

## Образование аэрозоля и капель в бинарных смесях насыщенного водяного пара с воздухом и молекулярными газами

А.В. Климкин<sup>1</sup>, А.Н. Куряк<sup>1</sup>, Ю.Н. Пономарев<sup>1</sup>,  
А.С. Козлов<sup>2</sup>, С.Б. Малышкин<sup>2</sup>, А.К. Петров<sup>2</sup>,  
А.Л. Куперштох<sup>3,4</sup>, Д.И. Карпов<sup>3,4</sup>, Д.А. Медведев<sup>3,4\*</sup>

<sup>1</sup> *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

<sup>2</sup> *Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН  
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3*

<sup>3</sup> *Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН  
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15*

<sup>4</sup> *Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Поступила в редакцию 13.10.2015 г.

Описаны результаты наблюдения образования аэрозольных частиц и капель в бинарных смесях насыщенного водяного пара с воздухом и молекулярными газами в процессе квазиadiaбатического спада давления смеси от атмосферного до 100 мбар. Кинетика генерации аэрозоля и капель исследована в отсутствие и при воздействии монокинетического пучка электронов на газовую смесь с пересыщенным водяным паром, который получался в процессе контролируемого сброса давления приготовленной газовой смеси в сферической камере диаметром 1,4 м в вакуумизированный резервуар объемом ~40 м<sup>3</sup>. Кинетика образования аэрозольных частиц и капель регистрировалась методом малоуглового рассеяния лазерного луча (капли) и с помощью аэрозольного спектрометра (частицы). Результаты экспериментов демонстрируют существенную зависимость аэрозоля и каплеобразования от воздействия ионизирующего излучения.

Проведенное 3D компьютерное моделирование процесса конденсации пересыщенного водяного пара на ионах методами решеточных уравнений Больцмана и молекулярной динамики качественно описывает полученные экспериментальные результаты.

*Ключевые слова:* атмосфера, облака, молекулы, аэрозоль, капля, фазовый переход, ионизирующее излучение, компьютерное моделирование; atmosphere, clouds, molecules, aerosol, drop, phase transition, ionizing radiation, computer modeling.

### Введение

Облака в атмосфере оказывают существенное влияние на обмен энергией между Солнцем, атмосферой и поверхностью Земли. Динамика облакообразования управляется процессами роста и испарения водяных капель. Большая роль ионизирующего излучения космической природы в облакообразовании и грозовой активности установлена, например, в работах [1–4].

Экспериментальные исследования конденсации водяных паров начаты более 100 лет назад Вильсоном [5]. Исследования динамики процессов конденсации водяных паров (актуальных для понимания процессов облакообразования) в зависимости от вида и количества центров конденсации, изменений температуры и давления парогазовой смеси, наличия ионизирующего излучения проводились, как правило, с использованием камер Вильсона малого объема [4, 6].

В 2010 г. в Институте оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук создана первая версия экспериментальной установки для исследования процессов нуклеации насыщенного водяного пара в атмосферном воздухе, работающая по схеме камеры Вильсона 2-го рода с значительно большим объемом рабочих камер [7]. На этой установке выполнены эксперименты по динамике генерации аэрозольных

\* Антон Владимирович Климкин (tosha@asd.iao.ru); Алексей Николаевич Куряк (alex@asd.iao.ru); Юрий Николаевич Пономарев (yurpon@iao.ru); Александр Сергеевич Козлов (kozlov@kinetics.nsc.ru); Сергей Борисович Малышкин (msb@ngs.ru); Александр Константинович Петров (petrov@kinetics.nsc.ru); Александр Леонидович Куперштох (skn@hydro.nsc.ru); Денис Иванович Карпов (karpov@hydro.nsc.ru); Дмитрий Александрович Медведев (dmedv@hydro.nsc.ru).

частиц и капель в смеси насыщенных паров  $H_2O$  с воздухом различной степени очистки при адиабатическом изменении давления смеси и воздействии пучка электронов [8, 9]. Ряд полученных результатов (например, природа 3-го максимума на диаграмме зависимости концентрации капель от времени [8]) не был однозначно интерпретирован из-за того, что они имели качественный характер.

В настоящей статье описаны результаты экспериментов по регистрации аэрозольно-капельных образований в смеси насыщенного водяного пара с воздухом и бинарных смесях с молекулярными газами, полученные на модернизированном экспериментальном комплексе [7]. Представлены также результаты 3D компьютерного моделирования процессов конденсации пересыщенного водяного пара на ионах методами решеточных уравнений Больцмана и молекулярной динамики.

### Аппаратурно-программный комплекс

Аппаратурно-программный комплекс (рис. 1) предназначен для изучения процессов конденсации

паров воды и появления водяного аэрозоля в различных газах и газовых смесях при понижении давления и при воздействии пучка заряженных частиц. Он создан на базе оптической кюветы КА-1, выполненной в виде трубы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 0,7 м и длиной 112 м. На торцах кювета имеет увеличенные в размерах части в виде цилиндрических камер. Диаметр увеличенной части составляет 1,4 м, длина около 1,5 м. Общий объем кюветы  $45 \text{ м}^3$ . Кювета разделена перегородкой 19 на две камеры: малую диаметром 1,4 м и объемом  $1,5 \text{ м}^3$  и большую объемом  $43,5 \text{ м}^3$ . Малая (экспозиционная) камера предназначена для подготовки смесей воздуха и молекулярных газов с насыщенным водяным паром, а большая камера является буферным объемом, в который происходит контролируемый сброс газовой смеси из экспозиционной камеры. Обе камеры соединены между собой воздушным клапаном 10 с регулируемой скоростью сброса давления фирмы MKS Instruments (США). В установке, как и в камере Вильсона 2-го типа, пересыщение водяного пара создается сбросом давления из малой камеры в большую.

