

На правах рукописи
Петров

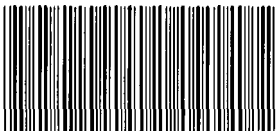
Петров Александр Михайлович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
ОБРАЗОВАНИЯ И КОАГУЛЯЦИИ ЧАСТИЦ
В СМЕШАННЫХ ОБЛАКАХ
С УЧЕТОМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ**

Специальность 02.00.04 - физическая химия

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

9 ОКТ 2014



005553296

Саров - 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном унитарном предприятии «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор **В.Н.Пискунов**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова Российской академии наук»
Горчаков Геннадий Ильич;

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт вычислительной математики Российской академии наук
Арутюнян Вардан Оганесович.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение «Центральная аэрологическая обсерватория».

Защита состоится « 29 » октября 2014 г. в 15:00 часов на заседании диссертационного совета Д 217.024.02 при Открытом акционерном обществе «Ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский физико-химический институт имени Л. Я. Карпова» по адресу: Москва, пер. Обуха, д. 3-1/12, стр. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Открытого акционерного общества «Ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский физико-химический институт имени Л. Я. Карпова», www.nifhi.ru

Автореферат разослан 29 сентября 2014 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук



Хатипов С.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Диссертация посвящена расчетно-теоретическому моделированию процессов конденсации и коагуляции. Решен ряд актуальных задач формирования частиц в многофазных системах.

Актуальность темы.

Актуальность темы обусловлена большим кругом и практической важностью явлений, в которых аэрозоли и, в частности, многофазные аэрозольные системы играют лидирующую роль. Наиболее распространенным из этих явлений являются атмосферные облачные процессы, исследованию которых и посвящена данная работа.

Цель и задачи исследований.

Целью работы является построение физической и расчетной модели формирования частиц в двухкомпонентных дисперсных системах, описывающей совокупность соответствующих физико-химических процессов – конденсации и коагуляции с учетом эффекта «перегонки», плавления и кристаллизации, пригодной как для автономной работы, так и для использования в виде отдельного расчетного блока кинетических процессов в составе других программных комплексов.

Научная новизна работы.

1. Получены новые аналитические результаты по поведению двухкомпонентных дисперсных систем при одновременном действии конденсации и коагуляции.

2. Разработана физико-математическая модель конденсации, описывающая механизм Ленгмюра-Бержерона-Финдайзена – механизм конденсационной «перегонки» – не только на качественном, но и на количественном уровне.

3. Предложены критерии эффективности искусственного воздействия на двухкомпонентную дисперсную систему, основанного на эффекте конденсационной «перегонки».

4. Разработана физико-математическая модель кинетики формирования водных капель и ледяных частиц в смешанных облаках, помимо кинетических процессов учитывающая фазовые переходы – спонтанное промерзание капель и плавление льда. Работоспособность модели подтверждена расчетами для облачного эксперимента «Монтана».

Положения, выносимые на защиту:

1/25

1. Новые аналитические решения кинетических уравнений, описывающих совместное действие процессов конденсации и коагуляции, полученные в предположении, что скорости конденсации пара и коэффициенты (так называемые ядра) коагуляции для ледяной и водной фракций одинаковы.

2. Модель формирования частиц в двухкомпонентных дисперсных системах, которая включает:

- кинетические уравнения, описывающие совместное действие процессов конденсации и коагуляции двухкомпонентных дисперсных системах;

- уравнения конденсационного роста и испарения отдельных облачных частиц;

- уравнения массового и теплового баланса.

- учет фазовых переходов – плавление ледяных кристаллов и спонтанное промерзание водяных капель.

3. Метод x - T диаграмм (x – степень конденсации, T – температура), позволяющий определить степень эффективности воздействия на облачную систему с использованием ее засева льдообразующими реагентами, основанного на эффекте конденсационной «перегонки».

Обоснованность и достоверность полученных результатов обеспечивается применением строгих математических моделей и методов при построении аналитических и численных решений.

Все перечисленные разработки были реализованы в программном комплексе. Валидация программного комплекса проведена на аналитических решениях и на данных метеорологического эксперимента, проведенного 19 июля 1981 года в штате Монтана (США). Получено качественное и количественное согласие результатов, как с экспериментальными данными, так и с расчетами по другим моделям.

Личный вклад автора.

Основные результаты работы получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии на важнейших этапах работы: постановки задачи, разработки физико-математических моделей, проведения расчетов, анализа и обсуждения результатов, подготовки публикаций.

Практическая значимость

Решение описанных задач и полученные результаты расширяют понимание основных закономерностей процессов формирования частиц в дисперсных системах.

Аналитические решения кинетических уравнений использованы при верификации численной методики. Кроме того, эти решения помогают понять качественные закономерности поведения спектров и интегральных по спектру средних величин.

Метод x - T диаграмм, с помощью которого сформулированы критерии эффективности засева облачных систем льдообразующими реагентами в целях дождевания, ориентирован на прикладные задачи метеорологии.

Программный комплекс, в котором реализована построенная модель, ориентирована не только на расчетное моделирование процессов формирования частиц в смешанных облаках, но, с соответствующими изменениями, окажется полезным при моделировании кинетики формирования частиц в облаках высокотемпературного и ядерного взрывов – как автономно, так и в виде отдельного блока в составе других программных комплексов.

Соответствие диссертационной работы паспорту специальности.

