24} \cdot 1 + \frac{37}{24} \cdot 1 - \frac{3}{8} \cdot 1 \right], \quad (19)$$

где  $h$  — шаг интегрирования, или

$$\bar{z}_{k+1} = \bar{z}_k + h \cdot 0,5 \left[ \frac{55}{240} z'_k - \frac{59}{240} z'_{k-1} + \frac{37}{240} z'_{k-2} - \frac{3}{8} z'_{k-3} \right],$$

$$\bar{r}_{k+1} = \bar{r}_k + \frac{h \cdot 10^{-4}}{0,1} \left[ \frac{55}{240} \cdot 1 - \frac{59}{240} \cdot 1 + \frac{37}{240} \cdot 1 - \frac{3}{8} \cdot 1 \right]. \quad (20)$$



Первые четыре производные находятся методом последовательных приближений.

Последовательность приближений ведем следующим образом: по данным  $r_0$  и  $z_0$  вычисляем  $\eta_0 = h z_0 r' (r_0 z_0)$ , затем берем  $\Delta z_0 = \eta_0$  и  $z_1 = z_0 + \Delta z_0$ .

По полученной паре  $(r_1, z_1)$  вычисляем  $\eta_1$  и берем разность  $\Delta \eta_0 = \eta_1 - \eta_0$ , вновь вычисляем  $\Delta z_0$  по формуле

$$\Delta z_0 = \eta_0 + \frac{1}{2} \Delta \eta_0$$

и новое, исправленное значение  $z_1 = z_0 + \Delta z_0$ . По этому значению  $z_1$  вычисляем  $\eta_1$ ; затем

$$\Delta z_1 = \eta_1 + \frac{1}{2} \Delta \eta_0$$

и находим  $z_2 = z_1 + \Delta z_1$ , далее по полученной паре  $(r_2, z_2)$  вычисляем  $\eta_2$ , найдя которое составляем разности и находим  $\Delta \eta_0$  и  $\Delta^2 \eta_0$ . Пользуясь этими разностями, вновь вычисляем  $\Delta z_0$ ;  $z_1$ ;  $\eta_1$ ;  $\Delta z_1$ ,  $z_2$  по формулам

$$\Delta z_0 = \eta_0 + \frac{1}{2} \Delta \eta_0 - \frac{1}{12} \Delta^2 \eta_0;$$

$$z_1 = z_0 + \Delta z_0;$$

$$\eta_1 = f(r_1, z_1);$$

$$\Delta z_1 = \eta_1 + \frac{1}{2} \Delta \eta_0 + \frac{5}{12} \Delta^2 \eta_0;$$

$$z_2 = z_1 + \Delta z_1$$

и т. д. При выбранном значении шага интегрирования ( $h = 2\mu$ ) можно ограничиться расчетом третьих разностей.

### Результаты расчетов

На первом этапе работы сделан расчет шкал  $r_m$  и расчет роста капель и сферических ледяных частиц при разных скоростях восходящего потока. Поэтому задача как бы разбивалась на два цикла: внутренний — расчет при данной скорости восходящего потока и внешний — расчет при разных скоростях восходящего потока.

Логическая схема для этих двух циклов в общем виде может быть записана [5]

$$A_0 \left[ Z_1^{(i)} A_2 F_3^{(i)} P_4 \right] \left[ Y_5, \right. \quad (21)$$

где  $A_0$  — ввод программного и числового материала;  $Z_1^{(i)}$  — засылка начальных данных;  $A_2$  — счет по программе;  $F_3^{(i)}$  — изменение `const` переадресации;  $P_4$  — проверка окончания вычислений;  $Y_5$  — останов машины.

Оператор  $A_2$  включает в себя расчет производной и счет по подпрограмме Адамса. Подробное разъяснение содержания оператора  $A_2$  можно найти в [5].

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов шкал  $r_m$  для скоростей восходящего потока в интервале от 10 до 100 см/сек. и рост капель и сферических ледяных частиц при изменении скорости восходящего потока с высотой. Профиль скорости восходящего потока показан на рис. 4. Следует обратить внимание на то, что уровень, где  $u(z) = u_{\text{макс.}}$ ,

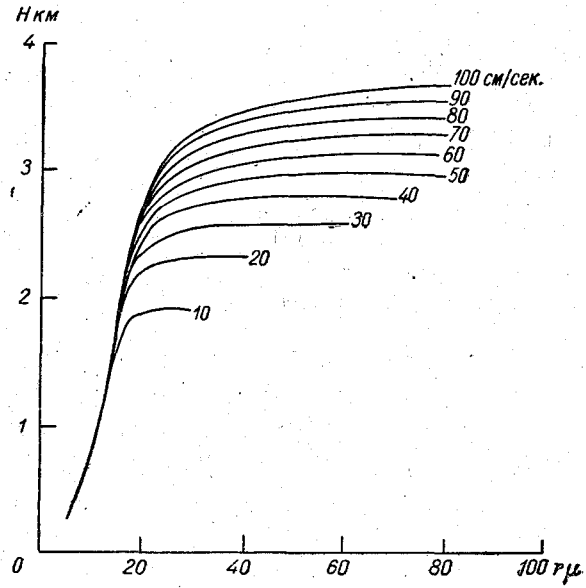


Рис. 2. Рост радиуса  $r_m$  с высотой при разных скоростях восходящего потока.

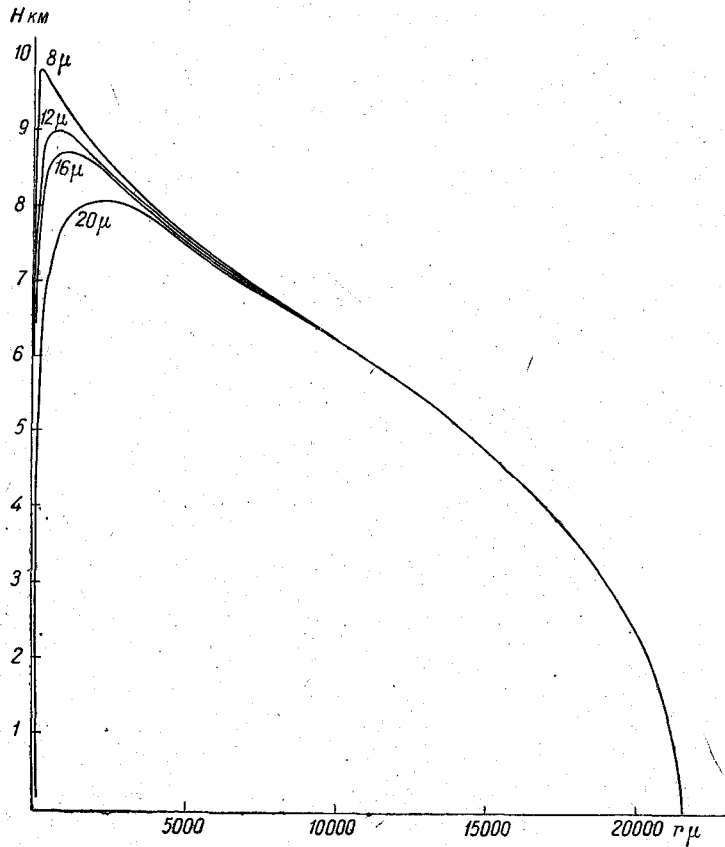


Рис. 3. Рост капель и сферических ледяных частиц при переменной скорости восходящего потока в облаке.

является как бы запирающим для падающих частиц малого размера. Частицы продолжают свое падение только после достижения ими в процессе коагуляционного роста определенного радиуса, определяемого значением  $u_{\text{макс}}$ . Сопоставление данных счета на машине «Урал-1» с данными ручного счета, выполненного ранее [8] для случая облака с постоянной скоростью развития от 10 см/сек. до 10 м/сек., показало их хорошее согласование. Поэтому данные расчета не приводим.

Счет по составленной программе хотя и значительно ускорил процесс расчета по сравнению с ручным, оказался достаточно трудоемким.

Это объясняется громоздкостью расчетных формул, что значительно усложнило процесс отладки программы. В связи с этим было предложено упростить исходные расчетные формулы, в частности формулу (4). Если использовать для определения эффектив-

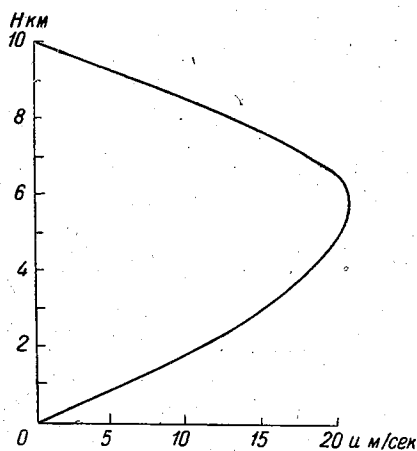


Рис. 4. Изменение скорости восходящего потока в облаке с высотой.

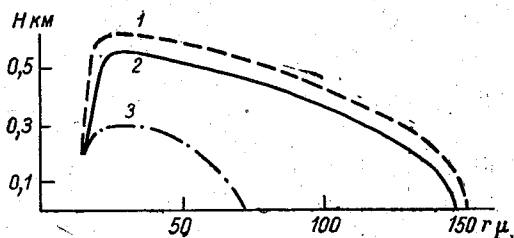


Рис. 5. Рост капли начального размера  $r_0=10\mu$  в облаке с восходящим потоком  $u=10$  см/сек.

ности захвата мелких капель более крупными частицами формулу [6, 7]

$$E = \left[ 1 - \frac{rr_0^3}{4r_m^2(r^2 - r_m^2)} \right]^2, \quad (22)$$

то коагуляционный член можно представить в виде

$$\left( \frac{dr}{dt} \right)_{\text{коаг}} = \frac{vf(z)w}{4} E. \quad (23)$$

Сделав предварительно расчет шкал  $r_m$ , можно легко определить эффективность  $E$ , а следовательно, и  $\left( \frac{dr}{dt} \right)_{\text{коаг}}$ . Тогда и  $z_r'$  быстро вычисляется по упрощенной формуле

$$z_r' = \frac{u - vf(z)}{\frac{ED}{r} + \frac{vf(z)wE}{4}}. \quad (24)$$

На рис. 5 и 6 даны кривые роста капель, полученные при предположении, что скорость восходящего потока равна 10 и 50 см/сек. Восходящий участок кривых рассчитан по формуле (2) и (3) для кривой 1 и по формулам (2) и (24) — для кривой 2. Нисходящие участки кривых вычислялись по формуле (5). Кривая 3 рассчитана при предположении, что коэффициент коагуляции для столкновений капель равен единице. Очевидно, что последнее предположение является слишком грубым.

Кривые 1 и 2 различаются в пределах точности расчета. Поэтому можно считать, что при расчетах скорости роста частиц при их поднятии в облаках вполне допустимо пользоваться приближенной формулой (24).

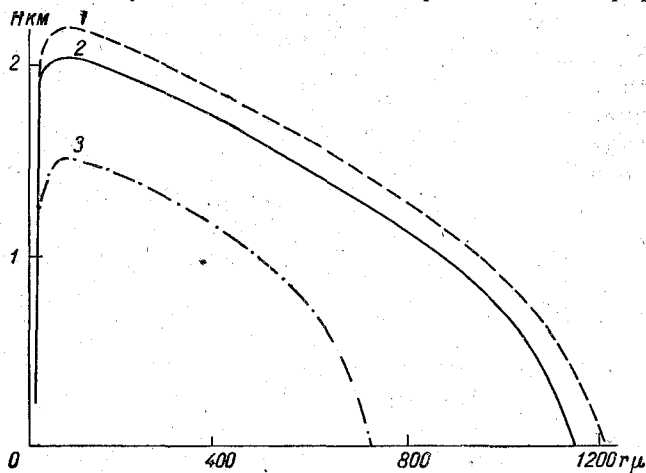


Рис. 6. Рост капли начального размера  $r_0=15\mu$  в облаке с восходящим потоком  $u=50$  см/сек.

При этом значительно сокращается не только время отладки программы, но и время, затрачиваемое на счет по программе.

#### Заключение

1. В результате проделанной работы была составлена программа, позволяющая провести расчеты роста капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках на цифровой вычислительной машине «Урал-1».

2. Выполнены расчеты для облаков с постоянной скоростью восходящего потока в пределах от 10 см/сек. до 10 м/сек. Сравнение результатов вычислений, проведенных на машине, с полученными ранее [8] показывает совпадение их в пределах требуемой точности. Сделан также расчет роста частиц осадков для случая изменяющейся с высотой скорости восходящего потока.

3. Предложена упрощенная формула для расчета коагуляционного члена в формуле (3), что значительно ускоряет процесс отладки программы и процесс счета на машине.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крылов А. Н. Лекции о приближенных вычислениях. Гостехиздат, М., 1954.
2. Левин Л. М. О критическом осаждении частиц аэрозоля из вязкого потока на препятствии. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1959.
3. Левин Л. М. Об осаждении частиц из потока аэрозоля на препятствии. ДАН СССР, т. 91, № 6, 1953.
4. Натансон Г. Л. Критические условия инерционного осаждения аэрозолей при вязком обтекании шара. ДАН СССР, т. 116, № 1, 1957.
5. Смольников Н. Я. Основы программирования для цифровой машины «Урал». Изд-во «Советское радио», М., 1961.
6. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гостехиздат, М., 1954.
7. Шишкин Н. С. Влияние вида распределения облачных капель по размерам на величину капель дождя. Тр. ГГО, вып. 54, 1955.
8. Барукова Ю. А., Камалдина И. И., Учеваткина Т. С., Шишкин Н. С. О количестве и интенсивности осадков из конвективных облаков. Тр. ГГО, вып. 104, 1960.
9. Лэнгмюр И. Искусственное осаждение кучевых облаков при температуре выше  $0^\circ\text{C}$  в результате цепного процесса. Сб. «Физика образования осадков», ИЛ, 1951.