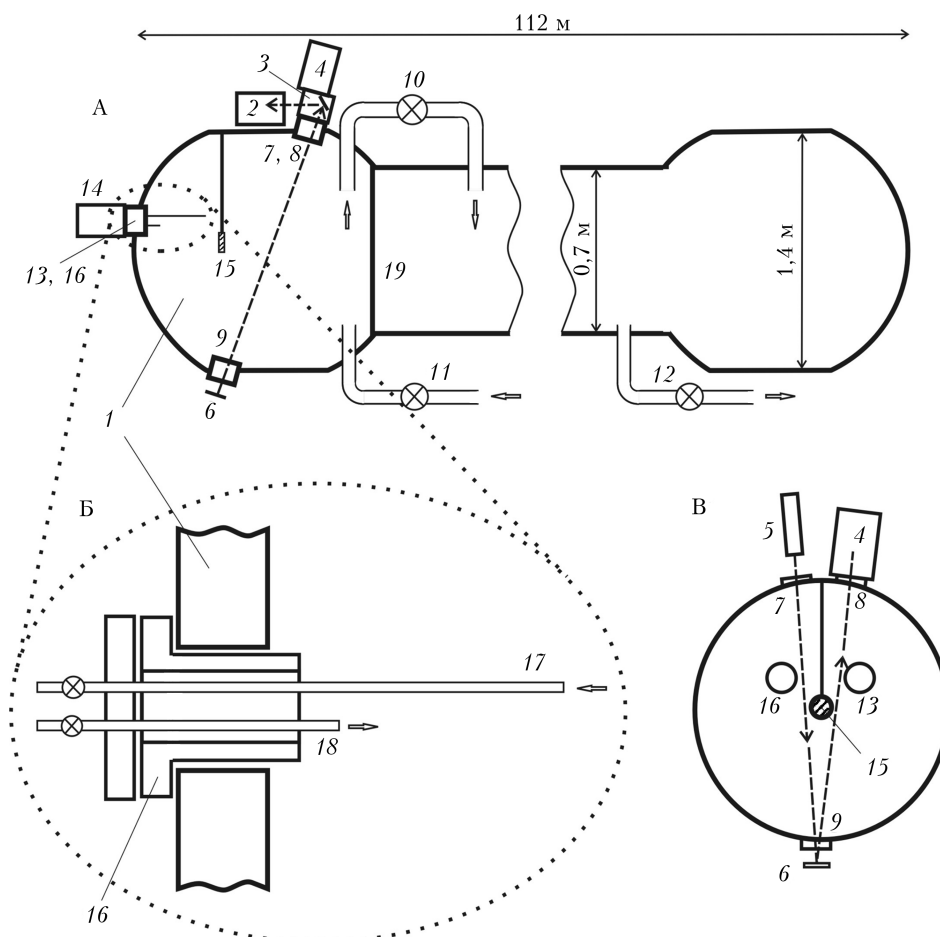


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: А — общая схема установки; Б — фланец подключения фотоэлектрического спектрометра аэрозоля; В — торец кюветы. 1 — кювета; 2, 4 — фотоприемные блоки; 3 — блок с поворотным зеркалом; 5 — лазер; 6 — зеркало; 7, 8, 9 — фланцы с окнами; 10, 11, 12 — вакуумные клапаны; 13 — фланец крепления источника электронов; 14 — источник электронов; 15 — электрод; 16 — фланец подключения фотоэлектрического спектрометра аэрозоля; 17 — трубка забора воздуха; 18 — трубка сброса воздуха; 19 — перегородка

Откачка воздуха из обеих кювет до давления  $10^{-2}$  торр происходит при открытом вакуумном клапане 10 через клапан 12. Затем клапан 10 перекрывается, и через систему фильтров и клапан 11 в малую камеру подается воздух или смесь паров воды с молекулярным газом до достижения давления в камере 500 торр. Влажность в малой камере доводится до 100%. Далее производится контролируемый сброс давления из экспозиционной камеры в буферную, сопровождающийся образованием частиц и капель в объеме экспозиционной камеры.

В качестве источника электронов (ИЭ) 14 используется малогабаритный ускоритель электронов [10]. Он излучает пучок электронов энергией не ниже 80 кэВ и длительностью на половине амплитуды 15 нс. Диаметр пучка на выходе ИЭ не превышает 0,014 м. Расходимость пучка при давлении воздуха 760 торр составляет 48 град, а при давлении 250 торр – 15 град.

Появление крупных аэрозольных частиц и капель в экспозиционной камере контролировалось по изменению поглощения и рассеяния излучения одностороннего одночастотного He–Ne-лазера JDSU-1507-2 (США). Излучение лазера 5 проходит через экспозиционную камеру и возвращается в фотоприемник 4 от зеркала 6. Фотоприемник 2 применяется для контроля выходной мощности лазера. В качестве фотоприемников используются фотоэлектронные умножители ФЭУ-79.

Измеритель спектра размеров частиц от 10 до 1100 нм подключается через фланец 16. В качестве этого измерителя используется аэрозольный спектрометр Scanning Mobility Particle Sizer 5.403 (SMPS) фирмы Grimm Aerosol Technik (ФРГ). В экспериментальный комплекс включены парогенератор Lelit-PS09N (Италия), измеритель влажности и температуры E+E Elektrtonik-E33-MFTI (Австрия), измеритель давления Vacuubrand DVR5 (ФРГ). Все окна в корпусе экспозиционной камеры выполнены с контролируемым подогревом.

Для управления всеми датчиками экспериментального комплекса был разработан специализированный программный пакет на базе LabView. Технические характеристики комплекса приведены ниже.