Диссертация посвящена расчетно-теоретическому моделированию кинетических процессов конденсации и коагуляции для системы жидких капель и ледяных кристаллов с учетом фазовых переходов – плавления и кристаллизации. Тем самым, диссертация соответствует п. № 2 «Экспериментальное определение термодинамических свойств веществ, расчет термодинамических функций простых и сложных систем, в том числе на основе методов статистической термодинамики, изучение термодинамики фазовых превращений и фазовых переходов», п. № 6 «Неравновесные процессы, потоки массы, энергии и энтропии пространственных и временных структур в неравновесных системах» и п. № 7 «Макрокинетика, механизмы сложных химических процессов, физико-химическая гидродинамика, растворение и кристаллизация» области исследований паспорта специальности 02.00.04 Физическая химия.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

- Международная конференция памяти профессора Сутугина (Москва, июнь 2000);
- Научно-техническая конференция «Молодежь в науке» (г. Саров, 11-13 марта 2002 г.);
- 6-я международная аэрозольная конференция (9-13 сентября 2002 г, Тайпей, Тайвань);

- 5-й Минский международный форум по теплообмену (24 – 28 мая 2004 г.);

- 10-я Всероссийская конференция молодых ученых "Состав атмосферы. Климатические эффекты. Атмосферное электричество" Москва, 16-19 мая 2006 г;

- Всероссийская конференция по физической химии и нанотехнологиям «НИФХИ-90», посвящённая 90-летию Карповского института (с международным участием), Москва, 10 – 14 ноября 2008 года.

Публикации

Результаты диссертации опубликованы в статьях [3, 5, 7, 12, 13] и тезисах [1, 2, 4, 6-11].

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении дается общая постановка задачи о формировании частиц в многофазных системах.

Проведен обзор работ, посвященных облачным атмосферным процессам и дающих общее широкое представление о процессах формирования и выпадения атмосферных осадков, их закономерностях и особенностях.

Даны ссылки на работы, в которых формулируются уравнения, описывающие поведение распределений частиц по размерам (спектров частиц) при одновременном действии конденсации и коагуляции. Эти уравнения являются базой при численном моделировании облачных процессов.

Перечислен ряд работ, посвященных нахождению аналитических решений для кинетики коагуляции в однокомпонентных системах (с частицами одной фазы). Методика преобразований Лапласа, используемая для нахождения таких аналитических решений, является основной и при решении более сложной задачи об одновременном действии конденсации и коагуляции в многофазных системах.

Проведен обзор работ, описывающих механизм спонтанного промерзания капель при отрицательных температурах. Возникновение небольшого числа ледяных зародышей оказывает существенное влияние на общий ход процессов формирования частиц, являясь своего рода спусковым механизмом для возникновения «перегонки» между фазами.

Приведен перечень работ, посвященных численному моделированию поведения частиц при одновременном действии процессов конденсации и коагуляции. Метод расщепления по физическим процессам, используемый в этих работах, применяется и при построении новой методики. Из этих работ заимствованы также подходы к построению моделей конденсации и коагуляции.

В первой главе сформулированы кинетические уравнение, описывающие совместное действие процессов конденсации и коагуляции в многофазных системах. Получены и проанализированы аналитические решения этих уравнений для ряда модельных зависимостей.

В общем случае частицы осадков являются смешанными, то есть состоящими из воды и льда. Однако, простые численные оценки показывают, что характерные времена формирования и роста капель в облаках составляют десятки-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 радиуса 10^{-4} м это время $0.1 + 1$ с. Поэтому, в упрощенной модели процесс промерзания каждой капли считается мгновенным, и учитываются 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, то есть коагуляцией. Кроме того, важную роль играет процесс конденсации и испарения капель (ледяных частиц). Соответствующие кинетические уравнения, учитывающие все эти процессы, имеют вид:

$$\begin{aligned} \partial_t n_w(g, t) + \partial_g [v_w(g) n_w(g)] = & \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_w(g-s) n_w(s) ds - \\ & - n_w(g) \int_0^{\infty} K(g, s) n(s) ds + J_w(g, t) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \partial_t n_i(g, t) + \partial_g [v_i(g) n_i(g)] = & \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_i(g-s) [n_i(s) + 2n_w(s)] ds - \\ & - n_i(g) \int_0^{\infty} K(g, s) n(s) ds + J_i(g, t) \end{aligned} \quad (1.2)$$

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 (1.1) и (1.2) описывают изменение спектров ОК и ЛЧ, например, в результате процессов нуклеации или спонтанного промерзания ОК.

Аналитические решения уравнений получены при следующих упрощающих предположениях:

- отброшены источники J в уравнениях (1.1), (1.2);
- предполагается, что скорости конденсации паров в водяную и ледяную фазу одинаковы;

- ядра коагуляции в уравнениях (1.1) и (1.2) одинаковы для всех типов столкновений (вода-лед, лед-лед, вода-вода).

Кинетические уравнения для спектра капельной фракции $c(g,t)$ и полного спектра частиц $n(g,t)$ примут при этом следующий вид.

$$\frac{\partial c(g,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial g} [v(g,t)c(g,t)] = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s,s,t)c(g-s,t)c(s,t)ds - c(g,t) \int_0^\infty K(g,s,t)n(s)ds \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial n(g,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial g} [v(g,t)n(g,t)] = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s,s,t)n(g-s,t)n(s)ds - n(g,t) \int_0^\infty K(g,s,t)n(s,t)ds \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) для полного спектра частиц $n(g,t)$ получено путем суммирования уравнений (1.1) и (1.2) и, представляет собой обычное уравнение Смолуховского с добавлением процесса конденсации.

Введены интегральные величины:

$$N(t) = \int_0^\infty n(g,t)dg ; \quad M(t) = \int_0^\infty n(g,t)gdg ; \quad v(t) = \int_0^\infty c(g,t)dg ; \quad \mu(t) = \int_0^\infty c(g,t)gdg$$

Здесь $N(t)$ и $M(t)$ – счетная и массовая концентрации всех частиц в облаке, $v(t)$ и $\mu(t)$ – аналогичные величины для водяных капель.