## К ТЕОРИИ ГРОЗОВЫХ ШКВАЛОВ

В статье дано развитие ранее высказанных автором идей о механизме образования шквалов ветра при грозах. Выполнен анализ аэрологических условий грозы с сильным шквалом в Воронеже 14/VIII 1961 г.

### Введение

В 1958 г. [1] автором настоящей статьи выдвинута гипотеза, связывающая образование сильных шквалов ветра при грозах с развитием конвективных нисходящих потоков в Сб при наличии неустойчивой стратификации атмосферы. В подоблачном слое имеет место дивергенция нисходящего потока с преобразованием в горизонтальный поток, который, накладываясь на общий перенос воздушной массы, и дает шквал ветра. Скорость ветра в шквалах достигает, как известно, 30—40 м/сек.

Расчет нисходящих потоков в облаках аналогичен расчету восходящих потоков и может быть выполнен по методу слоя [2].

В настоящей статье изложен способ расчета нисходящих потоков в конвективных облаках и рассмотрен пример расчета для дня с грозовым шквалом 14/VIII 1961 г. в Воронежской области.

### Расчет скорости нисходящих потоков в конвективных облаках

Метод слоя дает следующее выражение для изменения кинетической энергии единицы массы облачного воздуха при поднятии на высоту  $\Delta h$ :

$$\Delta \left( \frac{v^2}{2} \right) = \frac{g\Delta h}{6T_0} \sum_{k=1}^n [(T_v - T)_k - S_0(T_v - T_c)_k], \quad (1)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $T_0$  — абсолютная температура на уровне основания облака;  $T_k$  — температура воздуха на верхней границе  $k$ -того слоя;  $T_{вк}$  и  $T_{ск}$  — температура воздуха, поднимающегося от нижней до верхней границы  $k$ -того слоя по влажной и сухой адиабате, соответственно. Суммирование производится по атмосферным слоям, пробиваемым облачностью, начиная от уровня конденсации. Количество облаков, при котором энергия конвекции максимальна, находят из условия

$$S_0 = 1 - \sqrt{\frac{\sum (T - T_c)_k}{\sum (T_v - T_c)_k}}. \quad (2)$$

Уровень верхней границы облачности определяется из условия равенства кинетической энергии нулю, т. е. из соотношения

$$\sum_{k=1}^n [(T_B - T)_k - S_0(T_B - T_c)_k] = 0. \quad (3)$$

Для выяснения условий развития в облаках нисходящих движений рассмотрим следующую модель.

Предположим, что конвективное облако развивается в трехслойной атмосфере. Под облаком вертикальный градиент температуры сухоадиабатический. Выше градиент температуры  $\gamma$  постоянен и заключен в пределах  $\gamma_B < \gamma < \gamma_C$ , а начиная с некоторого уровня  $\gamma \leq \gamma_B$  ( $\gamma_B$  и  $\gamma_C$  — влажноадиабатический и сухоадиабатический градиенты температуры). Облако во втором слое имеет форму цилиндра, а в третьем слое образует наковальню (рис. 1).

Зарождение нисходящего потока может происходить в любом участке облака, где стратификация температуры является неустойчивой; в слое с  $\gamma \leq \gamma_B$  небольшие возмущения затухают и, естественно, не могут давать толчок к развитию конвекции.

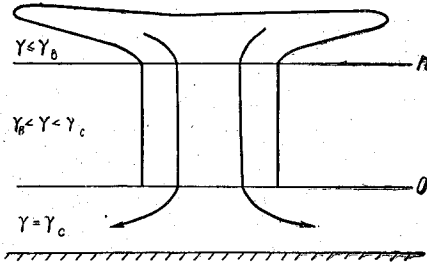


Рис. 1. Модель шквала.

Нисходящее движение почти мгновенно охватывает столб облачного воздуха от основания облака до начала его наковальни, а затем вовлекается в циркуляцию и облачный воздух из задерживающего слоя. Величина горизонтального сечения нисходящей струи зависит главным образом от размера возмущения и степени неустойчивости. Чем

интенсивнее струя, тем больше воздуха вовлекается в нее со стороны.

Для момента времени  $t$ , когда некоторая масса облачного воздуха, располагавшаяся в момент начала развития нисходящей струи на уровне  $h$ , достигнет произвольного уровня  $z$  над основанием облака, можно рассматривать два участка струи. На участке от  $z$  до  $h$  приращение силы плавучести в любой точке слоя определяется величиной снижения облачной массы от уровня  $h$ , если пренебречь изменениями энергии при движении вовлекаемого в струю облачного воздуха в задерживающем слое по сравнению с ее приращением в слое неустойчивости. В слое от уровня  $z$  до основания облака любая воздушная частица к моменту времени  $t$  опустится на  $(h-z)$ . Ниже основания облака затрат энергии на опускание воздуха не происходит, так как в этом слое  $\gamma = \gamma_C$ . При вынесении жидких капель в подоблачный слой может иметь место некоторое дополнительное увеличение энергии циркуляции. В первом слое сила плавучести, направленная вниз и приложенная к единице массы опускающегося облачного воздуха, равна на произвольном уровне  $z_1$

$$f_1 = -g \frac{(\gamma - \gamma_B)(h - z_1)}{T_0 - \gamma z_1}. \quad (4)$$

Во втором слое на произвольном уровне  $z_2$

$$f_2 = -g \frac{(\gamma - \gamma_B)(h - z_2)}{T_0 - \gamma z_2}. \quad (5)$$

Интегральная сила плавучести [2] для опускающейся облачной массы равна

$$F_B = - \frac{g \bar{\rho} S_B (\gamma - \bar{\gamma}_B)}{2T_0} (h^2 - z^2), \quad (6)$$

где  $\bar{\rho}$  — средняя плотность воздуха в слое;  $\bar{\gamma}_B$  — среднее значение влажноадиабатического градиента температуры;  $S_B$  — количество облаков (10 баллов принимается за единицу).

Работа, совершаемая при опускании облачного воздуха на  $\Delta h = h - z$ , определяется выражением

$$A_B = \int_h^z F_B dz_B = - \frac{g \bar{\rho} S_B}{6T_0} (\gamma - \bar{\gamma}_B) (h - z)^2 (2h + z). \quad (7)$$

Аналогично работа, затраченная на компенсирующий подъем сухого воздуха, равна

$$A_C = - \frac{g \bar{\rho} S_B}{6T_0} (\gamma_C - \gamma) \frac{S_B}{S_C} (h - z)^2 (2h + z), \quad (8)$$

где  $S_C$  — площадь безоблачного воздуха в тех же единицах, что и  $S_B$ .

Общая работа

$$A = \frac{g \bar{\rho} S_B}{6T_0} \left[ (\gamma - \bar{\gamma}_B) - \frac{S_B}{S_C} (\gamma_C - \gamma) \right] (h - z)^2 (2h + z). \quad (9)$$

Это выражение можно приравнять к кинетической энергии циркуляции [2] для слоя толщиной  $h$

$$E_{кин} = \bar{\rho} h \frac{S_B}{S_C} \cdot \frac{v_B^2}{2}. \quad (10)$$

В результате после небольших преобразований получим для приращения кинетической энергии единицы массы облачного воздуха при ее опускании на  $\Delta h = h - z$

$$\Delta \left( \frac{v_B^2}{2} \right)_h = \frac{g}{6T_0} \left[ (\gamma - \bar{\gamma}_B) - S_B (\gamma_C - \bar{\gamma}_B) \right] \frac{(3h - \Delta h) (\Delta h)^2}{h}. \quad (11)$$

Учитывая равенство  $\gamma - \bar{\gamma}_B = \frac{T_B - T}{\Delta h}$ ,  $\gamma_C - \bar{\gamma}_B = \frac{T_B - T_C}{\Delta h}$  и переходя к случаю, когда развитие облака происходит через несколько слоев с различными  $\gamma$ , получим окончательную формулу

$$\Delta \left( \frac{v_B^2}{2} \right)_h = \frac{g}{6T_0} \sum_{k=1}^n [(T_B - T)_k - S_B (T_B - T_C)_k] \frac{(3h - \Delta h) (\Delta h)^2}{h}, \quad (12)$$

где  $h$  — суммарная толщина  $n$  слоев.

Сравнивая это выражение с формулой (1) для начального роста облака на  $\Delta h$ , получаем

$$\frac{\Delta \left( \frac{v_B^2}{2} \right)_h}{\Delta \left( \frac{v_B^2}{2} \right)_0} = 3 - \frac{\Delta h}{h}. \quad (13)$$

Получено соотношение кинетических энергий единицы массы облачного воздуха при опускании облачной массы на  $\Delta h$  в облаке мощностью  $h$  и при начальном развитии облака до высоты  $\Delta h$ .

При  $\Delta h \ll h$  кинетическая энергия единицы массы в три раза больше, чем при начальном подъеме облачной массы на  $\Delta h$ .

Величина отношения кинетических энергий при разных значениях  $\frac{h}{\Delta h}$  приведена на рис. 2.

Расчет скорости нисходящего движения в облаке можно вести, пользуясь формулой (1), с учетом поправок, указанных на рис. 2.

В этом случае не учитывается влияние падения капель дождя и их испарения под облаком на развитие конвекции в облаке. Этот вопрос

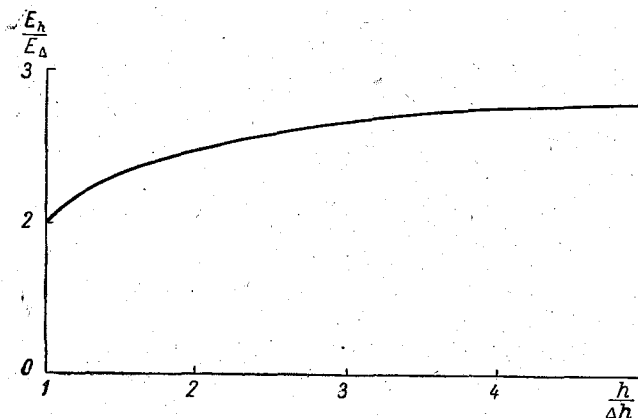


Рис. 2. Величина поправочного множителя к значению кинетической энергии единицы массы облачного воздуха, вычисляемой по формуле (1) при условии, что происходит опускание на  $\Delta h$  в облаке мощностью  $h$ .

рассмотрен в статье [3]. Укажем лишь, что падение частиц осадков в облаке может явиться тем возмущением, которое дает начало нисходящему потоку.

Для развития достаточно интенсивного нисходящего потока существенно наличие возможности длительного вовлечения в струю облачного воздуха. В Сб это обеспечивается. Для облаков с небольшим горизонтальным сечением нисходящий поток, охватывающий все облако, обуславливает быстрое испарение облачной массы. Уменьшение массы облачного воздуха, участвующего в циркуляции, приводит к быстрому затуханию нисходящего потока.

#### **Аэрологические условия возникновения грозы с сильным шквалом ветра в Воронеже 14/VIII 1961 г.**

В Воронеже 14/VIII 1961 г. около 15 час. наблюдалась гроза с градом и сильным шквалистым ветром. Ее возникновение обусловлено прохождением фронта с волновыми возмущениями.

По сообщению начальника Воронежского гидрометбюро З. Маховева, град прошел узкой полосой шириной 5—10 км с запада на восток и пересек всю Воронежскую область от Нижнедевицка до Грибаново, захватив и Воронеж. Скорость перемещения полосы градобития составляла 65 км/час. Диаметр градин в Нижнедевицке достигал 3 см., продолжительность выпадения составила 13 мин. В Воронеже град выпадал в течение 10 мин. и покрыл землю слоем 3—4 см. Диаметр наиболее крупных градин достигал 8 см.



Количество выпавших осадков в Нижнедевицке равнялось 30,3 мм, а в Воронеже 14,7 мм.

Шквал ветра был необычайно сильным. В Нижнедевицке шквал продолжался 15 мин. (с 14 час. 25 мин. до 14 час. 40 мин. по московскому времени), скорость ветра достигала 22 м/сек. В Воронеже была зарегистрирована скорость ветра 30 м/сек. около 15 час. 20 мин. по московскому времени, вслед за тем произошла поломка дистанционной метеорологической станции. Шквал нанес значительные разрушения в Воронеже — снесены крыши многих домов, повалены деревья, градом разбиты стекла окон, обращенных к западу.

Автором произведен анализ аэрологических данных за 14/VIII 1961 г. по материалам радиозондирования в Воронеже, предоставленным Маховером.

В табл. 1 приведены данные радиозондирования за 03 часа.

Из данных следует, что воздух был достаточно влажным, суммарный дефицит точки росы на уровнях 850, 700 и 500 мб составлял всего лишь 6,6°, а суммарная удельная влажность на тех же высотах равнялась 17,7 г/кг. Максимальная температура воздуха в течение дня была 26,3°. После градобития температура понизилась до 13°.

Автор произвел диагностический расчет условий развития конвективной облачности по методу слоя.

Согласно данным расчета, конвективная облачность могла достигать высоты 10,8 км. Фактическая

высота верхней границы грозового облака над Воронежем была несколько выше. По оценке экипажа самолета ТУ-104, пролетавшего на высоте 10 км через облачность, давшую грозовую шквал, уровень ее верхней границы составлял примерно 12 км. Некоторое занижение расчетной высоты облаков, по-видимому, связано с небольшим изменением стратификации температуры за время от выпуска радиозонда до начала грозы.

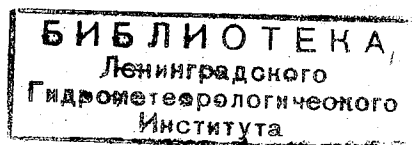
Изменение с высотой расчетной скорости вертикального развития конвективной облачности при оптимальных условиях ее развития показано на рис. 3. Согласно расчету, максимальная скорость — около 18 м/сек. — должна наблюдаться на высоте 9,0 км (7,5 км над основанием облака). Средняя скорость роста составляет 8,2 м/сек. Также была рассчитана скорость нисходящих конвективных потоков в облаке в период его разрушения с образованием шквала ветра.