Габаритные размеры, м	112 × 0,7
Габаритные размеры камеры с ИЭ, м	1,6 × 1,4
Вакуум рабочей камеры, торр	$10^{-5}$
Вакуум буферной емкости, торр	$10^{-2}$
Энергия электронного пучка ИЭ не менее, кэВ	80
Расходимость электронного пучка, град	
при давлении 1 атм	45
при давлении 0,3 атм	15
Диаметр электронного пучка на выходе ИЭ, м	0,014
Шаг дискретизации отсчетов с фотоприемника, Гц	$1-10^3$
Относительная погрешность измерения сигналов с фотоприемника, %	0,5
Степень очистки напускаемого воздуха не менее, %	99,9
Длина волны зондирующего излучения, мкм	0,63
Измеритель давления	Vacuubrand DVR5

Методики подготовки парогазовых смесей детально описаны в [8, 9].

## Экспериментальные результаты

Эксперименты по образованию жидкокапельного аэрозоля в зависимости от скорости сброса давления в смеси паров  $H_2O$  с воздухом в отсутствие и при воздействии пучка электронов описаны в [8, 9]. В [8] было показано, что при достаточно быстром сбросе давления, обеспечивающем адиабатическое расширение парогазовой смеси в камере, наблюдается появление трех пиков в сигнале интенсивности рассеянного лазерного излучения (рис. 2).

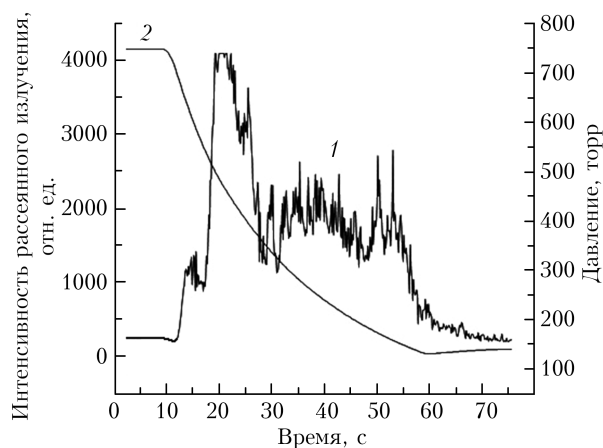


Рис. 2. Интенсивность рассеянного излучения (1) и спад давления (2) в экспозиционной камере при скорости сброса давления 30 торр/с

Первый пик появляется через 20 с и соответствует образованию капелек воды на частичках пыли [7]. Появление второго пика происходит через 40 с при падении давления на 0,72–0,74 от начального давления смеси. При этом пересыщение водяного пара равно 3,9–4,50 и соответствует пересыщению, при котором наблюдается конденсация паров воды на ионах [11]. Природа третьего пика после 50 с в [7] однозначно не установлена. Отмечено также, что увеличение скорости сброса давления ведет к росту интенсивности второго пика.

В [7] на той же экспериментальной установке наряду с образованием капель исследовалось образование частиц размером от 10 до 100 нм. Аэрозольный спектрометр SMPS 5.403, состоящий из селективной колонки, в которой происходит разделение частиц по размерам, и блока регистрации, подключался к экспозиционной камере к фланцу 16 (см. рис. 1). Через трубку 17 осуществлялся забор аэрозольно-газовой смеси из камеры в спектрометр, а по трубке 18 — ее возврат в камеру через аэрозольный фильтр.

В [9] показано, что при сбросе давления, начиная с уровня 500 торр, всегда регистрировалось образование новых частиц (рис. 3). Авторы предположили, что это ядра конденсации, которые остаются от капель, образовавшихся в экспозиционной камере и частично высохших за время прохождения по трубке 17 в аэрозольный спектрометр. Проведенные оценки показывают, что в экспозиционной камере при сбрасывании давления образуется до  $10^4-10^5$  капель диаметром до 80 мкм на 1 л парогазовой смеси.

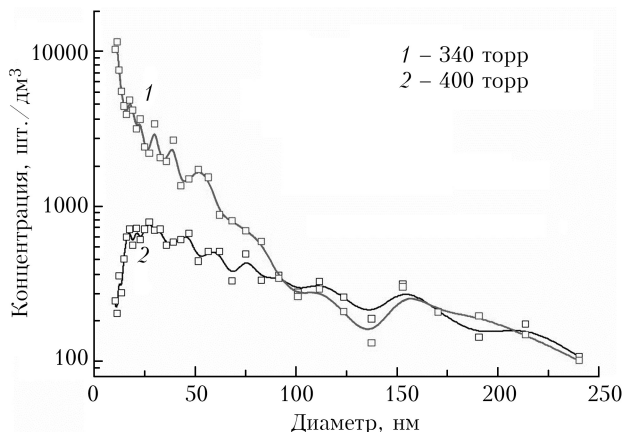


Рис. 3. Распределение по размерам частиц аэрозоля, образующихся при снижении давления

При исследовании влияния импульсного воздействия электронным пучком на смесь воздуха с парами  $H_2O$  было установлено, что интенсивность излучения, рассеянного на каплях, которые конденсируются на микрокастичках пыли (первый пик на рис. 2), увеличивается незначительно. Интенсивность рассеяния на каплях, конденсирующихся на ионах, при этом увеличивается более чем на порядок. На рис. 4 показано, что в результате воздействия импульса электронов в объеме экспозиционной камеры (давление смеси  $H_2O$ –воздух 370 торр, относительная влажность 100%) образуется много новых частиц ( $\sim 4000 \text{ см}^{-3}$ ). При повторном включении электронного пучка максимумы концентрации образующихся частиц уменьшаются. Это может быть вызвано уменьшением влажности смеси и оседанием капель на стенках камеры.