Решения уравнения (1.3) получены для следующих модельных зависимостей:

- начальный спектр $c(g,0) = A \exp(-ag)$, где A и a – некоторые постоянные величины;
- скорость конденсации $v(g,t) = \beta(t)g$, где $\beta(t)$ – произвольная функция времени;
- ядра коагуляции трех видов: $K(g,s,t) = K_c = 2$; $K(g,s,t) = K_+ = g+s$; $K(g,s,t) = K_* = 2gs$.

Ядро $K_c = const$ хорошо воспроизводит поведение интегральных величин при броуновской коагуляции. Ядром $K_+ = g+s$ часто аппроксимируют турбулентно-гравитационную коагуляцию, поскольку эти ядра имеют примерно одинаковую степень роста с увеличением размеров частиц. Ядро $K_* = 2gs$ приводит к критическим явлениям в процессе коагуляции и его изучение полезно в методических целях.

Ядро $K_c=2$

Решение уравнения (1.3) для спектра капель $c(g,t)$ наиболее компактно записывается в терминах интегральных и средних величин:

$$c(g,t) = \frac{\mu(t)}{\bar{g}^2(t)} \exp\left[-\frac{g}{\bar{g}(t)}\right] \quad (1.5)$$

Поведение счетной и массовой концентраций капель следующее:

$$v(t) = \frac{v_0}{(1 + N_0 t)[1 + (N_0 - v_0)t]}, \quad \mu(t) = \frac{M(t)\mu_0}{M_0[1 + (N_0 - v_0)t]^2} \quad (1.6)$$

В формуле (1.5) $\bar{g}(t) = \mu(t)/v(t)$ – средний размер (масса) водяных капель.

Видно, что с течением времени происходит необратимое «вымораживание» капельной фракции, поскольку ее относительное содержание в облаке $\eta(t) = \mu(t)/M(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$.

Ядро $K_* = g+s$

Решение уравнения (1.3) имеет следующий вид:

$$c(g,t) = \frac{MN\sqrt{G}}{2g(N_0 - N)} \cdot I_1(g\sqrt{G}) \cdot \exp(-gF), \quad (1.7)$$

где $F \equiv \frac{aM_0 + N_0 - N}{M}$, $G \equiv \frac{4AM_0(N_0 - N)}{M^2N_0}$, I_1 – функция Бесселя 1-го рода мнимого аргумента. Поскольку $F > \sqrt{G}$, спектр на «хвосте» всегда экспоненциально убывает. Поведение интегральных величин следующее:

$$v(t) = \frac{MN}{2(N_0 - N)} (F - \sqrt{F^2 - G}) ; \quad \mu(t) = \frac{v(t)}{\sqrt{F^2 - G}} ; \quad \bar{g}(t) = \frac{1}{\sqrt{F^2 - G}}$$

Критические явления для ядра $K_* = 2gs$

Для ядра K_* в некоторый момент времени t_c процесс коагуляции принимает лавинообразный характер, приводящий к отделению от спектра аномально крупной частицы (или группы частиц), не описываемой уравнением Смолуховского. Поведение однокомпонентной системы в этом случае подробно исследовано другими авторами. Здесь исследованы критические явления в многофазных системах. При этом конденсационные процессы, несущественные для критических явлений, не учитываются. Дискретные варианты уравнений (1.3), (1.4) с ядром $K_* = 2gs$ без учета конденсационных членов имеют вид:

$$d_t n_g(t) = \sum_{s=1}^{g-1} (g-s) s n_{g-s}(t) n_s(t) - 2n_g(t) \sum_{s=1}^{\infty} g s n_s(t) \quad (1.8)$$

$$d_t c_g(t) = \sum_{s=1}^{g-1} (g-s) s c_{g-s}(t) c_s(t) - 2c_g(t) \sum_{s=1}^{\infty} g s n_s(t) \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) для полного спектра частиц совпадает с уравнением, описывающим поведение спектра в однокомпонентном случае. Аналитическое решение этого уравнения получено и исследовано ранее другими авторами. Для монодисперсных начальных условий $n_g^0 = \delta_{g,1}$:

$$n_g(t) = \frac{(2tg)^{g-1} e^{-2gt}}{g! g} \quad (1.10)$$

Из анализа решения (1.10) следует, что в критический момент времени $t_c = 1/2$ спектр становится степенным - $n_g(t_c) \approx g^{-3/2} / \sqrt{2\pi}$, а второй момент $L_2(t) = \sum_{g=1}^{\infty} g^2 n_g(t)$ при $t=t_c$ расходится. Кроме того, при $t \geq t_c$ нарушается баланс массовой концентрации: $M(t) = \sum_{g=1}^{\infty} g n_g(t) < M(0)$. Содержательная интерпретация этого противоречия заключается в предположении, что при $t > t_c$ в системе появляется аномально крупная частица, не описываемая уравнением Смолуховского. Такое поведение дисперсной системы классифицируется как наличие критических явлений (или выпадения в осадок) в процессе коагуляции.

Аналитическое решение уравнения (1.10) наиболее просто получить, взяв начальное условие для спектра водяных капель в виде: $c_g^0 = p^g n_g^0$ ($0 < p < 1$). Решение уравнений (1.8) - (1.9) обладает следующим свойством:

- пусть $n_g(t)$ - решения (1.9) с начальными условиями n_g^0 , а начальные условия для $c_g(t)$ имеют вид: $c_g^0 = p^g n_g^0$ ($0 < p < 1$);
- тогда функции $c_g(t) = p^g n_g(t)$ являются решениями уравнения (10).

