

Теоретические и численные модели кинетики формирования частиц в системах с двухкомпонентной дисперсной средой. Численное моделирование процессов формирования частиц в смешанных облаках

В. Н. Пискунов, А. М. Петров,
А. И. Голубев

Разработаны численные и теоретические модели кинетики формирования капель и ледяных частиц в смешанных облаках. Наряду с кинетическими уравнениями в модели используются уравнения массового и теплового баланса, принимается во внимание разница в скоростях конденсации пара над водой и льдом, используются реальные скорости конденсационного и коагуляционного роста, учитываются процессы спонтанного промерзания капель. На основе разработанной численной модели проведены расчеты для процессов формирования осадков в условиях эксперимента, проведенного в штате Монтана 19.07.1981 г.

Введение

Задача о формировании смешанных частиц, которые могут находиться в твердом и жидком фазовых состояниях, имеет важное практическое значение для различных видов дисперсных систем. Особенно она актуальна для изучения процессов формирования и выпадения атмосферных осадков [1–3]. При отрицательных температурах в облачных системах могут одновременно присутствовать все фазовые состояния воды: твердое (лед, град, снежинки), жидкое (капли) и газообразное (пар). Процессы развития фаз и их взаимных переходов определяются конденсацией (испарением) пара, промерзанием капель и таянием твердых частиц, коагуляцией. При отрицательных температурах (вплоть до минус 40 °С) капли воды могут находиться в метастабильном состоянии, причем попадание ледяных частиц или пылинок (иммерсионных ядер) на поверхность или в объем капли резко стимулирует процесс ее замерзания [4]. Появление иммерсионных ядер в каплях происходит в результате парных столкновений и коагуляции. При охлаждении ниже минус 15–20 °С существенный вклад в процесс зарождения ледяных частиц может внести спон-

танное промерзание капель [5, 6]. Таким образом, при моделировании реальных облачных процессов необходимо учитывать не только все фазовые состояния воды, но и одновременное действие упомянутых выше процессов.

В реальных облачных процессах значительный рост ледяных частиц может происходить за счет так называемого механизма Вегнера – Берджерона – Финдайзена [1], который обеспечивает передачу пара от водяных капель к ледяным частицам в результате разности давлений насыщенного пара для этих фаз. Этот механизм в работах [1, 7] носит также название "перегонка". Он используется при искусственном засеиве переохлажденных водяных облаков льдообразующими реагентами для инициирования значительного роста ледяных частиц с целью вызывания осадков [1, 4, 8]. Таким образом, численная модель, претендующая на корректное описание реальных облачных процессов, должна учитывать механизм перегонки.

Основой для численной модели, предназначенной для описания процессов формирования смешанных частиц в облачных процессах, являются кинетические уравнения, описывающие поведение спектров частиц (т. е. их распределения по размерам) при совместном действии конденсации и коагуляции. Формулировке таких уравнений посвящена обширная литература [3, 9, 10]. В работах [13, 14] сформулированы кинетические уравнения для многофазных систем [11, 12], описывающие совместное действие процессов коагуляции и конденсации в переохлажденном облаке. Поскольку смешанные частицы, состоящие одновременно из воды и льда, имеют малые времена существования [4], то нами был осуществлен физически оправданный переход к рассмотрению систем, в которых жидкие капли мгновенно промерзают при их столкновениях с ледяными частицами. В этой модели двухкомпонентная дисперсная среда состоит из смеси жидких капель и ледяных частиц.

На основе кинетических уравнений разработана численная модель кинетики формирования капель и ледяных частиц в смешанных облаках. Для совместного численного моделирования процессов конденсации и коагуляции использован метод расщепления по физическим процессам. Метод расщепления откалиброван на полученных в [13, 14] аналитических решениях кинетических уравнений. Модель кинетики конденсации построена на основе уравнений роста отдельных облачных частиц, уравнений массового и теплового баланса. Для кинетики коагуляции использована модель, разработанная в [15, 16]. В этих моделях используются реальные скорости конденсационного и коагуляционного роста водяных капель и ледяных частиц, описание перегонки обеспечивается учетом разности давлений насыщенного пара для этих фаз. Модель конденсации является обобщением и развитием модели из работы [13], построенной на предположениях о монодисперсности спектров капель и ледяных частиц и постоянстве давления в системе. В уравнениях учитываются процессы спонтанного промерзания капель [5]. Для наглядного представления динамики конденсационной перегонки из водяной фракции в ледяные частицы предложен метод x - T -диаграмм, с помощью которого легко изобразить графически и исследовать основные стадии процесса конденсации и прогнозировать параметры финального состояния.