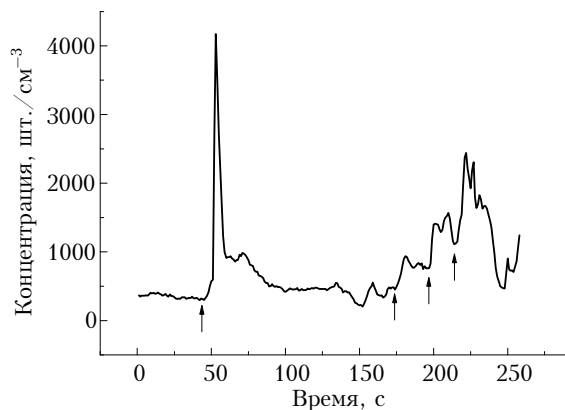


Рис. 4. Зависимость общей концентрации частиц размером больше 10 нм от времени (стрелками показаны моменты воздействия пучка электронов)

Исследования аэрозолеобразования в модельных смесях насыщенного водяного пара с  $CO_2$  и азотом были выполнены при более точном контроле скорости и начала сброса давления. Для этого был установлен клапан сброса давления фирмы MKS Instruments (США), тип 253В, в виде мотыльковой заслонки с внутренним диаметром 32 мм. Совместно с датчиком давления клапан позволяет осуществлять контролируемый сброс газовой смеси из экспозиционной камеры в буферный объем

с управлением от компьютера. Его использование привело к воспроизводимости результатов в серии из 6–10 последовательных сбросов для идентичных начальных характеристик газовой смеси в экспозиционной камере не хуже 90% (рис. 5).

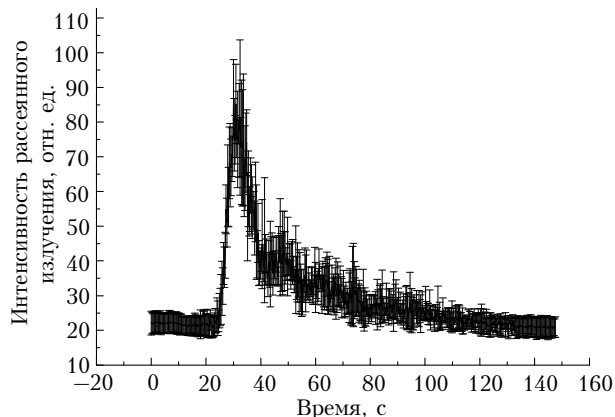


Рис. 5. Кинетика интенсивности рассеянного излучения (усреднение по 6 точкам)

На рис. 6 показано, что для бинарных смесей  $CO_2$ – $H_2O$  (рис. 6, а) и  $N_2$ – $H_2O$  (рис. 6, б) заметного образования капельной фракции (интенсивности светорассеяния) не происходит.

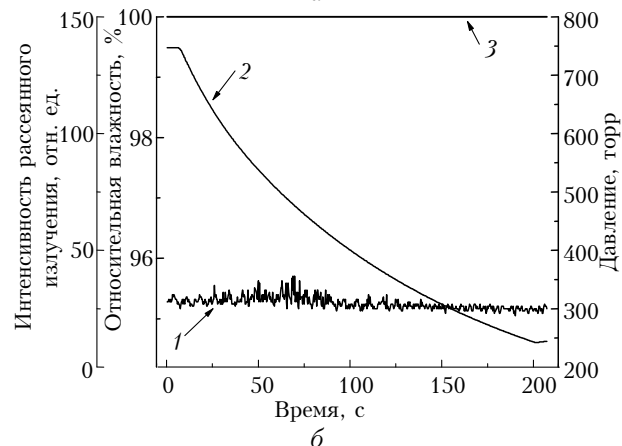
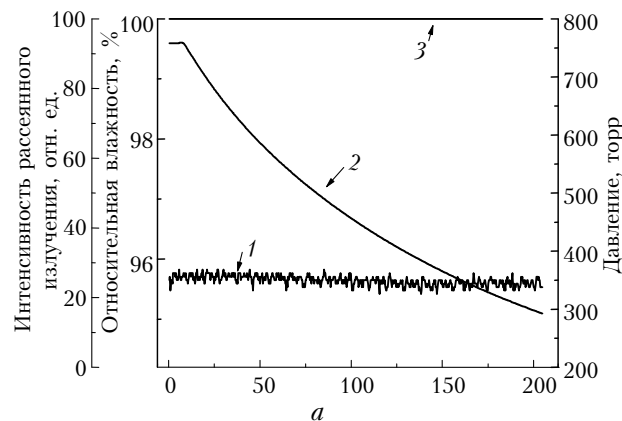


Рис. 6. Зависимость интенсивности рассеянного излучения в смеси  $CO_2$ – $H_2O$  (а) и  $N_2$ – $H_2O$  (б) от времени при спаде давления в экспозиционной камере: 1 – интенсивность рассеянного излучения; 2 – спад давления в камере; 3 – относительная влажность

## Моделирование начальной стадии формирования зародыша капель методом молекулярной динамики

Как известно, критический размер зародыша капли в паре резко возрастает с уменьшением пересыщения [12]. Появление ионов в паре приводит к уменьшению критического размера зародыша. Методы сплошной среды и термодинамики позволяют моделировать процесс конденсации, когда в системе существуют зародыши субмикронных размеров, на которых могут формироваться капли. Сам процесс формирования зародыша на ионе, когда количество молекул, осевших на ион, исчисляется единицами или десятками, остается за кадром. Поэтому для описания начальной фазы формирования зародыша был применен метод молекулярной динамики. Реализовано две модели: ион в насыщенном паре полярных молекул и ион в насыщенном паре неполярных молекул с заданным значением поляризуемости.