Справедливость этого утверждения легко проверяется непосредственной подстановкой $c_g(t) = p^g n_g(t)$ в уравнение (1.9). Таким образом, решение уравнения (1.9) имеет вид:

$$c_g(t) = n_g(t) p^g = \frac{p^g (2tg)^{g-1} e^{-2gt}}{g! g} \quad (1.11)$$

Из анализа (1.11) следует, что спектр $c_g(t)$ экспоненциально всегда убывает по g , следовательно, второй момент $L_2(t) = \sum_{g=1}^{\infty} g^2 c_g(t)$ всегда сходится и величина

$\mu(t) = \sum_{g=1}^{\infty} g c_g(t)$ ведет себя регулярно. Таким образом, критические явления для «водяной» фракции $c_g(t)$ отсутствуют.

Во второй–пятой главах описан численный подход к решению уравнений (1.1) – (1.2) и построена физико-математическая модель для кинетики конденсации.

Численное решение уравнений (1.1), (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:

$$\partial_t n_w(g, t) = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_w(g-s) n_w(s) ds - n_w(g) \int_0^\infty K(g, s) v(s) ds, \quad (2.1a)$$

$$\partial_t n_i(g, t) = \frac{1}{2} \int_0^g K(g-s, s) n_i(g-s) [n_i(s) + 2n_w(s)] ds - n_i(g) \int_0^\infty K(g, s) v(s) ds, \quad (2.2a)$$

$$\partial_t n_w(g, t) + \partial_g [v_w(g) n_w(g)] = J_w(g, t), \quad (2.1b)$$

$$\partial_t n_i(g, t) + \partial_g [v_i(g) n_i(g)] = J_i(g, t), \quad (2.2b)$$

одна из которых (а) описывает процессы коагуляции, другая (b) – 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.

При численном решении уравнений (2.1a), (2.2a) 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 (2.1a), (2.2a) и автоматически обеспечивающая суммарный баланс масс частиц. Физическая модель для скоростей коагуляции включает в себя все основные механизмы, которые важны для атмосферных процессов – броуновское и турбулентное блуждание, осаждение в поле тяжести и т.д.

Численное решение уравнений кинетики конденсации (2.1b), (2.2b) осуществляется на основе метода частиц. Этот метод проиллюстрирован на примере первого из уравнений (2.1b) для случая гомогенной нуклеации, когда $J(g, t) = j(t) \delta[g - g(t)]$:

- выделяется группа частиц, которые движутся по характеристикам квазилинейного дифференциального уравнения первого порядка (2.1b), а веса этих частиц вычисляются из самого уравнения (2.1b) 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 (индекс w опущен):

$$n(g, t) = \sum_{p=1}^M n_p(t) \delta[g - g_p(t)] + n_{M+1}(t) \delta[g - g_{M+1}(t)], \quad (2.3)$$

причем $g_{M+1} / t - t^k = \tilde{g}(t^k)$; $n_{M+1} / t - t^k = 0$. Исходя из этого представления $n(g, t)$ с использованием уравнения (2.1b), система уравнений для величин n_p , g_p записывается как

$$d_t g_p = v(g_p, t) \quad , \quad 1 \leq p \leq M + 1; \quad (2.4)$$

$$d_t n_p = 0 \quad , \quad 1 \leq p \leq M \quad ; \quad n_{M+1}(t^{k+1}) = \int_{t^k}^{t^{k+1}} j(t) dt \quad (2.5)$$

Уравнение (2.4) означает, что точки $g_p(t)$ движутся по характеристикам. Первое уравнение (2.5) 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 $n_p = 0$. 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 (2.5).

Метод расщепления был откалиброван на аналитических решениях 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.

Уравнения движения модельных частиц $v(g, t) = d_t g$ 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 (2.1b), (2.2b). 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 .

Для определения скоростей $v(g, t)$ рассматривается некоторый объем, в котором присутствуют среда-носитель (воздух) и различные фазы конденсирующегося вещества - пар, лед и вода. Приняты 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, v_{vT} – средняя тепловая скорость молекул пара $v_{vT} = \sqrt{8kT / \pi m_{ov}}$; α – коэффициент аккомодации (доля молекул пара, прилипающих при столкновении к поверхности капли). Общий вид уравнения, описывающего процессы конденсации (испарения) капель, следующий:

$$d_g = \alpha \pi r^2 m_{ov} v_{vT} \frac{[p_v - p_s(r, T)]}{(1 + 3r\alpha / 4\lambda_v) kT} / r - T_r, \quad (2.6)$$

где T_r – температура частицы. Поскольку конденсация или испарение происходят с выделением или поглощением тепла, то температуры частицы T_r и среды T немного отличаются, причем обусловленное этим различие в скоростях d_g может быть довольно существенным. Значение T_r находится из условия, что выделение тепла при конденсации идет на прогрев воздуха, окружающего частицу. С учетом температурных поправок уравнение для скорости роста имеет следующий вид:

$$d_g = 1 / \{1 + b\} (d_g)_0, \quad (2.7)$$

$$(d_g)_0 = \alpha \pi r^2 m_{ov} v_{vT} \frac{[p_v - p_s(r, T)]}{(1 + 3r\alpha / 4\lambda_v) kT} \quad (2.8)$$

$$b = \frac{\alpha r m_{ov} v_{vT} [A_s T^{-2} + C_s T^{-1} + D_s] p_s(r, T) L}{(1 + 3r\alpha / 4\lambda_v) 4 \chi kT} \quad (2.9)$$

Выражение (2.8) для величины $(d_g)_0$ представляет собой скорость конденсации при равенстве температуры частицы и температуры среды, а параметр b из (2.9) определяет поправку за счет различия T_r и T .

Для формулировки уравнения теплового баланса вводятся следующие величины: ρ – суммарная текущая массовая концентрация конденсирующегося вещества в облаке (влажность), x_i и x_w – степени конденсации ОК и ЛЧ (доли массы во фракциях по отношению к общей массе конденсирующегося вещества).