При расчете по формуле (1) за  $T_0$  приняли температуру на уровне верхней границы облака и последовательно находили скорость нисходящего потока на нижней границе облака при опускании облачной массы с различных уровней. Вводились поправки в значения кинетической энергии, согласно рис. 2. Результат вычисления показан на рис. 4.

Скорость нисходящего потока должна, согласно расчету, возрастать в течение первых 8 мин., достигая значения 30 м/сек., затем конвекция затухает благодаря вовлечению в циркуляцию облачной массы из

Таблица 1

Высота, м	Давление, мб	Температура, °C	Точка росы °C
110	1000	20,5	16,5
300	978	23,5	16,2
1490	850	14,8	11,8
3100	700	4,8	2,2
5760	500	-10,8	-11,8
7430	400	-22,8	-26,5
9480	300	-38,2	-47,8
12180	210	-54,2	-60,5
12220	200	-53,5	-60,5



задерживающего слоя. Общая продолжительность нисходящего потока должна составлять примерно 11 мин.

Это значение хорошо согласуется с результатами наблюдений.

Если вертикальный градиент температуры от земной поверхности до основания облака близок к сухоадиабатическому, то сечение потока в этом слое не должно значительно изменяться, в том числе и при переходе у земли вертикального потока в горизонтальный. При этом шквал накладывается на общий перенос воздушной массы, и скорости ветра, превышающие 30 м/сек., при прохождении грозы днем 14/VIII 1961 г.

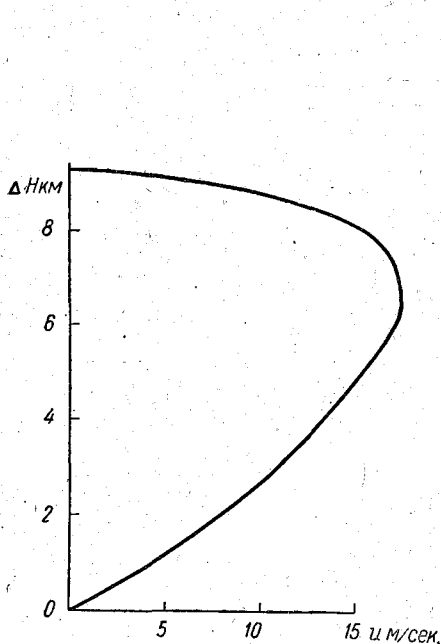


Рис. 3. Изменение с высотой расчетной скорости восходящего потока в конвективных облаках при оптимальных условиях их развития 14/VIII 1961 г.

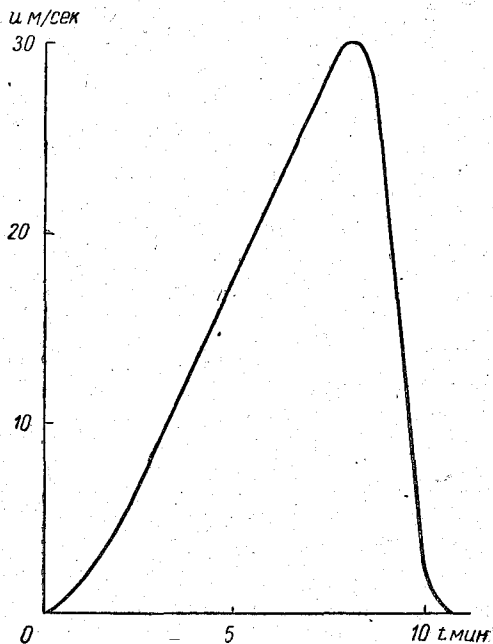


Рис. 4. Скорость нисходящего потока на уровне основания грозового облака в день со шквалом 14/VIII 1961 г.

вполне объяснимы. Подобно тому как развитие кучево-дождевого облака или гряды облаков происходит не одновременно по всему горизонтальному сечению, нисходящий поток также может возникнуть первоначально в одной части облачности и постепенно распространяться в другие ее части. Это обуславливает значительную общую продолжительность существования шквала.

Грозовое облако, вызвавшее интенсивный шквал 14/VIII 1961 г. в Воронежской области имело, судя по данным экипажа самолета ТУ-104, горизонтальное протяжение не менее 45—50 км. Естественно, что одновременное образование нисходящего потока по всему сечению облака маловероятно.

#### Выводы

1. Метод слоя дает вполне правдоподобное объяснение шквалов ветра как следствия развития в кучево-дождевых облаках конвекции с активным нисходящим потоком при неустойчивой стратификации атмосферы.

2. Необходим сбор материалов о шквалах и дальнейшие исследования вопроса для разработки способа прогноза сильных шквалов.

*ЛИТЕРАТУРА*

1. Ш и ш к и н Н. С. О росте и распаде конвективных облаков при неустойчивой стратификации атмосферы. Тр. ГГО, вып. 82, 1958.
2. Ш и ш к и н Н. С. К расчету скорости вертикального развития конвективных облаков. Тр. ГГО, вып. 104, 1960.
3. Ш и ш к и н Н. С. О влиянии осадков на восходящие потоки в конвективных облаках (см. настоящий сборник).

## О ВЛИЯНИИ ОСАДКОВ НА ВОСХОДЯЩИЕ ПОТОКИ В КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКАХ

В статье рассмотрен вопрос о затрате энергии на подъем частиц осадков в конвективных облаках. Выяснено, при какой интенсивности осадков происходит торможение восходящих потоков.

Как известно, метод слоя дает возможность вычислять скорость восходящих потоков в конвективных облаках по данным о распределении температуры с высотой.

В слое с вертикальным градиентом температуры  $\gamma$ , удовлетворяющим условию  $\gamma_b < \gamma < \gamma_c$ , изменение кинетической энергии единицы массы облачного воздуха при подъеме с уровня  $H$  на уровень  $H + \Delta H$  (при этом считаем  $\Delta H \ll H$ ) определяется уравнением

$$\begin{aligned} \Delta \left( \frac{v_b^2}{2} \right) &= \frac{gH}{6T_0} [(T_b - T) - S_0(T_b - T_c)] = \\ &= \frac{gH}{6T_0} [(\gamma - \gamma_b) - S_0(\gamma_c - \gamma_b)] \Delta H, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $v_b$  — скорость восходящего потока в облаке;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $T_0$  — абсолютная температура на уровне основания облака;  $T$  — температура воздуха на высоте  $H + \Delta H$ ;  $T_b$  и  $T_c$  — температура воздуха, поднимающегося от нижней до верхней границы слоя по влажной и сухой адиабате;  $S_0$  — оптимальное количество облаков.

Работа, затрачиваемая на подъем облачных капель, при выводе формулы (1) не учитывалась. Однако при образовании внутри облака крупных дождевых капель (или ледяных частиц) работа на их подъем в восходящем потоке может оказаться достаточно большой и оказать значительное влияние на восходящий поток, обуславливая его торможение или даже развитие нисходящего потока. На возможность такого явления указывали, например, Б. В. Кирюхин и Г. К. Сулаквелидзе.

Предположим, что на некотором уровне  $H$  возникает  $N$  дождевых капель (в расчете на 1 г воздуха) радиуса  $R$ . Скорость их падения относительно воздуха легко определить по формуле Шмидта—Крастанова

$$v_k = 2 \cdot 10^3 \sqrt{R}. \quad (2)$$

Если выразить  $R$  в см, то получим скорость падения капель в см/сек. Формула (2) применима для нормальных условий; для точных же расчетов необходимо учитывать изменение плотности воздуха с высотой.

За то время, пока воздух поднимается на  $\Delta H$ , капли радиуса  $R$  поднимутся на высоту

$$\Delta H_k = (v_B - v_k)t = \frac{v_B - v_k}{v_B} \Delta H. \quad (3)$$

Путь капль относительно воздуха будет при этом равен

$$\Delta H - \Delta H_k = \frac{v_k}{v_B} \Delta H. \quad (4)$$

Будем считать силу сопротивления воздуха падения капль осееновской

$$f = -6\pi\eta R v_k \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re}\right), \quad (5)$$

где  $\eta$  — вязкость воздуха;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса.

Работа, затрачиваемая на подъем капль, если не учитывать рост капль в процессе их подъема, будет определяться формулой

$$\Delta A = Nmg \frac{v_B - v_k}{v_B} \Delta H - Nf \frac{v_k}{v_B} \Delta H, \quad (6)$$

где  $m$  — масса капль радиуса  $R$ .

Торможение восходящего потока благодаря падению капль будет происходит при  $\Delta \left(\frac{v_B^2}{2}\right) \leq \Delta A$ .

Критическую величину интенсивности осадков, при которой увеличение кинетической энергии поднимающегося воздуха равно работе, затрачиваемой на подъем капль, находим из условия

$$\begin{aligned} \frac{gH}{6T_0} [(\gamma - \gamma_B) - S_0(\gamma_c - \gamma_B)] \Delta H = N \frac{4}{3} \pi \rho R^3 g \frac{v_B - v_k}{v_B} \Delta H - \\ - N6\pi\eta R v_k \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re}\right) \frac{v_k}{v_B} \Delta H, \end{aligned} \quad (7)$$

откуда

$$N = \frac{H [(\gamma - \gamma_B) - S_0(\gamma_c - \gamma_B)]}{4\pi R \Delta H T_0 \left[2\rho R^2 \frac{v_B - v_k}{v_k} - \frac{9\eta}{g} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re}\right) \frac{v_k}{v_B}\right]}. \quad (8)$$

Рассмотрим конкретный пример. Пусть на высоте  $H=4$  км над основанием облака достигается скорость восходящего потока  $v_B=10$  м/сек., а радиус дождевых капль равен  $R=1$  мм. Температуру воздуха на уровне основания облака будем считать равной  $T_0=279^\circ$  К. Тогда, полагая  $\rho=1$  г/см<sup>3</sup>;  $g=981$  см/сек.<sup>2</sup>;  $\eta=1,62 \cdot 10^{-4}$  г/см сек., получим для слоя с вертикальным градиентом температуры  $\gamma=0,7^\circ/100$  м и  $\gamma_B=0,6^\circ/100$  м при  $S=0,1$

$$N=0,1 \text{ г}^{-1},$$

что соответствует при плотности воздуха  $7,8 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> водности дождя

$$w=0,3 \text{ г/м}^3.$$

При скорости падения капль радиуса 1 мм  $v_k=6,3$  м/сек. и прекращения восходящего потока критическая интенсивность дождя будет равна  $I_{кр}=7$  мм/час.

При тех же условиях и  $\gamma=0,8^\circ/100$  м  $I_{кр}=18$  мм/час., а при  $\gamma=0,9^\circ/100$  м  $I_{кр}=30$  мм/час.

В задерживающих слоях падение частиц осадков будет приводить к более быстрому торможению восходящих потоков в облаках по сравнению со случаем, когда роль осадков не учитывалась.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ш и ш к и н Н. С. К расчету скорости вертикального развития конвективных облаков. Тр. ГГО, вып. 104, 1960.

## О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГРОЗОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

В статье рассмотрен вопрос о роли коагуляции заряженных частиц в развитии грозовых явлений с учетом новейших данных о зарядах облачных капель.

### Введение

Образование грозовых явлений складывается, как известно, из двух процессов: заряжения облачных частиц (на что указывал еще М. В. Ломоносов) и разделения зарядов в облаке, приводящего к созданию интенсивного электрического поля. Если второй процесс не вызывает разногласий и его можно считать общепризнанным (он связан с падением заряженных частиц в поле тяжести), то для объяснения механизма заряжения облачных частиц выдвинуто множество гипотез. Делались попытки объяснить причину грозовых явлений заряджением капель в процессе неупругих столкновений благодаря их поляризации в электрическом поле (Эльстер и Гейтель [22]) или их заряджением вследствие неодинакового захвата ионов воздуха падающими поляризованными каплями (Вильсон [31]). Ряд гипотез объясняет возникновение грозы заряджением облачных частиц при тех или иных видах их разрушения, например при разбрызгивании капель (Симпсон [29]). Воркман и Рейнольдс [32] связывали процесс заряжения с отрывом капель при неполном их замерзании после соударения с ледяными частицами. О диффузионном заряджении капель писал А. И. Воейков [3]. Я. И. Френкель [16] выдвинул гипотезу о преимущественном захвате каплями отрицательных ионов воздуха благодаря наличию двойного электрического поля на поверхности воды.

Сопоставление разных механизмов заряжения производили Б. Мейсон [26], Н. В. Красногорская [7], Л. Г. Махоткин и В. А. Соловьев [10], И. М. Имянитов и А. П. Чуваев [5].

Роль коагуляции капель в процессе образования anomalно интенсивного электрического поля, обуславливающего грозовые явления, впервые отмечена Воейковым [3]. Эта идея была развита автором настоящей статьи совместно с Я. И. Френкелем [17] и в ряде других работ [19, 20, 21]. Выполненные в последние годы экспериментальные исследования зарядов облачных частиц позволяют внести ряд уточнений в механизм образования грозовых явлений. Этому и посвящена данная статья.

### Электризация облачных частиц

По данным экспериментальных исследований Б. В. Дерягина и П. С. Прохорова [4], при 100% влажности практически всякое соударение водяных капель приводит к их слиянию. Поэтому для капель, не ис-

пытающихся разрушения под действием механических или электрических сил, основным механизмом заряжения должен быть захват ионов воздуха.

В приземном слое воздуха содержится в среднем 400 легких ионов в  $1 \text{ см}^3$ . Благодаря наличию в поверхностном слое земли и в атмосфере радиоактивных веществ, а также благодаря космическому излучению и действию ультрафиолетовых лучей в  $1 \text{ см}^3$  за 1 сек. образуется около 10 пар ионов. Одновременно идет процесс их рекомбинации.