Использовалась сферическая модель молекулы. Межмолекулярные силы представлялись двумя видами потенциалов. Симметричные притяжение и отталкивание описывались с помощью потенциала Леннарда-Джонса. Электрическое взаимодействие между полярными молекулами и молекулами и ионом описывалось в приближении точечного диполя, помещенного в центр молекулы.

Сила взаимодействия между парой диполей рассчитывалась по формуле

$$\mathbf{F}_{DD} = \frac{3}{r^5} ((\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_2) \mathbf{r} + \boldsymbol{\mu}_1 (\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{r}) + \boldsymbol{\mu}_2 (\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{r})) - 15 \frac{(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{r}) \cdot \mathbf{r}}{r^7},$$

где  $\boldsymbol{\mu}_1$  и  $\boldsymbol{\mu}_2$  — дипольные моменты молекул;  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, а  $r$  — расстояние между центрами диполей. Расчет сил, действующих между диполем  $\boldsymbol{\mu}$  и ионом, выполнялся по формуле

$$\mathbf{F}_{ID} = Q \left( \frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}}{r^3} \right),$$

где  $Q$  — заряд иона.

Для полярных молекул влияние иона сводится к их повороту под действием поля иона и дрейфу в область сильного поля. Для расчета трехмерных вращений реализован алгоритм с применением алгебры кватернионов.

В расчетах по модели, в которой учитывается поляризация молекул полем иона, реализован алгоритм, позволяющий рассчитать влияние на величину дипольного момента полей соседних дипольных молекул. При вычислении самосогласованного поля в месте расположения молекулы учитывались поля внедренного иона и всех молекул ансамбля. На каждом шаге расчета по методу молекулярной динамики значения дипольных моментов молекул и локального электрического поля корректирова-

лись с помощью итеративной процедуры, описанной в [13], в соответствии с новым расположением молекул ансамбля и иона. Вследствие поляризации в поле иона молекулы притягивались к иону.

Сила притяжения поляризованной молекулы к иону  $\sim r^{-6}$ , в то время как сила молекулярного притяжения  $\sim r^{-7}$ , поэтому конденсация на ионе идет быстрее, чем на флуктуациях плотности в паре. При больших радиусах капли напряженность поля спадает значительно медленнее, чем вблизи иона, и рост в большей степени определяется межмолекулярными силами взаимодействия, описываемыми потенциалом Леннарда-Джонса. На рис. 7 показано образование зародыша в газе неполярных молекул с постоянной поляризуемостью.

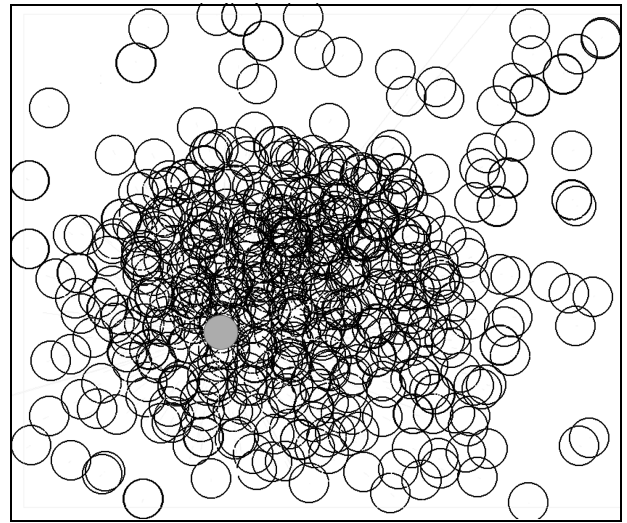


Рис. 7. Капля вокруг иона (кружок серого цвета), помещенного в насыщенный пар из нейтральных молекул, поляризующихся под действием электрического поля иона. Показана проекция трехмерного распределения молекул на плоскость

В неоднородном поле дипольные молекулы оседают на ионе. Влияние электрического поля на динамику формирования микрокапли существенно, пока слой диполей имеет толщину 2–3 диаметра молекулы. Таким образом, моделирование показывает, что роль иона сводилась к формированию вокруг себя слоя поляризованных молекул толщиной  $\sim 3$  диаметра молекулы — зародыша капли.

Исследована динамика формирования зародыша на ионе при разных значениях плотности пара. Для регистрации динамики образования зародыша на ионе через равные промежутки времени рассчитывалось количество молекул, оказавшихся внутри координационных сфер с центром на ионе. Радиусы сфер были равны двум и четырем диаметрам молекулы. Чтобы уменьшить влияние на результат флуктуаций количества молекул в координационной сфере, выполнялось усреднение на интервалах времени, соответствующих примерно 10000 шагов по времени молекулярно-динамических расчетов. На рис. 8 приведена зависимость размера капли, образующейся на ионе, от времени. Для сравнения приведены

аналогичные графики для координационных сфер, построенных вокруг одной из молекул пара.

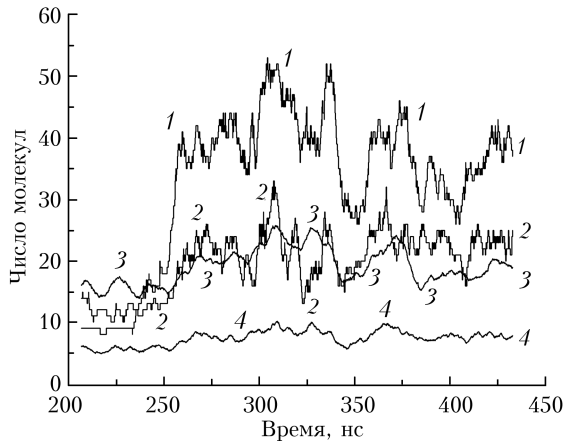


Рис. 8. Количество соседних молекул в координационных сферах радиусом  $R = 2$  (кривые 2, 4) и  $R = 4$  (кривые 1, 3) диаметра молекулы в зависимости от времени для иона (кривые 1, 2) и молекулы пара (кривые 3, 4)

Выполнены расчеты формирования микрокапли в плотном газе полярных молекул на ионе при разных значениях плотности пара. Согласно расчетам влияние иона приводит к образованию на ионе зародыша жидкой фазы (рис. 9).

