

КОМИТЕТ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ ПРИ КАБИНЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
ИМ. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск 536

**АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ**

Под редакцией
В. К. Дронова,
В. В. Клинго,
В. Н. Козлова

ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
1991

УДК 551.583:551.510.42:519.6

УДК 551.583:551.510.42:519.6

Сборник включает статьи, посвященные различным вопросам активных воздействий на облака. Обсуждаются отдельные физические процессы, лежащие в основе воздействий на облака путем микроструктурных изменений; прогноз внутримассовой облачности и повторяемость слоистых форм облаков, пригодных для вызывания осадков; численное моделирование климатических изменений под влиянием загрязнения атмосферы аэрозолем, углекислым газом, с учетом облачности; образование конденсационных следов.

Сборник рассчитан на научных работников, работающих в области физики облаков, метеорологических условий их образования, климатических последствий загрязнения атмосферы.

The publication includes articles dealing with different problems on cloud seeding. Some physical processes which are the basis of influencing clouds by microstructure changes. Forecast of mass cloudiness and frequency of stratus clouds which can be used for precipitation producing. Numerical modeling of climatic changes under the effect of air pollution with aerosol, carbon dioxide with consideration for cloudiness. Formation of condensation traces.

The publication is meant for research workers engaged in the field of cloud physics, meteorological conditions of their formation, climatic consequences of air pollution.

1805040400—091

A 069(02)—91
ISBN 5—286—00891—7

30—91(2)
Ленинградский гидрометеорологический институт
БИБЛИОТЕКА
В-д 1031700, Ленинградский пр., 98

© Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова, 1991

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗДУШНОЙ МАССЫ ПРИ ЕЕ ЗОНАЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ

Л. П. Быкова, В. С. Ужеская

В данной работе предлагается двумерная радиационно-турбулентная модель для оценки изменений климата на длительные сроки — на период до года. Климатические изменения возникают за счет взаимодействия воздушного потока с различными видами подстилающей поверхности, а также благодаря пространственно-временной неоднородности поля атмосферного загрязнения, годового и суточного цикла потока солнечной радиации. В результате рассматривается задача трансформации воздушного потока в нестационарном поле радиации.

В традиционной постановке модель двумерной трансформации квазистационарна [1]. Условие стационарности позволяет применить лагранжевый подход, когда вертикальная сетка перемещается вместе с воздушным потоком и решение строится на основе одномерной модели вертикальной структуры атмосферы [2]. Этот подход используется в данной модели с тем отличием, что в задачу квазистационарной трансформации вводится учет нестационарного поля радиации. Такое представление решения уравнений продиктовано в основном соображениями экономии памяти и машинного времени при расчете на длительные сроки.

Схематично моделируемый процесс можно представить следующим образом. Вертикальная сетка закреплена в центре однородной воздушной массы, состояние которой определяется осредненными параметрами. Воздушная масса вместе с зональным потоком перемещается вдоль круга широт, огибая земной шар — при этом характеристики ее изменяются в результате трансформации при натекании с суши на океан и с океана на материк, а кроме того, в суточном и годовом ходе. При средней скорости зонального переноса 9 м/с воздушная масса делает один оборот вокруг земного шара примерно за 35 сут.

Отличительной особенностью модели является детальный учет переноса радиации, процессов в пограничном слое атмосферы, режима стратификации, взаимодействия атмосферы с поверхностью суши, фазовых преобразований. В модели явно учитывается вертикальный турбулентный обмен; при этом использование неравномерной вертикальной сетки позволяет описать процессы обмена различных масштабов. Учет механизма взаимодействия атмосферы с земной поверхностью позволяет более реалистично описать вертикальную структуру атмосферы. Этот процесс происходит в пограничном слое, поэтому в данной модели для описания формирования и режима пограничного слоя учитывается суточный ход солнечной радиации. Учет годового хода солнечной радиации позволяет с достаточной достоверностью описать процессы радиационного переноса.

Вертикальные профили температуры и влажности в тропосфере (0 — 10 км) находятся из уравнений переноса эквивалентно-потенциальной температуры ($\Pi = \theta + \frac{L}{c_p}q$) и общего влагосодержания ($S = q + \delta$) [3]:

$$-\frac{\partial \Pi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (1)$$

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

где θ — потенциальная температура воздуха, T — температура воздуха, q — массовая доля водяного пара, δ — водность, \bar{u} — горизонтальная составляющая скорости ветра, k — коэффициент турбулентности, R — радиационный баланс, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, ρ — плотность воздуха.

В области высот 10—50 км решается задача чисто радиационного теплообмена

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial R}{\partial z}. \quad (3)$$

Над континентами в область расчета включается деятельный слой почвы. Тепловое взаимодействие атмосферы с поверхностью суши описывается соотношением теплового баланса поверхности совместно с уравнением теплопроводности почвы:

$$z = 0: (1 - A_3)F^\downarrow - E^\uparrow + E^\downarrow = P + LE + B_s \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \zeta} k_s \frac{\partial T_s}{\partial \zeta}, \quad (5)$$

где A_3 — альбеда земной поверхности; F^\downarrow — поток солнечной радиации; E^\downarrow, E^\uparrow — потоки теплового излучения; P, LE — вертикальные турбулентные потоки тепла и водяного пара; L — удельная теплота конденсации; B_s — поток тепла в почву; k_s — коэффициент молекулярной теплопроводности почвы.

Нижний индекс s относится к характеристикам почвы.

Ось ζ направлена в глубь почвы. Нижним граничным условием для уравнения (5) служит заданное значение температуры на глубине затухания суточной температурной волны в почве T_s (1 м). Температура на этом уровне изменяется в годовом ходе.

Гидрологический режим деятельного слоя почвы определяется процессами выпадения осадков, просачивания их в почву и стока. Динамика влагозапаса деятельного слоя почвы (W) описывается соотношением

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P^* - E - Y, \quad (6)$$

где E — скорость испарения, P^* — интенсивность осадков, Y — сток.

Максимально возможное влагосодержание метрового слоя почвы W_0 (влагоемкость почвы) принимается равной 0,15 м. Обычно считается, что если количество почвенной влаги превышает критическое значение ($75\% W_0$), то испарение соответствует максимальному; при меньшем значении W оно линейно уменьшается. В соответствии с этим относительная влажность на поверхности определяется из условия

$$f = \begin{cases} 1, & W \geq 0,75 W_0, \\ \frac{W}{0,75 W_0}, & W < 0,75 W_0. \end{cases}$$

В данной модели, аналогично работе [4], вводится поправка на суточный ход относительной влажности на поверхности:

$$f = f' \left(1 - \beta \frac{F^\downarrow(0)}{S_0} \right),$$

где S_0 — солнечная постоянная. Коэффициент β принят равным 0,5; в момент выпадения осадков и в течение последующих двух часов $\beta = 0$. Если влагозапас достигает 15-сантиметровой толщины и выпадают дополнительные осадки, то имеет место сток.

Граничными условиями для уравнений (1) и (2) на верхней границе тропосферы служат заданные значения температуры и влажности (температура на границе H изменяется во времени в соответствии с уравнением (3)).

Начальные профили температуры и влажности приняты по климатическим данным. Содержание водяного пара в стратосфере остается постоянным в течение расчетного периода.

Максимальная водность в облаке связана с температурой эмпирической зависимостью [3]

$$\delta_m = 0,201 \cdot 10^{-3} T \left(\frac{p}{p_0} \right) \exp \left[17,86 \left(1 - \frac{258}{T} \right) \right]. \quad (7)$$

Вся сконденсированная влага сверх этого значения выводится из атмосферы в виде осадков.

Поле давления связано с полем температуры барометрической формулой

$$\frac{\partial \ln p}{\partial z} = - \frac{g}{R_c T}, \quad (8)$$

где R_c — газовая постоянная сухого воздуха, g — ускорение свободного падения.

Поток коротковолновой солнечной радиации, поступающей на верхнюю границу атмосферы, рассчитывается по астрономическим формулам с учетом времени суток, широты места и склонения солнца:

$$\begin{aligned} \sin h_{\odot} &= \sin \varphi \sin \delta^* + \cos \varphi \cos \delta^* \cos \tau^*, \\ F^{\downarrow}(\infty) &= S_0 \sin h_{\odot}, \end{aligned} \quad (9)$$

где h_{\odot} — высота солнца, φ — широта места, δ^* — склонение солнца, τ^* — часовой угол, отсчитываемый от истинного полудня.

Изменение склонения солнца в годовом ходе описывается соотношением

$$\operatorname{tg} \delta^* = \operatorname{tge} \sin \alpha_c, \quad (10)$$

где $\varepsilon = 24,4^\circ$ — наклон плоскости эклиптики к экватору; α_c — прямое восхождение солнца, которое находится по заданному порядковому номеру дня года m^* (начиная с момента зимнего солнцестояния) с помощью эмпирической связи

$$\alpha_c = 270^\circ + 0,9863m^*. \quad (11)$$

Метод замыкания

В теории атмосферной турбулентности физически наиболее обоснованными моделями замыкания считаются модели, использующие уравнение баланса средней кинетической энергии турбулентности. Эти модели, первоначально разработанные для приближений пограничного слоя, в настоящее время применяются и в мезометеорологических моделях при моделировании глубокой конвекции, облачности и т. д. Основное преимущество данного метода замыкания состоит в физически мотивированном учете термической стратификации. Эффекты конвекции учитываются через генерацию энергии плавучести. Тем самым конвективные процессы интерпретируются с позиций теории турбулентного обмена.

Принятая в данной модели схема замыкания включает дифференциальные уравнения для средней энергии турбулентных пульсаций (b) и средней скорости диссипации турбулентной энергии (ε), а также соотношение приближенного подобию Колмогорова

$$u \frac{\partial b}{\partial x} = k_M \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - k_H \left(\frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 0,61 g \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} k_M \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= c_{\varepsilon_1} \varepsilon \left[k_M \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - k_H \left(\frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 0,61 g \frac{\partial q}{\partial z} \right) \right] + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} k_M \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - c_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{b}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\varepsilon = \frac{c_0 b^2}{k_M}, \quad (14)$$

где k_M — динамический коэффициент вертикального турбулентного обмена; c_{ε_1} , c_{ε_2} , c_0 — эмпирические постоянные.

В работе [4] предлагается использовать следующие значения констант применительно к атмосферным течениям:

$$c_{\varepsilon_1} = 1,4 + 0,6\sqrt{z/H}; \quad c_{\varepsilon_2} = 2; \quad c_0 = 0,46.$$

Модель учитывает вертикальный перенос тепла и водяного пара как мелкомасштабными, так и мезомасштабными вихрями. Роль мелкомасштабной турбулентности, определяемой динамической генерацией энергии турбулентности, очень велика вблизи поверхности, но быстро уменьшается с высотой. Чем больше размеры вихрей, тем интенсивнее проявляются силы плавучести. На больших высотах главным источником энергии оказывается член, описывающий плавучесть.

В данной модели профиль скорости ветра в пограничном слое аппроксимируется логарифмическим законом по заданным значениям геострофического ветра G и шероховатости поверхности z_0 :

$$u(z) = G \frac{\lg [(z + z_0)/z_0]}{\lg [(h + z_0)/z_0]},$$

где h — верхняя граница пограничного слоя атмосферы. В соответствии с принятой аппроксимацией профиля ветра динамическая продукция энергии турбулентности представлена упрощенно — она отлична от нуля в пограничном слое и не меняется в течение расчетного времени. Генерация продукции турбулентной энергии, обусловленной плавучестью, рассчитывается на каждом шаге во всей толще атмосферы. Минимальный коэффициент турбулентности выше приземного слоя ограничен значением $0,3 \text{ м}^2/\text{с}$, как это принято в ряде работ (см., например, [5]).

Коэффициенты турбулентного обмена для тепла и влаги k_H связаны с коэффициентом k_M зависимостью $k_H = 1,35 k_M$, предложенной в работе [6].

Граничные условия динамической части модели записываются на уровне эффективной шероховатости z_0 и на верхней границе тропосферы $H = 10 \text{ км}$:

$$\begin{aligned} z = z_0: \quad u = 0, \quad \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \varepsilon = c_0 \frac{b^{3/2}}{\chi z_0}; \\ z = H: \quad u = G, \quad b \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где χ — постоянная Кармана.

Атмосферное загрязнение характеризуется некоторыми осредненными оптическими и микрофизическими характеристиками, концентрацией и вертикальным распределением аэрозоля.

В модели учитывается радиационное влияние водяного пара, углекислого газа, облачности и аэрозолей. При этом принимаются во внимание следующие аэрозольные эффекты: поглощение и рассеяние видимой радиации, поглощение ближней ИК солнечной радиации и поглощение длинноволновой радиации в области окна прозрачности.

Радиационная и аэрозольная модель атмосферы детально описана в работе [2].

Численная реализация модели

Находится решение двумерных уравнений переноса вдоль круга широт. На границе раздела океан — суша сетка существенно измельчается. Рассматриваются два типа поверхности — материка и водная поверхность океана. Шероховатость поверхности, осредненная вдоль круга широт над континентами, принимается равной 0,1 м, а над океанами определяется по формуле $z_0 = 0,035 u_*^2/g$. Температура поверхности океана задается по среднемесячным климатическим значениям как известная функция широты и долготы.

В качестве начального приближения, с которого начинается интегрирование, используются климатические профили температуры и влажности для средних широт европейской части СССР. Начальное увлажнение деятельного слоя почвы и средняя относительная влажность на поверхности приняты равными 73%.

Расчеты выполнялись для летних условий на срок до 90 сут, начиная с 1 июня. К этому времени воздушная масса около трех раз огибает земной шар, что позволяет проследить за изменением ее характеристик при прохождении над сушей и океаном. Интегрирование проводилось с шагом 1 ч. Перенос солнечной радиации, коэффициенты турбулентности, процессы конденсации рассчитывались на каждом шаге по времени, притоки ДВР — через 4 ч.

Численная модель реализована на ЕС-1061. Область интегрирования — от глубины 1 м в почве до высоты 50 км. Вертикальная сетка включает 18 узлов в атмосфере с переменным шагом по высоте и 6 узлов в почве. При расчете на 90 сут время счета составляет примерно 2—2,5 мин.

Анализ численных экспериментов

Первым этапом решения задачи является инициализация (адаптация), которая приводит к взаимному приспособлению полей в соответствии с основными законами гидродинамики и граничными условиями. Адаптационные расчеты начинаются над сушей и выполняются до установления режима, близкого к периодическому. Эти расчеты обычно занимают 7—10-сут, после чего начинается процесс трансформации воздушной массы вдоль круга широт.

На рис. 1 представлены два варианта расчета: *a* — безаэрозольная атмосфера, *б* — с аэрозолем. Для безаэрозольной атмосферы характерно развитие облачности над океаном, что связано с развитым турбулентным

переносом и постоянной подпиткой. При переходе с суши на океан возникают прибрежные туманы (теплый воздух натекает на холодную влажную поверхность). При натекании воздушной массы с океана на сушу развивается достаточно интенсивное перемешивание, воздушная масса становится однородной, облачность рассеивается.

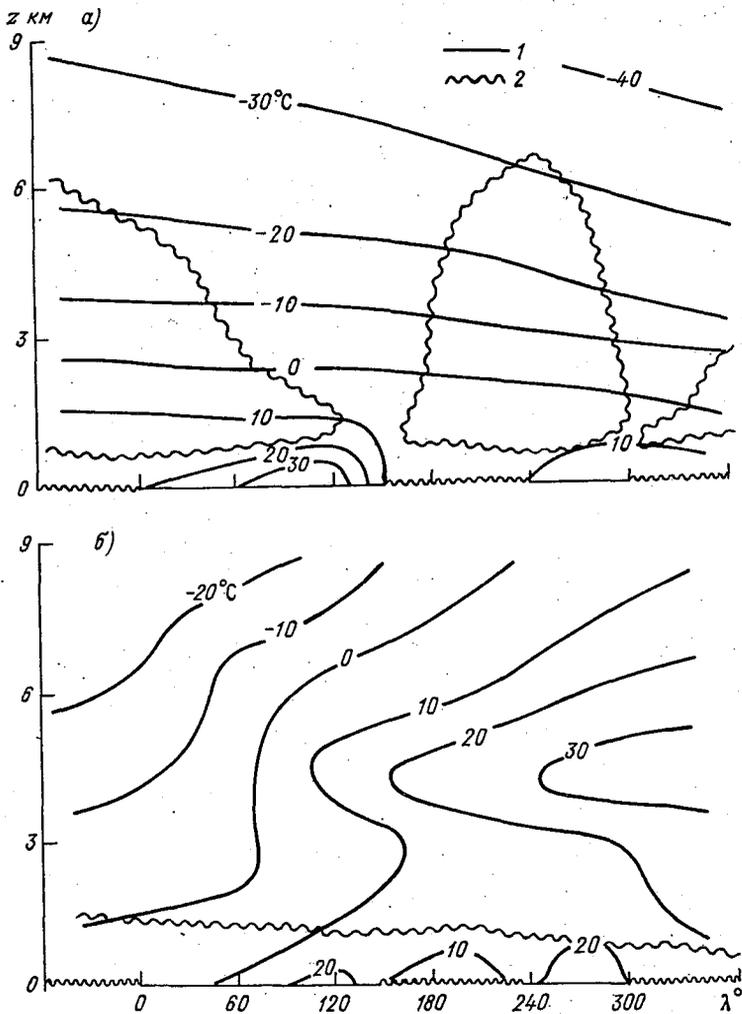


Рис. 1. Пространственное изменение характеристик воздушной массы при трансформации ее над океанами и континентами в условиях чистой (а) и загрязненной ($\tau_a = 3$) (б) атмосферы.

1 — изотермы; 2 — границы облаков.

Второй пример расчета для загрязненной атмосферы (оптическая толщина $\tau_a = 3$) с равномерным распределением аэрозоля во всей толще тропосферы. Этот пример характеризуется радиационным нагреванием верхней и средней тропосферы и значительным охлаждением земной поверхности и пограничного слоя воздуха. Охлаждение воздуха приводит к развитию слоистообразной облачности в нижних слоях тропосферы и рассеиванию ее в более высоких слоях.

Нужно заметить, что работа над данной моделью находится на начальном этапе развития. Дальнейшая работа будет направлена на более полное и точное описание процессов, происходящих на поверхности Земли, пограничного слоя, а также гидрологического режима.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 135 с.
2. Быкова Л. П. Одномерная нестационарная модель влияния загрязнения на термическую структуру атмосферы. — Труды ГГО, 1990.
3. Матвеев Л. Т. Динамика облаков. — Л.: Гидрометеиздат, 1981. — 310 с.
4. Быкова Л. П. Численное моделирование влияния лучистого теплообмена на процессы в пограничном слое атмосферы. — Труды ГГО, 1982, вып. 468, с.16—27.
5. Orłanski I., Ross B. B. Numerical simulation of the generation and breaking of internal gravity waves. — J. Geophys. Res., 1973, v.78, p.8808—8826.
6. Terry G., Lacarrere P. Improving the eddy-kinetic energy model for planetary boundary layer description. — Boundary-Layer Meteorol., 1983, v.25, p.36—88.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ АЭРОЗОЛЬНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОБЛАЧНОСТИ

Л. П. Быкова, Г. С. Буланова

В последние годы стало очевидным, что антропогенное загрязнение атмосферы может привести к серьезным климатическим последствиям. Влияние аэрозоля на климат обусловлено прежде всего его взаимодействием с потоками радиации. Продукты аэрозольного загрязнения могут длительное время сохраняться в атмосфере и тем самым существенно повлиять на перераспределение энергетического баланса системы Земля — атмосфера.

Теоретические оценки радиационных эффектов аэрозоля могут быть выполнены с использованием по возможности точных методов расчета переноса излучения в атмосфере, что требует высокого разрешения модели по вертикали. В настоящее время наиболее перспективными моделями для исследования радиационной энергетики атмосферы можно считать многоуровневые радиационно-климатические модели. Главное достоинство этих моделей заключается в том, что в них детализированы основные физические процессы, формирующие вертикальную структуру атмосферы.

В 1967 г. Манабе и Стриклер в [1] разработали среднеглобальную модель, в которой параметры климата являются функциями только вертикальной координаты. Основные принципы параметризаций, принятые в этой модели — радиационное равновесие с конвективным приспособлением, параметризация гидрологического цикла и термодинамического взаимодействия между поверхностью и атмосферой — впоследствии использовались в моделях различных авторов для изучения чувствительности климата к внешним воздействиям.

Одним из наиболее важных звеньев формирования климата является гидрологический цикл. Обычно при исследовании влияния облачности на климат используются модели, в которых процессы образования облачности и выпадения осадков параметризованы. Так, Уонг с соавторами [2] на основе радиационно-конвективной модели исследовали чувствительность климата к изменению степени покрытия неба облаками. В работах [3,4] выполнен теоретический анализ составляющих радиационного баланса в облачной атмосфере.

В 1981 г. Хаммел и Кун [5] предложили зонально-средненную модель, в которой процессы вертикального переноса водяного пара и формирования облачности описываются явно. Дальнейшее развитие радиационно-конвективных моделей идет по линии детализации физических процессов, формирующих климат, а также уточнения используемых параметрических связей. Безусловно, одномерные модели не претендуют на сколько-нибудь полное описание процесса формирования воздушных масс — такая задача требует пространственного моделирования. Однако высокая разрешающая способность этих моделей позволяет с высокой точностью оценить возмущения энергетического режима климатической системы, вызванные изменением оптических свойств атмосферы.

В настоящей работе для исследования чувствительности климата к изменению содержания аэрозоля в атмосфере предлагается одномерная нестационарная радиационно-турбулентная модель климата. В соответствии с задачами, которые ставятся в данном исследовании, при разработке модели введен ряд существенно новых элементов.

Главной особенностью модели является ее нестационарность, что позволяет оценить изменение во времени метеорологического режима при изменении степени загрязнения атмосферы. Отметим, что современные РКМ основаны на принципе радиационного равновесия, т.е. все они квазистационарны.

Создание физически обоснованных моделей климата требует адекватного описания процессов энергообмена на подстилающей поверхности и в атмосфере. Для этого необходимо максимально приблизить моделируемые процессы к реальным условиям, что возможно на базе модели, детально учитывающей термодинамику стратифицированного потока в его периодическом (суточном) ходе. Суточный ход до сих пор не учитывался в РКМ. Учет суточного хода характеристик метеорологического режима позволяет реалистически описать теплообмен с поверхностью, режим стратификации, развитие конвективного обмена, образование и эволюцию облачности.

Почти все существующие в настоящее время РКМ — это модели с конвективным приспособлением (неявным описанием турбулентности). Между тем высокое разрешение модели по вертикали принципиально позволяет явно (т.е. непосредственно в исходных уравнениях) учесть процессы турбулентного обмена в атмосфере, а также взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью. Очевидно, что параметризация конвекции становится ненужной, если исходные уравнения и разрешение модели обеспечивают гораздо более полный учет сил плавучести, чем параметрические связи.

1. Постановка задачи

При построении модели вертикальной структуры атмосферы необходимо физически достоверно описать процессы во всей толще атмосферы с учетом ее естественного расслоения. Так, в стратосфере и мезосфере основным механизмом формирования температурного режима можно считать радиационный теплообмен, в то время как в тропосфере достаточно хорошо выражено турбулентное перемешивание.

В условиях фазовых переходов гидротермодинамические процессы удобно формулировать в терминах эквивалентно-потенциальной температуры ($\Pi = \theta + \frac{L}{c_p} q$) и общего влагосодержания ($S = q + \delta$) [6]. Вертикальные профили температуры и влажности в тропосфере (0—10 км) находятся из решения нестационарных уравнений переноса инвариантов Π и S :

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_H \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_H \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (2)$$

где R — радиационный баланс, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, ρ — плотность воздуха.

