

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
ВО ЛЬДУ И МЕРЗЛЫХ ПОРОДАХ

УДК 551.5, 533.9

ПРИЗНАКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДЫ
В АТМОСФЕРНОМ ТУМАНЕ

А.В. Шавлов^{1,2}, И.В. Соколов¹, С.Н. Романюк¹, В.А. Джуманджи¹

¹Институт криосферы Земли СО РАН, 625000, Тюмень, а/я 1230, Россия; shavlov@ikz.ru

²Тюменский государственный нефтегазовый университет, 625000, Тюмень, ул. Володарского, 56, Россия

Получены видеоизображения капель лабораторного водяного тумана при стандартных атмосферных условиях. Построены парные корреляционные функции капель. Обнаружены признаки пространственного упорядочения тумана. Носителями структуры тумана являются капельные цепочки, содержащие от 2 до 10 капель с фиксированным расстоянием между каплями. Проанализирована возможность влияния капельных цепочек на сдвиговую вязкость тумана.

Вода, туман, капельный кластер, капельная цепочка, радиус Дебая

SPATIALLY ORDERED WATER DROPS IN ATMOSPHERIC FOG

A.V. Shavlov^{1,2}, I.V. Sokolov¹, S.N. Romanyuk¹, V.A. Dzhumandzhi¹

¹Earth Cryosphere Institute, SB RAS, 625000, Tyumen, P/O box 1230, Russia; shavlov@ikz.ru

²Tyumen State Oil and Gas University, 625000, Tyumen, Volodarskogo str., 56, Russia

Video images of the drops of water fog have been acquired under standard atmospheric conditions. The pair correlation functions of the drops have also been made. The traces of spatial arrangement of the drops inside the fog have been found. The fog structure carriers are the drop chains, each consisting of 2–10 water drops with a fixed interdroplet distance. The possible influence of the drop chains onto the shear viscosity of fog has been analyzed.

Water, fog, dropwise cluster, drop chain, Debye radius

ВВЕДЕНИЕ

В работе [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010] сделано предположение о том, что заряженные капли воды и кристаллы льда, содержащиеся в облаках и туманах, могут образовывать пространственно упорядоченные структуры и влиять на физико-механические свойства атмосферы, в частности на скорость переноса в ней тепла и массы. В результате этого может изменяться интенсивность теплообмена атмосферы с гидросферой, литосферой, криосферой и другими оболочками Земли и, как следствие, условия формирования погоды и климата на планете.

Основами для выдвинутого в [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010] предположения явилось лабораторное наблюдение образования капельного кластера – однослойной пространственно упорядоченной структуры вблизи поверхности подогретой воды [Федорец, 2004, 2005], сдвиговая вязкость которого была на порядок выше вязкости

воздуха [Шавлов и др., 2011; Shavlov et al., 2012]. В работах [Шавлов, Джуманджи, 2012; Shavlov et al., 2011] исследованы геометрические и электрические характеристики капельного кластера, установлен механизм левитации капель, получено правило позиционирования капель на расстоянии двух радиусов Дебая друг от друга. При этом пригодность полученных данных для описания физических свойств реальных облаков и туманов осталась неясной, поскольку существование в данных средах упорядоченных капельных структур до сих пор не было экспериментально доказано.

В настоящей работе предпринята попытка обнаружения капельного упорядочения в водяном тумане. Для этого в широком диапазоне температур в небольшом объеме получали водяной туман, регистрировали видеоизображения капель тумана в некоторой плоскости (предметной плоскости микроскопа), определяли координаты капель, вы-

числяли парные корреляционные функции и на их основе делали выводы о степени упорядоченности тумана.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Опыты с водяным туманом выполняли при атмосферных условиях, близких к стандартным. Для получения тумана использовали ультразвуковой ингалятор Вулкан-1 ТУ 1-720-0025-91 с потребляемой мощностью 130 Вт. Ингалятор был снабжен регулятором интенсивности генерации тумана, подогревателем исходной воды, вентилятором, регулирующим поток тумана на выходе устройства. Для приготовления тумана использовали дистиллированную воду. От ингалятора с помощью гофрированной пластиковой трубки длиной 500 мм и внутренним диаметром 20 мм туман дозированно подавали сверху в измерительную стеклянную кювету высотой 50 мм и диаметром 20 мм. Размеры кюветы были подобраны эмпирическим путем так, чтобы турбулентные потоки в кювете затухали в течение 3–5 с после прекращения подачи тумана. Через указанное время туман в кювете представлял собой гидродинамически спокойную (градиент проекции скорости на горизонтальную плоскость менее $0,1 \text{ с}^{-1}$) полупрозрачную среду, в которой капли воды размером в несколько микрометров опускались на дно кюветы со скоростью около 10^{-3} м/с под действием силы тяжести. Время наблюдения тумана после его напуска в кювету составляло несколько десятков секунд. Температуру тумана определяли на выходе гофрированной пластиковой трубки с помощью термометра с погрешностью $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$.