На основе разработанной численной модели проведены расчеты для процессов формирования осадков в условиях облачного эксперимента, проведенного в штате Монтана [17, 18]. Результаты расчетов не только воспроизводят общий ход процессов и правильно отражают поведение основных величин, но в некоторых случаях обнаруживают полное численное согласие.

Кинетические уравнения для процессов формирования частиц в системах с двухкомпонентной дисперсной средой

В общем случае будем считать частицы осадков смешанными, т. е. состоящими из воды и льда. Однако простые численные оценки показывают, что характерные времена формирования

и роста капель в облаках составляют десятки и сотни минут, а процесс промерзания (таяния частиц) идет намного быстрее: время замерзания капли радиусом 10^{-6} м составит $10^{-4}-10^{-5}$ с, для капли радиусом 10^{-4} м это время $0,1-1,0$ с [4]. Поэтому процесс промерзания каждой капли будем считать мгновенным, а также будем учитывать только два сорта частиц: водяные капли и чисто ледяные частицы, которые составляют двухкомпонентную дисперсную среду. При этом переход воды из жидкой в твердую фазу будет определяться внедрением ледяных частиц в капли, т. е. коагуляцией. Кроме того, важную роль играет процесс конденсации и испарения капель (ледяных частиц). Соответствующие кинетические уравнения, учитывающие все эти процессы и обобщающее результаты работы [12], имеют вид, предложенный в [11, 13, 14]:

$$\partial_t n_w(g, t) + \partial_g [v_w(g) n_w(g)] = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_w(g-s) n_w(s) ds - n_w(g) \int_0^\infty K(g, s) n(s) ds + J_w(g, t); \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial_t n_i(g, t) + \partial_g [v_i(g) n_i(g)] = & \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_i(g-s) [n_i(s) + 2n_w(s)] ds - \\ & - n_i(g) \int_0^\infty K(g, s) n(s) ds + J_i(g, t), \end{aligned} \quad (2)$$

где $n_w(g)$ – концентрация (спектр) облачных капель (ОК); $n_i(g)$ – концентрация ледяных частиц (ЛЧ), а $n = n_w + n_i$ – суммарная концентрация. Источники J_w и J_i в уравнениях (1) и (2) описывают изменение спектров ОК и ЛЧ, например, в результате процессов нуклеации [1, 19] или спонтанного промерзания ОК [5, 6]. Следует заметить, что ядра коагуляции, вообще говоря, зависят не только от масс частиц, которые стоят в их аргументах, но и от характеристик вещества (например, от его плотности), поэтому каждому типу столкновений (вода – вода, лед – вода, лед – лед) соответствует свое ядро коагуляции (обозначим эти ядра как K_{ww} , K_{iw} и K_{ii} соответственно). Во избежание излишней громоздкости опустим в уравнениях (1), (2) индексы ядер коагуляции, обозначающие типы столкновений, считая, что это делается автоматически.

Расчетные формулы и численная модель для кинетики конденсации

Описание численного подхода. Численное решение уравнений (1), (2) производится на основе метода расщепления по физическим процессам. В соответствии с этим методом на каждом временном интервале $[t^k, t^{k+1} = t^k + \Delta t]$ исходная система кинетических уравнений заменяется на две подсистемы

$$\partial_t n_w(g, t) = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_w(g-s) n_w(s) ds - n_w(g) \int_0^\infty K(g, s) v(s) ds; \quad (3)$$

$$\partial_t n_i(g, t) = \frac{1}{2} \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_i(g-s) [n_i(s) + 2n_w(s)] ds - n_i(g) \int_0^\infty K(g, s) v(s) ds; \quad (4)$$

$$\partial_t n_w(g, t) + \partial_g [v_w(g) n_w(g)] = J_w(g, t); \quad (5)$$

$$\partial_t n_i(g, t) + \partial_g [v_i(g) n_i(g)] = J_i(g, t), \quad (6)$$

одна из которых (3), (4) описывает процессы коагуляции, другая (5), (6) – процессы конденсации с источниками. При этом результаты, полученные на момент времени $t = t^{k+1}$ для одной подсистемы, служат начальными данными при $t = t^k$ для другой.