В области высот 10-50 км решается задача чисто радиационного переноса тепла:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial R}{\partial z} \quad (3)$$

Для определения температуры и влажности на подстилающей поверхности в область расчета включается деятельный слой почвы. Тепловое взаимодействие атмосферы с поверхностью суши описывается соотношением теплового баланса поверхности совместно с уравнением теплопроводности почвы:

$$(1 - A_z) F^\downarrow - E^\uparrow + E^\downarrow = P + LE + B_s, \quad z = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \zeta} k_s \frac{\partial T_s}{\partial \zeta} \quad (5)$$

Здесь F^\downarrow — поток солнечной радиации; E^\uparrow , E^\downarrow — потоки теплового излучения; P , E — вертикальные турбулентные потоки тепла и водяного пара соответственно; L — удельная теплота конденсации; B_s — поток тепла в почву; A_z — альbedo земной поверхности; k_s — коэффициент молекулярной теплопроводности почвы.

Нижний индекс s относится к характеристикам почвы. Ось ζ направлена в глубь почвы. Нижним граничным условием для уравнения (5) служит заданное значение температуры на глубине затухания суточной температурной волны в почве T_s (1 м).

В данной модели, как и в работе [7], вводится поправка на суточный ход относительной влажности на поверхность:

$$f = 1 - \beta \frac{F^\downarrow(0)}{S_0} \quad (6)$$

Коэффициент β принят равным 0,5; в момент выпадения дождя и в течение последующих двух часов $\beta = 0$.

Граничными условиями для уравнений (1) и (2) на верхней границе тропосферы служат заданные значения температуры и влажности (температура на границе H изменяется во времени в соответствии с уравнением (3)).

Начальные профили температуры и влажности приняты по климатическим данным. Содержание водяного пара в стратосфере остается постоянным в течение расчетного периода.

На каждом шаге по времени осуществляется переход от функций Π и S к значениям T , q , δ . Максимальная водность в облаке связана с температурой эмпирической зависимостью, предложенной в работе [6]:

$$\delta_m = 0,201 \cdot 10^{-3} T (P/P_0) \exp \left[17,86 \left(1 - \frac{258}{T} \right) \right] \quad (7)$$

Вся сконденсировавшаяся сверх этого значения вода выводится из атмосферы в виде осадков.

Поток коротковолновой солнечной радиации, поступающий на верхнюю границу атмосферы, рассчитывается по астрономическим формулам с учетом времени суток, широты места и склонения Солнца.

Принятая в данной модели схема замыкания включает дифференциальные уравнения для средней энергии турбулентных пульсаций (b) и средней скорости диссипации турбулентной энергии (ε), а также соотношение приближенного подобия Колмогорова:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k_M \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - k_H \left(\frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 0,61 g \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} k_M \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = c_{\varepsilon_1} \varepsilon \left[k_M \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - k_H \left(\frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} + 0,61 g \frac{\partial q}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} k_M \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - c_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{b}, \quad (9)$$

$$\varepsilon = c_0 b^2 / k_M, \quad (10)$$

где k_M — динамический коэффициент вертикального турбулентного обмена; c_0 , c_{ε_1} , c_{ε_2} — эмпирические постоянные.

В данной модели профиль скорости ветра в пограничном слое аппроксимируется логарифмическим законом по заданным значениям геострофического ветра G и шероховатости поверхности z_0 :

$$u(z) = G \frac{\lg [(z + z_0)/z_0]}{\lg [(h + z_0)/z_0]},$$

где h — верхняя граница пограничного слоя атмосферы.

В соответствии с принятой аппроксимацией профиля ветра динамическая продукция энергии турбулентности представлена упрощенно — она отлична от нуля в пограничном слое и не меняется в течение расчетного периода. Генерация продукции турбулентной энергии, обусловленной плавучестью, рассчитывается на каждом временном шаге во всей толще тропосферы. Минимальный коэффициент турбулентности выше приземного слоя ограничен значением $0,3 \text{ м}^2/\text{с}$, как это принято в ряде работ (см., например, [8]).

Коэффициенты турбулентного обмена для тепла и влаги k_H связаны с коэффициентом k_M зависимостью $k_H = 1,35 k_M$, предложенной в работе [9].

Граничные условия динамической части модели записываются на уровне эффективной шероховатости и на верхней границе тропосферы ($H = 10 \text{ км}$):

$$\begin{aligned} z = z_0: \quad u = 0, \quad \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \varepsilon = c_0 \frac{b^{3/2}}{\chi z_0}; \\ z = H: \quad u = G, \quad b \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Расчеты выполнены для следующих значений параметров: $\varphi = 50^\circ$, $\delta^* = 18^\circ$ (июль-август), $G = 8$ м/с, $A = 20\%$.

Численная модель реализована на ЭВМ ЕС-1061. Область интегрирования — от глубины 1 м в почве до высоты 50 км. Вертикальная сетка включает 90 узлов в атмосфере с переменным шагом по высоте и 8 узлов в почве. Шаг по времени составляет 30 мин. Интегрирование уравнений модели проводилось на 30 — 40 сут.

Выбор аэрозольной модели сводится к установлению осредненных микрофизических и оптических характеристик аэрозоля, его концентрации и вертикального распределения. На основе литературных данных в работе приняты следующие осредненные значения оптических констант (n — показатель преломления, χ — показатель поглощения): в видимом участке спектра $n=1,57$, $\chi=0,015$; в ближнем инфракрасном $n=1,7$, $\chi=0,10$; в диапазоне 8—12 мкм $n = 1,7$, $\chi=0,25$.

Эти параметры приблизительно характеризуют аэрозоль городского типа с содержанием сажи до 20%. Оптические константы аэрозоля, естественно, можно варьировать с учетом свойств вещества, преобладающего в аэрозольной дымке.

2. Анализ результатов

В данной работе приведены оценки изменений метеорологического режима приземного слоя атмосферы при внезапном ее загрязнении. Расчеты выполнялись сначала для невозмущенной атмосферы (на 3—4 сут), после чего вступало в действие внезапное загрязнение всей толщи тропосферы. Для этих новых условий расчеты проводились еще на 20—25 сут. Анализ результатов ограничен условиями теплого времени года в средних широтах.

Основной климатический эффект загрязнения всей толщи тропосферы состоит в резком понижении температуры поверхности под плотным облаком пыли и дыма. Интенсивность похолодания, а также период наступления минимальных температур зависит от степени загрязнения. Так, для модели атмосферы, не учитывающей влияние облачности, при $\tau_a=3$ понижение температуры поверхности и приземного воздуха достигает максимума на 15—16 сут и составляет минус 15°C ; при $\tau_a=5$ понижение температуры порядка 21°C охватывает период 25—30 сут.

После наступления максимального похолодания все расчеты показывают потепление, связанное с увеличением противозлучения сильно нагретых слоев атмосферы.

Анализ влияния облачности на энергетику и радиационный обмен показал, что облако в значительной степени выступает как регулятор тепла. Достаточно детальный анализ термического влияния облака в сильно загрязненной атмосфере до сих пор не производился.

Расчеты по "облачной" модели показали, что при $\tau_a=3$ минимум температуры приходится на 15—16 сут, понижение составляет $9\text{—}10^\circ\text{C}$, при $\tau_a=5$ понижение температуры составляет $12\text{—}13^\circ\text{C}$ и минимум ее приходится на 21—22 сут.

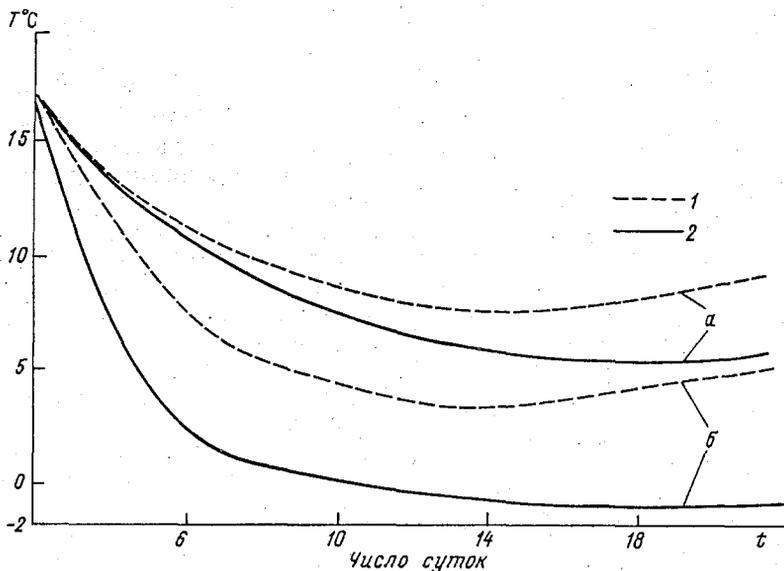


Рис. 1 Изменение во времени среднесуточной температуры поверхности после внезапного загрязнения всей толщи тропосферы при $\tau_a = 3$ (1) и $\tau_a = 5$ (2) для облачной (а) и безоблачной (б) атмосферы.

Рисунок 1, на котором представлено изменение среднесуточной температуры поверхности после внезапного загрязнения для $\tau_a = 3$ и $\tau_a = 5$, наглядно иллюстрирует влияние облачности и загрязнения на температурный режим. Хотя температура поверхности достигает своего минимального значения для случаев облачной и безоблачной атмосферы примерно в один и тот же момент времени, температура в облачной атмосфере выше на 4–6°С.

Рисунок 2 иллюстрирует высотно-временное распределение полей температуры и облачности при внезапном загрязнении атмосферы. Этот пример рассчитан для $\tau_a = 3$. Период существования облачности и ее вертикальная протяженность соответствует пространственно-временному расположению области падения температур, что по времени в данном примере составляет 17 сут.

Таким образом, слоистообразная облачность развивается в зоне охлаждения. В то же время облако уменьшает интенсивность охлаждения за счет выделения тепла конденсации. На рис. 2 показаны профили изменений температуры в облаке за счет выделения тепла конденсации ($\Delta T_k = \frac{L}{c_p} \Delta \delta_k$) на 4-е и 10-е сутки.

В приведенном примере температура вблизи поверхности земли на 10-е сутки понижается на 10°С, а в нижнем 500-метровом слое это понижение в среднем составляет 2–4°С, что связано с выделением тепла конденсации ($\Delta T_k = 3...4^\circ\text{C}$).

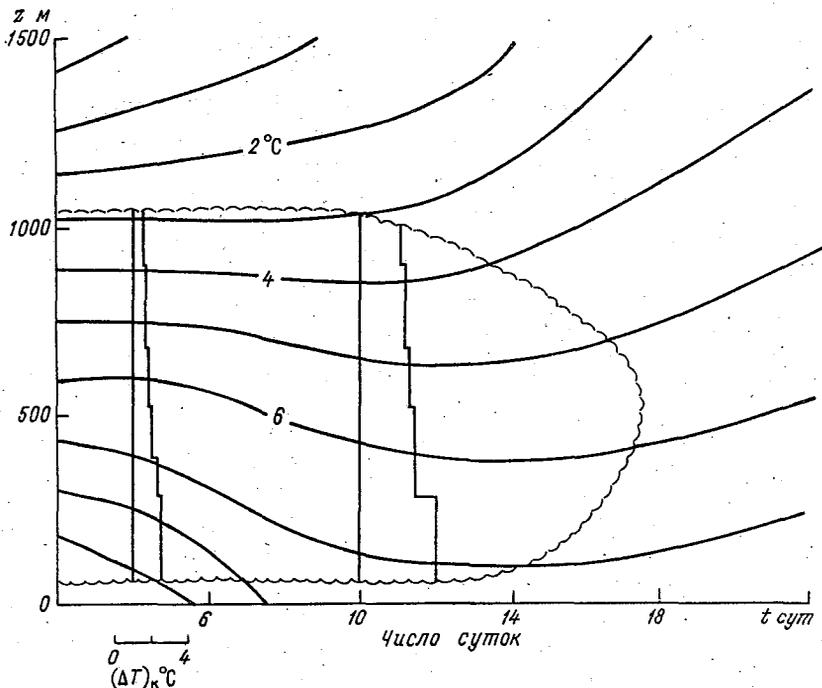


Рис. 2. Пространственно-временное распределение полей температуры, облачности и тепла конденсации (ΔT_k) при внезапном загрязнении атмосферы ($\tau_a = 3$).

Следует учесть, что облако уменьшает количество солнечной радиации, доходящей до земной поверхности. Однако в сильно загрязненной атмосфере это не приводит к дальнейшему понижению температуры поверхности, так как одновременно обращается в нуль эффективное излучение под облаками.

Итак, как показали численные эксперименты, интенсивное облакообразование в нижней тропосфере способствует значительному уменьшению охлаждения, вызванного воздействием аэрозольного загрязнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Манабэ С., Стриклер Р. Ф. Термическое равновесие в атмосфере с учетом конвекции. — В кн.: Теория климата. — Л.: Гидрометеоздат, 1967, с 61—104.
2. Wang W. C. et. al. Greenhouse effect due to man-made perturbations of trace gases. — Science, 1976, v.194, N 4266, p.685—690.
3. Liou K. N. On the absorption, reflection and transmission of solar radiation in cloudy atmospheres. — J. Atm. Sci., 1976, 33, p.798—805.
4. Twomey S. The effect of cloud scattering on the absorption of solar radiation by atmospheric dust. — J. Atm. Sci., 1972, 29.
5. Hummel J.R., Kuhn W. R. An atmospheric radiative-convective model with interactive water vapor transport and cloud development. — Tellus, 1981, v.33, N 4, p.372—381.
6. Матвеев Л. Т. Динамика облаков. — Л.: Гидрометеоздат, 1981.

Гидрометеоздат
 ЕНЪЛЮИЛА
 Л-д 105106 Малохитовский

7. Быкова Л. П., Малевский-Малевич С. П. Использование численной модели пограничного слоя атмосферы для расчетов теплового баланса поверхности в районах освоения севера Западной Сибири. — Труды ГГО, 1980, вып 444.

8. Orlandi I., Ross V. B. Numerical simulation of the generation and breaking of internal gravity waves. — J. Geophys. Res., 1973, v.78, p.8808—8826.

9. Terry G., Lacarrere P. Improving the eddy-kinetic energy model for planetary boundary layer description. — Bound—Layer Meteor.—1983.—vol..25—p.63—88.

10. Бudyko М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. — Л: Гидрометеиздат, 1986. — 158 с.

К УТОЧНЕНИЮ РАСЧЕТА РАБОТЫ ПО ОБРАЗОВАНИЮ ГЕТЕРОГЕНННОГО ЗАРОДЫША НА СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕ

В. В. Клинго

В основе принципа активных воздействий на облака с различными целями лежит искусственное изменение фазовой микроструктуры облака путем стимулирования фазовых переходов. Отсюда всякая априорная оценка эффективности способа воздействия должна начинаться с расчета интенсивности образования новой фазы, в частности при воздействии аэрозольными частицами, которые могут выступать как центры конденсации или кристаллизации. В обоих случаях имеет место гетерогенная нуклеация на неплоской поверхности частицы, которая для упрощения расчетов считается сферической.

Учет сферичности поверхности подложки известного радиуса R , по Флетчеру [1], сводится просто к появлению дополнительного множителя в выражении для энергии образования зародыша. При этом сделано важное предположение с целью, по-видимому, только упрощения громоздких расчетных формул. А именно, радиус сферической поверхности зародыша, образовавшегося на сферической частице-подложке, такой же, как при образовании гомогенного зародыша или зародыша на плоской подложке.

Однако, строго говоря, геометрическая форма зародыша, от которой зависит энергия его образования, определяется из условия уменьшения свободной энергии при фазовом переходе.

Если заданы все параметры термодинамической системы, то радиус зародыша в случае сферической подложки вовсе не должен совпадать с радиусом зародыша, образовавшегося на плоской подложке.

Задачей настоящей работы является исследование этого несовпадения в зависимости от отношения радиусов зародыша и частицы-подложки при заданном значении краевого угла.

Вывод уточненных формул для радиуса зародыша и энергии его образования

Уточнение радиуса зародыша r получено в результате применения общего принципа: радиус зародыша, начиная с которого уменьшается разность свободных энергий конечной и начальной фаз, должен соответствовать точке экстремума этой разности. Правда, при этом вводится ограничение на форму поверхности зародыша. Она считается сферической, но с неизвестным радиусом.

На рис. 1 изображено положение зародыша новой фазы на сферической поверхности подложки с данным радиусом R . В соответствии с обозначениями, приведенными на рисунке, объем зародыша $V_{\text{зар}}$ описывается выражением

$$V_{\text{зар}} = \frac{\pi}{3} [r^3 (2 - 3 \cos \psi + \cos^3 \psi) - R^3 (2 - 3 \cos \varphi + \cos^3 \varphi)]. \quad (1)$$

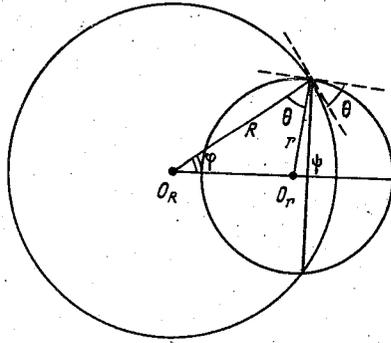


Рис.1. Расположение зародыша радиусом r с центром в точке O_r по отношению к сферической подложке радиусом R с центром в точке O_R .
 θ — краевой угол фазы зародыша на поверхности подложки.

Площади внешней S_r и прилегающей к подложке S_R поверхностей зародыша определяются по формулам

$$S_r = 2\pi r^2(1 - \cos\psi), \quad S_R = 2\pi R^2(1 - \cos\varphi). \quad (2)$$

С учетом выражений (1) и (2), а также связи между значениями поверхностного натяжения на границе сред σ_{ik} и краевым углом θ на подложке выражение для разности свободных энергий между конечной k и начальной i фазами F_{ik} имеет вид

$$F_{ik} = (\mu_k - \mu_i) V_{\text{зар}} \rho_k \frac{N}{18} + \sigma_{ik} (S_r - m S_R), \quad (3)$$

где i, k — индексы, соответствующие трем фазам: 1 — пар, 2 — жидкость, 3 — лед; N — число Авогадро; μ_i — химический потенциал фазы i ; ρ_k — плотность конечной фазы; $m = \cos\theta$.

Найти r из условия экстремума функции $F_{ik}(r)$

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

очень сложно из-за громоздкости получающегося алгебраического уравнения относительно r . Поэтому до записи условия экстремума представим косинусы углов в виде ряда по степеням r/R , если радиус зародыша меньше радиуса подложки

$$\cos\varphi = \frac{R - r m}{(R^2 + r^2 - 2 m r R)^{1/2}} = \sum_n a_n \left(\frac{r}{R}\right)^n,$$

$$\cos\psi = \frac{Rm - r}{(R^2 + r^2 - 2mr)^{1/2}} = \sum_n b_n \left(\frac{r}{R}\right)^n, \quad (5)$$

где коэффициенты при низших степенях r/R имеют вид

$$\begin{aligned} a_0 &= 1; a_1 = 0; a_2 = \frac{1}{2}(m^2 - 1); a_3 = m(m^2 - 1); \\ a_4 &= \frac{3}{8}(1 - 6m^2 + 5m^4); a_5 = \frac{1}{2}m(3 - 10m^2 + 7m^4); \\ b_0 &= m; b_1 = m^2 - 1; b_2 = \frac{3}{2}m(m^2 - 1); b_3 = \frac{5}{2} - 3m^2 + \frac{5}{2}m^4. \end{aligned}$$

Принимая во внимание выражения (1)–(3) и (5), из условия (4) получаем:

$$\begin{aligned} r &= \eta \left(\frac{r}{R}m\right) r_\infty, \\ c_{01} &= 2 - 3m + m^3 + 3(1 - m^2)^2 \left(\frac{r}{R}\right), \\ \eta \left(\frac{r}{R}m\right) &= \frac{c_{01} + \frac{15}{2}m(1 - m^2)^2 \left(\frac{r}{R}\right) + \frac{5}{2}(-1 + 9m^2 - 15m^4 + 7m^6) \left(\frac{r}{R}\right)^3}{c_{01} + \frac{5}{2}m(1 - m^2)^2 \left(\frac{r}{R}\right)^2 + \frac{1}{4}(-19 + 81m^2 - 105m^4 + 43m^6) \left(\frac{r}{R}\right)^3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где r_∞ — радиус зародыша на плоской подложке.

Из формулы (6) следует, что радиус зародыша на сферической подложке r равен r_∞ только с точностью до членов с первой степенью отношения r/R . Учет членов со степенями r/R выше первой приводит к различию в значениях этих радиусов.

Заменяя разность химических потенциалов в выражении (3) их термодинамическими выражениями, запишем формулы для радиусов зародыша над плоской поверхностью для различных переходов:

$$r_{23} = \frac{2\sigma_{23}}{\rho_3 L_{23} \ln \frac{T_0}{T}}; \quad r_{1\kappa} = \frac{2\sigma_{1\kappa}}{\rho_{\kappa 18} \frac{N}{k} T \ln \frac{p}{p_\kappa}}, \quad (7)$$

где L_{23} — удельная скрытая теплота плавления льда, T_0 — температура таяния льда, индекс $\kappa = 2, 3$ относится соответственно к переходам пар — вода и пар — лед, p_κ — давление насыщенного пара над фазой.

Подставляя в выражение (3) вместо r его значение $r_\infty \eta \left(\frac{r}{R}m\right)$, получаем выражение для F_{ik} — работы образования гетерогенного зародыша на сферической подложке для соответствующего фазового перехода. Например, для перехода жидкость — лед имеем

$$F_{23}(r) = \frac{2}{3} \pi_3 \rho_3 L_{23} \ln \frac{T_0}{T} r_{23}^3 \eta^3 f \left(\frac{R}{r}, m, \eta\right), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}
 f\left(\frac{R}{r}, m, \eta\right) &= \frac{3}{2\eta} - 1 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{\eta}\right) \frac{x_R m - 1}{\Phi_R} - \\
 &- \frac{1}{2} \left(\frac{x_R m - 1}{\Phi_R}\right) + x_R^3 \left[1 - \frac{3}{2} \frac{x_R - m}{\Phi_R} + \right. \\
 &\left. + \frac{1}{2} \left(\frac{x_R - m}{\Phi_R}\right)^3 + \frac{3}{2\eta} x_R^2 m \left[\frac{x_R - m}{\Phi_R} - 1\right]\right], \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\Phi_R = (x_R + 1 - 2x_R m)^{1/2}, \quad x_R = \frac{R}{r}.$$

Выражения для $F_{23}(r)$ и $f\left(\frac{R}{r}, m, \eta\right)$ переходят в соответствующие выражения с $r = r_\infty$ при $\eta \rightarrow 1$.

Следовательно, отношение работ образования зародыша при радиусах r и r_∞ будет иметь вид

$$\xi = \frac{F_{23}(r)}{F_{23}(r_\infty)} = \eta^3 \frac{f(x_R, m, \eta)}{f(x; m)}, \quad x = \frac{R}{r_\infty}, \quad (10)$$

где функция $f(x, m)$ в теоретических расчетах Флетчера [1] получается из $f(x_R, m, \eta)$ при $\eta = 1$.

В случаях фазовых переходов пар — вода, пар — лед в выражении (8), как видно из формулы (7), нужно произведение, соответствующее знаменателю в r_{23} , заменить на знаменатель в $r_{1к}$.

Отметим, что ξ в отношении (10) при данном m зависит от термодинамических параметров только через отношения радиусов зародыша и подложки.

Результаты расчетов

Нахождение r из (6) путем непосредственного решения уравнения четвертой степени относительно r затруднительно. Целесообразно выполнять расчеты следующим образом. Задавая θ и r/R , находим η из (6), а далее из (9) $f(x_R, m, \eta)$ и $f(x, m)$; наконец из (10) рассчитываем ξ . При задании θ и r/R в соответствии с рис. 1 и формулой (5) нужно иметь в виду, что эти величины связаны между собой, а именно $\theta < \arccos(r/R)$.