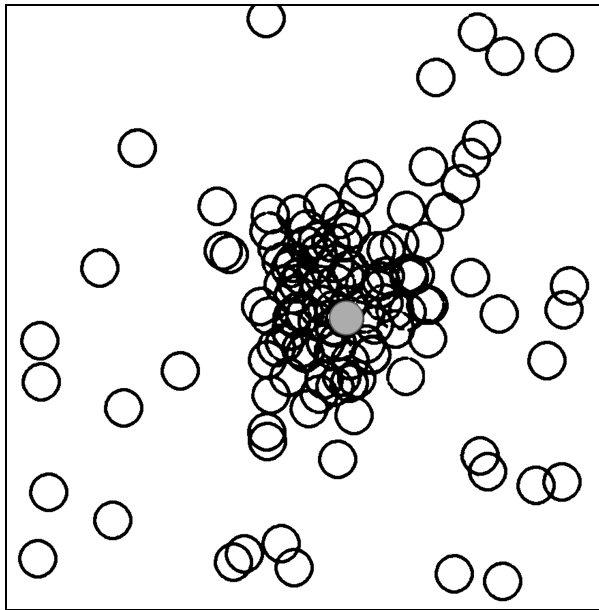


Рис. 9. Зародыш на ионе (кружок серого цвета) в паре, состоящем из полярных молекул. Показана проекция на плоскость трехмерного распределения молекул

В неоднородном поле дипольные молекулы оседают на ионе. Влияние электрического поля на динамику формирования микрокапли существенно, пока слой диполей имеет толщину 2–3 диаметра молекулы. При больших радиусах капли напряженность поля спадает значительно медленнее, чем вблизи иона, и рост в большей степени определяет-

ся межмолекулярными силами, описываемыми потенциалом Леннарда-Джонса.

### Моделирование конденсации насыщенного пара под действием электрических полей методом LBE

Сравнительно новый метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Equation, LBE) представляет собой дискретную модель сплошной среды [14]. В настоящее время метод LBE вполне может конкурировать с традиционными методами вычислительной гидродинамики, а в некоторых областях (многофазные и многокомпонентные течения) он имеет значительные преимущества. При моделировании фазовых переходов метод LBE представляет собой метод сквозного счета границ раздела фаз [15–17].

Выполнено трехмерное компьютерное моделирование двухкомпонентной среды «воздух–пересыщенный пар» с учетом конденсации, испарения и коалесценции капель в электрических полях. В качестве модельной системы рассматривалась среда, состоящая из инертного газа и насыщенных паров, способных конденсироваться в жидкость. Для пара и жидкости использовалось модельное уравнение состояния Ван-дер-Ваальса. Инертный газ описывался уравнением состояния идеального газа.

Для неполярных диэлектриков в качестве зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  от объемной плотности заряда  $\rho$  использовалась формула Клаузиуса–Моссотти:

$$\epsilon = 1 + 3\alpha\rho / (1 - \alpha\rho).$$

Здесь  $\alpha$  – поляризуемость.

Динамика газовой и жидкой фаз моделировалась методом LBE, а расчет потенциала электрического поля с учетом изменяющейся диэлектрической проницаемости осуществлялся согласно уравнению Пуассона:

$$\nabla(\epsilon \nabla \phi) = -4\pi q,$$

где вектор электрического поля  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ ;  $\phi$  – потенциал электростатического поля;  $q$  – электрический заряд.

В электрическом поле возникают силы, действующие на диэлектрик:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} - \frac{E^2}{8\pi} \nabla\epsilon + \frac{1}{8\pi} \nabla \left[ E^2 \rho \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right].$$

Здесь  $E$  – амплитуда электрического поля. Производная вычисляется при постоянной температуре  $T$ .

Проводилось моделирование конденсации пара в присутствии точечных зарядов (ионов). Происходит втягивание диэлектрика в область сильного поля, приводящее к образованию капель вблизи ионов, которые служат зародышами конденсации. На рис. 10 показаны положение капель и плотность среды вдоль оси  $x$ .

Для учета тепловых процессов при конденсации капель был разработан вариант метода решеточных