Для расчета кинетики коагуляции с учетом различного фазового состояния частиц использован и незначительно модифицирован подход, развитый ранее в работах [10, 15, 16] для комpositных частиц. При численном решении уравнений (3), (4) используются фиксированные сетки по массам частиц g для ОК и ЛЧ соответственно. Основными сеточными величинами являются числа частиц ОК и ЛЧ в интервалах сеток. Спектры $n(g, t)$ и ядра коагуляции K предполагаются кусочно-постоянными функциями в интервалах сеток. Для вычисления чисел частиц в интервалах сеток решается система обыкновенных дифференциальных уравнений, получаемая после интегрирования по g исходных кинетических уравнений (3), (4) и автоматически обеспечивающая суммарный баланс масс частиц. Физическая модель для скоростей коагуляции включает в себя все основные механизмы [10, 16], которые важны для атмосферных процессов, – броуновское и турбулентное блуждание, осаждение в поле тяжести и т. д.

Численное решение уравнений кинетики конденсации (5), (6) осуществляется на основе метода частиц [10, 16]. Для определенности обратимся к первому из этих уравнений (5) и опустим индекс w . Рассмотрим случай гомогенной нуклеации, для которого источник $J(g, t) = j(t)\delta[g - \bar{g}(t)]$. Выделим группу частиц, которые движутся по характеристикам квазилинейного дифференциального уравнения первого порядка (5), а веса этих частиц вычислим из этого уравнения с учетом действия источника. Формально на каждом временном интервале $[t^k, t^{k+1} = t^k + \Delta t]$ спектр $n(g, t)$ представим в виде суммы δ -функций

$$n(g, t) = \sum_{p=1}^M n_p(t) \delta[g - g_p(t)] + n_{M+1}(t) \delta[g - g_{M+1}(t)], \quad (7)$$

причем $g_{M+1}/t = t^k = \bar{g}(t^k)$; $n_{M+1}/t = t^k = 0$. Исходя из этого представления $n(g, t)$ и используя уравнение (5), можно получить следующую систему уравнений для n_p, g_p :

$$d_t g_p = v(g_p, t), \quad 1 \leq p \leq M+1; \quad (8)$$

$$d_t n_p = 0, \quad 1 \leq p \leq M; \quad n_{M+1}(t^{k+1}) = \int_{t^k}^{t^{k+1}} j(t) dt. \quad (9)$$

Уравнение (8) означает, что точки $g_p(t)$ движутся по характеристикам. Первое уравнение (9) означает, что величины n_p (веса модельных частиц), имевшиеся в системе к моменту $t = t^k$, на шаге Δt не изменяются. Исключение составляет случай, когда частица приходит на границу $g = 0$. При $g_p \leq 0$ частицу можно считать испарившейся и положить $n_p = 0$. Отметим также, что вес n_{M+1} модельной частицы, инжектируемой в систему на интервале времени $[t^k, t^{k+1}]$, должен быть выбран таким образом, чтобы правильно передать число реальных частиц, рождаемых источником в этом интервале, что обеспечивается вторым уравнением (9).

Метод расщепления был откалиброван на аналитических решениях, полученных в [13, 14] для ряда модельных зависимостей, путем сравнения расчетных результатов с точными. Сравнение показывает, что численные и аналитические данные хорошо согласуются, следовательно, метод расщепления не вносит значимой погрешности в результаты расчетов.