Некоторые результаты расчетов величин η , $f\left(\frac{R}{r_\infty}, m\right)$, $f\left(\frac{R}{r}, m, \eta\right)$ и ξ в зависимости от краевого угла и R/r приведены в табл. 1.

Таблица 1

Зависимость η , $f(R/r_\infty, n)$, $f(R/r, m, \eta)$ и $\xi = \eta^3 \frac{f(R/r, m, \eta)}{f(R/r_\infty, m)}$ от отношения R/r и краевого угла θ

$\frac{R}{r}$	θ°	η	$f\left(\frac{R}{r_\infty}, m\right)$	$f\left(\frac{R}{r}, m, \eta\right)$	ξ
2,5	60	1,27	0,239	0,0652	0,564
3	45	1,28	0,908	0,0217	0,502
	55	1,22	0,175	0,0687	0,720
	65	1,16	0,287	0,159	0,871
3,5	25	1,28	0,0101	$2,12 \cdot 10^{-3}$	0,445
	35	1,25	0,0356	0,0107	0,595
	50	1,19	0,123	0,0581	0,801
	70	1,09	0,339	0,246	0,959
4	5	1,26	$1,69 \cdot 10^{-5}$	$4,79 \cdot 10^{-6}$	0,565
	10	1,25	$2,67 \cdot 10^{-4}$	$7,87 \cdot 10^{-5}$	0,581
	20	1,24	$4,09 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-3}$	0,640
	40	1,19	0,0552	0,0266	0,809
5	70	1,07	0,329	0,258	0,959
	5	1,18	$1,57 \cdot 10^{-5}$	$7,86 \cdot 10^{-6}$	0,824
	10	1,18	$2,49 \cdot 10^{-4}$	$1,24 \cdot 10^{-4}$	0,831
	30	1,15	0,0181	0,0105	0,831
7	50	1,10	0,112	0,0798	0,954
	75	1,04	0,377	0,333	0,995
	5	1,10	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$1,02 \cdot 10^{-5}$	0,954
	10	1,10	$2,46 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-4}$	0,955
	30	1,08	$1,18 \cdot 10^{-2}$	$1,26 \cdot 10^{-2}$	0,970
75	50	1,05	0,104	0,0875	0,988
	60	1,04	0,188	0,166	0,995
	75	1,02	0,358	0,339	0,999

Из этой таблицы можно сделать следующие выводы.

1. Радиус зародыша, найденный с учетом кривизны подложки, превосходит радиус зародыша на плоской поверхности. Различие между этими радиусами при $2,5 \leq R/r \leq 7$ достигает 30%, возрастая с уменьшением R/r и убывая при фиксированном R/r с ростом θ .

2. Отношение работ образования зародыша, рассчитанных с указанными выше радиусами, отклоняется от единицы в сторону уменьшения тем сильнее, чем меньше R/r и θ .

Следовательно, скорость гетерогенной нуклеации, вычисленная с уточненным радиусом зародыша при $R/r < 5$, может оказаться существенно меньше, чем ее значение, полученное по формулам в [1]. Если $R/r > 5$, то различие в расчетах становится очень малым, а при $R/r \geq 7$ просто исчезает.

В заключение следует подчеркнуть, что расчеты выполнены с сохранением в выражении для работы образования зародыша только членов до третьего порядка малости в разложении по степеням r/R . Поэтому, строго говоря, требуется оценка допущенной при этом погрешности. Из-за громоздкости выкладок погрешность найти очень трудно.

В табл. 1 приведены только те случаи, в которых как в числителе, так и в знаменателе формулы (6) члены с увеличением степени r/R заметно убывали.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fletcher N. H. The Physics of rainclouds. — Cambridge, 1966, 387 p.

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ОБЛАЧНЫХ КАПЕЛЬ ПОД ВЛИЯНИЕМ АДСОРБИРОВАННЫХ ИОНОВ

В. В. Клинго

Среди различных механизмов льдообразования в облаках представляется возможным и механизм, связанный с наличием ионов в облачной среде. Этот механизм предполагает: 1) захват ионов переохлажденными облачными каплями; 2) образование зародыша кристаллической фазы в области адсорбированных ионов со значительно большей вероятностью, обусловленной электрическим полем иона.

Формулы для расчета числа захваченных ионов каплями как при отсутствии внешнего электрического поля, так и при его наличии приводились во многих исследованиях начиная с 40-х годов [8]. Некоторые соображения, касающиеся нестационарного заряжения капель, изложены в [5].

В этой работе основное внимание будет уделено оценкам эффективности действия электрического поля адсорбированных ионов разного знака на кристаллизацию облачных капель.

Статистическое описание влияния адсорбированных переохлажденными каплями ионов на кристаллизацию капель

С физической точки зрения исследование влияния ионов на кристаллизацию означает установление связи между напряженностью электрического поля иона (его заряд и размер), физическими параметрами облачной капли и статистической характеристикой рассматриваемого процесса фазового перехода (скорость нуклеации).

Чтобы в течение 1 с капля замерзла, т. е. образовался хотя бы один зародыш, необходимо выполнение условия

$$J n \frac{2}{3} \pi r^3 \geq 1, \quad (1)$$

где J — скорость нуклеации; n — число адсорбированных ионов на капле; r — радиус полусферического ледяного зародыша, образовавшегося на поверхности капли; $\frac{2}{3} \pi r^3 n$ — суммарный объем начальной фазы, в котором возможно образование кристаллического зародыша.

Воспользуемся известным выражением для скорости нуклеаций ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$)

$$J = C \exp \left\{ -\frac{A}{kT} \right\}, \quad (2)$$

где C — приблизительно постоянная: для фазового перехода вода—лед $\ln C = 71,38$; A — работа образования кристаллического зародыша в жидкой фазе.

Несмотря на давнюю критику выражения (2), полученного еще в 30-х годах, и чисто термодинамического подхода к нахождению J , никакие

другие принципы пока что не позволили описать явление фазового перехода на языке простых характеристик начальной и конечной фаз.

Предполагается, что кинетика образования зародыша при наличии электрического поля иона такая же, как без поля. Поэтому действие поля иона проявится только в изменении показателя степени экспоненты. Точно такое же предположение делается и при гетерогенной нуклеации, которая реализуется с большей вероятностью за счет уменьшения величины A , формального значения экспоненты, сохраняя неизменным коэффициент при ней.

Влияние поля иона на работу образования кристаллического зародыша

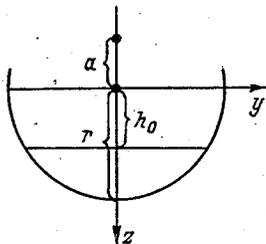
Следуя [1, 2], запишем выражение для работы образования кристаллического зародыша полусферической формы в жидкой фазе:

$$A' = 2/3 \pi r^3 \rho_3 L \ln (T/T_0) + \pi r^2 (\sigma_{13} - \sigma_{12} + \sigma_{23}) - A_E \quad (3)$$

Здесь ρ_3 — плотность льда; L — удельная скрытая теплота плавления льда; T_0 — температура плавления льда; σ_{ik} — коэффициент поверхностного натяжения; индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к газообразной, жидкой и кристаллической фазам воды;

$$A_E = \frac{N}{18} \rho_3 \int_{V_E} E(y, z) B_1 2\pi y dy dz, \quad (4)$$

где N — число Авогадро, $B_1 = p_3 \overline{\cos \theta_3} - p_2 \overline{\cos \theta_2}$, p_i — дипольный момент, $\overline{\cos \theta_i}$ — среднее значение косинуса угла между направлениями E и p_i . Интегрирование распространяется на объем области V_E глубины мономолекулярного слоя воды $h_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ см, где поле не ослабляется. Ион радиусом a схематично представляется точечным зарядом, расположенным на расстоянии a от поверхности капли; координатные оси y и z выбраны, как показано на рисунке.



Направление координатных осей при интегрировании выражения [4]

Легко видеть, что

$$\int_{V_E} E(y, z) dy dz \rightarrow q \int_0^{h_0} dz \int_0^{\sqrt{r^2 - z^2}} \frac{dy}{(a+z)^2 + y^2}, \quad (5)$$

где q — заряд иона.

Величина $\overline{\cos\theta_i}$ является функцией напряженности электрического поля. Для упрощения интегрирования в уравнении (4) считаем их постоянными при определенном значении напряженности электрического поля; фактически при интегрировании применяем вторую теорему о среднем.

Выполнив интегрирование, получим:

$$A_E = \frac{\pi N \rho_3 q}{18} B_1 \left\{ h_0 \ln \left[1 + \frac{r^2 - h_0^2}{a^2 + h_0^2 + 2ah_0} \right] + \right. \\ \left. + \frac{a^2 + r^2}{2a} \ln \left(1 + \frac{2ah_0}{a^2 + r^2} \right) - 2a \ln \left(1 + \frac{h_0}{a} \right) + h_0 \right\}; \quad (6)$$

$$A_E \rightarrow 0 \text{ при } h_0 \rightarrow 0, r \rightarrow 0, a \rightarrow \infty.$$

Обычной процедурой из выражения (6) находим минимальный радиус зародыша при наличии электрического поля иона r_E :

$$\frac{dA_E}{dr} = \frac{\pi N \rho_3 q}{18} B_1 \frac{r}{a} \ln \left[1 + \frac{2ah_0}{a^2 + r^2} \right], \quad (7)$$

$$r_E = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12} + 2\sigma_{23} - \frac{N\rho_3 q}{36a} B_1 \ln \left[1 + \frac{2ah_0}{a^2 + r^2} \right]}{\rho_3 L \ln(T/T_0)}. \quad (8)$$

В последнем члене числителя под знаком логарифма стоит радиус зародыша при отсутствии поля, что несколько увеличивает истинное значение r_E , которое меньше, чем r . Этот член, зависящий от температуры через r и B_1 , составляет $4,5 \cdot 10^{-3}$ от $\sigma_{13} - \sigma_{12} + 2\sigma_{23} = 3\sigma_{23}$ при $T = 268$ К и $0,34$ — при $T = 233$ К. При $T < 248$ К поправка к радиусу зародыша, обусловленная действием иона, уже существенно сказывается на энергии образования зародыша: $A_E \sim r_E^3$.

Заметим, что радиус гомогенного полусферического зародыша при отсутствии электрического поля в 1,5 раз больше радиуса сферического зародыша, а энергия его образования в $1,5^3/2$ раз больше, чем для сферического. Это обусловлено наличием поверхности основания полусферического зародыша в его верхней части — границы кристаллической и воздушной сред.

Согласно [8], молекулы-диполи поверхностного слоя воды ориентированы частично против направления внешней нормали, т. е. протонами внутрь воды. Это приводит к дипольному моменту $p = 0,1 D$, где $D = 10^{-18}$ CGSE. Если дипольный момент молекул воды $p_2 = 1,84 D$, то они должны быть повернуты на угол θ_{02} , чтобы возник момент $0,1 D$. Угол θ_{02} находится из соотношения

$$0,1 \cos 0^\circ = 1,84 \cos \theta_{02}, \quad \theta_{02} = 86,9^\circ.$$

По [6], в поверхностном квазижидком слое кристаллической фазы воды 74 % молекул-диполей ориентировано по направлению внешней нормали к поверхности льда, остальные 26 % — в противоположную сторону.

Взаимодействие внешнего поля иона с системой в какой-то степени ориентированных диполей в поверхностном слое жидкой и твердой фаз можно рассматривать в двух модельных направлениях. При этом в каждом из них будем считать, что начальная ориентация диполей при отсутствии поля не оказывает влияния на изменение их положения при появлении поля.

В первом представлении предполагается расположение всех диполей под некоторым углом к внешней нормали к поверхности данной фазы. Для воды это уже введенный угол θ_{02} . При действии поля все диполи выстраиваются под углом к направлению поля со средним косинусом $\overline{\cos \theta_2}$. Тогда выражение для изменения энергии жидкой фазы в электрическом поле иона напряженности E как разности потенциальных энергий диполей с полем сведется к

$$- E p_2 (\overline{\cos \theta_2} \pm \cos \theta_{02}), \quad (9)$$

где знак "минус" в скобке относится к положительному иону, а знак "плюс" — к отрицательному. При действии положительного иона энергия связи диполей с электрическим полем отсчитывается от отрицательного уровня, поэтому разность по абсолютному значению меньше. Для отрицательного заряда иона изменение энергии при включении поля по абсолютному значению больше.

Во втором представлении систему диполей соответствующей фазы подразделяем на часть диполей, ориентированных по направлению внешней нормали, и остальную часть — против него. Для жидкой фазы, если их ориентированный дипольный момент равен $0,1 \cdot 10^{-18}$, а $p_2 = 1,84 \cdot 10^{-18}$, часть диполей, полностью ориентированных против направления внешней нормали, равна $0,1 : 1,84 = 0,06$. Остальная часть (0,94) должна быть равномерно распределена на диполи, расположенные по направлению внешней нормали и против него, т. е. по 0,47. Итак, для жидкой фазы 53 % диполей расположены против направления внешней нормали к поверхности и 47 % — по направлению.

Совершенно аналогична картина для кристаллической фазы воды, учитывая, что дипольный момент создается 48 % диполей, направленных по внешней нормали.

Если дипольный момент льда $p_3 = 2,6 D$, то по первому представлению энергия связи электрического поля иона в поверхностном слое льда описывается выражением

$$- E p_3 (\overline{\cos \theta_3} \pm \overline{\cos \theta_3}), \quad (10)$$

где знак "плюс" в последней скобке относится к положительному иону, знак "минус" — к отрицательному. Величина $\overline{\cos \theta_{03}}$ определяется из соотношения

$$0,48 p_3 = p_3 \cos \theta_{03}, \quad \theta_{03} = 61,3^\circ.$$

Сравнивая выражения (8) и (9), можно показать, что ввиду противоположной ориентации диполей на поверхности воды и льда противоположный эффект получается и от знака иона.

Используя формулы (8) и (9), получаем разность энергии связи кристаллической и жидкой фаз. Это и есть высвобождающаяся энергия, которая пойдет на образование кристаллического зародыша.

Таким образом, выражение для B_1 в формуле (4) в зависимости от модели поверхностной ориентации диполей и знака иона нужно заменить на B_i . Приведем выражение для B_i .

Ориентация молекул в обеих фазах соответственно для положительного и отрицательного знака иона для первого представления:

$$\begin{aligned} B_2 &= p_3 (\overline{\cos \theta_3} + 0,48) - p_2 (\overline{\cos \theta_2} - 0,06), \\ B_3 &= p_3 (\cos \theta_3 - 0,48) - p_2 (\cos \theta_2 + 0,06); \end{aligned}$$

для второго представления:

$$\begin{aligned} B_4 &= 0,74 p_3 - 0,47 p_2, \\ B_5 &= 0,26 p_3 - 0,53 p_2. \end{aligned}$$

Ориентация молекул только в жидкой фазе:

$$\begin{aligned} B_6 &= p_3 \overline{\cos \theta_3} - p_2 (\overline{\cos \theta_2} - 0,06), \\ B_7 &= p_3 \cos \theta_3 - p_2 (\cos \theta_2 + 0,06), \end{aligned}$$

где $\overline{\cos \theta_i} = L \left(\frac{\rho_i E}{k T} \right)$, L — функция Ланжевена.

Результаты расчетов и выводы

В табл. 1 приведены рассчитанные значения средних косинусов и соответствующие им углы в зависимости от радиуса однозарядного иона a на расстоянии $a + h_0/2$ от него при $T=268$ К. Для температуры $T=243$ К все значения $\overline{\cos \theta_i}$ изменяются приблизительно на единицу во второй

значащей цифре. Поэтому все расчеты для других значений T будут выполнены с указанными в этой таблице значениями.

Таблица 1

Зависимость $\overline{\cos \theta_i}$ и θ_i от радиуса однозарядного иона на расстоянии $a + h_0/2$ от него при $T = 268$ К

$a \cdot 10^8$ см	$\overline{\cos \theta_2}$	$\overline{\cos \theta_3}$	θ_2	θ_3
20	0,17	0,23	80	76
10	0,50	0,63	59	71
5	0,82	0,87	34	29
2	0,95	0,96	18	15
1	0,97	0,93	13	11
0,4	0,98	0,99	10	8

Рассчитанные значения B_i даны в таблице 2.

Таблица 2

Зависимость B_i от радиуса иона

$B_i D^{-1}$	$a \cdot 10^8$ см					
	20	10	5	2	1	0,4
B_1	0,30	0,74	0,75	0,74	0,74	0,74
B_2^+	1,67	2,1	2,11	2,11	2,12	2,13
B_2^-	0,42	0,82	0,95	0,94	0,94	0,94
B_7^+	0,19	0,60	0,55	0,54	0,54	0,54
B_4	Для всех радиусов			1,06		

Как видно из табл.2, наиболее благоприятна для фазового перехода ситуация с положительным ионом с принятой ориентацией диполей в обеих фазах. Отрицательный ион, если верны представления об ориентации диполей на поверхностях фаз, препятствует кристаллизации, поскольку $B_3 < 0$, $B_5 < 0$.

Если учесть только поляризацию молекул в слое воды, то влияние положительного иона (B_6) заметно больше, чем отрицательного. Влияние положительного иона по второй модели ориентации диполей (B_4) в два раза меньше, чем по первой (B_2).

Таблица 3

Значения радиуса полусферического зародыша и A/kT в зависимости от температуры и σ_{23}

T К	268	263	258	253	248	243	238	233
σ_{23} дин/см	23	22,8	22,3	21,8	21,3	20,8	20,3	19,8
10^{-9} эрг/г	3,2	3,11	3,01	2,89	2,71	2,54	2,34	2,12
$10^7 r$ см	12,53	6,17	4,06	2,98	2,37	2,00	1,65	1,43
A/kT	3106	751	324	173	110	80	53	39
При $\sigma_{23} = 9$ дин/см и $\ln C = 25$ в формуле (2)								
$10^7 r$ см	5,12	2,52	1,66	1,21	0,97	0,82	0,67	0,58
A/kT	212	51,4	22,2	11,8	7,5	5,5	3,6	2,7

Рассчитываемые значения энергии образования зародыша очень сильно зависят от выбранных значений физических параметров. В табл. 3 приведены используемые в наших расчетах значения коэффициента поверхностного натяжения на границе вода—лед и удельной скрытой теплоты плавления льда по [9], которые обычно приписываются этим параметрам в зарубежной литературе.

В табл. 3 даны также рассчитанные значения радиуса полусферического зародыша и показатель степени в экспоненте выражения для скорости нуклеации при отсутствии электрического поля. Две нижние строки соответствуют тем же величинам, но вычисленным при $\sigma_{23} = 9$ дин/см по [2].

Таблица 4

Значения A_E/kT в зависимости от радиуса иона a , B_1 и T

$10^8 a$ см	T К	B_1	B_2	B_4	B_6	B_7
0,4	268	245	699	351	311	179
	263	206	587	295	261	150
	258	190	541	271	241	138
	253	175	500	251	222	128
	248	165	471	236	209	120
	243	159	452	227	201	116
1	238	149	426	214	189	109
	268	220	629	316	280	161
	263	182	518	260	230	133
	258	164	469	235	209	120
	253	150	427	214	190	109
	248	138	396	199	176	101
5	243	131	376	189	167	96
	238	123	350	176	156	90
	268	165	469	235	209	120
	263	125	358	180	159	92
	258	107	305	153	136	78
	253	92	261	131	116	67
20	248	81	230	115	102	59
	243	73	209	105	93	53
	238	60	170	85	76	43
	268	43	228	142	58	28
	263	27	146	91	37	18
	258	19	103	64	26	13
	253	14	75	47	19	9
	248	10	54	34	14	7
	243	9	45	28	11	6
	238	7	36	22	9	4

Расчеты влияния электрического поля иона на фазовый переход вода—лед представлены величиной A_E/kT , где A_E получено по формуле (6). Зависимость A_E/kT от радиуса иона и температуры иллюстрируется в табл. 4. Радиус зародыша для упрощения громоздких расчетов взят без его уменьшения под влиянием поля из табл. 3. Для температур более 248 К это очень мало скажется на величине A_E/kT . При $T < 248$ К A_E/kT будет завышена, как и A/kT из табл. 3.

Из табл. 4 следует, что при наличии ориентированных диполей-молекул в поверхностном слое воды и льда (B_2) положительный ион существ-

венно увеличивает вероятность кристаллизации. Отрицательный ион при такой ориентации существенно уменьшает вероятность кристаллизации. Аналогичное действие поля иона будет и по второму модельному представлению об ориентации молекул (B_4). В случае ориентации молекул только в поверхностном слое воды различие между действием положительного и отрицательного ионов существенно в пользу опять-таки положительного иона (B_6, B_7). При отсутствии ориентации молекул воды (B_1) знак иона не имеет значения, эффект действия поля промежуточный между положительным и отрицательным ионами при ориентации молекул воды.

Уменьшение размера (радиуса) иона существенно сказывается на увеличении вероятности кристаллизации.

С уменьшением температуры усиливается влияние электрического поля иона из-за увеличения размеров зародыша, но при этом резко уменьшается вероятность кристаллизации в отсутствие поля.

Подставляя в выражение (2) вместо A/kT величину $\frac{A - A_E}{kT}$, где A/kT берется из табл. 3, а A_E/kT — из табл. 4, можно оценить время замерзания капли с n адсорбированными ионами.

Максимальное число адсорбированных ионов n_{\max} зависит от радиуса капли [5] и может достигать 10^6 даже для мелких облачных капель в грозовых облаках.

Принимая во внимание значения A/kT и n_{\max} , легко видеть, что для $T = -15^\circ\text{C}$ при наиболее благоприятных для фазового перехода ориентациях молекул на поверхностях воды и льда замерзают все капли, если радиус ионов меньше 10^{-7} см.

Если коэффициент поверхностного натяжения на границе вода—лед меньше 22 дин/см, то эффект действия поля иона резко возрастает. Так, при $\sigma_{23} = 9$ дин/см все капли должны замерзать в электрическом поле иона с $a < 10^{-7}$ см при сравнительно малых переохлаждениях. При менее благоприятных условиях, когда $J_n < 1$, замерзать будет только часть капель.

Таким образом, установлена зависимость вероятности замерзания капель при данной температуре от размера иона, ориентации молекул в поверхностном слое воды и льда и числа адсорбированных на капле ионов.

Особо важно подчеркнуть, что расчетная формула (1) отражает влияние электрического поля иона лишь по механизму гомогенной кристаллизации в предположении отсутствия влияния поля на коэффициент поверхностного натяжения на границе вода—лед. Если σ_{23} уменьшается даже незначительно в электрическом поле, то ввиду кубической зависимости энергии образования зародыша от σ_{23} влияние поля иона на кристаллизацию переохлажденной воды сильно возрастет.

Результаты лабораторных исследований замерзания капель в коронном разряде приведены в [1]. Они кратко сводятся к следующему: 1) замерзание капли всегда начинается с ее части, обращенной к коронирующему электроду; 2) температура замерзания увеличивается от -20 до -3°C при уменьшении расстояния как между электродами, так и

между каплей и электродом. Средняя температура замерзания капель в отсутствие коронных разрядов была близка к -18°C .

Следовательно, не может быть сомнений в том, что изменение температуры замерзания связано с числом ионов, попавших на каплю.

В заключение сделаем некоторые выводы.

1. На основе известных теоретических принципов гомогенной кристаллизации, дополненных учетом взаимодействия электрического поля иона с жидкой и кристаллической фазами воды, установлена количественная связь между статистической характеристикой фазового перехода — скоростью нуклеации (число образовавшихся зародыщей на поверхности капли в единицу времени) и физическими параметрами иона (его заряд и размеры) при заданной температуре капли.

2. Теоретические оценки показывают значительное влияние электрического поля иона на фазовый переход вода—лед, если принять, что электрическое поле без ослабления проникает как в жидкую, так и в кристаллическую фазы на глубину мономолекулярного слоя воды, равную $3 \cdot 10^{-8}$ см.