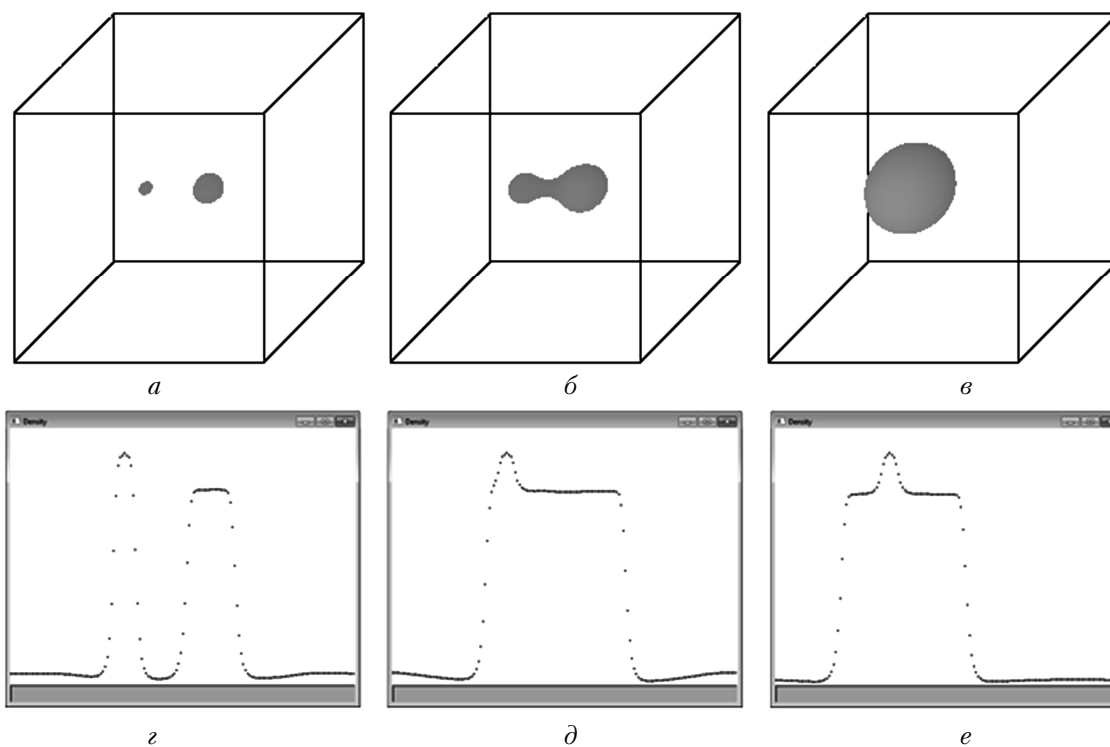


Рис. 10. Конденсация пара на ионе и коалесценция заряженной и незаряженной каплей (*a–e*). Графики плотности вдоль оси симметрии  $x$  (*z–e*).  $t = 250$  (*a, z*),  $1000$  (*б, д*),  $3500$  (*в, e*) шагов по времени. Сетка  $160 \times 160 \times 160$

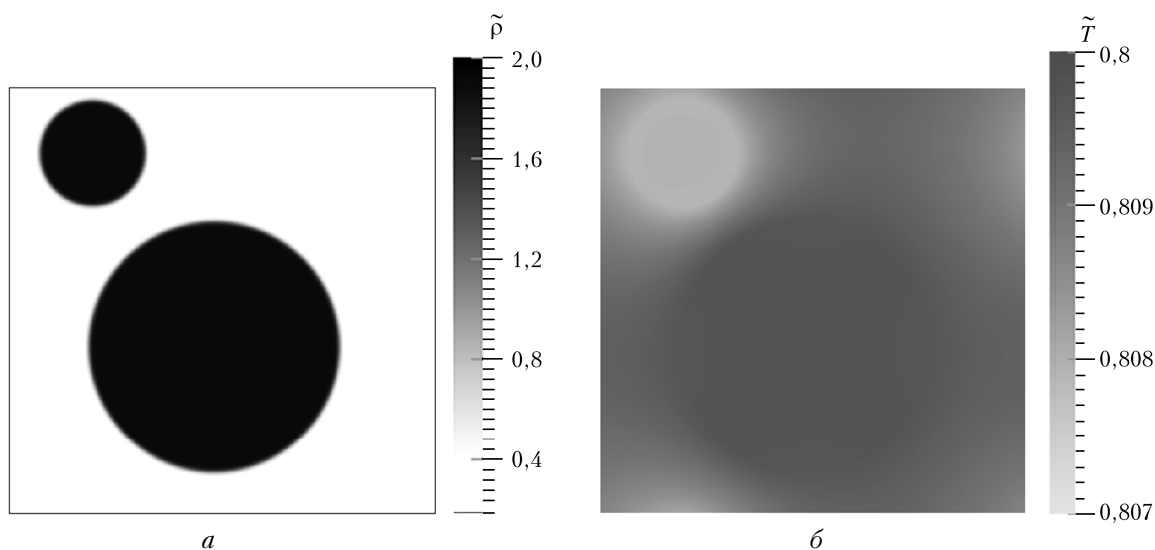


Рис. 11. Распределение плотности (*a*) и температуры (*б*) на поздней стадии коалесценции каплей. Безразмерная температура  $\tilde{T}_0 = 0,8$ ; безразмерная плотность  $\tilde{\rho}_0 = 0,8$ ;  $t = 1750000$  шагов по времени. Сетка  $500 \times 500$

уравнений Больцмана с учетом теплопереноса [15], в котором реализован метод сквозного счета границ раздела фаз «жидкость–пар». Он не требует выделения границ раздела фаз и постановки на них граничных условий. В алгоритме учитываются теплопроводность, работа сил давления и скрытая теплота фазового перехода.

На рис. 11 показано поведение двух каплей в насыщенном паре. Температура меньшей капли ниже за счет эффекта испарения, а большая капля нагревается из-за конденсации. Получено, что при

учете теплоты фазового перехода маленькие капли охлаждаются и процесс их испарения в почти насыщенном паре замедляется.

### Заключение

Проведенная модернизация аппаратно-программного комплекса, объем камер которого многократно превышает используемые ранее, позволила улучшить воспроизводимость экспериментальных данных и расширить диапазон диагностируемых частиц от наноразмерных до капель.

Выявлена зависимость интенсивности рассеянного на каплях излучения от воздействия ионизирующего излучения. Показано, что процессы аэрозолеобразования, ярко выраженные для смеси  $\text{H}_2\text{O}$ –воздух, значительно слабее для смесей  $\text{H}_2\text{O}$  с молекулярными  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Наблюдались образование новых ядер конденсации в результате ионизации газовой среды и их относительно плавная релаксация со временем. В дальнейших экспериментах планируется осуществить ступенчатую регулировку энергии электронного пучка и установить влияние добавок легко ионизирующихся молекулярных примесей на процессы конденсации паров  $\text{H}_2\text{O}$  в воздухе и газовых смесях.