Наблюдение капель тумана осуществляли в горизонтальной плоскости с помощью микроскопа МБС-1, имеющего рабочее расстояние 65 мм. Микроскоп фокусировали на область, расположенную в центре кюветы. Эффективную глубину резкости микроскопа определяли опытным путем с помощью механического микрометра с ценой деления 1 мкм. Для этого на предметный столик микроскопа помещали стеклянную пластинку с осажденными на нее каплями воды из тумана и посредством вертикального перемещения микроскопа с регистрацией его положения по высоте определяли эффективную глубину резкости. Глубина резкости составила (250 ± 10) мкм, что примерно на порядок превысило минимальное расстояние между каплями воды в тумане (около 30 мкм).

Подсветку тумана осуществляли снизу с помощью светодиода. Регистрацию видеоизображений выполняли цифровой камерой MҮscore 310 М с частотой кадров 30 с^{-1} . Относительная погрешность измерения интервалов времени составляла $\pm 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ с}$. Абсолютная погрешность определе-

ния размеров по видеоизображениям равнялась $\pm 0,5$ пиксел, или $\pm 1,1 \text{ мкм}$.

Единичная капля в кювете перемещалась вниз под действием сил тяжести и трения. Она пребывала в пределах эффективной глубины резкости микроскопа на протяжении не менее 10 последовательных кадров видеосъемки или нескольких десятых долей секунды с некоторыми вариациями в большую или меньшую сторону в зависимости от температуры тумана. При температуре тумана ниже температуры окружающего воздуха скорость капель фиксированного размера была меньше вследствие нагревания и вытеснения тумана вверх из измерительной кюветы. При температуре тумана выше температуры воздуха скорость капель была больше из-за охлаждения тумана в кювете.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 приведены типичное видеоизображение капель тумана при температуре исходной воды $9 \text{ }^\circ\text{C}$ и его графическая копия. Капли имели одинаковый радиус около 4,5 мкм. Количество капель на изображении около 100. Концентрация капель равна $0,8 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$, или в переводе на объемное значение – $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$.

Для выявления признаков упорядочения капель в пространстве были построены среднестатистические парные корреляционные функции капель при различных температурах. Для этого произвольно выбирали 10 видеоизображений из 300 последовательных кадров видеосъемки при фиксированной температуре. Для каждого видеоизображения вычисляли парную корреляционную функцию капель по формуле

$$(dN/dr)r^{-2}, \quad (1)$$

где dN – число пар капель, попадающих в интервал межкапельных расстояний $(r, r + dr)$ при $dr = 2 \text{ мкм}$; r^{-2} – множитель, обеспечивающий затухание функции при больших r .

Затем вычисляли среднеарифметическую (по 10 функциям) парную корреляционную функцию. Полученную функцию трехкратно сглаживали путем вычисления плавающего среднего по трем точкам.

На рис. 2 представлен график среднестатистических парных корреляционных функций для капель тумана при температурах 9 и $90 \text{ }^\circ\text{C}$ (кривые 2 и 3 соответственно). На рис. 2 также приведена среднестатистическая парная корреляционная функция гипотетической плоской структуры, образованной случайно расположенными частицами с концентрацией, равной концентрации капель на видеоизображении тумана, $0,8 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$ (кривая 1). Способ вычисления кривой 1 тот же, что и для кривых 2, 3.