3. Скорость нуклеации J зависит прежде всего от размера иона (напряженности его электрического поля), определяющего величину показателя степени экспоненты в выражении для J . Число ионов на поверхности капли влияет на J значительно слабее — как простой множитель.

4. Для современных представлений об ориентации молекул-диполей на поверхности жидкой и кристаллической фаз воды расчеты показывают сильную зависимость влияния поля от знака иона, а именно превалирование влияния положительного иона над отрицательным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкирова Г. М., Першина Т. А., Шишкин Н. С. Исследование замерзания крупных водяных капель в области коронного разряда. — Труды ГГО, 1979, вып. 405, с. 71—75.
2. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. — Л.: Изд. ЛГУ, 1965. — 144 с.
3. Клинго В. В. Теоретические расчеты стимулирования адсорбированными ионами кристаллизации переохлажденных капель в облаках. Доклады XII международной конференции по атмосферным аэрозолям и нуклеации. — Вена, 1988, с. 638—640.
4. Клинго В. В., Шлыков В. В. К влиянию электрического поля точечного заряда на гомогенную кристаллизацию переохлажденной водяной капли. — Труды ГГО, 1979, вып. 420, с. 26—32.
5. Клинго В. В. К расчету ионно-диффузионного заряжения капель в облаках от линейных источников. — См. настоящий сборник.
6. Маэно Н. Наука о льде / Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 155 с.
7. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы / Пер. с нем. — М.: Наука, 1986. — 205 с.
8. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. — Л.—М.: ГИТТЛ, 1949. — 155 с.
9. Dufour L., Defay R. Thermodynamics of clouds. — New York, London: Academic Press, 1963. 255 p.

К РАСЧЕТУ ИОННО-ДИФфуЗИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ КАПЕЛЬ В ОБЛАКАХ ОТ ЛИНЕЙНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В. В. Клинго

Ионно-диффузионное заряжение облачных капель важно не только для понимания непосредственно электрических явлений в облаках. Наличие электрического заряда на каплях может оказывать влияние на микрофизические изменения в облачной среде, в частности резко увеличивать вероятность кристаллизации капель [1].

Исследованию заряжения капель, находящихся в ионизированной среде, посвящено много работ разных авторов, например [3,4]. Однако расчеты заряжения капель применительно к облачной среде либо неоправданно сложны при использовании различных видов кинетических уравнений, либо допускают бездоказательно упрощенный переход от стационарного заряжения к нестационарному порой с ограничением на величину заряда капли.

Принимая это во внимание, автор считает целесообразным привести вывод формулы для изменения заряда капли во времени при отсутствии внешнего электрического поля, полученной из четких, хотя и несколько упрощенных физических представлений, однако очень простых и обеспечивающих достаточную для облачных процессов точность расчетов.

Кроме того, в настоящей работе предлагается метод расчета пространственно-временного изменения концентрации ионов, образованных мгновенными линейными источниками. Такими источниками правомерно схематизировать естественные искровые разряды в облаках вплоть до молний, а также искусственные источники ионов, порожденных термоионизацией.

Нестационарное ионно-диффузионное заряжение капли при отсутствии внешнего электрического поля

Формулировка задачи нестационарного заряжения капли в ионизированной среде без внешнего электрического поля сводится к следующему. Облачная капля известного радиуса находится в ионизированной воздушной среде с заданным законом изменения концентрации положительных и отрицательных ионов. Требуется записать изменение во времени величины заряда, обусловленного попаданием ионов на каплю.

При решении задачи исходим из двух предположений.

1. Поток ионов, обоих знаков через любую концентрическую поверхность вокруг капли хотя и меняется во времени, но одинаков через указанные поверхности. Другими словами, поток ионов "мгновенно" подстраивается как к изменению заряда на капле, так и к изменению концентрации ионов на достаточно большом расстоянии от капли.

2. Возможным объемным зарядом в окружении капли можно пренебречь. Электрическое поле, окружающее каплю, связано только с зарядом на капле.

На основе этих предположений запишем, следуя [5], в общем виде уравнение для изменения заряда на капле, обусловленного диффузионным и направленным потоками ионов обоих знаков:

$$\frac{dQ_1}{dt} = 4\pi r^2 \left[q_1 D_1 \frac{\partial n_1}{\partial r} - q_2 D_2 \frac{\partial n_2}{\partial r} \right] - 4\pi r^2 \frac{Q_1}{r^2} (q_1 n_1 b_1 + q_2 n_2 b_2), \quad (1)$$

где r — расстояние от центра капли; q_i — абсолютное значение заряда иона; n_i и b_i — концентрация и подвижность ионов соответственно; D_i — коэффициент диффузии ионов, связанный с их подвижностью: $D_i = b_i k T$; все величины с индексом 1 относятся к положительным ионам, с индексом 2 — к отрицательным.

Уравнение (1) записано для положительного заряда капли. Для отрицательного заряда нужно просто всюду заменить индекс 1 на 2.

В отличие от концентрации ионов, зависящей от r и t , подвижность ионов, а значит, и D_i , считаются постоянными в течение всего времени заряжения капли.

Формально уравнение (1) относительно $Q_1(t)$ является линейным неоднородным дифференциальным уравнением. В общем виде его решение с начальным условием $Q_1 = Q_0$ при $t = 0$ записывается следующим образом:

$$Q_1(t) = Q_0 e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t} + k T r^2 \left(b_1 \frac{\partial n_1}{\partial r} - b_2 \frac{\partial n_2}{\partial r} \right) \Big|_{t=t_{cp}} \times \times \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2} \left[1 - e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t} \right], \quad (2)$$

где λ_i — проводимость среды, $\lambda_i = q_i n_i b_i$.

Для того чтобы при получении решения (2) вынести из-под знака интеграла

$$b_1 \frac{\partial n_1}{\partial r} - b_2 \frac{\partial n_2}{\partial r},$$

была применена теорема о среднем в обобщенной форме. Учитывалось также, что на достаточно большом удалении от капли λ_1 и λ_2 очень слабо изменяются во времени. Для большей точности нужно было бы применить теорему о среднем и в показателе степени экспоненты.

Найдем выражение для Q_1 через потоки ионов. Запишем уравнения для концентрации ионов, в которые входят соответствующие потоки:

$$I_1(t) = 4\pi k T b_1 r^2 \frac{\partial n_1}{\partial r} - q_1 b_1 n_1 4\pi Q_1, \quad (3a)$$

$$I_2(t) = -4\pi k T b_2 r^2 \frac{\partial n_2}{\partial r} - q_2 b_2 n_2 4\pi Q_1. \quad (3б)$$

Общий вид решений уравнений (3 а) и (3 б):

$$n_1(r, t) = C_1(t) e^{-\frac{q_1 Q_1}{k T r}} - \frac{I_1(t)}{4 \pi q_1 b_1 Q_1}, \quad (4a)$$

$$n_2(r, t) = C_2(t) e^{-\frac{q_2 Q_1}{k T r}} - \frac{I_2(t)}{4 \pi q_2 b_2 Q_1}. \quad (4б)$$

Значения $C_1(t)$ и $C_2(t)$ определяем из условия, что у границы капли ($r = R$) концентрация ионов равна нулю (полный захват ионов на поверхности капли).

Используя выражения (4 а) и (4 б), заряд Q_1 выразим через проводимости на достаточно большом расстоянии от капли при $q_1 = q_2$:

$$Q_1(t) = \frac{k T R}{q_1} \ln \frac{\lambda_1(t, r \rightarrow \infty) I_2(t)}{\lambda_2(t, r \rightarrow \infty) I_1(t)}. \quad (5)$$

Формула (5) выражает связь в каждый момент времени заряда на капле с величинами проводимости и потоков ионов обоих знаков.

Сравнение выражений (2) и (5) при $t \rightarrow \infty$, т. е. при переходе на стационарный режим, когда $Q_1 = \text{const}$ и $I_1 = -I_2$, дает возможность выразить неизвестное выражение в формуле (2).

Окончательное выражение для изменения заряда капли во времени через проводимости среды на большом расстоянии от капли принимает вид

$$Q_1(t) = Q_0 e^{-4 \pi (\lambda_1 + \lambda_2)t} + \frac{k T R}{q_1} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \times \\ \times [1 - e^{-4 \pi (\lambda_1 + \lambda_2)t}]. \quad (6)$$

Смысл первого члена в выражении (6) — заряд имеющегося в начальный момент времени заряда на капле, происходящий тем интенсивнее, чем больше проводимость ионов обоих знаков. Из вида второго члена следует, что максимальный заряд капли определяется отношением проводимостей, а время установления заряда — суммой проводимостей с множителем 4π , а не 2π , как в [3]. Подчеркнем, что только в случае пространственно однородного источника ионов величины λ_i будут постоянными. Если же ионы образуются от локального источника, действующего в течение времени, меньшего времени предельного заряжения капли, то λ_i в показателе степени экспоненты представляют собой средние в течение времени зарядки значения; а под знаком логарифма λ_i должны быть взяты в момент времени, когда $I_1 = -I_2$.

Адсорбционные особенности поверхности водяной капли по отношению к ионам различного химического состава выражаются в неполном поглощении ионов, достигших поверхности капли.

С точки зрения граничных условий, концентрация ионов у поверхности капли не равняется нулю. Следовательно, в формуле (6), полученной при условии $n_i(R) = 0$, нельзя просто ввести коэффициент при I_i . Поэ-

тому характеристикой степени поглощения ионов поверхностью капли является уровень концентрации ионов у ее поверхности, нормированный на $n_i(\infty)$. Вводится коэффициент

$$\xi = n_i(R) / n_i(\infty) \leq 1.$$

Тогда $\xi = 0$ соответствует полному поглощению ионов на поверхности капли, при $\xi = 1$ концентрация ионов одинакова на бесконечности и у поверхности капли — отсутствует поток ионов на каплю; заряд капли остается равным нулю, т. е. капля не нарушает имеющееся постоянное распределение ионов.

Формальное изменение во времени заряда капли с учетом разной степени поглощения поверхностью капли ионов различных знаков находится заменой нулевых граничных условий на поверхности капли условием:

$$n_i(R) = \xi_i n_i(\infty). \quad (7)$$

С условием (7) вместо формулы (6) получаем:

$$Q_1(t) = Q_0 e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t + \frac{kTR}{q_1}} \times \\ \times \ln \left[\frac{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \xi_2}{\frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \xi_1} \right] [1 - e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t}]. \quad (8)$$

Эксперименты показывают, что капли не будут заряжаться при $\lambda_1/\lambda_2 = 2$. Это обеспечивается, например, когда все отрицательные ионы поглощаются поверхностью капли ($\xi_2 = 0$), а концентрация положительных ионов у поверхности капли равна половине их концентрации на бесконечности ($\xi_1 = 1/2$).

Для отрицательного заряда, которым и будут заряжаться капли при $\lambda_1 < 2\lambda_2$, имеем

$$Q_2(t) = Q_0 e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t + \frac{kTR}{q_2}} \times \\ \times \ln \left[\frac{\xi_1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \xi_2} \right] [1 - e^{-4\pi(\lambda_1 + \lambda_2)t}]. \quad (9)$$

Расчет концентрации ионов от линейных источников

Для расчета заряжения капель по формулам (8) или (9) требуется знать проводимость облачной среды, которая выражается через концентрацию ионов.

Перенос ионов в облачной среде, казалось бы, должен описываться обычным уравнением переноса любой пассивной примеси, включающим

поглощение ионов каплями и их рекомбинацию. Однако появление в уравнении члена с коэффициентом рекомбинации ионов, с одной стороны, предопределяет наибольший уровень концентрации, который может существовать в течение времени, необходимым для заряжения облачных капель, а с другой стороны, создает вычислительные трудности при численном решении уравнения переноса.

Поясним это, сохраняя в уравнении переноса для электрически нейтральной среды ($n_1 = n_2 = n$) только два члена:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n^2, \quad (10)$$

где γ — коэффициент рекомбинации ионов.

При начальных условиях: $n = n(t_0)$, если $t = t_0$, решение этого уравнения имеет вид

$$n(t) = \frac{n(t_0)}{n(t_0)\gamma t + 1}. \quad (11)$$

Если $n(t_0)\gamma \gg 1$, то уже в течение одной секунды концентрация ионов резко уменьшается. Например, для легких ионов с $\gamma = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при $n(t_0) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в течение первой секунды концентрация уменьшится примерно в 10^6 раз. Значит, шаг по времени в этом временном интервале должен быть значительно меньше 10^{-6} с , чтобы правильно оценить уменьшение ионов в процессе их рекомбинации. Таким образом, в области концентраций ионов при условии $n_i\gamma \gg 1$ численное решение уравнения переноса ионов методом расщепления на отдельные физические процессы (направленный перенос, диффузия, поглощение облачными каплями, рекомбинация) по времени связано с очевидными техническими трудностями.

Существенное упрощение в расчетах распространения ионов от линейного источника достигается следующим образом. Всякий реальный источник ионов, как естественный искровой (молниевый) разряд в облаках, так и искусственный — с горящим пироставом, который с достаточной точностью можно считать линейным, имеет определенное сечение радиусом R и существует конечное время τ .

Поставим в соответствие такому реальному цилиндрическому источнику радиусом R , действующему в течение времени τ , модельный источник с таким образованием ионов, чтобы выбранный уровень концентрации ионов n_0 сохранялся до расстояния $r_{\max} = R$ в течение времени $t_{\max} = \tau$. Уровень n_0 определяется коэффициентом рекомбинации $n_0 = 1/\gamma$. Тем самым исключаются высокие концентрации ионов в области, где отсутствует источник ионизации.

Изложим последовательность расчета. Исходим из формулы для распределения концентрации ионов от мгновенного линейного источника бесконечной длины с числом ионов N_1 на единицу его длины в системе координат, движущейся с постоянной скоростью воздушного потока:

$$n_1(r, t) = \frac{N_1}{4\pi K t} \exp\left\{-\frac{r^2}{4Kt}\right\}, \quad (12)$$

где r — расстояние от источника, t — момент времени.

Используя выражение (12), выразим изменение расстояния до фиксированного уровня концентрации $r(n_0)$. Далее запишем выражение для $dr(n_0)/dt$ и найдем максимальное время удаления выделенного уровня концентрации ионов $t_{\max}(n_0)$ от источника [2]:

$$t_{\max} = \frac{N_1}{n_0} \frac{1}{4\pi \cdot 2,72 K (r_{\max})}. \quad (13)$$

Подставляя t_{\max} в выражение (12), получаем наибольшее расстояние, на которое удаляется уровень n_0 :

$$r_{\max}(n_0) = 0,342 (N_1/n_0)^{1/2}. \quad (14)$$

Поскольку распространение примеси (ионов) определяется градиентом ее концентрации, то при постоянном поддержании на расстоянии R уровня концентрации n_0 значения концентраций в более удаленных областях будут выше, чем в случае, если на расстоянии R концентрация поддерживается на этом уровне только в некотором временном интервале. Следовательно, расчеты распределения концентрации ионов от мгновенного линейного источника следует рассматривать как оценку снизу по отношению к концентрации от реального протяженного источника.

Правда, нужно принять во внимание рекомбинацию ионов, что не учитывается в формуле для распределения концентрации (12). Это обстоятельство приближает оценку снизу к истинному значению.

Для распределения повышения температуры $\Delta T = T - T_0$ по отношению к температуре облачной среды T_0 в формуле (12) вместо N_1 нужно записать количество тепла, выделившееся в воздушной среде в объеме цилиндра единичной высоты с площадью основания πR^2 . Тогда

$$t_{\max}(\Delta T) = \frac{T_{\max} - T_0}{T - T_0} \frac{\pi R^2}{4\pi \cdot 2,72 K (r_{\max})}, \quad (15)$$

$$r_{\max}(\Delta T) = 0,342 \left(\frac{T_{\max} - T_0}{T - T_0} \right)^{1/2} (\pi R^2)^{1/2}. \quad (16)$$

Заряжение капель происходит на расстоянии всего несколько метров от источника ионов. Поэтому нет оснований считать коэффициент турбулентной диффузии таким, который приписывается всему облаку, т. е. порядка $100 \text{ м}^2/\text{с}$.

Воспользуемся для коэффициента диффузии выражением

$$K(t) = 0,2 l^{4/3}, \quad (17)$$

где l — линейные размеры области (см), в которой рассматривается процесс диффузии. При расчетах концентрации ионов на расстоянии r от источника естественно брать среднее по пространственной области размера $2r$ значение \bar{K} , равное $0,11 \cdot r^{4,3} \text{ см}^2/\text{с}$.

Таблица 1

Значения r_{max} и t_{max} для различных уровней концентрации ионов n_0 и отклонения температуры ΔT в случае цилиндрического источника ионов радиусом $R = 5$ см

$N_1 \text{ см}^{-1}$	$n_0 \text{ см}^{-3}$	$r_{\text{max}} \text{ см}$	$t_{\text{max}} \text{ с}$
$21,4 \cdot 10^7$	10^5	16	14
	10^4	50	31
$21,4 \cdot 10$	10^7	16	14
	10^6	50	31
	10^5	158	67
	10^4	500	144
$T_{\text{max}} \text{ К}$	$\Delta T \text{ К}$	$r_{\text{max}} \text{ см}$	$t_{\text{max}} \text{ с}$
$4,5 \cdot 10^3$	100	20	17
	10	64	37
	1	203	79
$3,5 \cdot 10^3$	100	18	16
	10	57	34
	1	179	72
$2 \cdot 10^3$	100	13	13
	10	43	28
	1	135	60

В табл. 1 приводятся рассчитанные значения r_{max} и t_{max} для различных уровней концентраций ионов и отклонения температуры для цилиндрического источника ионов радиусом 5 см. По формуле (14) находим r_{max} , обеспечивающие до $r_{\text{max}} = R = 5$ см уровень концентрации ионов $n_0 = 10^6$ и 10^8 ионов в 1 см^3 .

Из табл. 1 видно, что при температуре в линейном источнике ионов выше $2 \cdot 10^3 \text{ К}$ и коэффициенте рекомбинации $\sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ (легкие ионы) уровень их концентрации $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$ удален от источника, где температура повышается на 10 К. Таким образом, в электрически нейтральной облачной среде линейные источники радиусом в несколько сантиметров, действующие в течение десятков секунд, создают концентрации легких ионов, в несколько десятков раз превышающие их фоновые значения в облачной среде, на расстоянии от источника всего в 50 см. С уменьшением коэффициента рекомбинации для средних и тяжелых ионов в случае той же интенсивности источников соответственно увеличивается область по-

вышенной концентрации ионов. Для $\gamma = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ эта область увеличивается на порядок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клинго В. В. Кристаллизация облачных капель под влиянием адсорбированных ионов // См. настоящий сборник.
2. Клинго В. В., Кудашкин Г. Д. К определению закономерностей распространения частиц льдообразующего реагента в облаках на основе диффузионной модели Сеттона // Труды ГГО. — 1979. — Вып. 405. — с. 41-50.
3. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 82 с.
4. Морозов В. Н. Диффузионное заряджение облачных частиц в ионизованной среде при наличии коагуляции // Труды ГГО. — 1984. — Вып. 474. — С. 67-75.
5. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. — Л.— М.: ГИТТЛ, 1949. — 155 с.

ОЦЕНКА ЧИСЛА ЧАСТИЦ РЕАГЕНТА, ЗАХВАЧЕННЫХ КОНВЕКТИВНЫМ ОБЛАКОМ ПРИ АКТИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

В. В. Клинго, Б. Ш. Файзуллин

При анализе возможных экологических последствий воздействия на конвективные облака с целью вызывания осадков можно руководствоваться следующими представлениями о загрязнении среды льдообразующим реагентом. Простейшее из них состоит в том, что сам факт попадания реагента в атмосферу означает загрязнение среды и нет необходимости в каких-либо количественных оценках степени загрязнения. Попавший в атмосферу реагент в конце концов осядет на земную поверхность в тех или иных концентрациях.

Очевидно, что большую экологическую опасность представляет концентрированное попадание реагента на поверхность земли вместе с осадками. Для расчета количества выпавших с осадками частиц реагента требуется проследить за их перемещением, начиная с момента введения реагента в облако.

Судьба всех частиц реагента зависит как от особенностей протекания облачных процессов, так и от льдообразующей активности реагента.

Сколько-нибудь полное описание судьбы реагента предполагает рассмотрение ряда процессов: распространение реагента в облаке с возможным выносом некоторой его части в окружающее облако пространство; выпадение частиц реагента в составе дождевых капель после образования на реагенте ледяных кристаллов; захват реагента мелкими облачными каплями, которые могут испариться, выйдя за пределы облака. Следует также учесть, что часть реагента, не взаимодействующая с облачной средой, после распада облака остается в атмосферном воздухе.

Коэффициент захвата дождевыми каплями мелких облачных капель или кристаллов с попавшими на них частицами реагента значительно больше, чем для отдельных частиц реагента. Отсюда возникает необходимость в расчете числа частиц реагента, захваченных каплями и кристаллами.

Кроме того, важно найти не только общее число захваченных частиц реагента, но и выявить, в какой области капли поглотили эти частицы. Ясно, что чем больше реагента поглощено в нижней части облака, тем больше и их вымывание растущими по мере падения дождевыми каплями и тем сильнее загрязнение поверхности Земли.

В свою очередь, вымывание реагента в разных областях облака определяется пространственно-временным изменением концентрации частиц реагента.

Целью данной статьи является расчет числа захваченных частиц реагента на разных высотах модельного облака в зависимости от коэффициента вымывания при введении реагента в подоблачный слой с целью вызывания осадков. Число захваченных частиц реагента выступает как уровень потенциального загрязнения земной поверхности после выпадения осадков.

Временной интервал расчетов охватывает 10–15 мин с момента введения реагента до начала осадков. Это ограничение обусловлено возможностями разработанной модели конвективного облака [3].

Постановка задачи о захвате реагента

Изложим особенности постановки численно решаемой задачи о захвате реагента облачными каплями.

1. Одноячейковое конвективное облако рассматривается в стадии развития. Облаку ставится в соответствие осесимметричная динамическая система, наделенная определенными значениями параметров переноса и потери реагента.

2. Геометрические размеры модельного облака задаются следующим образом. Его мощность изменяется по некоторому временному закону $H(t)$, достигая максимального значения, равного 4 км; диаметр облака D равен мощности. Время достижения максимальной мощности составляет 30 мин.

3. Вертикальная средняя скорость воздушного потока в облаке задается в виде произведения трех функций от координат и времени [3]:

$$w(r, z, t) = w(t) f(z) g(r). \quad (1)$$

Максимальное значение вертикальной скорости достигается на высоте $\frac{2}{3} H(t)$; при $t = 15$ мин, $w_{\max} = 14$ м/с. Горизонтальная составляющая средней скорости потока находится из уравнения неразрывности.

4. Компоненты коэффициента турбулентной диффузии K_r, K_z в области облака рассчитываются на основании заданного поля средней скорости из замкнутой системы уравнений для коэффициента диффузии, а также масштаба турбулентности, турбулентной энергии и ее диссипации [3]. Вне облака коэффициент турбулентной диффузии считался равным $30 \text{ м}^2/\text{с}$.

5. Распространение реагента в облаке описывается обычным уравнением турбулентной диффузии в цилиндрической системе координат с учетом потерь реагента в процессе его распространения через заданный коэффициент вымывания.

6. Для льдообразующего реагента к части коэффициента вымывания, связанной с облачными каплями и кристаллами λ_1 , добавляется слагаемое, отражающее фактические потери реагента после образования на нем ледяных кристаллов λ_2 .

Запишем полное выражение для коэффициента вымывания

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2, \quad (2)$$

$$\lambda_1 = \int_0^{\infty} N_{\text{ст}}(v) [f_2(v) + f_3(v)] dv; \quad \lambda_2 = I(T) 4\pi a^2,$$

где $N_{\text{ст}}$ — число столкновений в единицу времени частиц реагента с каплями и кристаллами объемом v ; $f_2(v)$ и $f_3(v)$ — соответственно плотности функции распределения по объемам облачных капель и кристал-

лов; $I(T)$ — скорость нуклеации, отнесенная к единице площади частиц реагента, как функция температуры; a — радиус частиц реагента.