Физическая модель для кинетики конденсации. Уравнения движения модельных частиц $v(g,t) = d_t g$ (или уравнения характеристик для системы (5), (6)) совпадают с уравнениями материального роста частиц и имеют непосредственный физический смысл. Поэтому задача определения скоростей $v(g,t)$ является базой для нахождения численных решений кинетического уравнения конденсации (5), (6). Скорости $v(g,t)$ должны зависеть от параметров частицы (размера, характеристик испаряющегося вещества и его фазового состояния), а также от параметров газовой среды (плотности, температуры, состава). Кроме того, скорости $v(g,t)$ неявно зависят и от самих концентраций частиц n_w, n_i (по крайней мере, они зависят от концентрации пара, которая, в свою очередь, связана с n_w, n_i уравнением массового баланса). Поэтому процесс, описываемый уравнениями (5), (6), фактически является нелинейным, и уравнения роста отдельных частиц должны быть дополнены общими уравнениями баланса, учитывающими эволюцию спектра всего ансамбля частиц.

Рассмотрим элементарный объем, в котором присутствуют среда-носитель (воздух) и различные фазы конденсирующегося вещества – пар, лед и вода. Введем следующие обозначения: m_{ov} – масса молекулы пара; r – радиус частицы и g – ее масса; k – постоянная Больцмана; p_v – парциальное давление паров; T – средняя температура среды в облаке; $p_s(r, T) = P_s(T)\exp(2\sigma q/rkT)$ – давление насыщенных паров над частицей радиуса r ; σ – поверхностное натяжение; q – объем молекулы жидкости; $P_s(T) = \exp(-A_s/T + B_s + C_s \ln T + D_s T)$ – давление насыщенного пара над плоской поверхностью; A_s, B_s, C_s, D_s – некоторые константы, зависящие от конкретного вида и фазового состояния вещества (если выражать T в К, а P_s в Па, то для давления паров над водой $A_s = 7235, B_s = 77,376, C_s = -8,21, D_s = 0,0058$, над льдом – $A_s = 7462, B_s = 83,955, C_s = -9,85, D_s = 0,01844$); v_{vT} – средняя тепловая скорость молекул пара $v_{vT} = \sqrt{8kT/\pi m_{ov}}$; α – коэффициент accommodation (доля молекул пара, прилипающих при столкновении к поверхности капли). Общий вид уравнения, описывающего процессы конденсации (испарения) капель, следующий [10]:

$$d_t g = \alpha \pi r^2 m_{ov} v_{vT} \frac{[p_v - p_s(r, T)]}{(1 + 3r\alpha/4\lambda_v)kT} \Big|_{T=T_r} \quad (10)$$

где T_r – температура частицы. Поскольку конденсация или испарение происходит с выделением или поглощением тепла, то температура частицы T_r и среды T немного отличается, причем обусловленное этим различие в скоростях $d_t g$ может быть довольно существенным. Значение T_r находят из условия, что выделение тепла при конденсации идет на прогрев воздуха, окружающего частицу. Учитывая температурные поправки, получаем следующее уравнение для скорости роста:

$$d_t g = 1/(1 + b)(d_t g)_0, \quad (11)$$

где

$$(d_t g)_0 = \alpha \pi r^2 m_{ov} v_{vT} \frac{[p_v - p_s(r, T)]}{(1 + 3r\alpha/4\lambda_v)kT}; \quad (12)$$

$$b = \frac{\alpha r m_{ov} v_{vT} [A_s T^{-2} + C_s T^{-1} + D_s] p_s(r, T) L}{(1 + 3r\alpha/4\lambda_v) 4\chi k T}. \quad (13)$$

При выводе (13) было учтено, что $2\sigma q/rk \ll A_s$. Выражение (12) для $(d_t g)_0$ представляет собой скорость конденсации при равенстве температуры частицы и температуры среды, а параметр b из (13) определяет поправку за счет различия T_r и T .