Выполнены расчеты формирования микрокапли из молекул плотного газа на ионе при разных значениях плотности пара. Согласно расчетам, образование зародыша жидкой фазы на ионе происходит быстрее, чем на флуктуациях плотности пара. В неоднородном поле дипольные молекулы оседают на ионе. Влияние электрического поля на динамику формирования микрокапли существенно, пока слой диполей имеет толщину 2–3 диаметра молекулы. При больших радиусах капли напряженность поля спадает значительно медленнее, чем вблизи иона, и рост капли в большей степени определяется межмолекулярными силами, описываемыми потенциалом Леннарда-Джонса.

С макроскопической точки зрения происходит втягивание диэлектрика в область сильного поля, приводящее к образованию кластеров молекул воды вблизи ионов, которые служат зародышами дальнейшей конденсации. Именно такой процесс наблюдается в мезоскопических расчетах методом LBE. Затем образовавшаяся заряженная капля притягивает соседние незаряженные, что приводит к их коалесценции. Кроме того, имеет место рост больших капель за счет конденсации насыщенного пара. Эти эффекты приводят к росту среднего размера капель.

Авторы признательны академику Г.Ф. Крымскому за внимание и поддержку.

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта междисциплинарных фундаментальных исследований СО РАН № 79.

1. *Ney E.P.* Cosmic radiation and the weather // *Nature (Gr. Brit.)*. 1959. V. 183. P. 451–452.

*A.V. Klimkin, A.N. Kuryak, Yu.N. Ponomarev, A.S. Kozlov, S.B. Malyshkin, A.K. Petrov, A.L. Kupershtokh, D.I. Karpov, D.A. Medvedev.* **Generation of aerosol and droplets in mixtures of water vapor with air and molecular gases.**

Results of observation of generation of aerosol particles and drops in mixtures of saturated water vapor with air and molecular gases are described in the paper. The kinetics of the aerosol and drop generation was studied in the absence and under impact of monokinetic beam of electrons on the gas mixture with supersaturated water vapor, formed in the process of the controllable pressure unloading of the prepared gas mixture from a spherical chamber of 1.4 m in diameter to vacuum reservoir of  $\sim 40 \text{ m}^3$  in volume. The kinetics of generation of aerosol particles and drops was recorded by the method of laser beam (drop) small-angle scattering and with the help of aerosol spectrometer (particle). Experimental results show significant dependence of generation of drops and particles on the impact of ionizing radiation.

Three-dimensional computer simulation of the process of supersaturated water vapor condensation on ions by methods of Boltzmann lattice equations (LBE) and molecular dynamics (MD) describes qualitatively the obtained experimental results.

2. *Marsh N., Svensmark H.* Cosmic Rays, Clouds and Climate // *Space Sci. Rev.* 2000. V. 94, N 1–2. P. 215–230.
3. *Andreas M., Enghoff B., Svensmark H.* The role of atmospheric ions in aerosol nucleation: A review // *Atmos. Chem. Phys.* 2008. V. 8, N 16. P. 4911–4923.
4. *Крымский Г.Ф.* Космические лучи и погода // *Наука и техника в Якутии*. 2005. № 1(8). С. 3–6.
5. *Вильсон Д.Ж.* Камера Вильсона. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1954. 152 с.
6. *Фольмер М.* Кинетика образования новой фазы / Пер. с нем. М.: Наука, 1986. 208 с.
7. *Крымский Г.Ф., Колосов В.В., Ростов А.П., Тырышкин И.С.* Установка для исследования нуклеации водяных паров в искусственной атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана*. 2010. Т. 23, № 9. С. 820–825.
8. *Крымский Г.Ф., Колосов В.В., Тырышкин И.С.* Конденсация пара в присутствии ионизирующих воздействий // *Оптика атмосфер. и океана*. 2010. Т. 23, № 9. С. 826–829.
9. *Пономарев Ю.Н., Клишкин А.В., Козлов А.С., Колосов В.В., Крымский Г.Ф., Куряк А.Н., Малышкин С.Б., Петров А.К.* Исследования конденсации пересыщенного водяного пара при ионизации атмосферы и сопутствующего характеристического ИК-излучения // *Солнечно-земная физ.* 2012. Вып. 21. С. 58–61.
10. *Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Orlovskii V.M., Tkachev A.N., Shunailov S.A.* Production of powerful electron beams in dense gases // *J. Experim. Theor. Phys. Lett.* 2003. V. 77, N 11. P. 611–615.
11. *Das Gupta N.N., Ghosh S.K.* Wilson chamber and its application to physics // *Rev. Mod. Phys.* 1946. V. 18, N 2. P. 225–365.
12. *Амелин А.Г.* Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1972. 304 с.
13. *Kolafa J.* Time-reversible always stable predictor-corrector method for molecular dynamics of polarizable molecules // *J. Comput. Chem.* 2003. V. 25, N 3. P. 335–342.
14. *Chen S., Doolen G.D.* Lattice Boltzmann method for fluid flow // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1998. V. 30. P. 329–364.
15. *Shan X., Chen H.* Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // *Phys. Rev. E.* 1993. V. 47, N 3. P. 1815–1819.
16. *Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I.* On equations of state in a lattice Boltzmann method // *Comput. Math. Appl.* 2009. V. 58, N 5. P. 965–974.
17. *Куперштох А.Л., Медведев Д.А., Грибанов И.И.* Моделирование тепломассопереноса в среде с фазовыми переходами методом решеточных уравнений Больцмана // *Вычислительные методы и программирование*. 2014. Т. 15, № 2. С. 317–328.