Полное число частиц реагента, захваченных облаком в объеме облачной среды за время τ , описывается выражением

$$Q = \int_0^{\tau} \int_W \lambda(r, z, t) q(r, z, t) dt dW, \quad (3)$$

где $q(r, z, t)$ — счетная концентрация частиц реагента.

По [4], в зависимости от особенностей развития конвективного облака и типа осадков для иодистого серебра $\lambda_1 = 10^{-7} - 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Обычно λ_1 считается большим в пределах $10^{-5} - 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Второе слагаемое в выражении (2) оценим, воспользовавшись полученными в [1] значениями для $I(T)$: $5 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = -10^\circ \text{C}$, $I \approx 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = -20^\circ \text{C}$. Тогда для типичного значения радиуса частиц реагента $a = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ имеем $\lambda_2 = 6,2 \cdot 10^{-5} \dots 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при $T = -10^\circ \text{C}$ и $\lambda_2 = 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ при $T = -20^\circ \text{C}$.

7. Реагент в форме мгновенного точечного источника с числом частиц $4 \cdot 10^{15}$ вводится в центральную часть основания облака на высоте 800 м в момент времени, соответствующий началу развития облака.

Выходными параметрами задачи являются пространственно-временное изменение счетной концентрации частиц реагента в отдельных узлах центрального сечения модельного облака и общее число поглощенных частиц в фиксированной области облака за определенное время.

Временной интервал расчетов совпадает с временем развития облака. Это обусловлено лишь трудностями задания временного изменения поля скорости воздушного потока после стадии роста облака, когда возникают нисходящие потоки.

Результаты расчетов

В качестве иллюстрации параметров переноса на рис. 1 показано расположение изолиний вертикальной и горизонтальной составляющих коэффициента турбулентной диффузии в центральном сечении растущего облака через 5, 10 и 15 мин с момента его развития. Контуром отмечены предельные размеры облака.

На рис. 2 представлены изолинии выделенного уровня концентрации частиц реагента 10^2 л^{-1} через 15 мин после введения $4 \cdot 10^{15}$ частиц в середину основания облака в зависимости от коэффициента вымывания. Приближение изолиний к оси в нижней части и их удаление от нее в верхней части облака отражает направление горизонтальной скорости воздушного потока в облаке. Как видно из этого рисунка, даже при изменении λ_1 на порядок положение указанных изолиний меняется очень мало. А значит, поглощение частиц реагента облачными каплями не оказывает заметного влияния на формирование концентрации реагента во всем облачном пространстве.

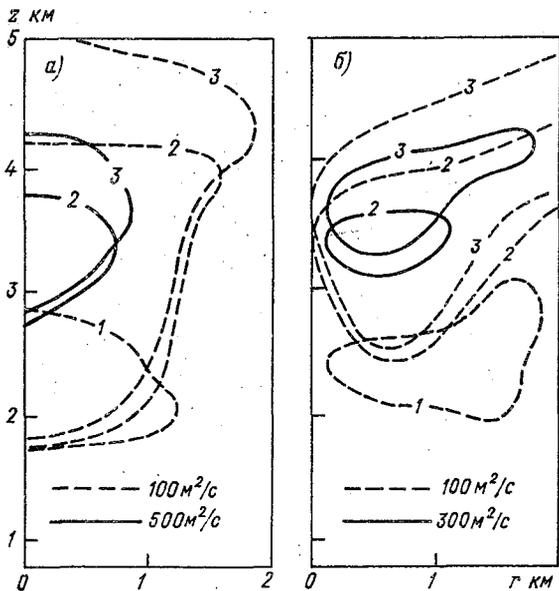


Рис.1. Изолинии вертикальной и горизонтальной компонент коэффициента турбулентной диффузии в центральном сечении растущего конвективного облака в моменты времени 5 мин (1), 10 мин (2) и 15 мин (3) с начала его развития.

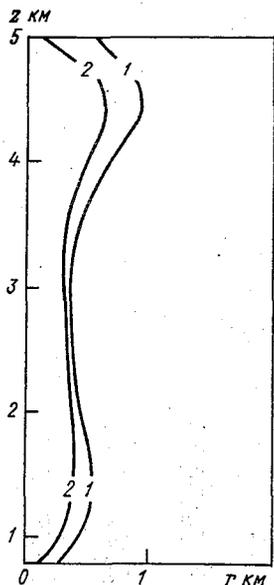


Рис.2. Изолинии концентрации частиц реагента 10^2 л^{-1} в центральном сечении облака в момент его максимального развития (15 мин от момента начала роста) в зависимости от коэффициента вымывания λ_1 .

1) $\lambda_1 = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, 2) $\lambda_2 = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Таблица 1 включает результаты расчета числа частиц реагента, захваченных в горизонтальных сечениях облака при различных значениях коэффициента вымывания λ_1 . Выделены значения продолжительности распространения реагента 5, 10 и 15 мин с момента введения $4 \cdot 10^{15}$ его частиц в нижнее основание облака, начавшего свое развитие. Модельное задание λ_1 как функции пространства и времени соответствует линейному убыванию λ_1 от оси облака к периферии от 10^{-3} до 10^{-5} с^{-1} и возрастанию со временем по мере 15-минутного роста облака от 10^{-5} до 10^{-3} с^{-1} .

Таблица 1

Число захваченных частиц реагента в горизонтальных сечениях развивающегося облака в зависимости от значений коэффициента вымывания λ_1 за 5, 10 и 15 мин распространения реагента в облаке после введения в середину его основания $4 \cdot 10^{15}$ частиц в начальный момент развития облака

Высота над основанием облака, м	$\lambda_1 \text{ с}^{-1}$				
	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	$\lambda_1(r)$	$\lambda_1(t)$
	5 мин				
600	$3,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
3200	$7,1 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^7$	$5,4 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^8$
2800	$1,5 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$8,0 \cdot 10^{10}$
2400	$2,5 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$
2000	$7,9 \cdot 10^{10}$	$7,7 \cdot 10^{12}$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{12}$
1600	$3,2 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{13}$
1200	$1,5 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$6,3 \cdot 10^{13}$
800	$5,8 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{13}$	$5,3 \cdot 10^{14}$	$5,4 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{14}$
	10 мин				
4000	$2,4 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{12}$
3600	$1,1 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$7,6 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{12}$
3200	$1,9 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{13}$
2800	$2,8 \cdot 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$
2400	$4,4 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{13}$	$3,2 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{13}$
2000	$7,6 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	$4,9 \cdot 10^{13}$	$5,8 \cdot 10^{13}$	$4,7 \cdot 10^{13}$
1600	$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{14}$	$9,3 \cdot 10^{13}$
1200	$3,4 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$2,8 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
800	$6,7 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^{13}$	$5,9 \cdot 10^{14}$	$6,1 \cdot 10^{14}$	$2,0 \cdot 10^{14}$
	15 мин				
4000	$5,5 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{13}$	$3,4 \cdot 10^{13}$
3600	$6,1 \cdot 10^{11}$	$5,7 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$
3200	$7,4 \cdot 10^{11}$	$6,9 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	$4,8 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{13}$
2800	$9,1 \cdot 10^{11}$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{13}$	$6,1 \cdot 10^{13}$	$5,7 \cdot 10^{13}$
2400	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^{13}$	$8,0 \cdot 10^{13}$	$7,3 \cdot 10^{13}$
2000	$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$9,1 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{14}$	$1,1 \cdot 10^{14}$
1600	$2,5 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
1200	$4,1 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$3,3 \cdot 10^{14}$	$2,3 \cdot 10^{14}$
800	$6,9 \cdot 10^{12}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{14}$	$6,2 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{14}$

Формирование распределения концентрации реагента в облачной среде перед началом осадков обусловлено двумя причинами: все большим захватом реагента в верхней части облака по мере его распространения;

подъемом реагента в облачных каплях, которые его захватили. Чем большее количество реагента окажется в объеме облака ниже пороговой температуры льдообразующей активности реагента, тем сильнее и возможное загрязнение поверхности Земли после выпадения осадков.

Таким образом, при введении реагента непосредственно в область его льдообразующей активности число его частиц, выпавших с осадками, будет определяться концентрацией реагента и коэффициентом вымывания λ_2 из формулы (2). Если же реагент вводится в подоблачный слой, то к этому количеству нужно добавить и часть реагента, зазахваченную каплями, находящимися ниже области льдообразования.

Число захваченных частиц реагента, приводимое в табл. 1, следует рассматривать как оценку сверху дополнительного загрязнения при активных воздействиях с целью вызывания осадков путем введения реагента в подоблачный слой.

Из табл. 1 ясно, что даже в течение 15 мин распространения реагента (до появления осадков) при значении $\lambda_1 = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, которое является заведомо завышенным для стадии развития конвективного облака, общее число захваченных частиц реагента почти на порядок меньше числа введенных.

С точки зрения воздействий на облако такое слабое их вымывание позволяет пренебречь потерей реагента в процессе его распространения в облаке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клинго В. В. К вопросу об интенсивности льдообразования на частицах иодистого серебра по данным экспериментов в лабораторных условиях. — Труды ГГО, 1988, вып. 517, с. 34—42.

2. Клинго В. В., Кудашкин Г. Д., Файзуллин Б. Ш. Расчет числа столкновений частиц реагента с облачными каплями для оценки действия механизма контактной нуклеации. — Труды ГГО, 1981, вып. 439, с. 39—48.

3. Клинго В. В., Файзуллин Б. Ш. Численное моделирование пространственно-временного изменения турбулентных характеристик в конвективных облаках. — Труды ГГО, 1988, вып. 517, с. 43—54.

4. Бурцев И. И., Воробьева Т. И., Черняк М. М. Внутриоблачная диффузия и вымывание иодистого серебра при проведении противорадовых работ. — Международная конференция по борьбе с градом. София, 1982. — С. 104.

МАЛОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ОБЛАЧНЫХ (КОНДЕНСАЦИОННЫХ) СЛЕДОВ

О. С. Богомолов, В. Н. Подгайский

В последние годы интерес к изучению механизма образования и эволюции облачных (конденсационных) следов вновь возрастает не только в связи с быстрым развитием высотной авиации и обнаружением аналогичных облачных полос за кораблями, но и в связи с анализом возможностей искусственного создания полей перистообразных облаков [1 — 3]. Регулирующее влияние этих облаков на радиационный баланс системы Земля—атмосфера может быть использовано для экономии топлива на поддержание комфортных температурных условий в городах и агломерациях, а также для борьбы с такими опасными явлениями погоды, как сильная жара, заморозки, радиационные туманы, грозы и град. Прямые экспериментальные исследования вопросов создания кристаллических облаков дорогостоящи и сопряжены с трудностями и ограничениями. Поэтому большое значение приобретает накопление и использование результатов инструментальных наблюдений за устойчивыми облачными следами.

Эффективность искусственного создания полей перистых облаков определяется поперечными размерами облачных полос и временем их жизни. В данной работе предлагается простая аналитическая модель диффузионного расширения облачной полосы с учетом выпадения осадков в зависимости от исходной концентрации льдообразующих частиц и ориентировочные значения ее параметров для устойчивых конденсационных следов (УКС). После уточнения параметров модели по инструментальным данным об УКС модель может быть использована для получения прогностических оценок в целях технико-экономического обоснования и разработки оптимальной технологии искусственного создания перистых облаков.

Облачный след, образующийся за самолетом, можно считать бесконечным линейным источником примеси с постоянным числом частиц $Q(\text{м}^{-1})$ на единицу пути. В подвижной системе координат (ось y направлена по оси следа и смещается вместе с ним по потоку, ось x перпендикулярна оси следа и параллельна земной поверхности, ось z направлена по вертикали) изменение концентрации частиц в радиальном сечении следа описывается дифференциальным уравнением [2]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (1)$$

аналитическое решение которого имеет вид

$$n(x, z, t) = \frac{Q}{2\pi\sigma_x\sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (2)$$

где $n(x, z, t)$ — концентрация частиц в текущий момент времени на удалении x по горизонтали и z по вертикали от оси следа; K_x, K_y —

коэффициенты турбулентности; σ_x, σ_z — среднеквадратические отклонения нормального распределения концентрации частиц по осям x и z (характерные горизонтальный и вертикальный масштабы облачного следа). Нормальный закон распределения частиц, а следовательно, и применимость выражения (2) для описания эволюции облачных полос за самолетами подтверждены уникальными измерениями концентрации кристаллов в устойчивых конденсационных следах (УКС), выполненных Р. Г. Кнолленбергом [4]. Более обширный экспериментальный материал по данному вопросу может быть получен с помощью денситометрического анализа аэрокосмических снимков УКС.

Видимые границы облачного следа связаны с некоторым пороговым значением оптической плотности или альбедо, которое в конечном счете определяется критическим значением вертикального содержания достаточно крупных частиц N_k . Интегрируя уравнение (2) по вертикали, получим выражение для изменения во времени вертикального содержания частиц в следе:

$$N = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-x^2/2\sigma^2), \quad (3)$$

где для упрощения дальнейшей индексации введены обозначения $N = N(x, t)$ и $\sigma = \sigma_x$. Логарифмируя выражение (3) при $N = N_k$, получим выражение, описывающее изменение ширины следа во времени:

$$d = 2\sigma\sqrt{2\ln(N_0/N_k)}, \quad (4)$$

где

$$N_0 = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (5)$$

есть вертикальное содержание частиц в середине облачной полосы (ОП), соответствующее максимуму его нормального распределения (2). При известной зависимости $\sigma(t)$ и заданном значении N_k с помощью выражения (4) легко рассчитать временной ход диффузионного расширения ОП по горизонтали $d(t)$.

Наибольший интерес представляют собой оценки максимальной ширины d_{\max} , которой может достигнуть ОП при заданной интенсивности выброса Q , а также времени расширения t_{\max} и существования t_c следа. При выводе формул для оценки этих характерных параметров эволюции ОП воспользуемся подходом, развитым в [5].

С помощью непосредственных расчетов по формуле (4) нетрудно убедиться в том, что при непрерывном (например, линейном) увеличении $\sigma(t)$ ОП расширяется до некоторого момента времени t_{\max} , после чего границы ОП начинают двигаться в обратном направлении и при $N_0 = N_k$ в момент времени t_c след "исчезает". Следовательно, в момент

$t = t_{\max}$ скорость расширения ОП c равна нулю. Дифференцируя (4) по времени, получаем:

$$c = 2 \dot{\sigma} \left(p - \frac{1}{p} \right) = \dot{\sigma} \left(\frac{d}{\sigma} - 4 \frac{\sigma}{d} \right), \quad (6)$$

где

$$p = \sqrt{2 \ln \frac{Q}{\sqrt{2\pi} N_k \sigma}} \quad (7)$$

$\dot{\sigma}$ — скорость изменения σ . Приравнявая скорость расширения следа c к нулю и учитывая, что $\dot{\sigma} > 0$ (дисперсия частиц непрерывно возрастает под действием турбулентных вихрей), из выражения (6) получаем:

$$p^2 = 2 \ln \frac{Q}{\sqrt{2\pi} N_k \sigma} = 1, \quad (8)$$

откуда следует, что в момент достижения ОП максимальной ширины поперечный горизонтальный масштаб определяется выражением

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2\pi e}} \frac{Q}{N_k} = 0,242 \frac{Q}{N_k}, \quad (9)$$

где e — основание натуральных логарифмов. Подставляя формулу (9) в (4), с учетом выражений (5) и (8) окончательно находим

$$d_{\max} = 2 \sigma_{\max} = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \frac{Q}{N_k} \approx 0,484 \frac{Q}{N_k}. \quad (10)$$

Соотношение (10) показывает, что максимальная ширина ОП, образующейся за самолетом, прямо пропорциональна числу льдообразующих частиц Q , выбрасываемых на метр пути. Оно может быть использовано для прогноза d_{\max} при известном Q или для оценки числа капель, образующихся в результате конденсации водяного пара в начальный момент образования УКС. Формула (10) может найти применение при обосновании требований к производительности самолетного генератора кристаллообразующих реагентов для искусственного создания кристаллических облаков. Наконец, она позволяет использовать наземные или аэрокосмические наблюдения за УКС для оценки возможностей создания кристаллических облаков с помощью засева малооблачных слоев верхней тропосферы.

С целью получения приближенных соотношений для оценки времени существования следа, времени и средней скорости его расширения, воспользуемся уравнением турбулентной диффузии, которому соответствует решение (3):

$$\frac{dN}{dt} = K \frac{d^2 N}{dx^2}. \quad (11)$$

Подставляя в него соответствующие производные от нормального распределения (3), получим дифференциальное уравнение, связывающее дисперсию примеси с коэффициентом турбулентности:

$$\frac{d}{dt} \sigma^2 = 2K. \quad (12)$$

В работах [6, 7] показано, что уравнение турбулентной диффузии удовлетворительно описывает экспериментальные данные об эволюции газового шлейфа за самолетом, если принять, что коэффициент турбулентности увеличивается с ростом размеров облака по "закону 4/3":

$$K = b \varepsilon^{1/3} \sigma^{4/3}, \quad (13)$$

где b — коэффициент пропорциональности, ε — скорость каскадного переноса кинетической энергии по спектру турбулентных вихрей.

В результате интегрирования уравнения (12) с учетом выражения (13) получим:

$$\sigma^{2/3} = \sigma_0 + \frac{2}{3} b \varepsilon^{1/3} (t - t_0), \quad (14)$$

где σ_0 — начальный поперечный масштаб ОП в момент времени, когда заканчивается перемешивание в спутном следе, обусловленное вихреобразованием на концах крыльев самолета, и основным фактором расширения ОП становится атмосферная турбулентность.

Из выражения (14) следует явная зависимость σ от времени:

$$\sigma = a (t - t'_0)^{3/2}, \quad (15)$$

где

$$a = \left(\frac{2}{3} b\right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon}, \quad t'_0 = t_0 - \frac{3}{2} \frac{\sigma_0^{2/3}}{b \varepsilon^{1/3}}. \quad (16)$$

При наличии экспериментальных данных величины b и ε можно использовать в качестве параметров подгонки. Используя характерные значения этих параметров, приведенные в [7], нам удалось получить более простую аппроксимационную формулу:

$$\sigma = 0,544 \sqrt{\varepsilon} t^{3/2} \quad (17)$$

при значениях $b = 1$, $\sigma_0 = 172$ м, $t_0 = 1000$ с.

Подставляя формулу (17) в выражение (9), находим:

$$t_{\max} = 0,58 \left(\frac{Q}{\sqrt{\varepsilon} N_K} \right)^{2/3}, \quad (18)$$

откуда получаем среднюю скорость расширения ОП:

$$\bar{c} = \frac{d_{\max}}{t_{\max}} = 0,83 \left(\frac{Q \varepsilon}{N_k} \right)^{1/3}. \quad (19)$$

Из выражения (4) видно, что в момент "исчезновения" следа t_c в фазе "сжатия" $d = 0$ при $N_0 = N_k$, так как $\sigma(t) > 0$. Поэтому, согласно выражению (5), в этот момент

$$\sigma_c = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} N_k} = 0,4 \frac{Q}{N_k}, \quad (20)$$

откуда для времени существования ОП получаем выражение

$$t_c = 0,81 \left(\frac{Q}{\sqrt{\varepsilon} N_k} \right)^{2/3} \approx 1,4 t_{\max}. \quad (21)$$

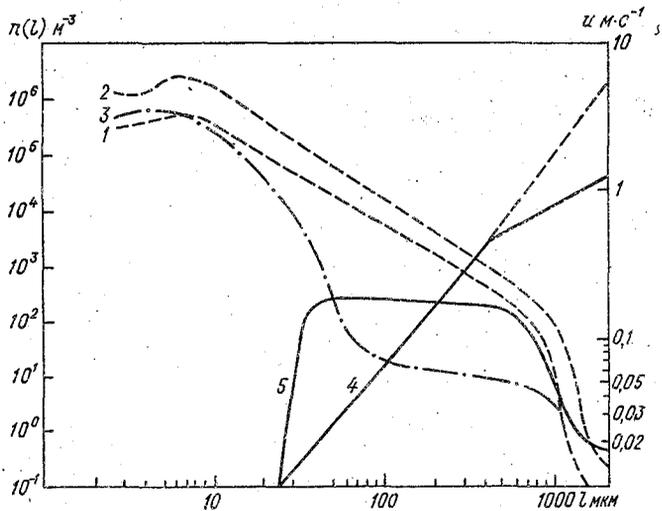


Рис. 1. Распределение концентрации кристаллов по размерам (1, 2, 3), расчетный спектр осадков (5) и скорости падения кристаллов различной длины (4) в перистых облаках.

В процессе диффузионного расширения ОП происходит непрерывный рост кристаллов за счет водяного пара, поступающего в результате горизонтального и вертикального турбулентного обмена с окружающим воздухом, пересыщенным относительно льда. Наиболее крупные кристаллы, скорость оседания которых велика, выпадают с нижней границы ОП в осадки. Поэтому в полученные оценочные соотношения (4), (10), (18), (19), (21) необходимо ввести соответствующие поправки, учитывающие

влияние выпадения частиц на эволюцию видимых горизонтальных границ ОП. Прямые измерения осадков из УКС и перистых облаков в литературе не представлены, но известно, что микрофизические характеристики этих облачных образований близки друг к другу [4], так как за их формирование ответственны одни и те же физические механизмы.

В последние годы с помощью усовершенствованной аппаратуры получены массовые экспериментальные данные о концентрации и форме кристаллов, а также о распределении их концентрации $n(l)$ по размерам для различных по форме и оптической плотности перистых облаков [8 - 11]. В результате обработки данных нескольких сотен осредненных по километровым участкам проб кристаллов в перисто-слоистых облаках нами получен типовой спектр распределения кристаллов в оптически плотных облаках. На рис. 1 ему соответствует сглаживающая кривая 1. Здесь в логарифмическом масштабе по оси абсцисс отложена длина кристалла l , а по оси ординат — число кристаллов равной длины в 1 м^3 облака. Кривая 2 соответствует максимальным значениями $n(l)$ из всей выборки спектров. Для сравнения приведен осредненный по 10 случаям спектр очень тонких прозрачных перистых облаков (кривая 3). Весь спектр можно условно разбить на три характерных диапазона (1 — 27, 47 — 311 и более 320 мкм). Обращает внимание сравнительно высокая концентрация мелких кристаллов ($l < 10 \dots 15 \text{ мкм}$), примерно пропорциональный l^{-2} спад в зоне средних размеров частиц и резкое падение концентрации крупных кристаллов.

Детальный анализ сведений о скорости падения кристаллов, приведенных в фундаментальных монографиях [9, 10], многочисленные расчеты и сопоставления различных данных показали, что наиболее надежными являются формулы Дэвиса [10], который обобщил все экспериментальные и теоретические результаты, полученные до 1974 г. Для столбчатых кристаллов, наиболее типичной формы частиц для перистых облаков и УКС, обобщенная формула Дэвиса имеет вид

$$u = a l^b, \quad (22)$$

где $a = 184 \cdot 10^{-6}$, $b = 1,415$ при $l/d \leq 2$, $Re < 0,1$;
 $a = 141 \cdot 10^{-6}$, $b = 1,309$ при $l/d > 2$, $Re \leq 0,1$;
 $a = 178 \cdot 10^{-6}$, $b = 1,309$ при $l/d > 2$, $0,1 < Re \leq 4$;
 $a = 205 \cdot 10^{-6}$, $b = 1,309$ при $l/d > 2$, $4 < Re \leq 20$;
 $a = 226 \cdot 10^{-6}$, $b = 1,309$ при $l/d > 2$, $20 < Re \leq 400$;

Re — число Рейнольдса:

$$Re = u \cdot d / \nu; \quad (23)$$

d и l — ширина и длина кристалла (мкм) соответственно, u — скорость падения (м/с), ν — кинематическая вязкость воздуха.