Пусть ρ – суммарная текущая массовая концентрация конденсирующегося вещества в облаке (влажность); x_i и x_w – степень конденсации ОК и ЛЧ (доли массы во фракциях по отношению к общей массе конденсирующегося вещества). Степень конденсации льда определяется как отношение массы ЛЧ в единице объема к полной массе конденсирующегося вещества (т. е. сумме массы воды, льда и пара) в единице объема, а именно $x_i = \frac{1}{\rho_0} \int_0^\infty g n_i(g, t) dg$; степень конден-

сации воды определяется аналогично; $x = x_i + x_w$, b_i и b_w – соответствующие поправки (13) для льда и воды; $c_j = C_{vj}A_j/R$ (символ j принимает значения $m, v, w, i, "m"$ – среда-носитель, "v" – пар) – безразмерные теплоемкости; A_j – молярные массы; C_{vj} – соответствующие удельные теплоемкости при постоянном объеме; L – удельная теплота конденсации; $U_i = L_i A_v$ и $U_w = L_w A_v$ – теплота конденсации на моль льда и воды соответственно, $a = \rho_m A_v / \rho_0 A_m$; ρ_m – плотность среды-носителя. Значения безразмерных теплоемкостей следующие: $c_m = 2,503$, $c_v = 3,2$, $c_w = 9,1$, $c_i = 4,18$. Теплота конденсации на моль: $U_w = 45000$ Дж/моль и $U_i = 51000$ Дж/моль. Переохлаждение $T_s = 273,16$ К – T.

В реальных атмосферных задачах смесь паров и среды-носителя можно считать идеальным газом. Используя уравнение состояния идеального газа, несложно получить выражение для парциального давления паров, входящее в формулы (10), (12):

$$p_v = p_{v0}[(a + 1 - x_0)(1 - x)/(a + 1 - x)(1 - x_0)]P/P_0,$$

где x_0 – степень конденсации в начальный момент времени; p_{v0} – парциальное давление паров в начальный момент времени. Рассмотрим все фазовые переходы в смешанном облаке (пар – лед, лед – вода, пар – вода) и запишем уравнение теплового баланса $dE + PdV = dQ$. После некоторых преобразований несложно получить, что все тепловыделение в облаке происходит за счет переходов лед – вода и пар – вода, поэтому переход пар – лед можно фактически считать виртуальным. Окончательно уравнение теплового баланса имеет следующий вид:

$$d_t \{ -T_s [ac_m + (1 - x_i - x_w)c_v + x_i c_i + x_w c_w] - U_i x_i / R - U_w x_w / R \} = -Pd_t \{ (a + 1 - x)T/P \}. \quad (14)$$

Формулировка основных уравнений для численной модели кинетики конденсации. Помимо уравнений роста частиц (11)–(13) и уравнения теплового баланса (14) замкнутая система уравнений, описывающих конденсацию, должна содержать уравнения массового баланса, учитывающие распределение массовой концентрации по фракциям и сохранение суммарной массы конденсирующегося вещества в облаке.

Представим ледяную и водяную фракции в виде некоторого количества частиц, имеющих различные размеры и свои концентрации для каждого размера. Пусть в спектре в начальный момент существуют M_i частиц льда и M_w капель воды. Концентрацию p -й частицы льда обозначим через n_{ip} , массу p -й частицы – g_{ip} , b_{ip} – поправку (13) для p -й частицы, x_{ip} – степень конденсации p -й частицы (обращаем внимание на то, что индекс i не является числовым, им отмечены величины, относящиеся ко льду). Аналогичные обозначения примем и для водяной фракции. Таким образом, уравнения (7) для ОК и ЛЧ без учета источников J принимают вид

$$n_i(g, t) = \sum_{p=1}^{M_i} n_{ip}(t) \delta[g - g_{ip}(t)], \quad n_w(g, t) = \sum_{p=1}^{M_w} n_{wp}(t) \delta[g - g_{wp}(t)].$$

Замкнутая система уравнений, описывающих процесс конденсации, следующая:

$$d_t g_{ip} = 1/\{1 + b_{ip}\} (d_t g_{ip})_0; \quad d_t g_{wp} = 1/\{1 + b_{wp}\} (d_t g_{wp})_0; \\ d_t \{ -T_s [ac_m + (1 - x_i - x_w)c_v + x_i c_i + x_w c_w] - U_i x_i / R - U_w x_w / R \} = -Pd_t \{ (a + 1 - x)T/P \}; \quad (15)$$

$$g_{wf}n_{wf} = \rho x_{wf}, \quad g_{ip}n_{ip} = \rho x_{ip}, \quad x_i = \sum_{p=1}^{M_i} x_{ip}, \quad x_w = \sum_{f=1}^{M_w} x_{wf}.$$