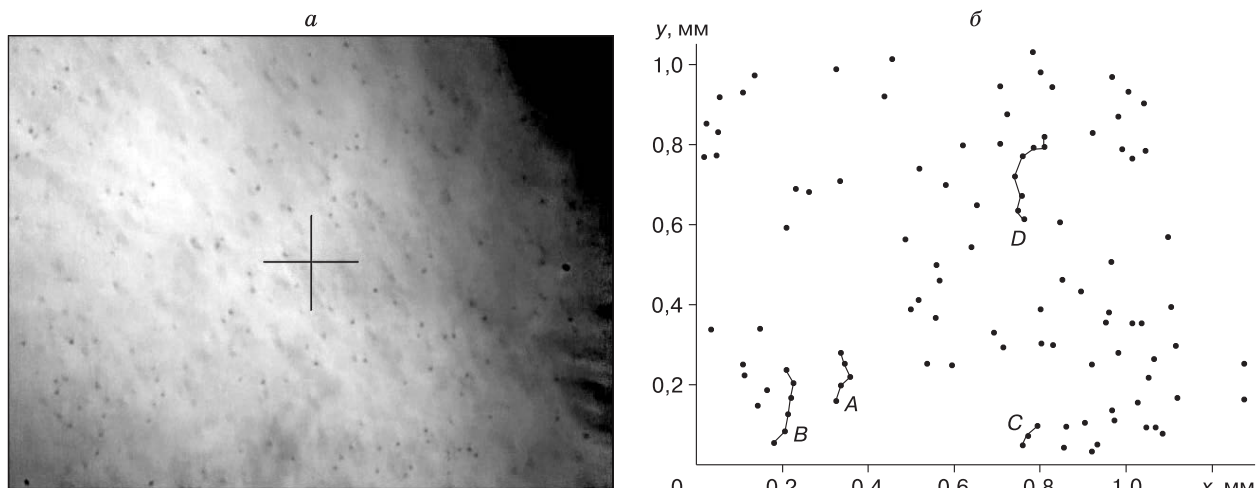


Рис. 1. Видеоизображение капель тумана при температуре исходной воды 9 °С (а) и графическая копия видеоизображения (б).

Линиями А, В, С, D соединены капли, взаимное пространственное положение которых сохранялось не менее 0,5 с.

На рис. 2 видно, что корреляционная функция случайно распределенных в пространстве частиц (кривая 1) очень быстро возрастает при $r \rightarrow 0$. При этом корреляционные функции капель тумана (кривые 2, 3) имеют максимумы при межкапельном расстоянии $r = 20\text{--}30$ мкм и равны нулю при $r \rightarrow 0$. Они также имеют слабые максимумы при удвоенном межкапельном расстоянии. Таким образом, кривые 2, 3 содержат признаки пространственного упорядочения капель воды в тумане. Следует отметить, что положение максимума парной корреляционной функции слабо зависит от температуры. Это может быть в значительной степени обусловлено техническими характери-

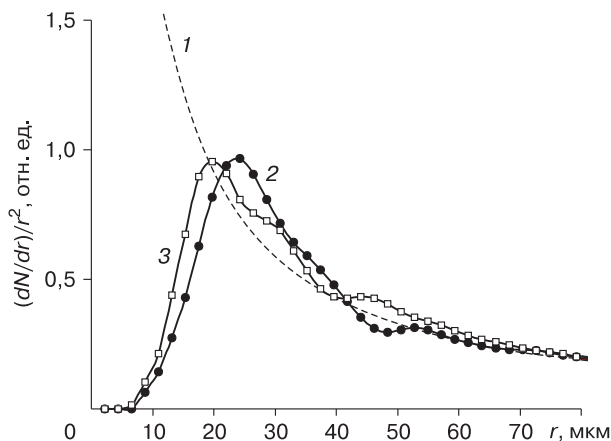


Рис. 2. Парные корреляционные функции: 1 – случайно расположенных на плоскости частиц; 2, 3 – капель тумана при температурах 9 и 90 °С в предметной плоскости микроскопа.

ками ингалятора Вулкан-1, а также использованным способом транспортировки тумана к измерительной кювете (через гофрированную трубку). Данная трубка, очевидно, выступала в роли сепаратора капель по размерам.

Признаки упорядочения капель тумана более заметны на графике 1 парной корреляционной функции (рис. 3), построенной по каплям единичного изображения (см. рис. 1). Здесь парную функцию вычисляли по формуле dN/dr , затем трехкратно сглаживали путем вычисления плавающего среднего по трем точкам. На рис. 3 хорошо видны не только первый и второй максимумы, но также максимумы более высоких порядков.

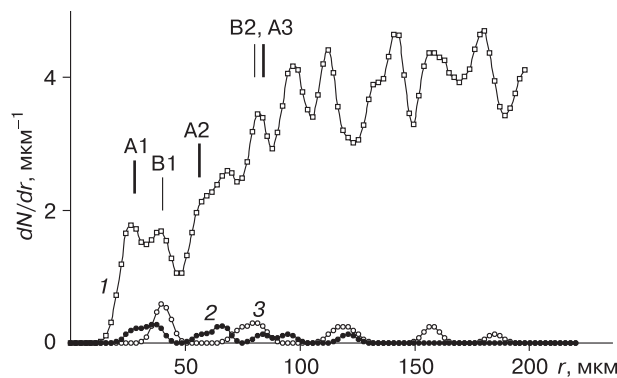


Рис. 3. Парные корреляционные функции: 1 – капель тумана, изображенного на рис. 1 (около 100 капель); 2 – цепочки А из 5 капель; 3 – цепочки В из 6 капель. Метки А1, А2, А3, В1, В2 на кривой 1 отмечают вклад капельных цепочек А, В.