В коэффициенты a нами были внесены необходимые поправки на увеличение скорости падения за счет изменения плотности ρ и динамической вязкости воздуха $\eta = \rho \nu$ по формуле

$$u = u_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1-\alpha} \left(\frac{\eta_0}{\eta} \right)^{2\alpha-1} \quad (24)$$

где u_0 — скорость падения кристалла при $p_0 = 1000$ гПа, $t_0 = -15^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 1,35 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $\eta_0 = 164 \cdot 10^{-5} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $p = 250$ гПа, $\eta = 1,424 \cdot 10^{-5} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\rho = 0,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ — условия на высоте 10 км (где наблюдается УКС и перистые облака, $\alpha = 1; 0,9; 0,75; 0,65$ — для указанных выше диапазонов изменения числа Рейнольдса соответственно).

Результаты расчетов u по теоретическим формулам аэродинамического падения цилиндра с эмпирически определенным коэффициентом сопротивления, а также результаты экспериментов с моделями кристаллов и натурные измерения Ланглебена и других авторов [9, 10] отличаются от рассчитанных по формуле (22) для $l < 300$ мкм не более, чем на $2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, что свидетельствует об удивительно скрупулезном обобщении, проведенным Дэвисом. Результаты расчета u по формуле (22) представлены на рис. 1 (кривая 4). Из рисунка видно, что формула Дэвиса существенно завышает значения u для кристаллов с $l > 400$ мкм по сравнению с общепринятой для крупных столбиков и пластинок формулой М. П. Ланглебена (верхняя часть ломаной на рис. 1):

$$u = 0,115 l^{0,3} \quad (25)$$

Однако это обстоятельство не играет существенной роли, так как часть кристаллов с $l > 400$ мкм не превышает 100 м^{-3} .

Из рис. 1 следует, что кристаллы длиной менее 30 мкм “парят” в восходящем потоке со скоростью $w \approx 1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, а скорости падения основной массы оседающих кристаллов не превышают $30 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Средневзвешенная скорость \bar{u} падения частиц составляет всего $0,1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ($\bar{l} \approx 150$ мкм). Столь же малые скорости оседания с учетом турбулентных движений, скорость которых имеет порядок метров в секунду, указывают, что для параметризации микрофизических эффектов вполне достаточно ограничиться постоянными во времени средними значениями величин N_k и N_{oc} .

Результаты расчета спектра осадков представлены на рис. 1 (кривая 5). Видно, что спектр осадков более пологий, чем спектр облачных частиц в диапазоне $l = 30 \dots 500$ мкм. Поэтому для оценки числа кристаллов N_{oc} ($\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), выпадающих ежесекундно с 1 м^2 нижней границы облака, можно использовать произведение общего числа частиц в этом диапазоне $n_{oc} = 5 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$ на средневзвешенную скорость $\bar{u} = 0,1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Суммируя спектр осадков:

$$N_{oc} = \int_{50}^{500} n(l) u(l) dl \approx n_{oc} \bar{u} \approx n(\bar{l}) \quad (26)$$

получаем значение $N_{oc} = 5 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, которое приблизительно равно числу облачных частиц среднего размера $\bar{l} = 100$ мкм. Изменение во времени общего содержания крупных кристаллов по измерениям в типичном УКС [4] приводит к оценке $N_{oc} \approx 10^4 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Поскольку вблизи видимых границ ОП вертикальное содержание кристаллов N_k , их концентрация и спектр остаются постоянными, интенсивность выпадения осадков N_{oc} также не должна зависеть от времени. Следовательно, исходное соотношение модели с учетом выпадения осадков примет вид

$$\frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-d/8\sigma^2) - N_{oc}t = N_k. \quad (27)$$

Таким образом, все полученные ранее формулы остаются верными, если в них заменить постоянную величину N_k на линейную функцию времени $(N_k + N_{oc}t)$. Основная рабочая формула модели (4), описывающая эволюцию видимых горизонтальных границ ОП во времени, усложняется незначительно:

$$d = 2\sigma\sqrt{2\ln\left[\frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma(N_k + N_{oc}t)}\right]}, \quad (28)$$

где σ оценивается с помощью формулы (17), а соотношение для экспресс-оценки (18) и (19) становятся рекуррентными. Даже при нулевом начальном приближении достаточная точность их решения ($\Delta t < 1$ мин) достигается после 4-6 итераций. Поскольку в соответствии с выражением (21) время существования следа в 1,4 раза превышает время его расширения, можно ограничиться применением формулы (18). Подставляя в выражение (10) вместо N_k величину $(N_k + N_{oc}t_{max})$, получаем оценку максимальной ширины ОП. Наконец, в результате деления d_{max} на t_{max} рассчитываем среднюю скорость расширения ОП. Столь простой алгоритм может быть реализован на простейших вычислительных средствах, например программируемом микрокалькуляторе.

Критическое значение вертикального содержания кристаллов можно оценить из формулы (27), задаваясь надежными экспериментальными данными об УКС. Современные транспортные самолеты выбрасывают на метр пути несколько граммов водяного пара [4]. С учетом того, что часть этого пара уходит на достижение насыщения над водой в зоне образования УКС, нетрудно подсчитать, что при среднем радиусе образующихся в следе замерзающих капелек размером 1-2 мкм [12], их число на 1 м пути составит $Q \approx 10^{11} \text{ м}^{-1}$. Поскольку типичная ширина "старого" УКС через 1 ч составляет 1-3 км [3], из выражения (27) с учетом (17) получаем, что $N_k \approx 10^7 \text{ м}^{-2}$. При этом размеры кристаллов, вырастающих за 1 ч из замерзших капель-зародышей, должны составлять не менее нескольких десятков микрон. Полученные оценки подтверждаются при анализе спектров кристаллов на рис. 1. Ввиду несовершенства измерительных каналов высокодисперсной фракции концентрация кристаллов размером менее 20-30 мкм в перисто-слоистых и тонких перистых облаках оказывается одинаковой, тогда как общее содержание достаточно крупных частиц ($l > 30 \text{ мкм}$) различается на 1-2 порядка. Поскольку тонкие перистые облака можно отнести к кристаллической дымке [11], используя значение

концентрации кристаллов с $l > 30$ мкм в перисто-слоистых облаках, равное $n \approx 5 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$, при типичной толщине УКС 500 м [4] получаем вновь, что $N_k \approx 2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-2}$.

С целью предварительной проверки полученных модельных соотношений в период с 1983 по 1988 г. в условиях малооблачной погоды нами были проведены однопунктные теодолитные наблюдения эволюции УКС на авиатрассах, проходящих в районе аэроузла Пулково. Ввиду значительных методических ошибок таких наблюдений (при малых углах места вследствие неточного знания толщины УКС ошибки определения их ширины достигают нескольких сотен метров) мы были вынуждены ограничиться оценкой временного хода среднего по сходным случаям значения ширины следа. Из полученных данных были отобраны 12 случаев, когда при времени существования около 1ч УКС находились в поле зрения прибора.

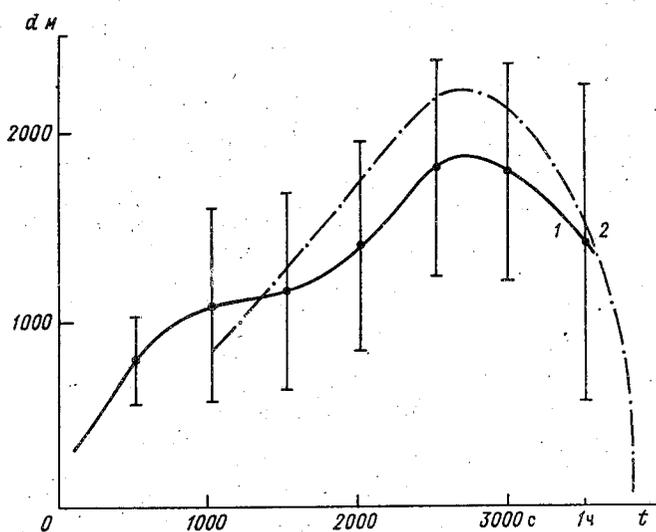


Рис.2. Диффузионное расширение устойчивых конденсационных следов по результатам теодолитных наблюдений (1) и расчетов по модели (2).

На рис. 2 представлена эволюция ширины УКС по результатам наблюдений с соответствующими доверительными интервалами и по результатам расчета по формуле (28) при следующих значениях параметров: $Q = 2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-1}$, $N_k = 2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-2}$, $\varepsilon = 10^{-4} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$, $N_{oc} = 10^4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Из рисунка видно, что модель с выбранными в первом приближении значениями ее параметров удовлетворительно описывает наблюдаемую эволюцию облачных следов. Экспресс-оценки по формулам (21), (18), (10) времени жизни УКС, возможной их ширины и средней скорости расширения хорошо согласуются с результатами наземных и аэрокосмических

наблюдений [1-4] при вариации приведенных выше значений параметров модели не более чем в 2-3 раза. Расчеты по описанному выше алгоритму показывают, что с учетом этих вариаций время жизни и максимальная ширина облачной полосы при увеличении Q на порядок по сравнению с УКС возрастает в 2-3 и в 4-5 раз соответственно. Даже эта ориентировочная, но осторожная оценка указывает на перспективность экспериментальных исследований возможности искусственного создания перистых облаков с помощью засева малооблачных слоев верхней тропосферы льдообразующими реагентами с самолета.

Уточнение параметров модели по измерениям распределения концентрации и спектров кристаллов в УКС с помощью современной аппаратуры [11] позволит получить более надежные прогностические оценки для технико-экономического обоснования и оптимизации методики искусственного создания кристаллических облаков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П., Базлова Т. А., Ефимова Л. К. Перистая облачность и ее влияние на атмосферные процессы. - Л.: Гидрометеиздат, 1989. - 120 с.
2. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. — Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 456 с.
3. Detwiler A., Pratt R. Clear-air seeding: opportunities and strategies. — J. Wea. Modif., 1984, v. 16, N 1, 46-60.
4. Knollenberg R. G. Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail. — J. Atm. Sci., 1972, v. 29, N 10, 1367—1374.
5. Клинго В. В., Кудашкин Г. Д. К определению закономерностей распространения частиц льдообразующего реагента в облаках на основе диффузионной модели Сеттона. — Труды ГГО, 1979, вып. 405, с. 41—50.
6. Conti R. J., et al. Atmospheric dispersion of aircraft exhaust. - AIAA Pap., 1973, N 100, 9p.
7. Determination de l'abondance de constituants minovitaires de la stratosphere par spectrometric d'absorption infrarouge. — Belgisch instituut voor ruimeaeronomie. Aeronomica acta, A-174, 1976.
8. Varley D. J., Cohen J. D., Barnes A. A. Cirrus particle distribution study. Part. I—VII. AFGL-TR-78-80, 1978-1980, 522 pp.
9. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака. Строение и физика образования. — Л.: Гидрометеиздат, 1983. — 280 с.
10. Pruppacher H. R., Klett J. D. Microphysics of clouds and precipitation. — Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1980, 714 pp.
11. Косарев А. Л. и др. Микроструктура перистых облаков. — В сб.: Вопросы физики облаков, 1986, с. 160—186.
12. Murcra W. B. On the possibility of weather modification by aircraft contrails. Mon. Wea. Rev., 1970, v. 98, N 10, 745—748.

ОЦЕНКА ВКЛАДА ТОПЛИВА В ОБРАЗОВАНИЕ ОБЛАЧНЫХ ПОЛОС ЗА МОРСКИМИ СУДАМИ

Г. И. Мазуров, П. М. Мушенко, Е. И. Бушуева

Наблюдения из космоса за состоянием подстилающей поверхности позволили установить факты возникновения облачных (конденсационных) следов за морскими судами (МС) [1, 2]. Они, как и дымовые шлейфы от труб промышленных предприятий, характеризуются повышенными яркостными свойствами по сравнению с естественными облаками и туманами [3]. Эти полосы изменяют термогигрометрические свойства приводного слоя воздуха, радиационный и тепловой балансы подстилающей поверхности примерно на 4 % [4], а кроме того, условия радиолокационного определения координат судов. Исследования физико-метеорологических условий образования таких следов позволит разработать теорию их искусственного создания.

Если теория образования облачных полос за летательными аппаратами (ЛА) хорошо разработана [5-7], то в вопросе об условиях образования облачных полос за МС нет достаточной ясности [2]. Однако при схожести ряда таких факторов, как аэросиноптическая обстановка и наличие задерживающего слоя в виде инверсии или изотермии, главное отличие в условиях их образования заключается прежде всего в том, что первые возникают только при низких отрицательных температурах [5], тогда как вторые — при положительных температурах [1, 2].

Выполненный нами анализ гидрометеорологических условий образования облачных полос за МС показал, что они наблюдались при температуре воздуха от 3 до 28°C, относительной влажности от 62 до 100% и температуре воды от 6 до 25°C [8]. Естественно, что они возникали бы и при отрицательных температурах, но суда при этом не могут выполнять рейсы.

Учитывая различие степени сгорания топлива в двигателях ЛА и МС, его физических свойств и температуры выхлопных газов, представляет практический интерес оценить вклад сжигаемого топлива в двигателях МС в образование облачных полос. Известно, что в образовании облачных полос за ЛА этот процесс является решающим [5].

Авторам работы [2] и нам не удалось определить тип судна, за которым образуются облачные следы. Поэтому произведем расчет вклада продуктов сжигаемого топлива в возникновение последних для различных типов судов, имеющих различные судовые энергетические установки (СЭУ). Необходимые для расчета характеристики (габариты надводной части корпуса, скорость хода, мощность СЭУ и удельный расход топлива) возьмем из работ [9-12].

Расход топлива G (кг) на 1 км пути судна определяем по формуле

$$G = k_1 k_2 \frac{q M}{1000 v}, \quad (1)$$

где q — удельный расход топлива (г/(кВт·ч)); M — номинальная мощность двигателя (кВт); v — скорость хода (км/ч); k_1 — коэффициент,

учитывающий возможное уменьшение КПД агрегатов в эксплуатационных условиях ($k_1 = 1,05$), k_2 — коэффициент эксплуатационного запаса ($k_2 = 1,15$).

Для определения количества водяных паров, образующихся при сгорании 1 кг топлива в СЭУ, воспользуемся методикой, предложенной в работе [9].

Объем водяного пара при коэффициенте избытка воздуха $\alpha > 1$ определяется следующим образом:

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = V^0_{\text{H}_2\text{O}} + 0,0161(\alpha - 1) V^0, \quad (2)$$

где $V^0_{\text{H}_2\text{O}}$ — теоретический объем водяного пара (м^3), V^0 — теоретически необходимое количество сухого воздуха (м^3).

Для V^0 и $V^0_{\text{H}_2\text{O}}$ используются выражения

$$V^0 = 0,0889 (C^p + 0,375 S^p) + 0,267 H^p + 0,0333 O^p, \quad (3)$$

$$V^0_{\text{H}_2\text{O}} = 0,111 H^p + 0,0124 W^p + 0,0161 V^0 + 1,24 W_{\text{ф}}, \quad (4)$$

где C^p , S^p , H^p , O^p , W^p — процентное содержание в топливе соответственно углерода, серы, водорода, кислорода, влаги; $W_{\text{ф}}$ — процентное содержание водяного пара, используемого для распыления топлива в форсунках.

Содержание этих составляющих в дизельном топливе и в мазуте различно. Составляющие слагаемых выражения (4) определяют объемы водяного пара, образующегося при сгорании водорода топлива, при испарении влаги топлива, от атмосферного воздуха, использованного при сжигании топлива, от влаги, вносимой при пиромеханическом распылении топлива.

Для дизельного топлива коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1,9 \text{ м}^3$, для мазута — $\alpha = 1,25 \text{ м}^3$.

Полученные значения G и $V^0_{\text{H}_2\text{O}}$ позволяют определить массу водяного пара $Q_{\text{г}}$ (кг), выбрасываемого вместе с выхлопными газами:

$$Q_{\text{г}} = G \rho V_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (5)$$

где G — расход топлива на 1 км пути (кг), ρ — условная плотность водяного пара при нормальных условиях ($\rho = 0,805 \text{ кг/м}^3$), $V^0_{\text{H}_2\text{O}}$ — объем водяного пара (м^3).

Результаты расчетов G и $Q_{\text{г}}$ представлены в табл. 1.

Полученные значения $Q_{\text{г}}$ определяют вклад продуктов сгорания топлива, используемого в главных двигателях судна. Помимо главных двигателей, в состав СЭУ входит ряд вспомогательных механизмов, для

работы которых также используется топливо. Поэтому реальные значения Q_r будут выше на 5-10 % [11].

Таблица 1

Расход топлива G на 1 км пути для некоторых типов судов и выделяемая при этом масса водяного пара Q_r , а также поперечные размеры $a_r(b+c)$ их надводной части

№ п/п	Тип судна	G кг/км	Q_r кг/км	$a_r(b+c)$ м
1	„Ленинский комсомол“	111	143	22 x 19
2	„Капитан Смирнов“	227	292	30 x 40
3	„София“	182	234	30 x 15
4	„Восток“	80	103	28 x 21
5	„Капитан Кушнаренок“	78	113	22 x 15
6	„Тинскери“	157	227	39 x 21

Наиболее трудным моментом и частично гипотетическим является выбор поперечных размеров аэродинамического спутного следа, на который распространяется водяной пар от продуктов сгорания. В работе [13] показано, что поперечные размеры (в горизонтальной и вертикальной плоскостях) аэродинамического следа мало зависят от скорости обтекания воздушного потока, а определяются, главным образом, поперечными размерами надводной части корпуса. Результаты аэродинамического моделирования движения судна [14] позволяют найти коэффициенты расширения аэродинамического следа в горизонтальной n_r и вертикальной n_v плоскости: $n_r = 1 \dots 2,4$; $n_v = 1 \dots 1,2$.

Рассчитаем объем 1 км аэродинамического следа V (м³):

$$V = n_r a_r n_v (v + c) 1000, \quad (6)$$

где a_r — ширина судна (м), v — высота борта над водой (м), c — высота палубной надстройки (м).

Расчеты объема аэродинамического следа производим для минимальных и максимальных значений коэффициентов расширения n_r и n_v для шести типов судов, указанных в табл. 1.

По размерам принятого аэродинамического следа производим расчет необходимого дополнительного увлажнения воздуха Δa для насыщения объема с указанным поперечным сечением и протяженностью 1 км при различной температуре и относительной влажности воздуха по формуле $\Delta a = 217 (d/T)$, где d — дефицит насыщения водяного пара (гПа).

Затем рассчитаем необходимое количество водяного пара (кг) для достижения насыщения аэродинамического следа Q_H , для названных шести типов судов по формуле $Q_H = \Delta a V$.

По результатам сравнения реального увлажнения атмосферы выхлопными газами Q_r за счет сжигания топлива в СЭУ и необходимого увлажнения Q_H для достижения насыщения 1 км аэродинамического следа с двумя возможными поперечными сечениями для шести типов судов при

различных значениях относительной влажности и положительных температурах построены шесть совмещенных графиков (рис. 1).

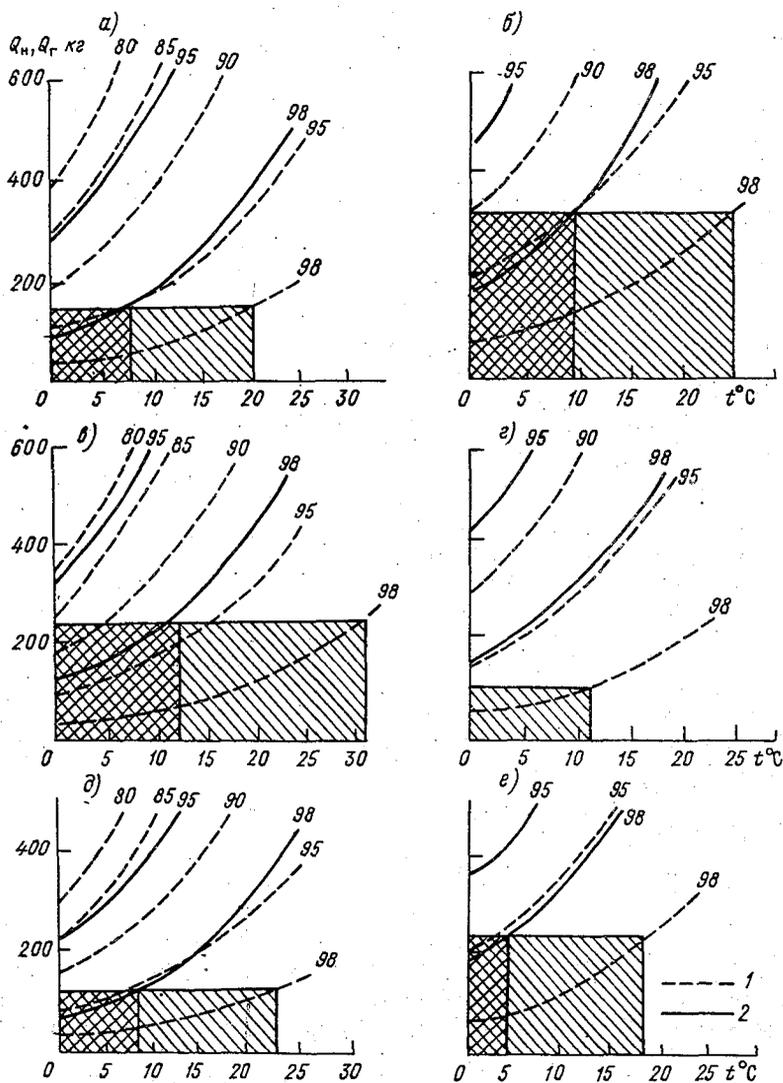


Рис. 1. Вклад сжигаемого топлива в СЭУ в дополнительное увлажнение аэродинамического спутного следа для шести типов судов при различной влажности и положительной температуре воздуха.
 а— „Ленинский комсомол“, б— „Капитан Смирнов“, в— „София“, г— „Восток“, д— „Капитан Кушнарченко“, е— „Тинскери“.

На рис. 1 заштрихована область положительных температур воздуха, при которых возможно достижение состояния насыщения. Густая штриховка соответствует наиболее вероятным их значениям. Из анализа рисунка следует, что вклад продуктов сгорания топлива может быть существенным при относительной влажности воздуха 98 % для всех типов судов.

Такой же категорический вывод можно сделать относительно отрицательных температур, а верхний предел положительных температур воздуха колеблется от 12°C для судов типа „Восток” (рис. 1 з) до 30°C для судов типа „София” (рис. 1 в) при минимально возможном поперечном сечении следа (штриховые линии). Однако при более реальных размерах аэродинамического следа ($n_r = 2,4$ и $n_b = 1,2$) верхний предел положительных температур воздуха колеблется от 7°C для судов типа „Ленинский комсомол” (рис. 1 а) до 13°C для судов типа „София” (рис. 1 в). Для судов типа „Восток” (рис. 1 з) облачный след невозможен при положительной температуре даже при влажности воздуха 98 %. Это согласуется с выводом работы [2] о том, что не за всеми МС возможны облачные полосы.

Таким образом, анализ графиков, представленных на рис. 1, показывает, что за счет сжигания топлива в СЭУ увлажнения достаточно для насыщения аэродинамического следа МС только при влажности более 98 % и при сравнительно невысоких положительных температурах, а также при любых отрицательных. Возникновение в действительности следов за МС при более низких значениях влажности этим не объяснить.