Упомянутая концентрация ионов является равновесной. Если числа ионов противоположных знаков с учетом величины их зарядов одинаковы, то атмосфера является нейтральной. Процессы переноса ионов могут приводить к созданию избыточного заряда в некоторых объемах воздуха. Захват ионов воздуха облачными каплями может обуславливаться их диффузией и условиями адсорбции заряженных частиц. Как уже было указано, Френкель [16] высказал гипотезу о том, что наличие двойного электрического слоя на поверхности водяных капель, обусловленное дипольным строением молекул воды, приводит преимущественно к отрицательному заряжению капель. Диполи в поверхностном слое располагаются отрицательными концами наружу, а поэтому преодоление двойного электрического слоя для положительных ионов затруднено. Заряжение капель противодействует захвату ионов того же знака, и поэтому устанавливается равновесное значение заряда, которое для нейтральной атмосферы равно [18]

$$q = -\xi r, \quad (1)$$

где  $\xi = 10^{-3}$  э. с. е. — электрокинетический потенциал.

Так как отрицательные ионы имеют обычно большую подвижность, чем положительные, это обстоятельство также благоприятствует отрицательному заряжению капель в нейтральной атмосфере.

В облаке, где концентрация капель достигает  $10^2$ — $10^3$  частиц на  $1 \text{ см}^3$ , т. е. сравнима с равновесной концентрацией ионов, процесс их отрицательного заряжения даже в количестве один ион на каплю приводит к преобладанию положительных ионов в воздухе. Продолжающийся процесс ионизации при сохранении преимущественного захвата каплями отрицательных ионов лишь способствует накоплению в воздухе положительных ионов. Поэтому равновесное значение заряда, определяемое соотношением (1), может достигаться, строго говоря, лишь для единичных капель, когда изменением концентрации ионов благодаря заряжению капель можно пренебречь. Заряды такой величины действительно встречались в туманах в отдельных измерениях А. Виганда [30], О. Ю. Адеркас [1] и др. Их можно рассматривать как предельно возможные при процессе заряжения капель за счет захвата ионов воздуха.

Френкель не исследовал вопроса о диффузии ионов к каплям. Экспериментальное изучение этого вопроса выполнила Ц. Г. Брейдо [2]. Она подтвердила преимущественное заряжение капель воды отрицательным знаком заряда при равных концентрациях положительных и отрицательных ионов. Зависимость заряда капель от концентрации ионов при униполярной ионизации получилась в ее опытах практически линейной.

Н. В. Красногорская [7] рассчитала заряжение капель путем индукционного механизма, опираясь на опытные данные о напряженности электрического поля и проводимости воздуха. Оказалось, что этот механизм не может обусловить экспериментально определяемое заряжение капель.

При преобладании в воздухе положительных ионов может быть достигнуто такое положение, когда наиболее вероятным будет отсутствие



заряжения капель. Значительное преобладание концентрации положительных ионов обуславливает положительное зарядение частиц.

В опытах А. П. Сергеевой [14], проводившихся в лабораторных условиях, установлено преобладание отрицательно заряженных капель в только что образованном тумане при отсутствии подзарядки. Концентрация отрицательно заряженных капель почти не изменяется за время существования плотного тумана. Концентрация положительно заряженных капель со временем увеличивается и величина суммарного заряда капель постепенно уменьшается.

В естественных облаках, возникающих на склоне Эльбруса, отмечено постепенное изменение со временем доли заряженных капель. В начальный период существования облака заряженными являются 10—30% всех капель. Через 1 час и более после образования облака измерения показывают, что заряд несут 30—60% капель. Так же как и в туманах, в большинстве случаев наблюдалось преобладание отрицательно заряженных капель. Установлено, что облако заряжается положительно, если до его образования отношение проводимостей воздуха удовлетворяло условию

$$\frac{\lambda_+}{\lambda_-} \geq 2.$$

Г. Д. Петров [12, 13] исследовал заряд облачных капель радиусом 1—16  $\mu$  с помощью разработанного им прибора, устанавливаемого на самолете. Он обнаружил, что в мощных конвективных облаках отрицательный заряд капель преобладает в нижней их части (в 25 случаях из 30), а в облаках небольшой мощности отрицательный заряд преобладает по всему их объему.

В центральной части мощных конвективных облаков встречаются капли с обоими знаками заряда в примерно равных количествах, причем обычным является наличие областей с преобладанием одного знака заряда. В верхней части мощных кучевых облаков преобладают положительно заряженные капли.

Одновременные измерения заряда и размера капли позволили получить соотношение между ними

$$\bar{q} = 18r. \quad (2)$$

Если выражать  $r$  в микронах, то получают  $\bar{q}$  в элементарных зарядах ( $e$ ). Заряд, вычисляемый по формуле (2), примерно в 10 раз меньше, чем вычисляемый по формуле (1).

Данные Петрова о среднем заряде капель разного размера без учета его знака приведены в табл. 1 в сопоставлении с данными Сергеевой. Такого же порядка величины получены для зарядов капель естественных туманов Соловьевым [15].

Таблица I

Средний заряд капель  $e$  разных размеров в облаках

	Радиус капель $\mu$						
	2	3	4	5	6	8	10
По Г. Д. Петрову . . . . .	25	—	—	94	—	127	220
По А. П. Сергеевой . . . . .	24	33	45	58	69	—	—

Общее число частиц, для которых Петровым выполнены измерения размера и заряда, составляло около 5000.

Зоны, в которых наблюдалось преобладание одного знака заряда капель, имели в среднем размер 80—100 м, т. е. такого же порядка, как размер конвективных струй в облаках небольшой мощности. На 1 км<sup>2</sup> облака приходилось в среднем 35 зон.

Данные Р. Ганна [24, 25] о зарядах крупных частиц в грозовом облаке также указывают на наличие зон с преобладающим знаком заряда. Размер таких зон достигает 2 км. В большинстве случаев отмечалось преобладание отрицательно заряженных капель. Заряд отдельных капель достигал  $\pm 0,27$  э. с. е. на высоте 4,2 км при температуре  $+10^{\circ}\text{C}$  (на 2 км ниже уровня нулевой изотермы). На высоте 1,5 и 7,0 км заряд не превышал  $\pm 0,06$  э. с. е.

Н. В. Красногорская [6], также производившая измерения заряда частиц осадков с помощью самолетных исследований, сообщает, что в облаках преобладают отрицательно заряженные частицы, а заряд отдельных капель в среднем больше для отрицательно заряженных капель, чем для положительно заряженных. Подтверждено наличие зон с одноименным зарядом капель. Отмечается, что положительно заряженные области в облаках встречаются в большинстве случаев в верхней их части, в то время как в нижней части облаков преобладают отрицательные заряды капель. Такое распределение зарядов капель по высоте, по-видимому, является преобладающим. Вопросу о распределении напряженности электрического поля с высотой по данным о распределении зарядов в облаке посвящена, например, статья Красногорской [8].

### **Роль коагуляции заряженных капель в образовании грозовых явлений**

На основании сказанного выше можно считать, что для мелких облачных капель заряд примерно пропорционален их радиусу. Коагуляция капель при одинаковом знаке их заряда ведет к накоплению зарядов на крупных каплях, так как, если не учитывать потери зарядов за счет захвата ионов из воздуха и других процессов, заряды сливающихся капель объединяются и, следовательно, заряд крупной капли будет примерно пропорционален кубу ее радиуса. Напротив, коагуляция разноименно заряженных капель ведет к их нейтрализации.

В 1946 г. Я. И. Френкелем и автором настоящей статьи [17], позднее в статьях [19, 20] и в монографии автора [21] был рассмотрен вопрос о роли коагуляции заряженных капель в образовании грозовых явлений. При этом предполагалось, что все облачные капли заряжены отрицательно, а величина их заряда определяется формулой (1). Эти расчеты, естественно, давали завышенное значение заряда капель дождя в облаке и требовали переработки с учетом новых данных о зарядении облаков. Однако сам механизм, приводящий к перераспределению зарядов в облаке, по-видимому, был описан правильно.

Развитие грозовых явлений в чисто водяных облаках подтверждается и непосредственными наблюдениями в тропиках и субтропиках (например, статьи Х. Фостера, К. Мура, Б. Воннегата и др. [27], Е. Пиетровского [28]).

При наличии в облаке ледяных частиц их коагуляционный рост в процессе падения через капельную зону облака происходит аналогично и их электризация, сопровождающаяся разделением зарядов, также будет приводить к образованию грозовых явлений. В умеренных широтах грозовые явления почти всегда (здесь не говорится о грозах, связанных с вулканической деятельностью или метелями) развиваются в облаках

смешанного строения. Однако относительная роль жидкой и твердой фаз в развитии гроз еще не ясна.

С точки зрения изложенных выше экспериментальных данных об электрическом строении облаков условия для образования высокой напряженности электрического поля в облаке наиболее благоприятны в том случае, когда растущие крупные частицы осадков (капли дождя, град, крупа) в течение всего времени своего существования находятся в зоне с однородным знаком заряда облачных частиц. Это будет соблюдаться, например, если до верхнего участка траектории растущих частиц осадков капли облака заряжены отрицательно (или положительно), а преобладание противоположно заряженных облачных частиц наблюдается лишь выше этого уровня. Автор рассчитал рост заряда сферических частиц осадков в облаке при этих условиях, предполагая, что он обусловлен

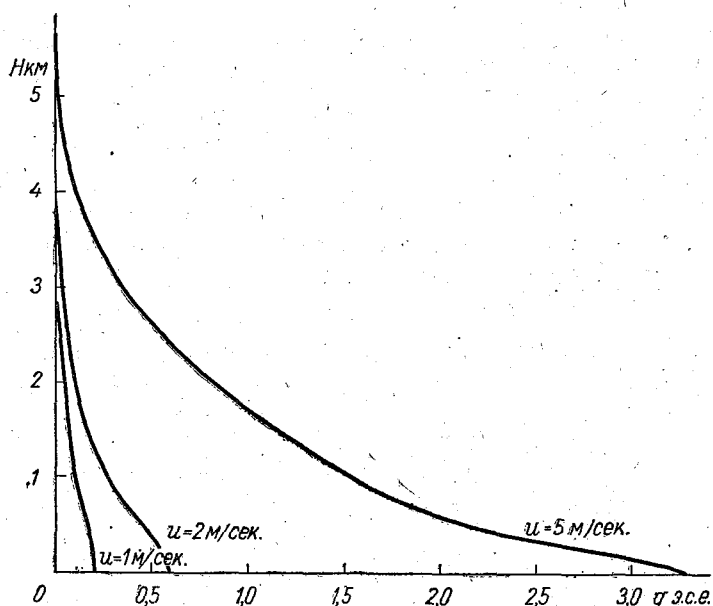


Рис. 1.

присоединением заряда облачных капель, с которыми коагулирует частица осадков. Влияние зарядов на коагуляцию частиц при этом не учитывалось. Этот вопрос рассмотрен Л. М. Левиным [9].

Удельный заряд облачных капель, т. е. заряд, приходящийся на единицу массы воды, в облаке с распределением капель по размерам вида

$$n = \left(\frac{5}{2}\right)^5 \frac{\omega r^2}{\pi r_m^6} e^{-\frac{5r}{r_m}}$$

где  $\rho$  — плотность воды,  $\omega$  — водность облака,  $r_m$  — радиус капель, дающих наибольший вклад в водность облака, равен

$$Q = \frac{\int qn dr}{\int mn dr} = \frac{5\phi}{16\pi r_m^2}, \quad (3)$$

где  $m$  — масса капли радиуса  $r$ ,  $\phi$  — множитель, имеющий размерность потенциала. Если выразить заряд  $q$  в э. с. е. и  $r$  в см, то  $\phi = 10^{-4}$ .

Данные расчета приведены на рис. 1. Из него следует, что коагуляци-

онный рост в состоянии обеспечить весьма большие заряды частиц осадков, а при достаточной концентрации этих частиц в облаке могут образоваться грозовые явления. Вопрос о роли концентрации заряженных крупных частиц в создании высоких напряженностей электрического поля рассмотрен в монографии [21].

При вычислении заряда частиц осадков предполагалось, что все облачные капли заряжены. В том случае, когда заряжена лишь известная доля капель, в расчет должна быть введена соответствующая поправка.

Частицы осадков, зародившиеся в верхней части облака, где их заряд противоположен по знаку заряду в нижней части облака, при падении будут перезаряжаться.

С этой точки зрения образование снега в верхней части облаков неблагоприятно для образования грозы, хотя и не исключена возможность ее развития. Примером таких гроз, по-видимому, являются зимние грозы. Однако, как известно, эти грозы являются обычно малоинтенсивными; число грозовых разрядов в них невелико. Напротив, при зарождении осадков в центральной части бурно развивающегося конвективного облака, что характерно для дождя чисто водяного происхождения, сферического града и, возможно, крупы, грозы являются наиболее вероятными.

Как указывается в ряде работ (например [11]), не только в тропиках, но и в умеренных широтах ливневые дожди весьма часто начинаются с выпадения осадков чисто водяного происхождения. Поэтому возможно, что даже для облаков смешанного строения образование гроз часто связано не с твердой, а с жидкой фазой.

Появление твердой фазы путем замерзания крупных водяных капель в центральной части облака не изменяет механизма развития грозовых явлений, описанного в настоящей статье.

В данной статье не будем останавливаться на вопросе о роли механизма разрушения частиц осадков путем разбрызгивания капель в потоке воздуха или в электрическом поле при таянии ледяных частиц со стеканием влаги, так как не ясна значимость самого механизма разрушения частиц в естественных грозовых облаках.

### Вывод

1. Основным механизмом, ведущим к развитию грозовых явлений, является, по мнению автора, коагуляция заряженных облачных частиц.
2. Наиболее благоприятны условия для развития грозы в тех облаках, где основной коагуляционный рост частиц происходит в зоне с преобладанием одного знака заряда частиц.
3. Зарождение частиц осадков в верхней части облака при наличии разделения объемных зарядов разного знака по высоте неблагоприятно для образования грозовых явлений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Адеркас О. Ю. Определение среднего заряда капель тумана. Тр. НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 1, 1941.
2. Брейдо Ц. Г. Исследование механизма адсорбции ионов каплями воды. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1955.
3. Воейков А. И. Метеорология, Спб., 1904.
4. Дерягин Б. В., Прохоров П. С. Исследование причин неслияния жидких капель в статических условиях (при длительном контакте). Сб. «Новые методы в области изучения аэрозолей», Изд. АН СССР, М., 1949.