Степень конденсации льда определяется как $x_l = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty g n_l(g, t) dg$; степень конденсации воды определяется по аналогии. $x = x_l + x_w$, b_l и b_w – соответствующие

поправки (2.9) 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 $U_w = L_w A_v$ – теплоты конденсации на моль льда и воды соответственно, $a = \rho_m A_v / \rho_0 A_m$, ρ_m – плотность среды-носителя.

В реальных атмосферных задачах смесь паров и среды-носителя с хорошей точностью является идеальным газом. Исходя из уравнения состояния идеального газа, парциальное давление паров, входящее в формулы (2.6), (2.8), записывается как

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

где x_0 – степень конденсации в начальный момент времени, p_{v0} – парциальное давление паров в начальный момент времени. При рассмотрении всех фазовых переходов в смешанном облаке (пар – лед, лед – вода, пар – вода) становится очевидно, 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:

$$d_t \{ -T_s [ac_m + (1 - x_l - x_w)c_v + x_l c_l + x_w c_w] - U_i x_l / R - U_w x_w / R \} = -Pd_t \{ (a + 1 - x) T / P \} \quad (2.10)$$

где переохлаждение $T_s = 273.16 \text{ K} - T$.

Помимо уравнений роста частиц (2.7) – (2.9) и уравнения теплового баланса (2.10) замкнутая система уравнений, описывающих конденсацию, должна содержать уравнения массового баланса, учитывающее распределение массовой концентрации по фракциям и сохранение суммарной массы конденсирующегося вещества в облаке. Для формулировки уравнений массового баланса ледяная и водяная фракции представляются в виде некоторого количества частиц, имеющих различные размеры и свои концентрации для каждого размера. В спектре в начальный момент существуют M_l частиц льда и M_w и капель воды. Концентрация p -й частицы льда обозначена через n_{lp} , масса p -й частицы – g_{lp} , b_{lp} – поправка (2.9) для p -й частицы, x_{lp} – степень конденсации p -й частицы. Аналогично сделано для водяной фракции. Таким образом, уравнения (2.3) для ОК и ЛЧ без учета источников J примут вид:

$$n_l(g, t) = \sum_{p=1}^{M_l} n_{lp}(t) \delta[g - g_{lp}(t)], \quad n_w(g, t) = \sum_{p=1}^{M_w} n_{wp}(t) \delta[g - g_{wp}(t)]$$

Замкнутая система уравнений, описывающих процесс конденсации, следующая:

$$d_i g_{ip} = 1 / \{1 + b_{ip}\} (d_i g_{ip})_0 \quad ; \quad d_i g_{wf} = 1 / \{1 + b_{wf}\} (d_i g_{wf})_0$$

$$d_i \{-T_s [ac_m + (1 - x_i - x_w) c_v + x_i c_i + x_w c_w] - U_i x_i / R - U_w x_w / R\} = -P d_i \{(a + 1 - x) T / P\} \quad (2.11)$$

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

В этих формулах индекс p пробегает значения $1, \dots, M_i$, а индекс f – значения $1, \dots, M_w$. Если какая-либо группа ОК с номером m испарится полностью, то есть получится решение $g_{wm} \leq 0$, то в системе (2.11) надо полагать $g_{wm} = 0$ и решать ее далее для льда и оставшихся капель воды.

Система уравнений (2.11) 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 описания процессов спонтанного промерзания капель используется вероятностный критерий, согласно которому доля промерзших капель диаметра d от общего числа таких капель при переохлаждении T_s определяется следующим выражением:

$$n_*(d)/n(d) = 1 - \exp(-\pi d^3 K(T_s)/6) \quad , \quad K(T_s) = W_s \exp(a_s T_s), \quad (2.12)$$

где W_s и a_s – экспериментальные константы, переохлаждение $T_s = 273.16 \text{ K} - T$, $n_*(d)$ – концентрация промерзших капель диаметра d , n – суммарная концентрация таких капель.

Выражение (2.12) не дает явного вида дополнительного источника для уравнений конденсации (2.11). При численной реализации во избежание сильного усложнения численного алгоритма принимается упрощенный (пороговый) критерий мгновенного промерзания капель с $n_*(d)/n > f$. Таким образом, в ходе расчетов для каждой группы ОК находится величина (2.12), 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. Получение схожей динамики для различных значений f свидетельствует о приемлемости порогового критерия.

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. Этот процесс рассматривается поэтапно по частицам в предположении о последовательном таянии по возрастанию их размеров (такая

последовательность взята в соответствии с тем, что частицы меньшего размера тают быстрее). При этом удобно считать, что частицы пронумерованы по возрастанию размеров (можно занумеровать их так с самого начала или упорядочить). Когда на каком-либо этапе происходит плавление p -й частицы льда, $p-1$ частиц льда уже расплавились. При этом в облаке могут присутствовать: M_w капель воды, существовавших при отрицательных температурах (если к этому моменту они не испарились), относящиеся к ним величины обозначены индексом w_1 ; M_{i-p} еще не растаявших частиц льда; $p-1$ капель воды, образовавшихся при таянии льда, и водные капли, образовавшиеся из растаявших ледяной частицы с номером p (относящиеся к ним величины обозначены индексом w_2); еще не растаявшая p -я ледяная частица. В процессе таяния происходит уменьшение концентрации частиц льда n_{ip} и одновременный рост концентрации водных капель n_{w2p} , образующихся при таянии льда. При этом считается, что при выделении тепла ледяные частицы тают мгновенно; тем самым скорость уменьшения концентрации n_{ip} определяется скоростью выделения тепла при конденсации.