Кроме такого достаточно прямолинейного расчета дополнительного увлажнения аэродинамического следа МС за счет сжигания топлива, оценим роль изобарического смещения выхлопных газов и окружающего воздуха в образовании облачных следов за МС [6, 15]. Известно, что при таком смещении могут происходить два противоположно направленных процесса: увлажнение, приближающее смесь к состоянию насыщения, и ее нагревание, удаляющее ее от этого состояния. Определим граничные условия этих процессов. Согласно [6], влажность смеси газов можно определить по формулам

$$s(T) = \frac{(l s' - s'')(T - T'') + s''(T' - T'')}{(l - 1)(T - T'') + (T' - T'')}, \quad (7)$$

$$e(T) = \frac{(l e' - e'')(T - T'') + e''(T' - T'')}{(l - 1)(T - T'') + (T' - T'')}, \quad (8)$$

где $l = c_p''/c_p'$ — отношение теплоемкостей; e — парциальное давление водяного пара; s — его массовая доля. Температура и характеристики влажности со штрихами относятся к смешиваемым массам, а без них — к смеси.

При $l = 1$ формулы (7) и (8) упрощаются и принимают вид

$$s(T) = \frac{\Delta g}{\Delta T}(T - T'') + s'' \quad \text{и} \quad e(T) = \frac{\Delta g}{\Delta T}(T - T'') + e''.$$

Эти соотношения позволяют по известным начальным значениям характеристик смешивающихся газов определить влажность при любых температурах смеси газов T , варьирующих в пределах от T' до T'' .

При этом относительная влажность f описывается выражением $f = e(T) / E(T)$, где $E(T)$ — давление насыщенного водяного пара.

Если $\frac{\Delta e}{\Delta T} \geq \frac{\Delta E}{\Delta T}$, то следы образуются. Здесь величина левой части зависит от содержания водорода в топливе. Граница образования облачных следов представляет собой касательные к кривой зависимости давления насыщения от температуры [15]. Эти касательные и все секущие характеризуют процессы, при которых образуются облачные следы, а ниже касательной следы не образуются. Более высокие температуры образования облачных следов за МС [8] по сравнению со следами за самолетами [5, 15] объясняются тем, что на срезе ТРД температура газов превышает 1000°C , а на срезе выхлопной трубы МС она на порядок ниже. Поэтому для ТРД $\Delta s / \Delta T = 0,0336 \cdot 10^{-3} (\text{C}^\circ)^{-1}$, а для МС это отношение на порядок больше (см. кривую 2 на рис. 2). Кривая 2 построена при давлении $p = 1000 \text{ гПа}$, а при меньших значениях давления воздуха аналогичные кривые будут располагаться выше нее — до кривой 1, характеризующей зависимость $\Delta E / \Delta T$ от температуры и влажности воздуха.

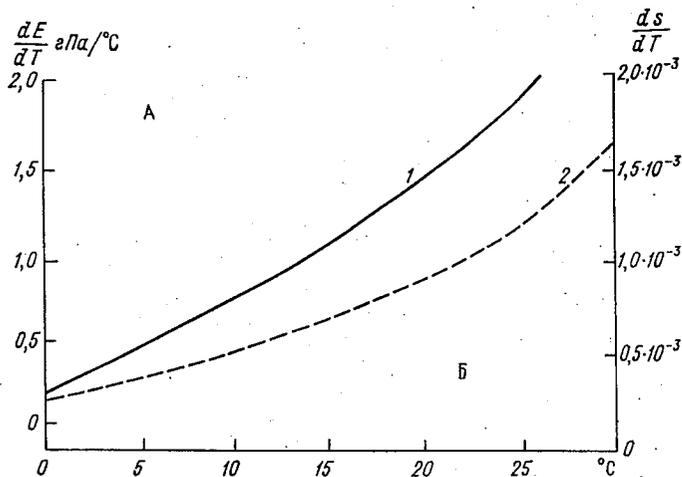


Рис. 2. Зависимость образования облачных следов за МС при изобарическом смещении выхлопных газов и воздуха от температуры и влажности последнего и свойств топлива.

Область А — полосы образуются, Б — отсутствуют; 1 — зависимость dE/dT от температуры, 2 — зависимость ds/dT от температуры.

Из анализа рис. 2 следует, что образование облачных следов за МС может наблюдаться и при температурах, более высоких чем 28°C [8], тем более в связи с планируемым переходом на топливо с большим содержанием водорода [16]. Впрыскивая воду в выхлопные газы или увеличивая каким-либо образом в них содержание водорода, который может окислиться, возможно создание искусственных облачных полос за МС. Наоборот, охлаждая и осушая выхлопные газы, можно уменьшить вероятность образования таких полос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Использование изображений со спутников в анализе и прогнозе погоды. - Техн. записка ВМО № 124. — Л.: Гидрометеоздат, 1974, 276 с.
2. Tactical Applications Department Naval Environmental Prediction Research Facility. — Monterey California, 1979, v. 2.
3. Twomey S., Call R., Lenthold M. Pollution and Cloud reflectance. — *Boundary—Layer Met.*, 1987, 41, № 1—4, p. 335—348.
4. Суда и корабли влияют на климат. — Морской сборник, 1988, № 11, с. 95.
5. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоздат, 1978, 167 с.
6. Мушенко П. М. Использование возможности рассеивания тумана с помощью турбореактивных двигателей. — Труды ЛГМИ, вып. 90, с. 96—107.
7. Мазуров Г. И., Нестерук В. Н. Физико-метеорологические условия образования облачных следов за вертолетами. — Труды Гидрометцентра, 1982, вып. 247, с. 66—78.
8. Мазуров Г. И. Влияние облачных полос за морскими судами и островами на полеты авиации над водной поверхностью. — Тезисы докладов 11 научно-технической конференции. — Воронеж, 1989, с. 36—37.
9. Судовые парогенераторы / Н. И. Пушкин, Д. И. Волков и др. — Л.: Судостроение, 1977, 630 с.
10. Родионов Н. Н. Современные танкеры. — Л.: Судостроение, 1980, 228 с.
11. Справочник судового механика. Ч. I, II/Под ред. П. Л. Грицадя. — М.: Транспорт, 1974, 897 с.
12. Голубев В. В. Проектирование энергетических установок морских судов. — Л.: Судостроение, 1980, 312 с.
13. Белоцерковский С. Н., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. — М.: Наука, 1978, 352 с.
14. Мазуров Г. И., Кузнецов Ю. М., Белогуб В. П. Исследование структуры воздушных потоков над кораблями. — Воронеж, 1983, с. 53—61.
15. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1984, 752 с.
16. Борисенков Е. П. Климат и деятельность человека. — М.: Наука, 1982, 133 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ, БЛАГОПРИЯТНЫХ ДЛЯ РАЗВИТИЯ ВНУТРИМАССОВОЙ ОБЛАЧНОЙ КОНВЕКЦИИ ПО ДАННЫМ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

А. Ф. Титов, А. П. Доронин, В. М. Михеев, О. С. Богомолов

Облачная конвекция является одним из главных факторов, определяющих погодные условия на значительных территориях. Несмотря на то, что проблеме конвекции посвящено значительное число фундаментальных работ, многие ее аспекты требуют проведения дальнейших исследований. В частности, большой научный и практический интерес представляет поиск путей аналитического описания процессов, обуславливающих зарождение и развитие конвективных облаков. Этому вопросу уделено основное внимание в данной статье.

Известно, что основными источниками питания конвективных облаков являются: скрытая теплота фазовых переходов воды; тепло нагретой подстилающей поверхности Земли; кинетическая энергия воздуха, вовлекаемого в развивающееся облако; энергия микромасштабных восходящих движений воздуха. Адекватный учет этих факторов сопряжен с большими трудностями, обусловленными недостаточной изученностью физических механизмов энергообмена. Поэтому при разработке способов диагноза и прогноза условий, благоприятных для развития облачной конвекции, приходится ограничиваться рассмотрением термогигрометрических параметров атмосферы, оказывающих наиболее сильное влияние на процессы зарождения и вертикального развития облачных образований.

Анализ аэросиноптического материала показал, что возникновению и развитию внутримассовой облачной конвекции способствуют:

- интенсивный прогрев подстилающей поверхности и прилегающих к ней слоев воздуха;
- неустойчивое состояние атмосферы выше уровня конвекции, особенно в слое 850 — 700 гПа;
- высокое удельное и относительное влагосодержание воздуха до высот 3 — 5 км;
- наличие барических образований, в области которых наблюдаются микромасштабные восходящие движения воздуха;
- заток холода выше 3 - 5 км; при сохранении температурного режима или слабой адвекции теплого влажного воздуха в нижележащих слоях.

В однородной воздушной массе конвективная облачность образуется тогда, когда интенсивность прогрева приземного слоя воздуха такова, что обеспечивает подъем термиком, зарождающихся вблизи подстилающей поверхности, до уровня конденсации. Это положение, впервые установленное Петерсеном, хорошо оправдывается на практике [1].

При наличии аэрологической диаграммы с данными радиозондирования за ночные или утренние часы (рис. 1) температура воздуха у поверхности Земли в момент появления первых конвективных облаков (T_k) может быть найдена путем подъема по изограмме, проходящей через точку с координатами (T_{d0}, p_0), до пересечения с кривой стратификации (T_1), а затем опускания по сухой адиабате до исходного уровня.

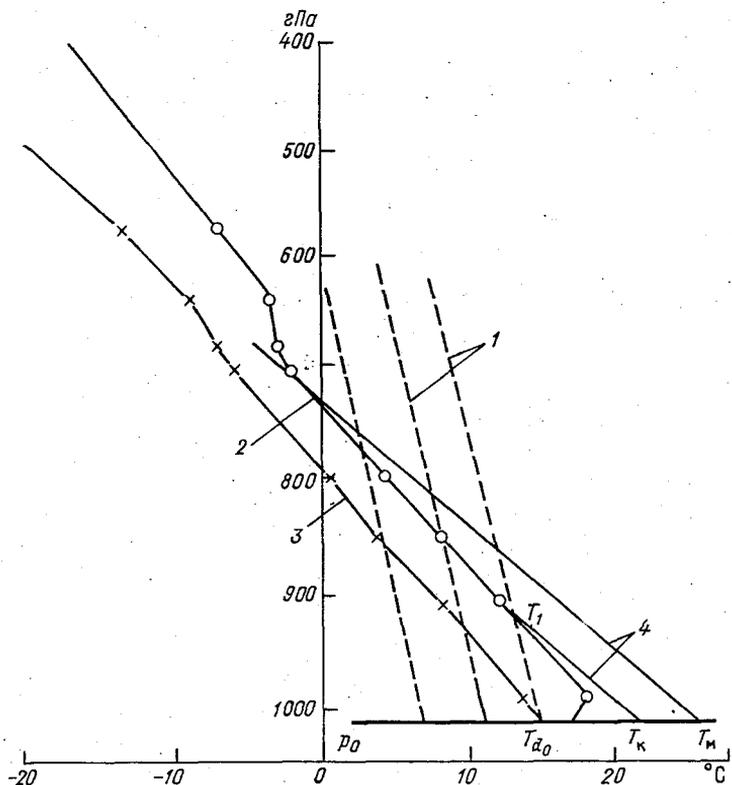


Рис.1. Схема определения параметров облачной конвекции: 1—изограммы, 2—кривая стратификации, 3—кривая точки росы, 4—сухие адиабаты.

Условия для образования конвективных облаков будут тем благоприятнее, чем больше разность между ожидаемым значением максимальной температуры воздуха у подстилающей поверхности (T_M) и величины T_K , которая, как видно из рисунка, кроме интенсивности прогрева, зависит еще от влагосодержания воздушной массы и вертикального градиента температуры в пограничном слое атмосферы. В случае инверсионного распределения влаги в приземном слое подъем по изограмме следует осуществлять от точки, соответствующей середине слоя инверсии.

Таким образом, для возникновения кучевых облаков необходимо выполнение условия

$$T_M - T_K \geq 0. \quad (1)$$

Ожидаемая максимальная температура воздуха может быть определена в соответствии с рекомендациями, данными в работе [1].

При образовании внутримассовой облачности среднее значение вертикального градиента температуры в слое от поверхности Земли до уровня конденсации, как правило, близко к значению сухоадиабатического градиента. Поэтому для определения T_k воспользуемся следующим соотношением:

$$T_k = T_1 + \gamma_a (H_k - H_0), \quad (2)$$

где T_1 — значение температуры воздуха на уровне конденсации в момент появления первых кучевых облаков; H_k — высота уровня конденсации в этот момент; H_0 — высота пункта зондирования над уровнем моря; γ_a — значение сухоадиабатического градиента ($\gamma_a = 0,98^\circ\text{C}/100\text{ м}$).

В выражение (2) введен параметр H_0 в связи с тем, что в данных радиозондирования высоты даются относительно уровня моря, а значение T_k определяется на уровне подстилающей поверхности. Если высота пункта зондирования совпадает с уровнем моря, то формула (2) будет иметь следующий вид:

$$T_k = T_1 + \gamma_a H_k. \quad (3)$$

Таким образом, для нахождения T_k необходимо знать T_1 и H_k . Для их определения воспользуемся следующими соображениями. Если уровень конденсаций в момент зарождения первых конвективных облаков расположен в слое 850 - 700 гПа, что справедливо при выполнении соотношения $T_{d_0} - T_{850} \leq 2,5^\circ\text{C}$, то температуру воздуха на этом уровне можно найти по формуле

$$T_1 = T_{d_0} - \gamma_d (H_k - H_0). \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что

$$H_k = \frac{T_{d_0} - T_1 + H_0 \gamma_d}{\gamma_d}. \quad (5)$$

В приведенных выше соотношениях T_{d_0} — значение точки росы у земли или ее среднее значение в приземном слое при инверсионном распределении влаги; γ_d — вертикальный градиент точки росы при адиабатическом подъеме изолированной массы воздуха ($\gamma_d \approx 0,17^\circ\text{C}/100\text{ м}$).

Учитывая высказанное ранее положение о том, что уровень конденсации лежит в слое 850 - 700 гПа, выражение для определения H_k может быть представлено в следующем виде:

$$H_k = H_{850} + \frac{T_{850} - T_1}{\gamma}. \quad (6)$$

Здесь T_{850} — значение температуры воздуха ($^{\circ}\text{C}$) на уровне 850 гПа; H_{850} — высота уровня, где давление равно 850 гПа; γ — значение вертикального градиента температуры в слое 850 — 700 гПа.

Приравняв правые части выражений (5), (6) и проведя несложные алгебраические преобразования, получим;

$$T_1 = \frac{\gamma T_{d_0} - \gamma_d T_{850} - \gamma \gamma_d (H_{850} - H_0)}{\gamma - \gamma_d}. \quad (7)$$

Подставляя в формулу (2) соотношения (6) и (7), находим:

$$T_k = \frac{\gamma T_{d_0} - \gamma_d T_{850} - \gamma \gamma_d (H_{850} - H_0)}{\gamma - \gamma_d} + \gamma_a \left(\frac{\gamma H_{850} + T_{850} - T_1}{\gamma} - H_0 \right). \quad (8)$$

С учетом того, что $\gamma_a \approx 1^{\circ}\text{C} / 100\text{м}$, а $\gamma_d \approx 0,17^{\circ}\text{C} / 100\text{м}$, после некоторых преобразований запишем окончательное выражение для T_k :

$$T_k = \frac{(1 - \gamma) [0,17\gamma (H_{850} - H_0) + 0,17T_{850} - \gamma T_{d_0}]}{\gamma^2 - 0,17\gamma} + \frac{T_{850} + \gamma(H_{850} - H_0)}{\gamma}, \quad (9)$$

где γ, γ_d — в $^{\circ}\text{C} / 100\text{м}$; H_{850}, H_0 — в гектометрах; T_{850}, T_{d_0} — в градусах Цельсия.

Значение вертикального градиента температуры можно вычислить по следующим формулам:

$$\gamma = \frac{T_{850} - T_{700}}{H_{700} - H_{850}}, \quad \gamma = \frac{35,2(T_{850} - T_{700})}{T_{850} + T_{700} + 54,6}. \quad (10)$$

В случае, когда $T_{d_0} - T_{850} > 2,5^{\circ}\text{C}$, что свидетельствует о том, что уровень конденсации в момент появления первых конвективных облаков будет расположен в слое Земля — 850 гПа, в формулу (9) необходимо подставить значение вертикального градиента температуры, который определяется с помощью следующих соотношений:

$$\gamma_1 = \frac{T_0 - T_{850}}{H_{850} - H_0}, \quad \gamma_1 = \frac{T_3 - T_{850}}{H_{850} - H_3}, \quad (11)$$

причем первое из них применяется при отсутствии в приземном слое инверсии или изотермии в температурной стратификации, а второе — при их наличии (в ней T_3 — значение температуры на верхней границе задерживающего слоя; H_3 — высота в гектометрах, соответствующая T_3).

Полученные впервые аналитические выражения для T_1, H_k и T_k позволяют отказаться от трудоемкой процедуры нанесения данных ради-

озондирования на аэрологическую диаграмму с целью их определения. Они могут быть использованы для решения ряда практических задач. Так, например, имея прогностическую карту максимальной температуры воздуха у Земли и рассчитанные значения T_k в соответствующих точках, можно выделить районы, над которыми в дневные часы следует ожидать развития облачной конвекции. Напомним, что к ним относятся те районы, где выполняется соотношение (1). Кроме этого, при наличии графика суточного хода температуры воздуха нетрудно найти время появления первых кучевых облаков и таким образом определить, например, продолжительность периода, наиболее благоприятного для работы технических средств в оптическом и ИК диапазонах.

Сравнительный анализ результатов расчета температуры воздуха у Земли в момент появления первых конвективных облаков по формуле (9) с результатами определения этого параметра с помощью аэрологической диаграммы (см. рис. 1) свидетельствует о целесообразности использования полученных аналитических соотношений в оперативной практике прогностических подразделений, а также при организации и проведении специальных экспериментальных работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петерсен С. Анализ и прогноз погоды. — Л.: Гидрометеиздат, 1961, с. 499.
2. Практикум по синоптической метеорологии /Под ред. В. И. Воробьева. — Л.: Гидрометеиздат, 1983, с. 181—182.

ОЦЕНКА ПРИГОДНОСТИ К РАССЕЯНИЮ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ НАД СЕВЕРО-ЗАПАДНЫМИ РАЙОНАМИ ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТИ СССР

О. С. Богомолов, А. П. Дороцин, А. Ф. Титов

Искусственное рассеяние облаков является одной из основных задач активного воздействия (АВ) на облачность и имеет большое научное и практическое значение. К настоящему времени выполнено значительное число работ, посвященных оценке облачных ресурсов, пригодных для рассеяния над различными районами нашей страны [1-5/]. Однако исследований, посвященных вопросам пригодности облачности для рассеяния над северо-западными районами европейской части СССР (ЕЧС) практически нет. Приведенные в работе [6] данные о повторяемости пригодных к рассеянию слоистообразных облаков над Ленинградом и Архангельском являются далеко не полными.

Основная цель настоящей работы состояла в оценке пригодности к рассеянию внутримассовой и фронтальной слоистообразной облачности над северо-западными районами ЕЧС. В качестве исходного материала для выполнения исследования использовались протоколы сетевого самолетного зондирования атмосферы ТАЭ-7 над Ленинградом за 1953 — 1964 гг. и Ригой за 1953-1959, 1965-1966 гг. Всего было проанализировано свыше 8 тысяч подъемов самолетов-зондировщиков.

При анализе материалов зондирования к внутримассовой слоистообразной облачности (ВСО) относились случаи, когда наблюдались только однослойные или многослойные слоистые и слоисто-кучевые облака в количестве 8—10 баллов или эти же формы в сочетании с высококучевыми облаками.

К фронтальной слоистообразной облачности (ФСО) относились случаи зондирования, когда наблюдались либо одни слоисто-дождевые облака (Ns), либо Ns в сочетании с другими формами облачности, включая и высокослоистую, а также случаи зондирования, когда наблюдались либо одни высокослоистые (As) облака, либо As в сочетании с другими формами облачности.

Пригодными к рассеянию считались капельные или смешанные облака со средней температурой слоя не выше -3°C , вертикальная мощность которых не превышала 1000 м [2]. Случаи с многослойной облачностью, когда один слой был пригоден к рассеянию, а другой нет, из рассмотрения исключались.

Результаты обработки материалов самолетного зондирования, выполненной с учетом вышеуказанного критерия, приведены на рис. 1,2 и в табл. I. Из анализа полученных данных видно, что над северо-западными районами ЕЧС наиболее благоприятные условия для воздействия на облака с целью их рассеяния наблюдаются в холодный период с максимумом повторяемости в январе-марте. При использовании твердой углекислоты повторяемость пригодных к рассеянию ВСО в эти месяцы составляет для района Ленинграда 82,4—89,9 %, а для района Риги — 70,9—79,8 %.

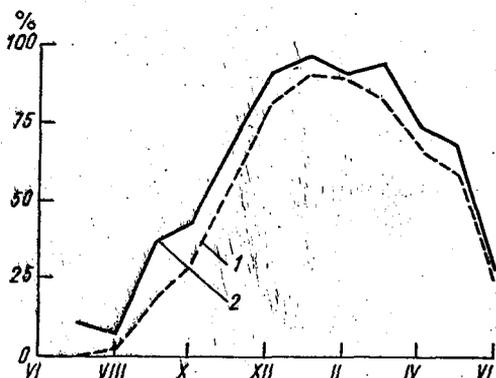


Рис.1. Повторяемость (%) пригодных к рассеянию внутримассовых слоистообразных облаков г.Ленинград.
1—твердая углекислота, 2—жидкий пропан.

В летний период повторяемость пригодных к рассеянию ВСО невелика и для района Ленинграда не превышает 6,5 %. В переходные периоды повторяемость благоприятных условий возрастает и составляет осенью 37,5 % (Ленинград) и 33,3 % (Рига). Весной повторяемость в указанных районах увеличивается до 70,7 и 53,5 % соответственно.

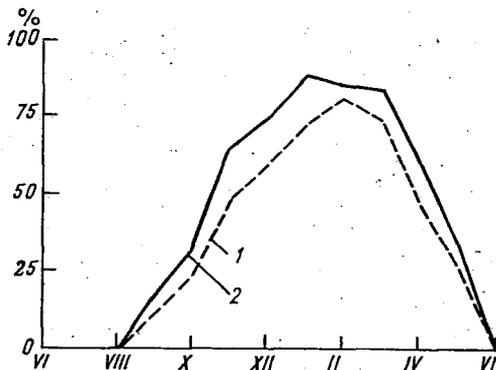


Рис.2. Повторяемость (%) пригодных к рассеянию внутримассовых слоистообразных облаков г.Рига.
1—твердая углекислота, 2—жидкий пропан.

Приведенные данные о пригодности к рассеянию ВСО относятся к случаям использования в качестве химического реагента твердой углекислоты. Вместе с тем в последние годы предпринимаются попытки рассеяния ВСО со средней температурой облачного слоя выше -3°C . Натурные эксперименты по воздействию на такие облака с помощью твердой углекислоты дали положительные результаты [7, 8]. Более убедительные

опыты при воздействии на облачные слои с такой температурой были получены при использовании в качестве реагента жидкого пропана, верхний предел применимости которого равен -1°C [9, 10].

В связи с возможностью применения для рассеяния переохлажденных облаков жидкого пропана были получены данные о повторяемости условий, благоприятных для воздействия на облачные слои, средняя температура которых составляет от -1 до -3°C .

Актуальность работ по воздействию на облака и туманы со средней температурой слоя выше -3°C объясняется тем, что никакие другие реагенты, включая и гигроскопические, не обеспечивают достижения целевого эффекта [11]. Весьма существенным является и тот факт, что повторяемость таких облаков и туманов в ряде районов в определенные месяцы тоже значительна.

Таблица 1

Повторяемость (%) пригодных к рассеянию переохлажденных внутримассовых слоистообразных облаков в случае применения твердой углекислоты (числитель) и жидкого пропана (знаменатель)

	Сезон				Полугодие	
	Зима	Весна	Лето	Осень	Холодное	Теплое
	Ленинград					
Повторяемость, %	$\frac{86.7}{92.7}$	$\frac{70.7}{79.1}$	$\frac{6.5}{14.5}$	$\frac{37.5}{51.7}$	$\frac{70.1}{79.1}$	$\frac{31.5}{41.8}$
Число зондирований	476	239	138	424	899	378
	Рига					
Повторяемость, %	$\frac{67.0}{79.0}$	$\frac{53.5}{63.4}$	$\frac{—}{—}$	$\frac{33.3}{46.6}$	$\frac{56.6}{70.1}$	$\frac{17.1}{22.4}$
Число зондирований	385	172	94	309	732	228

Примечание. В числителе—данные, относящиеся к случаям применения твердой углекислоты, в знаменателе—жидкого пропана.