5. Имянитов И. М., Чуваев А. П. К вопросу об основных процессах, ведущих к электризации в грозовых облаках. Тр. ГГО, вып. 67, 1957.
6. Красногорская Н. В. Результаты измерения зарядов частиц осадков в свободной атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1956.
7. Красногорская Н. В. Исследование процессов электризации частиц облаков и осадков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1960.
8. Красногорская Н. В. Об электрическом поле кучевых облаков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1961.
9. Левин Л. М. Электрическая коагуляция облачных капель. Сб. «Физика облаков и осадков». Изд. АН СССР, М., 1961.
10. Махоткин Л. Г. Соловьев В. А. Электрические заряды капель туманов и облаков. Тр. ГГО, вып. 97, 1960.
11. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Гидрометеониздат, Л., 1961.
12. Петров Г. Д. Методика измерения зарядов и размеров аэрозольных частиц с самолета. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1959.
13. Петров Г. Д. О распределении зарядов облачных частиц. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1961.
14. Сергеева А. П. Об электрических зарядах облачных капель. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1959.
15. Соловьев В. А. Об одном методе измерения зарядов и размеров капель тумана. Тр. ГГО, вып. 58, 1956.
16. Френкель Я. И. Теория основных явлений атмосферного электричества. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 8, № 5, 1944.
17. Френкель Я. И., Шишкин Н. С. Роль коагуляции водяных капель в возникновении грозовых разрядов. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 10, № 4, 1946.
18. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. Гостехиздат, Л.—М., 1949.
19. Шишкин Н. С. О заряде капель в грозовых облаках. Инф. сб. ГУГМС, № 1, 1951.
20. Шишкин Н. С. Исследование процесса образования летних осадков и грозового электричества. УФН, т. 45, вып. 3, 1951.
21. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гостехиздат, М., 1954.
22. Elster J., Geitel H. Zur Influenztheorie der Niederschlagselektizität. Phys ZS, N 25, 1913.
23. Foster H. An unusual observation of lightning. BAMS. V 31, N 4, 1950.
24. Gunn R. The electrical charge on precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorms. Phys. Rev. v 71, N 3, 1947.
25. Gunn R. The electrical charge on precipitation inside an active thunderstorm. J. Geophys. Res, v 55, No 2, 1950.
26. Mason B. J. A critical examination of theories of charge generation in thunderstorms. Tellus. v 5, No 4, 1953.
27. Moore C. B., Vonnegut B., Stein B. A., Survilas H. J. Observation of electrification and lightning in warm clouds J. Geophys. Res. v 65, No 7, 1960.
28. Pietrowski E. L. An observation of lightning in warm clouds. J. Meteorol. v 17, No 5, 1960.
29. Simpson G. C. On the electric charge of rain and its nature in thunderclouds. Phil. Trans. Roy. Soc. A. 209, 1909.
30. Wiegand A. Ladungsmessungen an natürlichem Nebel. Phys. ZSbd 27, N 23, 1926.
31. Wilson C. T. R. Some thunderstorm problems. J. Frankl. Inst, v 208, N 1, 1929.
32. Workman E., Reynolds S. Electrical phenomena occuring during the freezing of dilute aqueous solutions and their possible relationship to thunderstorm electricity. Phys. Rev, v 78, N 3, 1950.

Н. Н. ЯРЦЕВА, А. В. БРОМБЕРГ,  
Н. В. БЫЧКОВ

## ОБ ОДНОМ КОСВЕННОМ МЕТОДЕ ОЦЕНКИ ЛЬДООБРАЗУЮЩЕЙ АКТИВНОСТИ РЕАГЕНТОВ

В статье описан способ оценки льдообразующей активности реагентов, основанный на взаимодействии испытуемого вещества с пересыщенным раствором  $\text{Ag J}$  в смеси ацетона с дигликолем.

Поиски эффективных веществ для воздействия на переохлажденные облака и туманы непременно включают лабораторные испытания каждого нового образца на льдообразующую активность, что связано с применением относительно сложной аппаратуры. Очевидно, любой вариант такой аппаратуры должен обеспечивать нужную степень переохлаждения водяного пара или тумана, куда вносится затравка испытуемого вещества.

Естественно, что при массовой проверке новых веществ с целью предварительного отбора активных образцов было бы удобнее пользоваться более доступной, хотя, может быть, и косвенной методикой. Предположительно в основу подобной методики может быть положено взаимодействие частиц исследуемого вещества с пересыщенным раствором другого вещества с уже известной и притом высокой льдообразующей активностью. Для этой цели можно выбрать, например, иодистое серебро. Если посторонняя затравка при внесении в пересыщенный раствор активного льдообразователя снимает пересыщение, т. е. вызывает интенсивную кристаллизацию, то можно ожидать, что этот препарат будет активным и по отношению к переохлажденному туману.

Подобного рода методика была предложена Монтмори [1]. Он пользуется насыщенным раствором иодистого серебра в смеси иодистого натрия, ацетона и тригликоля. Капля этого раствора наносится на предметное стекло и заражается частицами исследуемого вещества. Вскоре вследствие испарения ацетона раствор становится пересыщенным по иодистому серебру. Если внесенные извне частицы активны, то вокруг них развивается кристаллизация, легко наблюдаемая при небольших увеличениях в микроскопе.

Монтмори приводит ряд интересных микрофотографий, полученных при заражении капли частицами иодистого серебра. Однако в отношении инородных частиц он ограничивается только общими замечаниями, которые не дают еще права считать указанный метод вполне надежным для отбора активных льдообразователей.

Целью настоящей работы и является выяснение возможностей этого метода.

Приготовление раствора иодистого серебра. В своей работе авторы статьи в основном следовали методике, приведенной в [1].

Однако в качестве растворителей были испробованы смеси ацетона с глицерином, этиленгликолем и дигликолем. Оказалось, что только смесь ацетона с дигликолем обладает требуемыми свойствами.

В хорошо очищенном сухом стеклянном цилиндре с притертой пробкой тщательно смешивались 0,8 мл насыщенного раствора иодистого серебра в 30-процентном ацетоновом растворе иодистого натрия, 1,2 мл 30-процентного ацетонового раствора иодистого натрия и 0,8 мл дигликоля. Раствор выдерживался в течение 1—2 суток при комнатной температуре. За это время нерастворившиеся частицы иодистого серебра успевали осесть на дно цилиндра, после чего рекомендуется осторожно слить раствор с осадка в чистую сухую пробирку с притертой пробкой. В таком виде раствор может храниться длительное время.

Следует обращать особое внимание на выделение из раствора твердых частиц иодистого серебра, так как в противном случае они сами

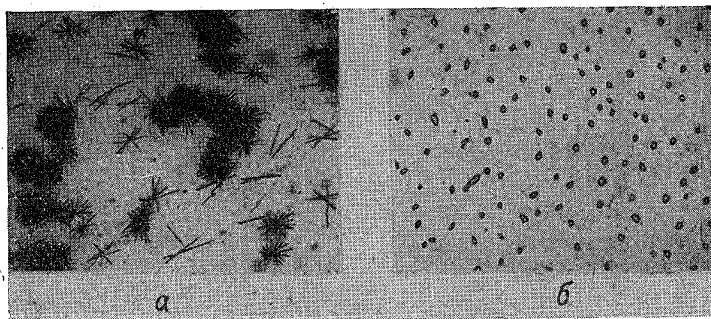


Рис. 1. Кристаллизация иодистого серебра на частицах (увеличение  $\times 35$ ).

*a* — частицы  $\text{AgI}$  (через 30 мин.), *b* — частицы  $\text{AgI}$ , защищенные желатиной (через 2 часа).

могут стать центрами кристаллизации при проведении опыта и тем самым исказить картину поведения частиц, внесенных извне.

Кристаллизация на частицах иодистого серебра. Вначале были поставлены опыты с применением в качестве затравки частиц иодистого серебра разного происхождения. Капля раствора наносилась на предметное стекло и заражалась с поверхности препаратом с помощью очень тонкого стеклянного капилляра. Применялись следующие препараты иодистого серебра:

- а) продажный реактив квалификации «чистый»;
- б) свежесажженный препарат иодистого серебра, тщательно промытый и высушенный при комнатной температуре;
- в) микрористаллический препарат, полученный при медленном испарении аммиачного раствора иодистого серебра;
- г) защищенный желатиной препарат иодистого серебра (порошок иодистого серебра суспензировался в 0,01-процентном растворе желатинны, затем отфильтровывался и сушился).

Наблюдения под микроскопом проводились при комнатной температуре (20—25°C) в проходящем, а иногда также в отраженном свете, в основном при увеличении X90. Следует заметить, что наблюдения в отраженном свете дают часто более эффектную и отчетливую картину кристаллизации.

Типичная картина кристаллизации на затравках иодистого серебра показана на микрофотографиях рис. 1 *a*. Как это и было ранее замечено

[1], иодистое серебро выделяется на затравочных кристаллах в виде тонких игл, длина которых зависит от продолжительности опыта. Оказалось, что все исследованные нами препараты иодистого серебра дают качественно одинаковую картину. Исключение составляет только препарат, защищенный желатиной (рис. 1 б). В этом случае кристаллизация отсутствовала. Очевидно, желатина, адсорбированная на поверхности частиц иодистого серебра, полностью исключала затравочный эффект. Эти наблюдения лишней раз свидетельствуют о том, что активность твердых частиц полностью контролируется состоянием их поверхности.

Различие в поведении прочих препаратов иодистого серебра в основном сводилось к продолжительности индукционного периода, под которым понимаем отрезок времени, прошедший с момента внесения затравки в каплю раствора до появления видимых следов обрастания затравки иглами иодистого серебра. Чем меньше затравочный кристалл, тем больше индукционный период. Кроме того, на очень мелких частицах, едва раз-

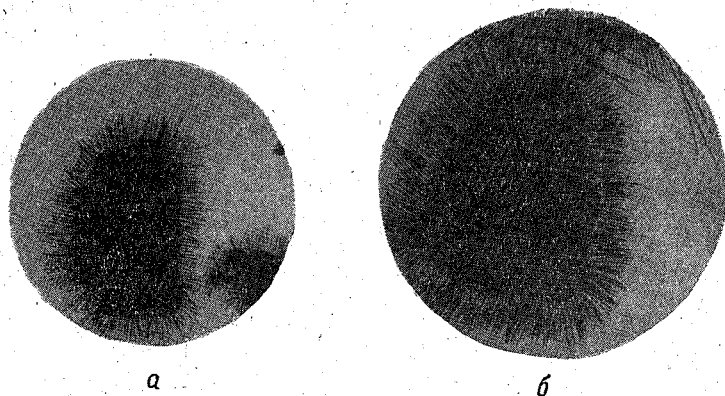


Рис. 2. Кристаллизация иодистого серебра на микрокристаллах  $\text{AgI}$  (увеличение  $\times 200$ ).  
а — через 10 мин., б — через 30 мин.

личимых в микроскопе при данном увеличении, обычно вырастает только один иглообразный кристалл иодистого серебра (вместо веера игл).

В связи с этим интересно выяснить, не обладают ли различные участки поверхности кристалла иодистого серебра различной затравочной активностью. Опыт был поставлен с относительно крупным кристаллом, выращенным в аммиачном растворе иодистого серебра. Как показывает рис. 2, обрастание иглами протекает равномерно по всем граням кристалла. Следовательно, на поверхности кристаллов иодистого серебра отсутствуют особые участки, отличающиеся повышенной или, напротив, пониженной затравочной активностью.

От качественных наблюдений можно перейти к количественной оценке кристаллизационного процесса. Для этого необходимо провести фотографирование одного и того же зародыша через различные промежутки времени (рис. 3). Если промерить среднюю длину игл  $l$ , отсчитываемую от поверхности зародышевого кристалла, и нанести на график величину  $l$  в функции от времени  $t$ , то получим, очевидно, кинетическую характеристику процесса. Такого рода зависимости  $l(t)$  представлены на рис. 4. Кривая I относится к раствору иодистого серебра в ацетон-дигликолевой смеси, состав которого приведен выше, а кривая II — к раствору, более концентрированному в отношении иодистого серебра.



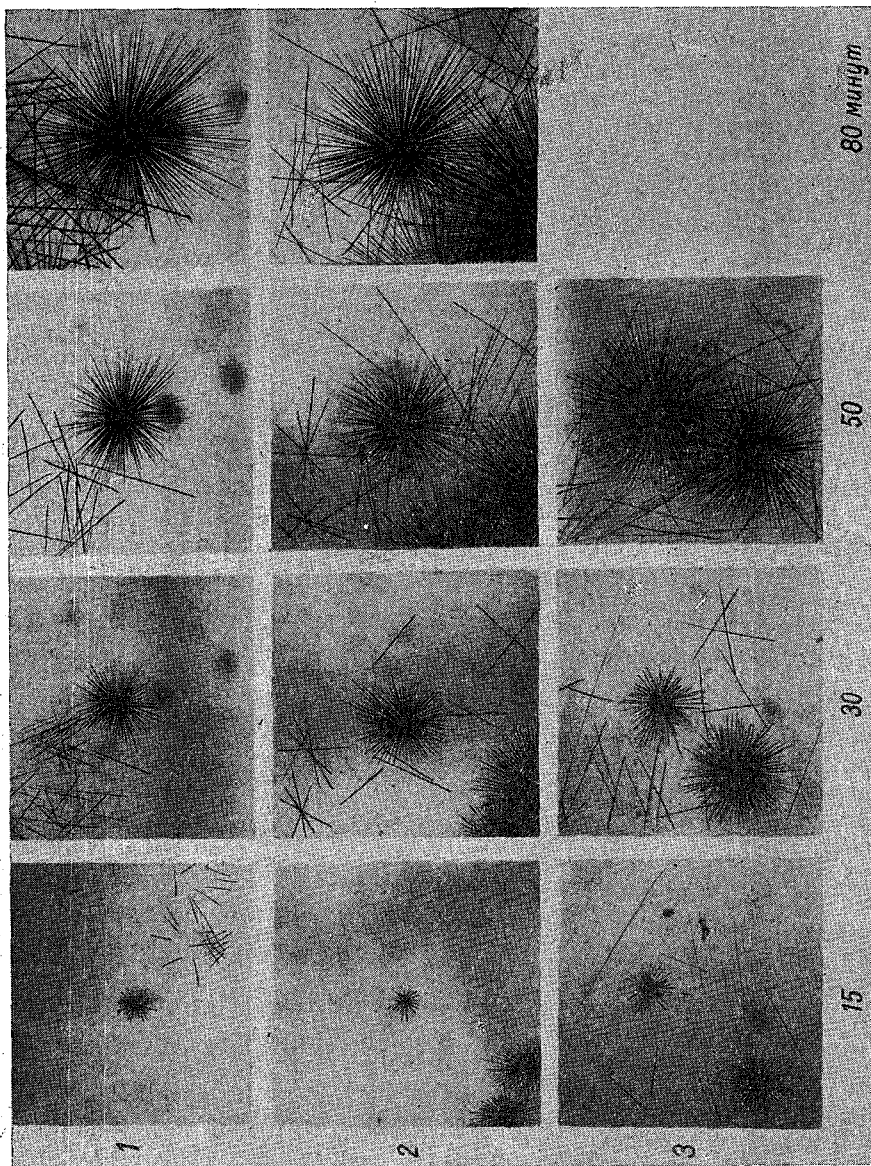


Рис. 3. Развитие процесса кристаллизации иодистого серебра на частицах  $\text{AgI}$  (1),  $\text{BiI}_3$  (2) и  $\text{CuS}$  (3) (увеличение  $\times 90$ ).