Поправки (2.9) – разные для льда и воды. Однако если это учитывать этот эффект, то из тающей ледяной частицы образуется не одна, а несколько водных капель, что приводит к постоянному «размножению» частиц и к сильному усложнению модели. Поэтому для водных капель, образовавшихся из растаявших ледяных частиц с номером p , и еще не растаявших ледяных частиц p скорость конденсации $(d_i g)_{mix}$ принимается одинаковой. Естественно представить эту скорость в виде следующего среднего:

$$(d_i g)_{mix} = (n_{ip} d_i g_{ip} + n_{w2p} d_{iw2p}) / (n_{ip} + n_{w2p})$$

Система уравнений, описывающая процессы при 0°C , имеет вид:

$$d_i g_{im} = 1 / \{1 + b_{im}\} (d_i g_{im})_0 ; d_i g_{w1s} = 1 / \{1 + b_{w1s}\} (d_i g_{w1s})_0 ; d_i g_{w2f} = 1 / \{1 + b_{w2f}\} (d_i g_{w2f})_0$$

$$d_i g_{ip} = d_i g_{w2p} = (d_i g)_{mix}$$

$$d_i \{ -U_i x_i / R - U_w (x_{w1} + x_{w2}) / R \} = -P d_i \{ (a + 1 - x) T / P \}$$

$$n_{ip} + n_{w2p} = n_{ip0} (T_0 / T) \{ (a + 1 - x_0) / (a + 1 - x) \} \quad (2.13)$$

$$x_{w1s} = n_{w1s} g_{w1s} / \rho, x_{w2f} = g_{w2f} n_{w2f} / \rho, x_{im} = g_{im} n_{im} / \rho$$

$$x_i = \sum_{p=1}^{M_i} x_{ip}, x_{w1} = \sum_{s=1}^{M_w} x_{w1s}, x_{w2} = \sum_{f=1}^{p-1} x_{w2f} + x_{w2p}, x = x_{w1} + x_{w2} + x_i$$

$$x_{w2p} = g_{w2p} n_{w2p} / \rho, x_{ip} = g_{ip} n_{ip} / \rho$$

В этих уравнениях индекс p фиксирован, индекс t пробегает значения $j+1, \dots, M_t$, индекс s – значения $1, \dots, M_w$, f – значения $1, \dots, p-1$; температура фиксирована: $T=0^\circ\text{C}$. Плавление p -той частицы льда закончится, когда концентрация этих

ледяных частиц n_p станет нулевой (или в результате численного решения формально пойдет в область отрицательных значений; в этом случае необходимо занулить концентрацию таких частиц). Когда закончится плавление p -той частицы, надо увеличить p на единицу и рассматривать таяние следующей частицы льда. Процесс плавления всей ледяной фракции закончится, когда расплавится M_i - тая частица льда. После плавления в облаке могут присутствовать M_w капель воды, формирование которых началось при отрицательных температурах, и M_i капель воды, образовавшихся из растаявшего льда. Дальнейший рост ОК описывается системой (2.11), в которой число ОК равно $M_w + M_i$, а число ЛЧ равно нулю.

При численной реализации систем уравнений (2.11), (2.13) используется схема Рунге-Кутты третьего порядка с автоматическим выбором шага интегрирования по времени.

Основные стадии процесса конденсации и параметры финального состояния удобно исследовать с помощью диаграмм на плоскости x (степень конденсации) – T (температура). Суть предлагаемого метода заключается в следующем: в осях x - T изображаются кривые насыщения $x_s(T)$ и решения уравнения теплового баланса (2.10) $x_{bi}(T)$, $x_{bw}(T)$ для ледяной и водяной фракций. Оказывается, что взаимное расположение, ход и пересечение этих кривых наглядно иллюстрируют динамику процесса и определяют предельные x - T точки. В диссертации продемонстрировано применение метода x - T диаграмм для систем с постоянным давлением, то есть в уравнении (2.10) положено $P=const$:

$$d_t\{T_s[ac_m + (1-x_i-x_w)c_v + x_i c_i + x_w c_w] - U_i x_i / R - U_w x_w / R\} = -d_t\{(a+1-x)T\} \quad (2.14)$$

Уравнение кривой насыщения находится из соотношений: $p_v(T) = P_s(T)$, $x_s = (\rho - \rho_s) / \rho$, $\rho = \rho_0 V_0 / V$, $\rho_s = P_s A_s / RT$. После некоторых преобразований:

$$x_{sj}(T) = \frac{R\rho_0(a+1-x_0)T_0 - P_j(T)A_s(a+1)}{R\rho_0(a+1-x_0)T_0 - P_j(T)A_s} \quad (2.15)$$

где символ j принимает значения i и w . Уравнение (2.15) дает вид кривой насыщения для ситуации, когда в облаке находятся либо водяные капли и нет льда, либо есть ледяные частицы и нет водяных капель. Уравнение (2.15) описывает кривую финальных состояний, поскольку процесс конденсации заканчивается при достижении насыщения.

Формулы для $x_{bi}(T)$ и $x_{bw}(T)$ получатся из преобразованного уравнения теплового баланса (2.14) при $x_w=0$ и $x_i=0$ соответственно. Эти формулы имеют следующий вид:

$$x_{bj}(T) = \frac{(T - T_0)[c_v + 1 + a(c_m + 1)] + x_0 T_0 + \sum_k x_{k0} [-T_0(c_v - c_k) + U_k/R]}{-T_0(c_v - c_j) + T + U_j/R} \quad (2.16)$$

где символы j и k принимают значения i и w , индексом 0 отмечены величины, относящиеся к начальному моменту времени. Кривая $x_{bw}(T)$ определяет зависимость степени конденсации воды от температуры в ситуации, когда в облаке конденсируются только водяные капли и нет льда; $x_{bi}(T)$ описывает аналогичную ситуацию для ледяных частиц.