За максимумы парной корреляционной функции отвечают пространственные капельные структуры в тумане в виде извилистых, иногда с ответвлениями, капельных цепочек с фиксированным межкапельным расстоянием. Наиболее длинные капельные цепочки на рис. 1 обозначены буквами *A, B, C, D*. Покадровый анализ видеосъемки показал, что капельные цепочки не разрушаются на протяжении всего времени их вертикального перемещения в пределах глубины резкости микроскопа – чуть более 0,5 с. Реальное время существования данных цепочек, по-видимому, гораздо больше. На рис. 3 кривым 2, 3 соответствуют парные корреляционные функции капельных цепочек *A* и *B*, содержащих 5 и 6 капель. Функции вычислены по формулам, аналогичным (1). Данные функции имеют четко выраженные максимумы первого и более высоких порядков. Наличие четких максимумов служит доказательством упорядочения капель в цепочках. Сравнивая кривую 1 с кривыми 2 и 3 на рис. 3, можно заметить явную корреляцию их максимумов. Таким образом, наличие цепочек из упорядоченных по отношению друг к другу капель воды является важным структурным свойством тумана.

Капельные цепочки *A* и *B* характеризуются различными средними межкапельными расстояниями $r_A = 30$ мкм, $r_B = 40$ мкм соответственно. Средние радиусы капель в цепочках *A* и *B* так-

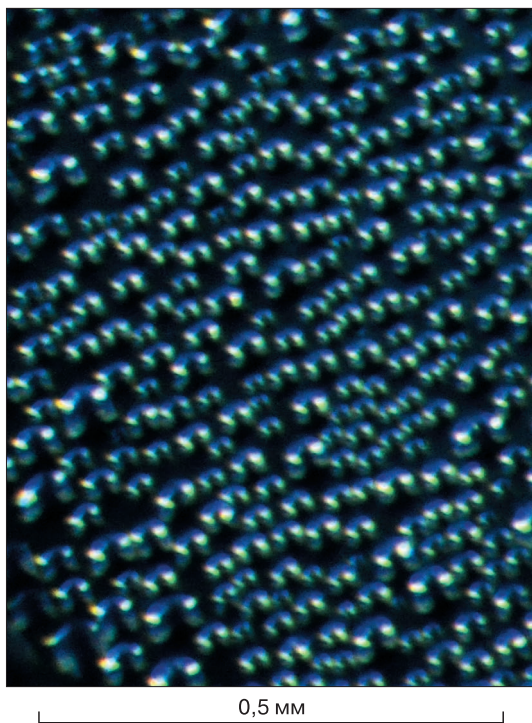


Рис. 4. Видеоизображение капель воды, осажденных на холодное стекло из пара над кипящей водой.

же различаются и составляют $R_A = 4,1$ мкм, $R_B = 4,6$ мкм. Точность определения радиусов капель была невелика вследствие низкого пространственного разрешения видеоизображения. Поэтому дополнительно измеряли время перемещения цепочек через область резкого изображения, для того чтобы в дальнейшем более точно вычислить радиусы капель с помощью формулы Стокса. Время перемещения составило $t_A = 0,83$ с, $t_B = 0,67$ с для цепочек *A* и *B* соответственно.

Капельные цепочки легко поддаются наблюдению, если их осадить из тумана на стекло. На рис. 4 представлено видеоизображение капель, осажденных на холодное стекло из горячего тумана над поверхностью кипящей воды. Холодное стекло, имеющее температуру около 20 °С, помещали на короткое время (не более 1 с) в поток горячего тумана. Затем стекло быстро переносили под микроскоп и фотографировали. Упорядоченные структуры получались на стекле не всегда, а лишь в тех случаях, когда стекло помещали в наиболее ламинарную часть потока тумана.

На рис. 4 хорошо заметны структуры в виде одинаково ориентированных (вытянутых сверху вниз) капельных цепочек различной длины. За ориентацию цепочек на стекле, по-видимому, отвечало направление касательного потока тумана в момент контакта со стеклом. Отметим следующие закономерности в расположении капель:

- 1) внутри цепочек капли не сливаются друг с другом, а располагаются так, что между их поверхностями остается зазор фиксированной величины;
- 2) зазоры между соседними цепочками заметно больше, чем межкапельные зазоры внутри цепочек;
- 3) цепочки капель на стекле характеризуются меньшим межкапельным расстоянием, чем цепочки в свободном (трехмерном) тумане. То есть при осаждении на стекло уменьшаются межкапельное расстояние и длина цепочек.