Как видно на рис. 4, функция  $l(t)$  является линейной, а экстраполяция к  $l=0$  указывает на существование индукционного периода  $t_0$ . Для кристаллических зародышей AgJ примерно одинакового размера величина индукционного периода  $t_0$  и скорость роста игл  $dl/dt$  зависят от состава маточного раствора, как это непосредственно вытекает из сопоставления кривых I и II на рис. 4. Отсюда следует, что для оценки активности различных частиц необходимо пользоваться одним и тем же маточным раствором (лучше всего свежеприготовленным) и опыты ставить по возможности в одинаковых условиях.

Очевидно, скорость роста игл, определяемая угловым коэффициентом  $dl/dt$  не имеет прямого отношения к псевдоизоморфному поведению исследуемых частиц (не AgJ). Оно должно, по нашему мнению, характеризоваться величиной индукционного периода. В пределе для неактивных

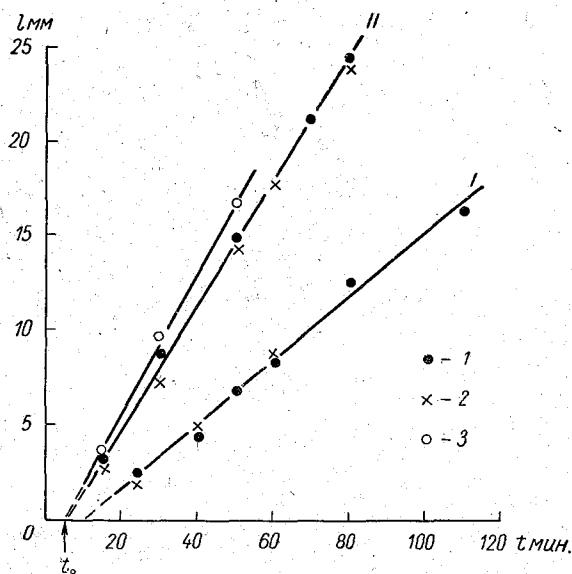


Рис. 4. Кинетика кристаллизации иодистого серебра на частицах AgJ (1),  $\text{BiJ}_3$  (2) и CuS (3).  $l$  — длина игл иодистого серебра при увеличении  $\times 90$ .

частиц индукционный период становится бесконечно большим, т. е. иодистое серебро не выкристаллизовывается из раствора.

Инородные частицы. С помощью вышеуказанной методики были испытаны девять веществ, перечень которых приведен в табл. 1. Некоторые результаты опытов представлены в виде микрофотографий на рис. 3, а также графически обобщены на рис. 4.

Одновременно определялась в лабораторных условиях льдообразующая активность тех же препаратов при внесении их в переохлажденный туман. Результаты обеих серий опытов собраны в табл. 1.

На рис. 3 видно, что кристаллики  $\text{BiJ}_3$  и CuS дают такую же картину кристаллизационного процесса, как и частицы иодистого серебра. Эти три вещества имеют одинаковый индукционный период и сравнительно мало отличаются друг от друга по льдообразующей активности, оцениваемой по температурной границе льдообразования в переохлажденном тумане.

Однако такие активные льдообразователи, как  $PbJ_2$  и  $CuJ$ , вовсе не вызывают кристаллизации иодистого серебра из раствора, в табл. 1 это отмечено знаком «бесконечность» ( $t_0 = \infty$ ). Далее, обрастают иглами иодистого серебра отдельные кристаллы  $CuBr$ , а большое число рядом лежащих частиц того же препарата неактивно.

Таблица 1

Вещества	Кристаллизация (индукционный период в мин.)	Льдообразование в переохлажденном тумане (температурная граница в °C)
AgJ	5	-4
BiJ <sub>3</sub>	5	-6
CuS	5	-4 ÷ -7
PbJ <sub>2</sub>	∞	-6,5 ÷ -7,5
CuJ	∞	-4 ÷ -6,5
CuBr	Активны отдельные частицы	-8 ÷ -10
NH <sub>4</sub> F	∞	-18
Бентонит	∞	Неактивен
SiO <sub>2</sub>	∞	Неактивен

Таким образом, вещества, обнаруживающие высокую льдообразующую активность в переохлажденном тумане, могут оказаться совершенно неактивными в качестве центров кристаллизации для иодистого серебра, а потому вышеописанный метод не является вполне надежным для отбора новых веществ в качестве активных льдообразователей. Этот метод может быть использован в лабораторной практике как дополнение к прямым наблюдениям в переохлажденном тумане.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Montgomery R. Bull. Observ. Puy-de-Dome, N 1, 9, 1955.  
Vonnegut B. Bull. Am. Met. Soc 31 (1950) N 5.
2. Pruppacher H. R., Sanger Z. angew Math u. Phys., N 6, 1955.

## К ВОПРОСУ О КОАГУЛЯЦИИ КАПЕЛЬ ТУМАНА ЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

В статье рассмотрены различные явления, возникающие при воздействии на туман звуковыми колебаниями. Дается схема механизма, приводящего к рассеиванию тумана в этих условиях. Оценивается влияние частот при различных процессах, приводящих к коагуляции капель.

### Введение

В настоящее время в ряде технологических процессов большое применение нашли звуковые и ультразвуковые колебания. Трудно указать область народного хозяйства, в которой не использовались бы эти колебания.

Так, с помощью акустических волн звукового и ультразвукового диапазона частот создаются условия, при которых наступает высокая степень диспергирования (эмульгирования, обезжиривания, размельчения твердых тел, образования суспензий и ускорения процесса кристаллизации пересыщенных растворов).

Особенно большое распространение получило использование упругих колебаний для очистки воздуха от посторонних примесей. Такими примесями могут быть частички дыма и сажи от заводских труб, капельки различных кислот, выбрасываемых при химико-технологических процессах, и, наконец, пары воды, увеличивающие влажность воздуха выше допустимых значений [1, 2, 3]. В одних случаях акустические колебания приводят к укрупнению и выпадению частиц, в других — к их измельчению. При этом основную роль играют интенсивность и частота колебаний, а также структура и размер частиц, на которые действуют эти колебания. Несмотря на то что в Советском Союзе и за рубежом акустические колебания нашли большое практическое применение, ясности в механизме самого явления (приводящего к укрупнению или измельчению частиц) пока нет.

Из большого числа различных применений акустических колебаний остановимся на рассмотрении процессов, происходящих с жидкими каплями, какими являются капли водяного тумана. Рассеивание тумана акустическими колебаниями носит весьма сложный характер. Несомненно, основным процессом, вызывающим ускоренное рассеивание тумана, является коагуляция водяных капель. Акустические колебания способствуют сближению капель, что приводит к их соударению и слиянию. Распространяющиеся в тумане акустические колебания вовлекают капли в движение очень сложного характера, которое зависит как от частоты и

интенсивности звука, так и от плотности и размеров капель тумана. Это обстоятельство не дает возможности составить простую теоретическую схему этого процесса, которая позволила бы найти для каждого конкретного случая наилучшие исходные акустические параметры (частоту колебаний, мощность излучателя, время озвучивания, плотность тумана и размер частиц, на которые действует звук).

Необходимость рассмотрения такой схемы вызывается еще тем, что за последнее время благодаря развитию техники удалось создать излучатели, обладающие акустической мощностью порядка десятков киловатт. При своем распространении такие мощные колебания вызывают в тумане сложные физические процессы, под влиянием которых происходит рассеивание тумана.

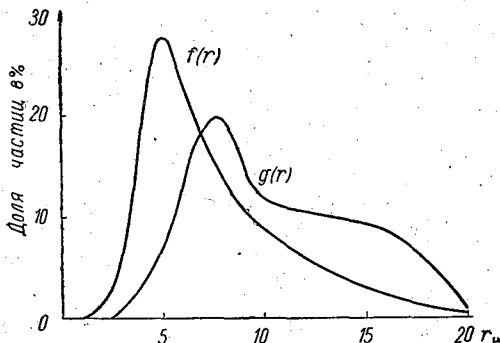


Рис. 1. Счетное и весовое распределение капель в тумане по размерам.

В настоящей статье рассматриваются эти процессы, приводящие к укрупнению и рассеиванию жидких частичек, выясняется вопрос о границах применимости той или иной теории и оценивается роль различных процессов, приводящих к рассеиванию туманов. Водность туманов берется различной, и исходное состояние водяного тумана характеризуется счетным  $f(r)$  и весовым  $g(r)$  распределением капель рис. 1 (где по оси абсцисс отложены радиусы капель в микронах, а по оси ординат — доля их в процентах). Подобное распределение капель по размерам является наиболее характерным для естественных туманов. Предполагается, что на такой туман действуют акустические колебания определенной интенсивности, а частота их изменится во всем звуковом диапазоне.

### Ортокинетическая теория коагуляции капель тумана в звуковом поле

Как известно, ортокинетический эффект возникает вследствие разности скоростей колебаний капель разных размеров, находящихся в звуковом поле. Мелкие капли почти полностью увлекаются средой, в то время как более крупные двигаются с меньшей скоростью. В прилегающем к капле слое воздуха на нее будет действовать сила трения со стороны движущихся частиц среды. По мере уменьшения размера капли ее инерция убывает пропорционально кубу радиуса, а поверхность, на которую действует сила трения, убывает пропорционально квадрату радиуса. Это явление первоначально было рассмотрено Ламбом на основании представлений Релея. В случае простых гармонических колебаний при малых числах  $Re$  и большой разнице в величинах плотностей частицы и среды Кеннигом было выведено уравнение для колебания частиц шарообразной формы, находящихся в вязкой колеблющейся среде [10].

Пусть в среде, имеющей вязкость  $\eta$  и колеблющейся с амплитудой  $x_0$  и частотой  $f$ , находится капля с радиусом  $r$  и плотностью  $\rho$ . Согласно закону Стокса, сила трения, действующая на каплю, равна

$$F = -6\pi\eta r \Delta v, \quad (1)$$

где  $\Delta v$  — разность скоростей среды и капли.

Если считать, что скорость частиц среды равна

$$\frac{dx_c}{dt} = 2\pi f x_c \cos 2\pi f t, \quad (2)$$

то движение частиц среды записывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 x_c}{dt^2} = \frac{9\eta}{2\rho r^2} \left[ 2\pi f x_c \cos(2\pi f t) - \frac{dx_c}{dt} \right], \quad (3)$$

где  $x_c$  и  $x_k$  — амплитуды смещения среды и капли.

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$x_k = \frac{x_c}{\sqrt{(2\omega\tau)^2 + 1}} \sin(2\omega t - \rho) + e^{bt}, \quad (4)$$

где время релаксации

$$\tau = \frac{2r^2\rho}{9\eta}, \quad (5)$$

а  $\omega = 2\pi f$  — частота.

Если пренебречь непериодическим членом, отображающим устанавливающийся процесс, то степень участия капель в звуковых колебаниях среды можно определить выражением

$$\frac{v_k}{u_c} = \frac{x_k}{x_c} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(2\pi \frac{\tau}{T_k}\right)^2}}, \quad (6)$$

где  $\frac{x_k}{x_c}$  и  $\frac{v_k}{u_c}$  — отношение амплитуд смещения капли и среды и их колебательных скоростей;  $T_k$  — период колебания капель.

Сдвиг фазы колебаний частиц среды определяется выражением

$$\operatorname{tg}(\varphi - \theta) = \omega\tau = \frac{2\pi\tau}{T_k}, \quad (7)$$

следовательно, он зависит от отношения  $\rho$  к  $\eta$  и от произведения  $r\sqrt{\omega}$ . При малом отношении  $\frac{\tau}{T_k} \rightarrow 0$   $\varphi - \theta \rightarrow 0$ ;  $\frac{x_k}{x_c} \rightarrow 1$  капли колеблются с той же амплитудой и в той же фазе, что и среда. При очень больших отношениях  $\frac{\tau}{T_k} \rightarrow \infty$   $\frac{v_k}{u_c} \rightarrow 0$  капли остаются неподвижными.

По мере укрупнения частицы перестают принимать участие в колебаниях. Этим определяется предел увеличения размера частиц после озвучивания.

Переход от неподвижности к полному увлечению частиц происходит в интервале  $0,02 > \frac{\tau}{T_k} > 2,0$ , что по формуле (6) соответствует  $0,8 \geq \frac{x_k}{x_c} \gg \gg 0,2$ .