Точки пересечения кривых (2.16) с осью T совпадают. Процесс конденсации прекращается, когда пар становится насыщенным, то есть $x=x_s$. Если изобразить $x_{bw}(T)$ и $x_{sw}(T)$ в осях $x-T$, то можно графически найти параметры, при которых закончится процесс конденсации в водяные капли. Эти параметры соответствуют точке пересечения кривых $x_{bw}(T)$ и $x_{sw}(T)$. Аналогично можно определить финальные параметры для ситуации, когда в облаке присутствуют только ледяные частицы. Кривые (2.16) являются «мажорантами», они описывают ход процессов в двух крайних случаях: когда в облаке находятся водяные капли и нет льда и наоборот – есть лед и нет воды. В том случае, когда на плоскости $x-T$ графически изображен процесс и с каплями и с ледяными частицами, график ляжет между этими кривыми. Основное удобство метода $x-T$ диаграмм состоит в том, что ход процесса конденсации и финальные состояния можно оценивать, не прибегая к решению уравнений роста, а пользуясь только соображениями теплового баланса и свойствами кривых насыщения. При этом для метода $x-T$ диаграмм не важен конкретный вид спектров ОК и ЛЧ.

Процесс «перегонки» наблюдается, когда пар становится недосыщенным по отношению к воде, но является пересыщенным по отношению ко льду. Наиболее эффективный рост небольшого числа ЛЧ наблюдается, очевидно, когда процесс заканчивается при отрицательной температуре полным испарением ОК. Это происходит, когда обе точки пересечения $x_{bw}(T)$ и $x_{sw}(T)$, $x_{bi}(T)$ и $x_{si}(T)$ находятся при отрицательных температурах. Такой случай проиллюстрирован на рисунке 1. Сначала происходит рост ОК и ЛЧ (участок АВ), затем пар приходит в равновесие с водой и начинается «перегонка» в лед (участок ВС). «Перегонка» воды в лед заканчивается в точке С, после чего ЛЧ растут до насыщения (участок CD). Процесс заканчивается полным испарением водяной фракции при отрицательных температурах.

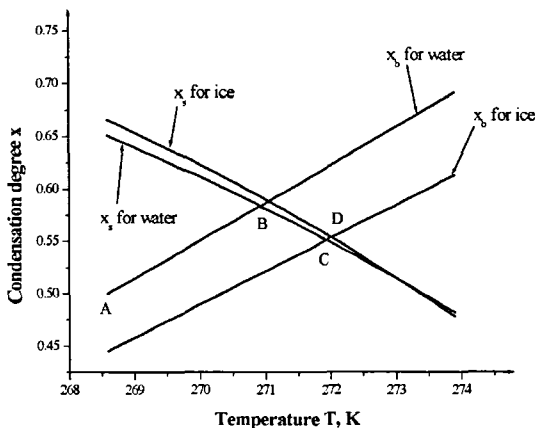


Рисунок 1 – ход процесса конденсации для $x_{i0}=0$, $x_{w0}=0.5$

Итак, «перегонка» от ОК к ЛЧ и эффективный рост ЛЧ будут наблюдаться, когда:

- существует переохлажденное водяное облако с небольшими концентрациями ЛОЯК;

- начальные условия таковы, что на $x-T$ – диаграмме обе точки пересечения $x_{bw}(T)$ и $x_{sw}(T)$, $x_{bi}(T)$ и $x_{si}(T)$ находятся при отрицательных температурах. Т.

В шестой главе на основе перечисленных разработок выполнено моделирование процессов формирования осадков в условиях эксперимента «Монтана». Эксперимент был проведен 19.07.1981 в штате Монтана, США. Измеряемое изолированное кучевое облако диаметром 6-8 км, характерное для летнего периода той местности, дало осадки, в основном в виде снега и ледяной крупы. Облако характеризовалось значительным перепадом высот, температур и давлений. В эксперименте участвовали 1 планер, 4 самолета и 3 радара.

Данные зондировки и однородность эквивалентной потенциальной температуры по измерениям планера указывают на применимость лагранжевых расчетов на стадии подъема облака, без учета вовлечения окружающего воздуха. Было построено 10 гипотетических линий подъема термик в облаке. Для наиболее информативных термик проведены расчеты кинетики формирования осадков. На рисунке 4 показано поведение с высотой расчетных и экспериментальных водности.

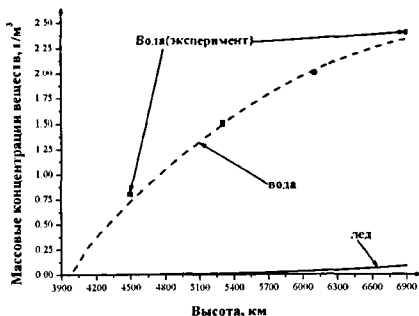


Рисунок 4 - Поведение водности и ледности с высотой в термике М4

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Новые аналитические решения кинетических уравнений, описывающих совместное действие процессов конденсации и коагуляции, полученные в предположении, что скорости конденсации пара и коэффициенты (так называемые ядра) коагуляции для ледяной и водной фракций одинаковы.

Показано, что в отсутствие конденсации средний размер капель со временем стремится к постоянной величине – происходит своеобразная «закалка» спектра. Получено, что в случае двухкомпонентных дисперсных систем «критические явления» для водной фракции отсутствуют.

2. Построена физико-математическая модель формирования капель и ледяных частиц с учетом процессов конденсации, коагуляции, спонтанного промерзания капель.

Сформулировано уравнение теплового баланса, устанавливающее связь между тепловыделением, которое происходит при наличии в облаке фазовых переходов, расширением облака и парциальными давлениями газовых фаз, находящихся в облаке.