В этих формулах индекс p принимает значения $1, \dots, M_i$, а индекс f – значения $1, \dots, M_w$. Все ОК с радиусом меньше критического $r_* = 2\sigma g/kT \ln S$, где $S = p_v/P_s$ будут испаряться, закритические – расти. Если какая-либо группа ОК с номером m испарится полностью, т. е. получится решение $g_{wm} \leq 0$, то в системе (15) надо полагать $g_{wm} = 0$ и решать ее далее надо для льда и оставшихся капель воды. Система уравнений (15) описывает кинетику конденсации в смешанном облаке при произвольных температурах. В частности, для ее использования при положительных температурах и описания процессов конденсации ОК нужно просто положить $M_i = 0$. Для термиков, поднимающихся в атмосфере с медленно падающей по высоте температурой, а также для систем, находящихся при постоянном объеме или давлении, конденсация идет на фоне повышения температуры внутри термика. Тем самым в ходе конденсации температура может достичь 0°C , после чего начинается плавление льда. Система уравнений, аналогичная системе (15), описывающая процесс плавления, сформулирована нами в работе [20].

Большое значение для применения системы (15) в практических задачах имеют начальные данные. В атмосферных условиях первоначальный рост ОК идет в основном на ядрах конденсации, которых в атмосфере достаточно много – до 10^{10} м^{-3} [1, 21]. При отрицательных температурах часть необходимых ядер конденсации может "активироваться" и выступать в качестве льдообразующих ядер конденсации (ЛОЯК), на которых происходит непосредственная сублимация пара. Однако концентрации ЛОЯК обычно много меньше, чем общие концентрации ядер конденсации [3].

Анализ ряда экспериментальных данных по формированию капель в облаках [22–24] показывает, что лагранжевы объемы, в которых происходит формирование осадков, обычно представляют собой термические неоднородности (термики), движущиеся вверх со значительной вертикальной скоростью от 1 до 10 м/с. Давление внутри такого объема может сильно уменьшаться, а температура будет сильно падать и становиться отрицательной, независимо от выделения теплоты конденсации. При отрицательных температурах замерзание капель за счет попадания иммерсионных ядер на поверхность или в объем капли, которое определяется коагуляцией, непосредственно учитывается в уравнениях (1), (2). Для систем с температурой ниже -15 – 20°C в дополнение к изложенному выше следует рассмотреть процессы спонтанного промерзания капель [5, 6].

Модель спонтанного промерзания капель. Для описания процессов спонтанного промерзания капель были использованы результаты работы [5], согласно которым доля промерзших капель диаметра d от общего числа таких капель при переохлаждении T_s определяется следующим выражением:

$$n(d)/n(d) = 1 - \exp(-\pi d^3 K(T_s)/6); \quad K(T_s) = W_s \exp(a_s T_s), \quad (16)$$

где W_s и a_s – экспериментальные константы, переохлаждение $T_s = 273,16 \text{ К} - T$; $n(d)$ – концентрация промерзших капель диаметром d ; n – суммарная концентрация таких капель. В [5] рекомендованы следующие значения параметров W_s и a_s для воды: $W_s = 1,67 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$, $a_s = 0,8 \text{ К}^{-1}$. Выражение (16) не дает явного вида дополнительного источника для уравнений конденсации (15). При численной реализации во избежание сильного усложнения численного алгоритма нами был принят упрощенный (пороговый) критерий мгновенного промерзания капель с $n(d)/n > f$. Таким образом, в ходе расчетов для каждой группы ОК находится величина (16), и если она оказывается больше какого-либо заданного значения $0 < f < 1$ (например, $f = 0,5$), то вся группа объявляется промерзшей и пополняет спектр ЛЧ. При этом M_w уменьшается на единицу, а M_i соответственно

увеличивается. Путем вариации значений f в расчетах мы можем проверить, насколько сильно зависит динамика промерзания капель от этой величины. Получение одной и той же динамики для различных значений f должно свидетельствовать о приспосабливаемости порогового критерия.