На рис. 2 приведена зависимость радиуса капли (в микронах) от частоты акустических колебаний (при коагуляции) для двух значений коэффициента увлечения:  $\frac{x_k}{x_c} = 0,8$  (а) и  $\frac{x_k}{x_c} = 0,2$  (б). В области, ограниченной прямыми а и б, капли полностью будут увлекаться средой. При рассмотрении данного графика видно, что для рассеивания тумана с размерами капель порядка 5  $\mu$  наиболее благоприятными будут частоты от 2000 до 300 гц.

Хидеман, Фройнд, Брандт придавали этой теории большое значение при объяснении механизма рассеивания тумана акустическими колебаниями [11]. При этом они исходили из предположений, что должны соблюдаться три условия:

- 1) полидисперсность тумана;
- 2) разность в амплитудах колебания капель должна превышать расстояние между ними;
- 3) в тумане должны существовать неоднородные движения крупных капель.

Однако применительно к водяному туману не все эти условия выполняются. Так, многочисленными опытами показано, что монодисперсный

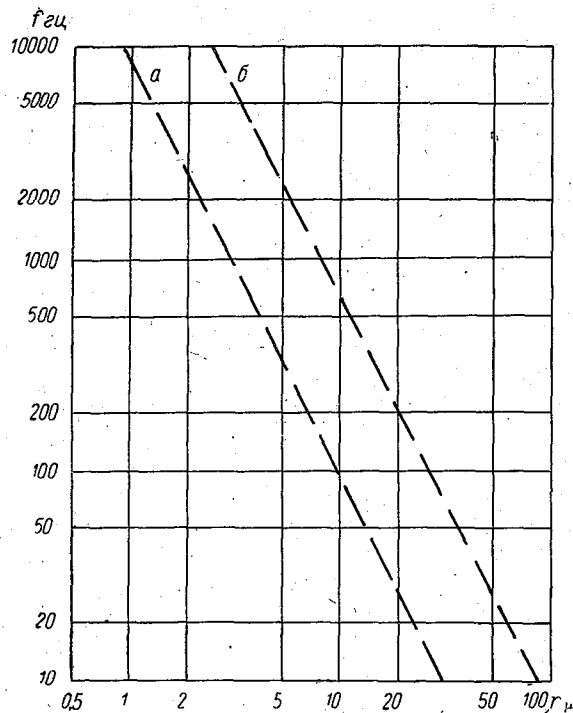


Рис. 2. Зависимость радиуса капли от частоты акустических колебаний.

туман так же хорошо коагулирует в акустическом поле, как и полидисперсный. Выполнение второго условия также не обязательно. Действительно, если воздействовать на туман акустическими колебаниями интенсивностью  $I=0,01$  Вт/см<sup>2</sup>, которые достаточны для быстрого рассеивания тумана в небольшом объеме  $V \approx 0,05$  м<sup>3</sup>, основываясь на формуле (6), можно подсчитать амплитуду колебания капель ( $x_k$ ) при той или иной частоте [4] по формуле

$$I = \frac{1}{2} \rho c \omega^2 x_k^2, \quad (8)$$

где  $c$  — скорость звука.

Подсчет показывает, что получаются различные значения  $x_k$  (в микронах) при различных значениях частоты табл. 1.

Среднее же расстояние между каплями можно принять равным

$$l_{\text{ср}} = \frac{1}{\sqrt[3]{N}}, \quad (9)$$

где  $N$  — число капель в  $1 \text{ см}^3$ .

Положим

$$N = \frac{3\omega}{4\pi r_{\text{ср}}^3 \rho_{\text{к}}}, \quad (10)$$

где  $r_{\text{ср}}$  — средний радиус капель;  $\omega$  — водность тумана и  $\rho_{\text{к}}$  — плотность водяной капли.

При  $\omega = 1 \text{ г/м}^3$   $\frac{l_{\text{ср}}}{r_{\text{ср}}} = 160$ . Таким образом, при  $r_{\text{ср}}$  в пределах от  $4 \mu < r < 100 \mu$   $l_{\text{ср}}$  соответственно будет находиться в пределах от  $640 \mu < l < 16000 \mu$ ; при  $\omega = 0,1 \text{ г/м}^3$  для тех же значений  $r$   $l_{\text{ср}}$  соответственно будет находиться в пределах  $1388 \mu < l < 34700 \mu$ . Отсюда видно, что среднее расстояние между каплями значительно превышает амплитуду их колебания.

Таблица 1

$f$ гц	хр.
100	1 100
500	230
1 000	110
10 000	11

Желая дополнить эту теорию, Медников [5] высказал предположение о том, что броуновское движение капель, сопровождающее их колебание, увеличивает эффективный объем, в котором сталкиваются капли, и тем самым усиливает эффект коагуляции.

Однако, если подсчитать смещение капель за 1 сек. благодаря их тепловому хаотическому движению по формуле Эйнштейна

$$\Delta x^2 = \frac{RT}{N3\pi\eta^2}, \quad (11)$$

где  $T = 300^\circ\text{К}$ , эти смещения будут соответственно равны при  $r = 0,1 \mu$   $\Delta x = 20 \mu$ ; при  $r = 10 \mu$   $\Delta x = 1,7 \mu$ .

Отсюда видно, что смещения капель вследствие броуновского движения вообще весьма незначительны, и это явление может иметь некоторое значение только для очень малых капель, вклад которых в общую водность тумана незначителен.

Следовательно, второе положение о том, что амплитуда колебания капель должна превышать расстояние между ними, также не обязательно для коагуляции капель.

Работы, проведенные по анализу колебаний монодисперсных частичек в звуковом поле с помощью скоростной съемки [6], дали ряд интересных результатов. Если частицы находятся в звуковом поле определенной частоты и интенсивности, то они группируются в определенные комплексы со строго постоянным расстоянием друг от друга, зависящим от частоты колебаний. С увеличением частоты эти расстояния уменьшаются. Процесс наблюдался при частотах от 450 до 1150 гц. Следовательно, механизм, приводящий к коагуляции капель, существенно сложнее, чем простое колебательное движение отдельных капель. В процессе участвуют комплексы, внутри которых и между которыми существуют определенные силы взаимодействия.

Что касается положения о существовании неупорядоченных поперечных движений крупных капель в акустическом поле, увеличивающем вероят-



ность столкновения с малыми каплями, то оно может иметь место, но в основном проявляется при стоячих волнах.

Таким образом, эта теория не дает объяснения основному действующему механизму, вызывающему коагуляцию капель тумана. Разностью в амплитудах колебания капель различных размеров (которая имеет максимальное значение при низких частотах) нельзя объяснить слияние капель, так как расстояние между каплями при водностях  $\omega=0,1$  г/м<sup>3</sup> остается большим, чем разности в амплитудах колебания.

Ортокинетический эффект может проявляться только в тех случаях, когда капли под действием акустических колебаний уже перегруппировались и какими-то другими процессами были сближены до расстояний, сравнимых с амплитудой колебания. Коагуляция капель по этой теории будет возрастать с увеличением интенсивности  $I$  в степени  $1/2$  и, начиная с некоторой величины, будет иметь обратно пропорциональную зависимость от частоты и размера капелек тумана.

С этой точки зрения наибольшему влиянию акустических воздействий при высоких частотах подвергаются мелкие капли.

### Гидродинамическая теория коагуляции

При обтекании капель акустическим потоком вследствие нарушения линий тока между ними возникают так называемые гидродинамические силы. Природа этих сил заключается в том, что акустический поток при протекании между двумя каплями, расположенными на небольшом расстоянии друг от друга, суживается, скорость его в области сужения возрастает, а давление по закону Бернулли падает.

В результате возникновения поперечных сил притяжения частицы сближаются. Согласно вычислениям Кеннинга [12], сделанным им на основании анализа исследований Кирхгофа, составляющие этих сил в декартовых координатах равны

$$P_x = -\frac{3}{2} \frac{\pi \rho_k r_1^3 r_2^3 (\Delta v)^2}{l^4} \sin \theta (1 - 5 \cos^2 \theta), \quad (12)$$

$$P_z = -\frac{3}{2} \frac{\pi \rho_k r_1^3 r_2^3 (\Delta v)^2}{l^4} \cos \theta (3 - 5 \cos^2 \theta), \quad (13)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы капель и  $l$  — расстояние между ними.

Из этих формул видно, что в зависимости от угла  $\theta$  силы взаимодействия капель имеют различные значения (рис. 3). Так, силы притяжения имеют максимальное значение при угле  $\theta=90^\circ$ , а силы взаимного отталкивания — при угле  $\theta=0^\circ$ . В обоих случаях эти силы возрастают при увеличении  $\Delta v$  — амплитуды относительной скорости колебаний капли и среды.

Приравняв силу сближения капель к стоковой силе сопротивления, можно определить минимальное время их сближения  $t_{\min}$

$$t_{\min} = \frac{2\eta_k}{5\rho_k} \Delta v^{-2} \left( \frac{l_{cp}}{2} \right)^5, \quad (14)$$

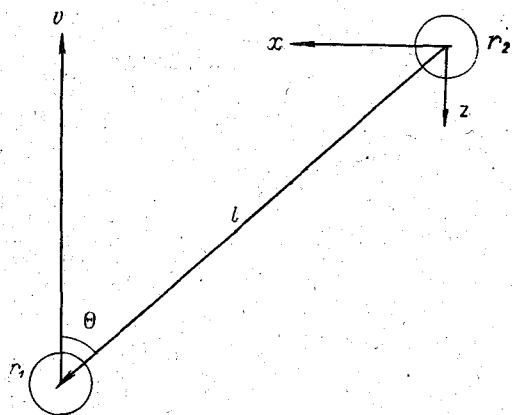
где  $\eta_k$  — вязкость вещества капли.

Подсчеты, проведенные по этой формуле, показывают, что время, необходимое для сближения капель, не согласуется с опытными данными, полученными при наблюдениях за поведением отдельных капель в звуковом поле.

Однако следует указать, что в этой теории не учтены эффекты, связанные с вязкостью и диффузией, которые на близких расстояниях при-

обретают существенное значение. Кроме того, в самое последнее время выяснилось, что зависимость этих сил от расстояния между каплями и от угла  $\theta$  должна быть иной. Не будем входить в детальное изучение этих поправок, укажем только на то, что они существенно не уменьшают время сближения капель. Развивая далее эту теорию, можно ввести некоторый коэффициент  $\beta$ , равный отношению скорости осаждения капли на сфере при наличии и при отсутствии гидродинамических сил. Таким образом, коэффициент будет характеризовать влияние этого процесса на осаждение тумана.

По имеющимся в литературе ориентировочным расчетам [10] можно принять, что  $\beta \approx 1/3 \alpha$ , где  $\alpha$  — безразмерная величина, ( $\alpha \geq 3$ ), которая определяется формулой



$$\alpha = \left[ \frac{\pi \left( \frac{\Delta v}{u_c} \right)^2 4I}{8KT} \right]^{1/3} r, \quad (15)$$

где  $K$  — постоянная Больцмана;  $u_c$  — амплитуда колебательной скорости среды.

По этой формуле можно подсчитать, что для частоты акустических колебаний  $f = 5000$  гц и интенсивности звука  $I = 0,01$  вт/см<sup>2</sup> для капель радиусами  $r = 0,5 \mu$ ;  $1 \mu$ ;  $5 \mu$  коэффициент  $\alpha$  соответственно равен 0,2; 2,4; 24,3.

Рис. 3. Схема гидродинамического взаимодействия частиц.

Таким образом, этот эффект начинает приобретать значение для капель раз-

мерами больше  $1 \mu$ , т. е. для капель, преобладающих при естественных условиях в тумане. Из приведенной формулы видно, что его действие зависит от отношения  $\frac{\Delta v}{u_c}$ . Он малоэффективен для высокодисперсной части туманов и должен расти с укрупнением капель.

При достижении значения  $\frac{\Delta v}{u_c} = 1$  (для неподвижных капель) дальнейшее его увеличение может быть достигнуто только повышением интенсивности акустических колебаний. Влияние гидродинамических сил взаимодействия особенно усиливается при учете колебательных движений частиц тумана. Силы, действующие между колеблющимися каплями, выражаются теми же уравнениями, что и (12), (13), однако если вести расчет по уравнениям Бьеркнеса, то амплитуда относительной скорости колебаний среды и капли имеет зависимость

$$\Delta v = \sqrt{2 \overline{v^2}}, \quad (16)$$

что существенно усиливает эффект слияния капель. Если подсчитать время сближения капель по формуле (14) с учетом выражения (16), то оно существенно уменьшается и приближается к наблюдаемому.

При рассмотрении гидродинамических взаимодействий нельзя забывать еще о разных скоростях падения капель и разности их диаметров. Как следует из этой теории, коагуляция капель увеличивается с увеличением размера капель и растет с ростом частоты акустических колебаний (правда, до некоторого предела). Что касается интенсивности звука,

то с увеличением  $I$  эффект возрастает, но в меньшей степени, чем по ортокинетической теории. При близком расположении капель, т. е. при больших плотностях, коагуляция идет более интенсивно.

Таким образом, гидродинамические силы взаимодействия с учетом колебательных движений капель тумана в звуковом поле высокой частоты могут существенно влиять на коагуляцию капель тумана, имеющих размер более  $1\mu$ .

### Коагуляция капель под действием звукового давления

Многочисленные опыты, проведенные в закрытых камерах, по осаждению тумана с помощью акустических колебаний с наглядностью показали, что осаждение и укрупнение капель происходит преимущественно в пучностях волны. В этих местах главным образом наблюдаются те процессы, которые приводят к быстрой коагуляции капель. Одной из основных причин перемещения этих капель в места пучностей является волновое давление, которое испытывает капля. Согласно вычислениям Кинга [13], на упругий шарик радиусом  $r$  действует избыточное давление с силой  $F$ , равной для бегущей звуковой волны

$$F = 2,4\pi r^6 \Delta v^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \quad (17)$$

и для стоячей звуковой волны

$$F = \frac{5}{3} \frac{\pi^2 \rho r^3 \Delta v^2}{\lambda} \sin\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right), \quad (18)$$

где  $x$  — расстояние частиц от узла колебаний;  $\lambda$  — длина волны.