Сформулирована система уравнений, описывающая процессы конденсационного роста/испарения капель и ледяных частиц. В систему уравнений конденсационного роста входят:

- выражения для скоростей конденсационного роста отдельных капель и ледяных частиц с учетом поправок, связанных с разнотемпературностью частиц и среды-носителя;

- уравнение теплового баланса для системы, содержащей пар, воздух (среденоситель), капли и ледяные частицы,

- уравнение массового баланса системы, сформулированное в предположении об отсутствии массообмена с окружающей облако средой, описывающее процессы трансформации фаз с учетом постоянного влагосодержания и массы воздуха в облаке.

В выражениях для скоростей конденсационного роста учитывается разница в давлениях насыщенного пара над льдом и водой, что автоматически обеспечивает описание процесса конденсационной «перегонки».

Особое внимание уделено плавлению льда при достижении температуры в 0°C – осуществляется поэтапное плавление ледяных кристаллов.

Физическая модель для коэффициентов коагуляции включает в себя все основные механизмы, которые важны для атмосферных процессов.

Спонтанное промерзание капель моделируется с помощью вероятностного подхода, определяющего долю промерзших капель фиксированного размера в зависимости от переохлаждения капель.

Проведено тестирование программы, реализующей построенную модель формирования частиц, на аналитических решениях. Получено хорошее согласие расчетных и аналитических результатов.

3. Для наглядного отображения основных стадий процесса конденсации в смешанном облаке предложен метод х-Т диаграмм: в осях х (степень конденсации) – Т (температура) изображаются решения уравнения теплового баланса для ледяной и водной фракций и соответствующие кривые насыщения.

Взаимное расположение кривых насыщения и теплового баланса определяет ход конденсационного процесса: при нахождении точек пересечения кривых теплового баланса и насыщения в области отрицательных температур будет наблюдаться конденсационная «перегонка» с полным испарением капель.

4. Впервые проведено подробное численное моделирование процессов формирования осадков в условиях широкомасштабного облачного эксперимента, проведенного в штате Монтана 19.07.1981.

Анализ данных по скоростям подъема воздуха внутри облака позволил построить картину распределения ветра по времени и высоте. На основе этих данных нами были построены 10 гипотетических линий подъема термиком в облаке. Для наиболее информативных термиком проведены расчеты кинетики формирования осадков.

Расчеты проведены двумя способами: с помощью задания в облаке определенных концентраций льдообразующих ядер конденсации, а также путем использования модели спонтанного промерзания капель.

По результатам расчетов можно констатировать, что проведенное моделирование правильно отражает поведение основных величин, а в некоторых случаях, обнаруживает полное численное согласие.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1. Пискунов В.Н., Петров А.М.** Кинетика формирования частиц в многофазных системах. Аналитические решения // Тезисы докладов международной конференции памяти профессора Сутугина, Москва, 2000
- 2. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И.** Модель конденсационной перегонки в многофазных системах // Тезисы докладов международной конференции памяти профессора Сутугина, Москва, 2000
- 3. 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.
- 4. Пискунов В.Н., Петров А.М.** Кинетика формирования частиц в системах с двухфазной дисперсной средой // Сборник докладов научно-технической конференции “Молодёжь в науке” (г. Саров, 11-13 марта 2002 г.), РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002 г.
- 5. Piskunov, V.N and Petrov, A.M.** Condensation/coagulation kinetics for mixture of liquid and solid particles: analytical solutions // J. Aerosol Sci. 2002. Vol 33, 647-657.
- 6. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И., Гайнуллин К.Г, Затевахин М.А.** Numerical simulation of precipitation formation in mixed clouds. Computations for experiment Montana // Abstracts of the 6th International Aerosol Conference, September 9-13, 2002; Taipei, Taiwan.
- 7. Piskunov V.N., Petrov A.M, Golubev A.I.** Modeling particle formation kinetics in mixed-phase clouds // J. Aerosol Sci. 2003. V.34, P 1555-1580.
- 8. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И., Гайнуллин К.Г, Затевахин М.А.** Численное моделирование процесса формирования осадков в смешанных облаках. Расчеты для эксперимента “Montana” // Сборник докладов 5-го Минского международного форума по теплообмену (24 – 28 мая 2004 г.)
- 9. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И.** Теоретические и численные модели кинетики формирования частиц в системах с двухкомпонентной дисперсной

средой // Сборник докладов 10-й Всероссийской конференции молодых ученых "Состав атмосферы. Климатические эффекты. Атмосферное электричество", 16-19 мая 2006 г., Звенигород.

10. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И. Численное моделирование процессов формирования частиц в смешанных облаках // Сборник докладов 10-й Всероссийской конференции молодых ученых "Состав атмосферы. Климатические эффекты. Атмосферное электричество", 16-19 мая 2006 г., Звенигород.

11. Пискунов В.Н., Петров А.М., Голубев А.И. Моделирование кинетики формирования осадков в облачных процессах // Тезисы докладов Всероссийской конференции по физической химии и нанотехнологиям «НИФХИ-90», посвящённая 90-летию Карповского института (с международным участием), Москва, 10 – 14 ноября 2008 года.

12. Петров А.М. Теоретические и численные модели кинетики формирования частиц в системах с двухфазной дисперсной средой // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2007. вып. 2-3. С.41-48.

13. Петров А.М. Численное моделирование кинетики формирования частиц в системах с двухфазной дисперсной средой. Расчеты для эксперимента «Монтана» // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2008. вып. 3. С.27-34.

28/1

ПЕТРОВ Александр Михайлович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
ОБРАЗОВАНИЯ И КОАГУЛЯЦИИ ЧАСТИЦ
В СМЕШАННЫХ ОБЛАКАХ
С УЧЕТОМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ**

Автореферат

Подписано в печать 26.09.2014 Формат 60×64/16
Печать электрографическая. Тираж 70 экз. Зак. 1696-2014

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23