Метод x - T диаграмм. Основные стадии процесса конденсации и параметры финального состояния удобно исследовать с помощью диаграмм на плоскости x (степень конденсации) – T (температура). Этот метод сформулирован нами в работе [20]. Сжато изложим его суть.

На осях x - T изображены кривые насыщения $x_s(T)$ и решения уравнения теплового баланса (14) $x_{bi}(T)$, $x_{bw}(T)$ для ледяной и водяной фракций. Взаимное расположение этих кривых наглядно иллюстрирует ход конденсационного процесса. С помощью метода x - T диаграмм можно прогнозировать ход конденсационных процессов и оценивать параметры финальных состояний системы, не проводя расчеты о формировании спектров ОК и ЛЧ по сформулированной выше численной модели конденсации. Для этого достаточно знать только влагосодержание в облаке, плотность среды-носителя и начальную температуру, для систем с переменным давлением необходимо еще знать поведение давления со временем. В работе [20] с помощью этого метода найдены критерии, при выполнении которых будут эффективными способы искусственного воздействия на облачную систему с использованием ее засева льдообразующими реагентами, основанные на эффекте пергонки.

Результаты расчетов кинетики формирования осадков в условиях эксперимента "монтана"

Эксперимент был проведен 19.07.1981 г. в штате Монтана, США. Измеряемое изолированное кучевое облако, характерное для летнего периода данной местности, имело диаметр 6–8 км и примерно к 16³⁰ местного времени достигло максимума своего развития, после чего дало осадки, в основном в виде снега и ледяной крупы. Результаты измерений приведены в работах [17, 18]. Постановка расчетов, их результаты и сравнение с экспериментом подробно приведены в работе [20]. Результаты наших расчетов не только воспроизводят общий ход процессов и правильно отражают поведение основных величин, но в некоторых случаях обнаруживают полное численное согласие. В таблице в иллюстративных целях кратко приведены некоторые результаты расчетов и экспериментальные данные по концентрации водяных капель и водности.

Некоторые результаты расчетов и сравнение с экспериментом

Высота, км	4,5	5,3	6,1	6,9
$N_{расч}$, см ⁻³	740	648	558	464
$N_{эксп}$, см ⁻³	750	650	600	580
Водность, г/м ³	0,73	1,8	2	2,4
Водность экспериментальная, г/м ³	0,8	1,5	2	2,4

Заключение

Разработаны численные модели кинетики формирования жидких капель и твердых частиц в многофазных дисперсных системах. Основой модели являются кинетические уравнения, описывающие совместное действие процессов коагуляции и конденсации в двухкомпонентной дисперсной среде, состоящей из смеси жидких и твердых частиц.

На основе кинетических уравнений разработана численная модель расчета процессов формирования осадков в смешанных атмосферных облаках. Для совместного расчета кинетики конденсации/коагуляции в данной численной модели использован метод расщепления по физическим процессам. Метод расщепления откалиброван на аналитических решениях. Численная модель кинетики конденсации сформулирована на основе уравнений конденсационного роста отдельных облачных частиц, а также уравнений массового и теплового баланса в системах с двухкомпонентной дисперсной средой. Для моделирования кинетики коагуляции использован численный подход, разработанный ранее в [10, 15, 16]. Во всех перечисленных моделях используются реальные скорости конденсационного и коагуляционного роста водяных капель и ледяных частиц. Описание «перегонки» обеспечивается учетом разности давлений насыщенного пара для воды и льда.

На основе разработанных моделей проведены расчеты для процессов формирования осадков в условиях эксперимента, проведенного в штате Монтана.