Для стоячей волны в узле и пучности эта сила равна нулю.

Приравнивая силу волнового давления на каплю к стоковой силе сопротивления по формуле (1) (в предположении, что капля перемещается с постоянной средней скоростью), можно ориентировочно определить время перемещения капли из узла в пучность

$$v_{\text{ср}} = \frac{5\pi r^2 \Delta v^2}{36\eta\lambda}, \quad (19)$$

$$t = \frac{1,8\lambda^2 \eta}{\pi r^2 \Delta v^2}. \quad (20)$$

В этом случае получим время перемещения капли на расстояние четверти длины волны  $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ .

Если интенсивность звука  $I=0,01$  вт/см<sup>2</sup> и частота  $f=5000$  гц, то время перемещения капли указанных радиусов соответственно будет иметь значения

$r\mu$ . . . . .	2	5	10
$t$ сек. . . . .	170	5,7	1,3

Как видно из приведенного примера, увеличение плотности тумана в пучностях, где преимущественно и происходит коагуляция капель, может быть достигнуто за весьма малый промежуток времени. Влияние этого эффекта становится особенно значительным при более высоких частотах для более крупных капель и увеличивается с увеличением интен-

сивности колебаний. В местах лучностей колебаний данной теорией не учитывается эффект водных потерь в пограничном слое капли и несимметричность поля течения по обе стороны капли. Однако едва ли это обстоятельство может существенным образом изменить общую картину явления. Кроме того, в стоячей волне возникают еще акустические течения и звуковой ветер [5, 7, 8]. Причина первых — результат внутреннего трения у стенок камеры, которые рассеивают вихревые движения, второго, — по-видимому, поглощение движения упругой волны вязкой средой, которая затем передается поглощающей среде. Из уравнения Эккарта

$$u = \frac{4\pi^2 f^2 g I r^2}{c^4} \left( 2 + \frac{\varphi}{\eta} \right),$$

где  $g = \frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{r_0^2} - 1 \right) - \ln \frac{r}{r_0}$  — формфактор;  $r$  и  $r_0$  — радиусы звукового пучка и цилиндрической камеры;  $\varphi$  и  $\eta$  — коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости.

Отсюда следует, что скорость этого звукового потока имеет довольно существенную величину, при этом она растет с ростом частоты и интенсивности акустических колебаний. В проходящей звуковой волне дело обстоит значительно сложнее.

Если обратиться к опытам и сравнить указанное время рассеивания тумана в стоячей и в проходящей волне, то оказывается, что это время увеличивается на полтора порядка (хотя само волновое давление резко возрастает с увеличением размеров капель). При этом следует указать, что при небольших интенсивностях колебаний этот эффект существенного влияния на перемещение капель оказывать не может.

Исходя из этих соображений, ориентировочно можно указать необходимые интенсивности акустических колебаний. Чтобы в проходящей звуковой волне произошло перемещение капель с их группировкой в комплексы и затем дальнейшая их коагуляция, необходимы интенсивности больше, чем  $0,5 \text{ вт/см}^2$ . По этой теории с увеличением интенсивности звука эффективность процесса возрастает линейно, а с увеличением частоты звука и размеров капель — пропорционально произведению квадратов обеих величин при заданной водности тумана.

Что касается возникновения звукового ветра и вихревого движения при распространении акустических колебаний в естественных условиях, то они благодаря существованию в тумане неоднородных плотностей могут иметь место, что в свою очередь будет способствовать коагуляции капель (однако эти эффекты могут приобретать значение только при больших мощностях звука).

Таким образом, совокупность вышеуказанных причин может вызвать перемещение и уплотнение капель в определенных областях, тем самым способствуя рассеиванию тумана.

### **Воздействие на туман звуковыми волнами большой мощности**

За последнее время ввиду возможности получения больших акустических мощностей особое внимание стали уделять процессам, происходящим при распространении этих интенсивных колебаний [9]. При своем распространении они изменяют всю структуру среды, вызывая в ней различные сложные преобразования.

Звуковая волна большой мощности, распространяясь в воздухе, вызывает резкое скачкообразное повышение давления, сопровождающееся сжатием, нагревом и изменением скорости перемещения. Встречая при

своём распространении капельки тумана, волна вступает с ними в сложные взаимодействия, раскачивая их, приводя к сносу, перегруппировке и спонтанному разрыву.

Рассмотрим несколько подробнее распространение так называемой ударной волны  $c_{уд}$ . Скорость ее распространения всегда больше скорости распространения звука  $c$  в спокойном воздухе

$$c_{уд} = c + v, \quad (21)$$

где  $v$  — скорость спутного движения волны, идущей по уже предварительно сжатому воздуху.

Связь между величинами изменения объема  $V$ , давления  $P$  и температуры  $T$  при распространении ударной волны находится с помощью основных законов механики. Не вдаваясь в подробности, укажем, что скорость ударной волны определяется уравнением

$$c_{уд} = c \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma} + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \cdot \frac{P'}{P}}, \quad (22)$$

где  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме;  $P'$  — давление в ударной волне.

Скорость спутного движения выражается зависимостью

$$v = \sqrt{\frac{2}{\gamma}} c \frac{\frac{P'}{P} - 1}{\sqrt{(\gamma-1) + (\gamma+1) \frac{P'}{P}}}. \quad (23)$$

Отсюда видно, что чем интенсивнее волна, т. е. чем больше  $\frac{P'}{P}$ , тем больше эта скорость. При  $\frac{P'}{P} \approx 1$  скорость  $v$  мала и ударная волна движется с обычной звуковой скоростью. Этот спутный поток как бы сносит все частицы, вызывая в них бурную кавитацию и коагуляцию.

Так, при относительном сжатии газа  $\frac{\Delta P}{P'}$  (где  $\Delta P = P' - P$ ) всего в 0,47 раза (что соответствует относительному уплотнению на 30%) скорость движения фронта ударной волны увеличивается до 400 м/сек. (если при  $\frac{\Delta P}{P'} = 0$  она была 340 м/сек.), а скорость спутного движения приобретает значение 93 м/сек. При этом температура среды повышается на 33°. Отсюда понятно, какие сложные процессы может вызвать ударная волна, проходящая в исследуемой среде, встречая при своем распространении капельки тумана.

Кроме интенсивного испарения, благодаря повышению температуры среды, сами капли, обладая упругостью форм при наличии поверхностного натяжения, будут совершать колебательные пульсирующие движения. При этом капли будут менять свою форму.

Рассмотрев эти колебания капель, Ламб вывел выражение для частоты их колебания

$$\omega^2 = \frac{n(n+1)(n-1)(n+2)\sigma}{[(n+1)\rho_k + \eta_{rc}]r^3}, \quad (24)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения для капель.

Вид колебаний определяется коэффициентом  $n$ , который может принимать значение натурального ряда целых чисел. При  $n=1$ ,  $\omega=0$

капли могут совершать только поступательное движение под влиянием внешних сил.

Если  $\frac{\rho_c}{\rho_k}$  мало, что имеет место для капель тумана, находящихся в воздухе, то частота их колебаний выражается формулой

$$f = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{8\sigma}{\rho r^3} \right)^{1/2} \approx 3,9 (r^3)^{-1/2}. \quad (25)$$

Если учесть вязкость  $\eta$ , то можно найти наименьший критический размер капли, способной совершать собственное колебание. Для капель воды в воздухе  $r_{\text{крит}} = 4,10^{-6}$  см.

Таким образом, можно считать, что все капли совершают колебательные пульсирующие движения. При больших интенсивностях звука этот эффект может приобретать очень большое значение в процессе коагуляции капель.

С другой стороны, при этих мощностях может наступить еще кавитация, т. е. вскипание капелек жидкости в звуковом поле. Это наступает тогда, когда давление внутри капли  $P_k$ , вызванное падающей звуковой волной, станет больше давления поверхностного натяжения [14], т. е.

$$P_k \geq \frac{2\sigma}{R}. \quad (26)$$

Можно подсчитать давление  $P_k$ , создаваемое внутри капли,

$$P_k = \rho_k c v_{\text{макс}},$$

где  $v_{\text{макс}}$  — радиус колебательных скоростей капли относительно среды

$$v_{\text{макс}} = \frac{32\rho_c\sigma}{\rho_k 90\eta c} E \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_0, \quad (27)$$

где  $E$  — безразмерная величина;  $\Phi_0$  — потенциал скорости.

Интенсивность звука

$$I = \frac{\rho c}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_0 \right)^2. \quad (28)$$

Подставляя значения постоянных величин, получаем

$$I = \left[ \frac{150}{r \cdot 3,1E} \right]^2 \cdot 10^{-7} \text{ вт/см}^2. \quad (29)$$

Для капель различных размеров это явление наступает при частотах и интенсивностях, указанных в табл. 2.

В современных мощных источниках колебаний звуковое давление может достигать нескольких атмосфер. При этих условиях возникают интересные процессы. Капелька, попавшая в фазу отрицательного давления, разрывается набегающей полуволной сжатия.

При разрыве возникают огромные давления порядка нескольких десятков атмосфер. От разорвавшегося пузырька распространяется ряд волн, что приводит капли к хаотическому движению и к их столкновению. При этом сама форма звуковой волны существенно изменяется.

В этой связи следует указать, что, как показали многочисленные опыты, процесс коагуляции капель идет значительно быстрее при воздействии на них импульсных волн, имеющих возможно более крутой фронт волны.

Из рассмотренных выше предпосылок, приводящих капли тумана к коагуляции, следует, что та или иная теория может играть роль только при определенных размерах частичек, определенных частотах их колебания и при определенной плотности вещества частичек. Естественно, что с увеличением интенсивности звука эффект этот усиливается.

Укрупнение и выпадение капель можно представить себе следующим образом.

В поле мощных акустических колебаний при наличии вблизи источника спутного движения капли приходят в сложное колебательное движение. Под действием ударной волны они разрываются и размельчаются. Часть их благодаря тепловому нагреву в звуковом поле испаряется, а часть вместе со спутным движением перемещается перпендикулярно фронту звуковой волны. Таким образом, вблизи источника звука существует непрерывный сдув и испарение капель. При своем продвижении фронт звуковой волны изменяется и в распространяющейся частоте появляются гармоники, вызванные наличием в среде разорвавшихся капель. На большем удалении от источника звука под действием постоянного звукового давления капли, продолжая совершать колебательное движение, будут перегруппировываться и благодаря неоднородной плотности тумана и возникновению звукового ветра и вихревых движений группироваться в более плотные комплексы. В зависимости от частоты колебаний эти комплексы могут иметь различные группировки и расстояния, и капли в комплексах начнут сливаться и укрупняться, а затем под действием силы тяжести выпадать.

Таблица 2

$r_{\mu}$	$f \cdot 10^3$ гц	$J$ вт/см <sup>2</sup>
10	12,2	4,0
50	6,5	2,5
100	3,8	1,0

### Выводы

Исходя из проведенного анализа различных механизмов, приводящих к коагуляции капель тумана, и ориентировочной оценки каждого из них, следует, что при воздействии на водяной туман звуковыми колебаниями большой мощности в тумане возникают сложные явления. Эти явления приводят к тому, что капли тумана начинают совершать поступательные, колебательные и вихревые движения, группируются в комплексы, перемещающиеся в пространстве, и в дальнейшем в зависимости от частоты звуковых колебаний сливаются. Под действием гидродинамических и радиационных сил происходит также сближение и коагуляция капель. Все эти процессы идут наиболее эффективно при частотах порядка нескольких тысяч герц. При больших плотностях тумана наиболее благоприятны низкие частоты. В дальнейшем укрупненные капли под действием силы тяжести выпадают и водность тумана уменьшается.

Однако ввиду наличия в тумане капель различного размера необходимо изменение частоты звуковых колебаний в некотором пределе, а благодаря увеличению затухания с ростом частоты звука необходим подбор некоторого оптимального ее значения. Такими могут быть частоты, находящиеся в пределах от 1500 до 5000 гц.

Таким образом, звуковые колебания, имеющие интенсивность звука в месте приема порядка 0,5 вт/см<sup>2</sup> в диапазоне указанных частот, могут вызвать рассеивание тумана за время, исчисляемое секундами.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бергман Л., Ультразвук и его применение в технике. ИЛ, М., 1957.
2. Бабиков О. И. Ультразвук и его применение в промышленности. Физматгиз, М., 1958.

3. Конференция по применению ультразвука в промышленности. Сб. докл. Центр. ин-та науч.-техн. информ. электрической пром. и приборостроения, М., 1960.
4. Тверской Н. П. Влияние частоты и интенсивности каустических колебаний на скорость рассеивания тумана. Тр. ГГО, вып. 104, 1960.
5. Медников Е. П. Звуковая коагуляция аэрозолей и ее применение в послеулавли- вании. Сб. «Применение ультразвука к исследованию вещества». Вып. 3, изд. МОПИ, 1956.
6. Экиадиосянц О. К., Буравов Л. Н. О поведении частиц аэрозоля в акусти- ческом поле. Акустич. ж. I, VII, вып. 4, 1961.
7. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. Изд. АН СССР, М., 1956.
8. Стретт Д. В. Теория звука. Гостехиздат, Л., 1955.
9. Красильников В. А. Звуковые и ультразвуковые волны. Физматгиз, М., 1960.
10. König W. Hydrodynamische akustische Untersuchungen. Wied Anz., 43, 1891.
11. Brandt O., Freund H., Hiedemann E. Kolloid Leitsch. 77, N 1, 1936.
12. König W. Hydrodynamisch — akustische Untersuchungen. Ann P. Phys. 42, 1891.
13. King L. On the acoustic radiation pressure on Spheres proc Roy Soc 147A, 1934.
14. Hadgkinson T. Acoustica. N 6, 1953

**БИБЛИОТЕКА**  
Ленинградского  
Гидрометеорологического  
Института