Из анализа полученных результатов, представленных на рис. 1, 2 и табл. 1, следует, что включение облачных слоев со средней температурой от -1 до -3°C в число пригодных для рассеяния приводит к значительному увеличению повторяемости условий, благоприятных для проведения АВ. Так, для района Ленинграда в холодное полугодие это увеличение составляет 9,0 %; для района Риги — 13,5 %, в теплое — 10,3 и 5,1 % соответственно. Наиболее часто облачные слои в температурном диапазоне от -1 до -3°C наблюдаются в районе Ленинграда в сентябре (19,6 %), ноябре (12,8 %), октябре (12,5 %), марте (11,0 %). В районе Риги аналогичные условия встречаются во все сезоны года за исключением лета. При этом наиболее часто они отмечаются в период октябрь—январь (18,6 + 13,7 %) и в апреле (14,0 %).

Таким образом, на основании полученных данных можно сделать вывод о том, что над северо—западными районами ЕЧС при воздействии на переохлажденные ВСО с целью их рассеяния целесообразно использовать не только твердую углекислоту, но и реагенты, способные образовывать ледяные зародыши при температуре ниже -1°C (в частности, жидкий пропан). Применение таких химических реагентов позволит расши-

рить диапазон метеорологических условий, поддающихся изменению со стороны человека. Имеющиеся за рубежом самолетные установки для применения жидкого пропана свидетельствуют о принципиальной возможности применения их для воздействия на такие облака [12].

Анализ результатов статистической обработки данных самолетного зондирования атмосферы показал, что пригодные к рассеянию ВСО в подавляющем большинстве случаев являются однослойными. Повторяемость пригодных к рассеянию одновременно двух слоев невелика и в холодный период в случае использования твердой углекислоты составляет всего лишь 5,5 %.

При оценке эффекта воздействия на облака большой интерес представляют сведения о повторяемости облачности, которая не восстанавливается после воздействия. Согласно [1], облачность не восстанавливается, если ее вертикальная мощность не превышает 300 м. Из анализа данных, приведенных на рис.3 и 4, следует, что повторяемость таких облаков, пригодных к АВ, над Ленинградом в течение года составляет 41,5—51,1 %, над Ригой — 46,4—51,4 %. Значительная повторяемость переохлажденных облаков с вертикальной мощностью не более 300 м свидетельствует о возможности рассеяния ВСО на больших площадях (десятки тыс. км²) с целью изменения термического режима в пограничном слое атмосферы [13].

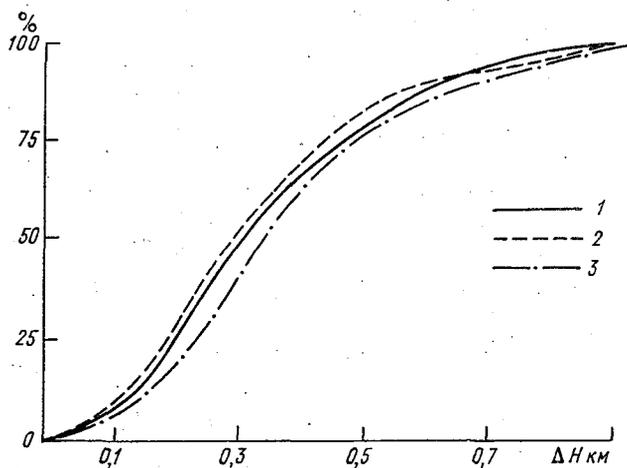


Рис.3. Повторяемость (%) мощности пригодных к рассеянию внутримассовых слоистообразных облаков, г. Ленинград.
1—зима, 2—весна, 3—осень.

Повторяемость облаков мощностью более 600 м, когда наблюдается неполное рассеяние облаков [1], над рассматриваемыми районами невелика и колеблется в течение года в пределах 12,4—14,0 % для района Ленинграда и 7,4—12,3 % для района Риги.

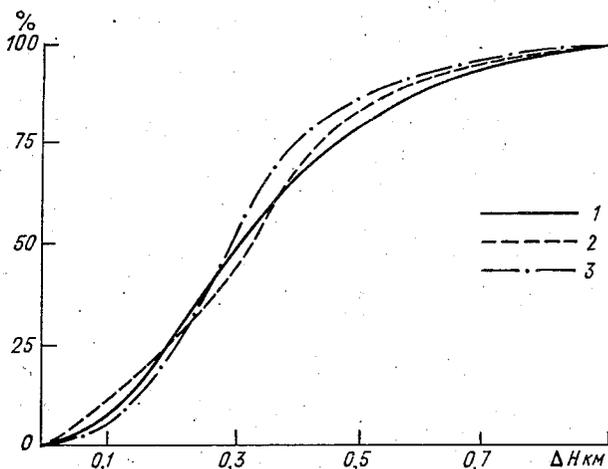


Рис. 4. Повторяемость (%) мощности пригодных к рассеянию внутримассовых слоистообразных облаков г. Рига.
1—зима, 2—весна, 3—осень.

Наряду с данными о пригодности к рассеянию ВСО, в работе получены оценки, относящиеся к ФСО без осадков (табл. 2). Как видно из таблицы, повторяемость пригодных к рассеянию ФСО в течение года над северо-западными районами ЕЧС незначительна и не превышает 18 %. Это обусловлено тем, что вертикальная мощность фронтальных облаков, как правило, более 1000 м. Кроме того, фронтальная облачность имеет чаще всего многослойную структуру.

Таблица 2

Повторяемость пригодных к рассеянию фронтальных слоистообразных облаков (числитель) и общее число зондирований таких облаков (знаменатель)

Пункт	Сезон				Полугодие	
	Зима	Весна	Лето	Осень	Холодное	Теплое
Ленинград	17,4	10,3	15,3	17,7	17,2	12,7
	167	155	98	203	378	245
Рига	16,3	13,7	15,4	17,0	16,1	14,9
	123	102	65	106	248	148

Полученные в работе данные могут быть использованы при планировании, подготовке и проведении мероприятий, связанных с воздействием на слоистообразные облака над северо-западными районами ЕЧС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Половина И. П. Рассеяние переохлажденных слоистообразных облаков и туманов. — Л.: Гидрометеониздат, 1980. 215 с.
2. Литвинов И. В., Ружейникова Ю. В. Повторяемость в Подмоскowie облаков, пригодных для искусственного преобразования. — Труды ИЭМ, 1968, вып. 3, с. 35—43.
3. Гайворонский И. И., Лесков Б. П., Серегин Ю. А. Опыт регулярного применения методов искусственного рассеяния переохлажденных облаков и туманов над аэродромами. — Труды ЦАО, 1965, вып. 65, с. 3—8.
4. Александров Э. Л., Литвинов И. В. Активные воздействия на облака. — Труды ИЭМ, 1971, вып. 7, с. 11—16.
5. Воскресенский А. И., Морачевский В. Г., Никандров В. Я. Применение твердой углекислоты для рассеяния облаков в Арктике. — Проблема Арктики, 1957, вып. 2, с. 133—139.
6. Комарова Н. М. К методике климатологической оценки облачности, пригодной для рассеяния. — Труды НИИАК, 1971, вып. 78, с. 137—141.
7. Дубинчук С. К. Оценка возможности рассеяния облаков и туманов при температурах выше -3°C . — Труды УкрНИГМИ, 1972, вып. 114, с. 113—123.
8. Половина И. П. и др. О некоторых вопросах эффективности рассеяния слоистообразных облаков и туманов. — Труды УкрНИИ, 1983, вып. 193, с. 96—103.
9. Verdel R. W., Note of the use liquified propane for fog dispersal at the Medford Jackson airport, Oregon. — J. Appl. Met., 1968, v. 7, № 1, p. 1039—1040.
10. Бурцев И. И. Искусственные воздействия на метеорологические процессы во Франции. — Труды ВГИ, 1973, вып. 22, с. 3—11.
11. Литвинов И. В. Возможность искусственного преобразования облаков и осадков центрального района Европейской территории Советского Союза. — Труды ИЭМ, 1970, вып. 19, с. 27—49.
12. Summary of weather modification activities reported in 1981. — Atmospheric Programs office, Rockville, Maryland, 1982. 31 pp.
13. Беляев В. И., Павлова И. С. О возможности влияния на погоду искусственным рассеянием облачности. — Изв. АН СССР, сер. Геофиз., 1962, №1, с. 124—132.

ОЦЕНКА ПРИГОДНОСТИ ВНУТРИМАССОВЫХ СЛОИСТЫХ И СЛОИСТО-КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ НАД СЕВЕРО-ЗАПАДНЫМИ РАЙОНАМИ ЕВРОПЕЙСКОЙ ЧАСТИ СССР К АКТИВНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ С ЦЕЛЬЮ ВЫЗЫВАНИЯ ОСАДКОВ

А. П. Доронин, В. Н. Козлов, А. Ф. Титов

Во многих работах, посвященных проблеме искусственного вызывания осадков, большое внимание уделяется поиску и обоснованию критериев пригодности облачности к активным воздействиям (АВ) в различных физико-географических районах нашей страны и расчету их статистических характеристик. Такая информация необходима при планировании, организации и проведении соответствующих операций. Имеющиеся в литературных источниках оценки пригодности облачности к АВ получены для районов Украины [1], центра европейской части СССР [2], Средней Азии [3, 4]. Для других регионов нашей страны такие оценки отсутствуют.

В связи с этим основная часть работы состояла в получении статистических характеристик критериев пригодности внутримассовых слоистых и слоисто-кучевых облаков к воздействию с целью вызывания осадков над северо-западными районами европейской части СССР (ЕЧС). В качестве исходного материала при выполнении исследований использовались протоколы сетевого самолетного зондирования атмосферы ТАЭ-7 над Ленинградом за 1953—1964 гг. и над Ригой за 1953—1959, 1965—1966 гг. Всего было проанализировано свыше 8 тыс. подъемов самолетов-зондировщиков.

К внутримассовой слоистообразной облачности (ВСО) относились случаи, когда по данным зондирования наблюдались только однослойные и многослойные слоистые и слоисто-кучевые облака в количестве 8—10 б или эти же формы в сочетании с высококучевыми облаками.

Пригодными к АВ считались облака, удовлетворяющие критериям, полученным Украинским региональным научно-исследовательским институтом. Согласно этим критериям, пригодными к вызыванию осадков считаются облачные слои, имеющие жидкокапельную или смешанную фазу мощностью не менее 250 м при средней температуре слоя не выше -4°C и высоте нижней границы облаков не более 1000 м [1].

Результаты исследования повторяемости пригодных к вызыванию осадков ВСО над северо-западными районами ЕЧС представлены на рис. 1, 2 и в табл. 1. Из анализа полученных данных видно, что наиболее благоприятные условия для воздействия на ВСО наблюдаются в холодный период года. Повторяемость пригодных к вызыванию осадков облаков в эти месяцы колеблется в пределах от 32,6 до 48,1 % для района Ленинграда и от 20,9 до 43,6 % для района Риги.

По данным работы [5], осадки из переохлажденных ВСО могут достигать поверхности Земли и в том случае, когда высота ее нижней границы превышает 1000 м, что наиболее вероятно в холодное время года. В связи с этим были получены повторяемости пригодности внутримассовых слоистых и слоисто-кучевых облаков в случаях, когда высота их нижней границы не превышала 1500 и 2000 м (см. рис. 1, 2 и табл. 1). Если считать

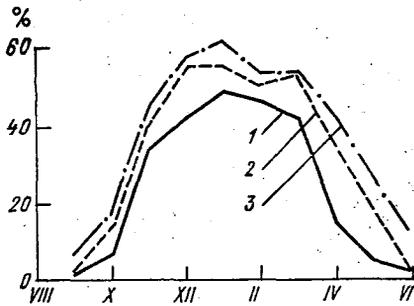


Рис. 1. Повторяемость (%) пригодных к вызыванию осадков внутримассовых слоистообразных облаков для Ленинграда. 1—VNГО ≤ 1000 м; 2—VNГО ≤ 1500 м; 3—VNГО ≤ 200 м.

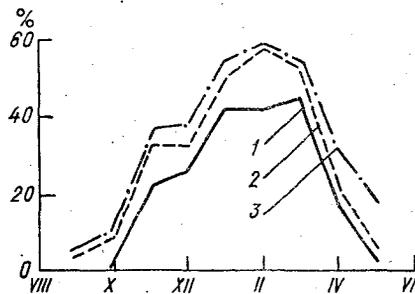


Рис. 2. Повторяемость (%) пригодных к вызыванию осадков внутримассовых слоистообразных облаков для Риги. Уел. обозначения см. рис. 1.

пригодными к АВ и такие облака, то повторяемость благоприятных ситуаций существенно увеличивается. Над районом Ленинграда это увеличение составляет в декабре 15,1 %, в апреле 28,1 %, в мае 22,0 %; над районом Риги — в ноябре 15,1 %, в феврале 17,2 %.

Таблица 1

Повторяемость (%) пригодных к вызыванию осадков переохлажденных внутримассовых слоистообразных облаков

VNГО, м	Сезон				Полугодие	
	Зима	Весна	Лето	Осень	Холодное	Теплое
	Ленинград					
≤ 1000	44,8	22,6	0,3	15,6	35,2	2,9
≤ 1500	53,6	37,2	0,3	21,9	43,9	7,0
≤ 2000	56,9	43,1	1,3	25,7	47,2	10,4
N*	476	239	377	424	899	617
	Рига					
≤ 1000	33,5	25,0	—	11,0	26,9	4,8
≤ 1500	42,6	30,8	—	18,8	35,8	5,7
≤ 2000	46,8	37,8	—	22,3	39,5	11,0
N*	385	172	94	309	732	228

В летние месяцы пригодные к вызыванию осадков переохлажденные ВСО над северо-западными районами ЕЧС практически не наблюдаются. В переходные сезоны повторяемость таких облаков снова увеличивается.

При воздействии на облака с высотой нижней границы более 1000 м вероятность достижения осадками поверхности Земли возрастает, если ниже расположено один или несколько облачных слоев, а межоблачные прослойки невелики. Количество осадков в таких случаях может увеличиваться за счет вымывания влаги из нижележащих слоев, однако, как показали расчеты, повторяемость этих условий в течение года крайне мала. Над районом Ленинграда такие условия наблюдаются лишь в 3,4 % случаев в холодный период и в 1,7 % случаев в теплый.

Анализ полученных статистических характеристик ВСО показал, что пригодные к воздействию облака в подавляющем большинстве случаев являются однослойными, а повторяемость ситуаций, когда пригодны к вызыванию осадков одновременно два слоя, в зимний период не превышает 6,1-11,5 %.

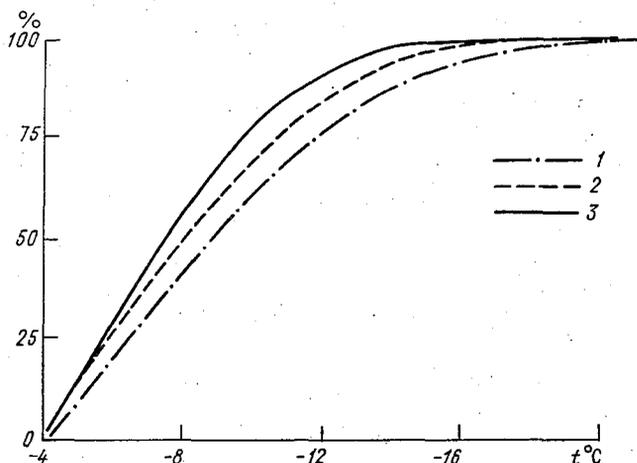


Рис.3. Повторяемость (%) средней для облачного слоя температуры пригодных к вызыванию осадков внутримассовых слоистообразных облаков для Ленинграда.
1—зима, 2—весна, 3—осень.

Учитывая то обстоятельство, что для оценки возможности применения новых реагентов для воздействия на облака очень важны данные об их температурных характеристиках, были получены статистические функции распределения средней для облачного слоя температуры при условии пригодности его к АВ с целью вызывания осадков. Результаты расчетов представлены на рис.3, 4. Из полученных данных видно, что значения температуры пригодных к воздействию ВСО изменяются в до-

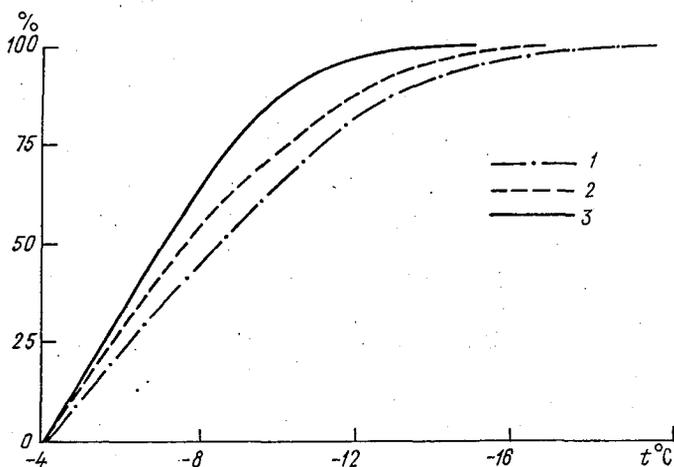


Рис. 4. Повторяемость (%) средней для облачного слоя температуры пригодных к вызыванию осадков внутримассовых слоистообразных облаков для Риги.

1—зима, 2—весна, 3—осень.

статочны широких пределах (от -4 до $-20 \dots -22^\circ\text{C}$). Температура облачных слоев, пригодных к АВ, зависит от сезона года и физико-географических особенностей района. Так, например, зимой наибольшая повторяемость температуры облачных слоев над районом Ленинграда приходится на диапазон от -6 до -8°C (22,3 %). Для района Риги в зимний период максимум повторяемости смещается в сторону более высоких значений температуры и приходится на интервал от -4 до -6°C (22,9 %). Аналогичное распределение характерно и для осеннего периода. В весенний период максимум повторяемости температур облачных слоев приходится на интервал $-4 \dots -6^\circ\text{C}$. Для района Ленинграда этот максимум равен 25,7%, а для Риги — 28,8 %.

Из анализа данных, приведенных на рис. 3 и 4, следует, что чаще всего температура пригодных к воздействию облаков в весенний и осенний периоды не ниже -12°C , а зимой не ниже -16°C . Выявленные особенности распределения температуры облачных слоев, пригодных к АВ, позволяют сделать вывод о возможности применения в операциях по искусственному вызыванию осадков над северо-западными районами ЕЧС, наряду с твердой углекислотой, и других химических реагентов с более низким порогом кристаллизации, вплоть до $-12 \dots -16^\circ\text{C}$.

При решении ряда практических задач, в частности при определении возможного количества осадков из засеваемых ВСО, необходимы данные об их вертикальной мощности. В связи с этим была рассчитана повторяемость пригодных к АВ облаков различной вертикальной мощности (табл. 2). Из анализа табличных данных следует, что чаще всего мощность пригод-

Повторяемость (%) значений осадков внутримассовых

Сезон	Пункт	Мощность облаков, м					
		250—300	301—400	401—500	501—600	601—700	701—800
Зима	Ленинград	18,4	26,3	16,7	17,4	9,9	5,3
	Рига	21,5	26,2	19,0	13,9	8,7	5,6
Весна	Ленинград	25,7	26,6	20,0	8,6	5,7	5,7
	Рига	16,7	30,3	22,8	9,1	12,1	3,0
Осень	Ленинград	20,0	27,3	19,1	12,7	9,1	5,5
	Рига	22,1	30,9	16,2	13,2	8,8	4,4

ных к вызыванию осадков ВСО составляет 300—400 м. Повторяемость таких облаков в течение года над рассматриваемыми районами составляет 26,2—30,9 %. В подавляющем большинстве случаев мощность облаков не превышает 700 м. На их долю в течение года приходится 88,2—88,7 % случаев для района Ленинграда и 89,3—91,2 % случаев для района Риги. Облака большей вертикальной мощности над северо-западными районами ЕЧС наблюдаются редко (повторяемость не более 14 %).

Полученные в работе статистические характеристики критериев пригодности внутримассовой слоистой и слоисто-кучевой облачности могут быть использованы не только при планировании, организации и проведении АВ, но и при оценке эффекта таких операций, в частности при расчете количества искусственно вызываемых осадков.

Таблица 2

мощности пригодных к вызыванию
слоистообразных облаков

		$M_{\Delta H}$	$\sigma_{\Delta H}^*$	$\sigma_{M_{\Delta H}^*}$	$\sigma_{\sigma_{\Delta H}^*}$	$V^*_{\Delta H}$	Число случаев
801—900	901—1000						
3,2	2,8	470,0	180,0	10,7	7,7	38,3	282
3,6	1,5	460,0	180,0	12,9	9,1	39,1	195
3,8	2,9	460,0	190,0	18,6	13,1	41,3	105
3,0	3,0	460,0	180,0	22,3	15,7	39,1	66
2,7	3,6	460,0	180,0	17,2	12,2	39,1	110
1,5	2,9	450,0	170,0	20,8	14,6	37,8	68

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Половина И. П. Воздействия на внутримассовые облака слоистых форм. — Л.: Гидрометеоздат, 1971, 214 с.
2. Литвинов И. В. Возможность искусственного преобразования облаков и осадков центрального района Европейской территории Советского Союза. — Труды ИЭМ, 1970, вып. 19, с. 27-49.
3. Джураев А. Д., Курбаткин В. П., Ушинцева В. Ф. Облачные ресурсы и возможности увеличения осадков в Средней Азии. — Труды САРНИГМИ, 1977, вып. 46(127). 55 с.
4. Курбаткин В. П., Ушинцева В. Ф., Шадыева Р. Г. К оценке потенциальных возможностей увеличения осадков в Средней Азии. — Труды САРНИГМИ, 1975, вып. 16(97), с. 94—100.
5. Половина И. П. Оценка возможного количества искусственных осадков из внутримассовых слоистообразных облаков. — Труды УкрНИГМИ, 1970, вып. 89, с. 57—64.

СОДЕРЖАНИЕ

Л. П. Быкова, В. С. Ужевская. Моделирование долгопериодных изменений характеристик воздушной массы при ее зональном переносе	3
Л. П. Быкова, Г. С. Буланова. Моделирование воздействия аэрозольного загрязнения на поля температуры и облачности	11
В. В. Клинго. К уточнению расчета работы по образованию гетерогенного зародыша на сферической частице	19
В. В. Клинго. Кристаллизация облачных капель под влиянием адсорбированных ионов	25
В. В. Клинго. К расчету ионно-диффузионного заряжения капель в облаках от линейных источников	34
В. В. Клинго, Б. Ш. Файзуллин. Оценка числа частиц реагента, захваченных конвективным облаком при активных воздействиях	42
О. С. Богомолов, В. Н. Подгайский. Малопараметрическая модель эволюции облачных (конденсационных) следов	48
Г. И. Мазуров, П. М. Мушенко, Е. И. Бушуева. Оценка вклада топлива в образование облачных полос за морскими судами	58
А. Ф. Титов, А. П. Доронин, В. М. Михеев, О. С. Богомолов. Определение условий, благоприятных для развития внутримассовой облачной конвекции по данным радиозондирования атмосферы	65
О. С. Богомолов, А. П. Доронин, А. Ф. Титов. Оценка пригодности к рассеянию слоистообразных облаков над северо-западными районами европейской части СССР	70
А. П. Доронин, В. Н. Козлов, А. Ф. Титов. Оценка пригодности внутримассовых слоистых и слоисто-кучевых облаков над северо-западными районами европейской части СССР к активным воздействиям с целью вызывания осадков	76