Список литературы

1. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1961.
2. Rogers R. R. A short course in cloud physics. Oxford: Pergamon Press, 1978.
3. Pruppacher H. R., Klett J. D. Microphysics of cloud and precipitation. Dordrecht: Kluwer Academic Press, 1997.
4. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Л.: ЛГУ, 1965.
5. Shiino J. A numerical study of precipitation development in cumulus clouds // Papers in Meteorology and Geophysics. 1978. Vol. 29, N 4. P 157–194.
6. Cotton T. L. Numerical simulation of precipitation development in supercooled cumuli. Part II // Mon. Wea. Rev. 1972. Vol. 100. P. 764–784.
7. Bell K., Ford I. J. Criteria for broadening size distribution due to cooling and freezing of a water aerosol // J. Aerosol Sci. 2000. Vol. 31. Suppl. 1. P 799–S800.
8. Dennis A. S. Weather modification by cloud seeding. N.Y.: Academic Press, 1980.
9. Волощук В. М., Седунов Ю. С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. Л.: Гидрометеиздат, 1975.
10. Пискунов В. Н. Теоретические модели кинетики формирования аэрозолей. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000.
11. Piskunov V. N. Kinetic of precipitations formation with phase transition // J. Aerosol Sci. 1999. Vol. 30. Suppl. 1. P 233–S234.
12. Загайнов В. А., Лушников А. А., Осидзе И. Г., Смидович К. П. Численное моделирование кинетики коагуляции в смешанном облаке // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, № 6. С. 622–627.
13. Пискунов В. Н., Петров А. М., Голубев А. И. Модели кинетики формирования частиц с учетом фазовых переходов // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2001. Вып. 1. С. 22–33.

14. Piskunov V. N., Petrov A. M. Condensation/coagulation kinetics for mixture of liquid and solid particles: analytical solutions // J. Aerosol Sci. 2002. Vol. 33. P. 647–657.
15. Piskunov V. N. Coagulation kinetics of composite particles // Ibid. 1997. Vol. 28, N 1. P. 647–648.
16. Golubev A. I., Piskunov V. N., Ismailova N. A. "AERFORM" code for numerical simulation of aerosol formation kinetics // Ibid. 1999. Vol. 30, N 1. P. 231.
17. Dye J. E., Jones J. J., Winn W. P. Early Electrification and Precipitation Development in a Small, Isolated Montana Cumulonimbus // J. of Geophys. Res. 1986. Vol. 91, N D1. P. 1231–1237.
18. Gardiner B., Lamb D., Pitter R. L., Hallet J. Measurements of Initial Potential Gradient and Particle Charges in a Montana Summer Thunderstorm // Ibid. 1985. Vol. 90, N D4. P. 6079–6086.
19. Fletcher N. H. The physics of rain clouds. Cambridge: University Press, 1962.
20. Piskunov V. N., Petrov A. M., Golubev A. I. Modeling particle formation kinetics in mixed-phase clouds // J. Aerosol Sci. 2003. Vol. 34. P. 1555–1580.
21. Junge C. E. Air chemistry and radioactivity. New York and London: Academic Press, 1963.
22. Вульфсон Н. И., Лактионов А. Г., Скацкий В. И. Структура кучевых облаков на различной стадии развития // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1973. Т. 9, № 5. С. 500–509.
23. Warner J. The Microstructure of Cumulus Cloud: Part IV. The Effect on the Droplet Spectrum of Mixing Between Cloud and Environment // J. of Atm. Sci. 1973. Vol. 30. P. 256–261.
24. Willis P. T., Hallett J. Microphysical Measurements from an Aircraft Ascending with a Growing Isolated Maritime Cumulus Tower // Ibid. 1991. Vol. 48, N 2. P. 283–300.

Theoretical and Numerical Models of Particle Formation Kinetics in the Systems with Two-Component Dispersed Medium. Numerical Simulation of Particle Formation in Mixed Clouds

V. N. Piskunov, A. M. Petrov, A. I. Golubev

Numerical and theoretical models of the kinetics of droplets and ice particles formation in mixed clouds were developed. Alongside with the kinetics equations the model involves the equations of mass and thermal balance, taking into account the difference between steam condensation rate over water and ice, and considering for the processes of spontaneous freezing of droplets. Formation of precipitations was calculated for the experiments, set up in Montana on 10 July, 1981 based on the pre-developed numerical model.