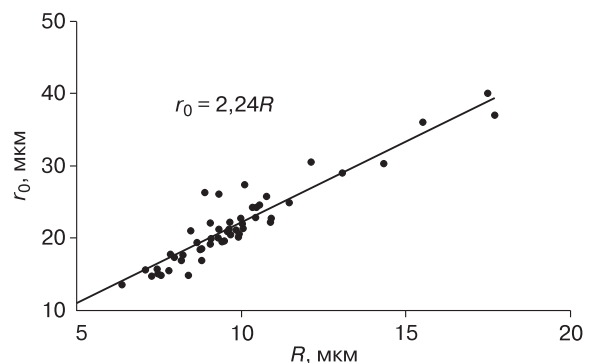


Рис. 5. Зависимость расстояния r_0 между соседними каплями в цепочке от среднего радиуса R капель (по данным рис. 4).

На рис. 5 приведена зависимость расстояния (r_0) между соседними каплями в цепочке на стекле от среднего радиуса (R) капель, полученная по видеозаписи на рис. 4. На графике суммированы данные по десяти цепочкам с количеством капель в цепочке от 2 до 12. На рис. 5 также приведена формула линии тренда к экспериментальной зависимости $r_0(R)$: $r_0 = 2,24R$. Из нее следует, что межкапельное расстояние в цепочках на стекле близко к среднему диаметру $2R$ соседствующих капель. Зазор между каплями составляет около 10 % от их среднего диаметра.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Существование капельных цепочек в тумане является важным результатом проведенных нами исследований. Средняя длина и концентрация капельных цепочек, по-видимому, должны быть тем выше, чем больше концентрация капель воды в тумане и ниже градиент скорости движения среды (слабая турбулентность), поскольку в этих условиях цепочки легче формируются. Капельные цепочки могут оказывать влияние на механические свойства тумана. Так, с ростом размера цепочек может увеличиваться сдвиговая вязкость. При концентрации капель выше некоторого порогового значения длина цепочек может увеличиться до размера всей занимаемой туманом области. При этом туман может проявлять себя как односвязная среда и обладать поверхностным натяжением. Рассмотрим подробнее свойства капельных цепочек и возможность их влияния на механические свойства тумана.

Свойства капельных цепочек

В работе [Shavlov et al., 2011] было показано, что способность капель образовывать капельные кластеры над нагретой поверхностью воды может быть связана с наличием у капель электрического заряда и существованием электрического межкапельного взаимодействия. Электрический заряд непрерывно генерируется при испарении и конденсации молекул воды на поверхности капель. Одноименно заряженные капли могут притягиваться в плазме благодаря скоплению в пространстве между каплями корреляционного заряда противоположного знака [Shavlov, Dzhumandzhi, 2010; Shavlov et al., 2011]. При очень малом межкапельном расстоянии корреляционный заряд вытесняется из области между поверхностями ближайших капель, и одноименно заряженные капли кулоновски отталкиваются. В равновесном положении расстояние между поверхностями капель равно удвоенному радиусу Дебая плазмы. При этом необходимо учитывать, что заряженные капли окружены прочными плазменными оболочками толщиной, примерно равной радиусу Дебая, которые увеличивают эффективный радиус капель. Заряд

капли, окруженной плазменной оболочкой, имеет эффективное значение 10^2-10^3 в единицах элементарного заряда. Эффективный заряд капель слабо зависит от интенсивности заряжающего процесса. Заряд пропорционален площади поверхности капель, или квадрату ее радиуса [Shavlov et al., 2011].

В капельных цепочках тумана, подобно капельному кластеру, капли также могут удерживаться с помощью электрических сил. Подтвердим данное предположение численными оценками, выполненными с использованием изложенных выше результатов экспериментов. Выразим межкапельное расстояние r_0 в цепочке в виде суммы радиусов R капель, толщин L плазменных оболочек и расстояния $2L$ между поверхностями капель. Радиус Дебая

$$L = \sqrt{\epsilon_0 k T / (e^2 N)},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; e – заряд электрона; N – концентрация носителей заряда плазмы в межкапельном пространстве. Получаем

$$r_0 = (2R + 2L + 2L). \quad (2)$$

Из рис. 1 следует, что расстояние между ближайшими каплями в свободном тумане многократно превышает радиус капель, т. е. $r_0 \gg R$. Поэтому можно заключить, что межкапельное расстояние должно определяться в основном значением дебаевского радиуса, в соответствии с (2):

$$r_0 \sim L \sim N^{-1/2}. \quad (3)$$

Будем полагать, что равновесная концентрация плазмы в межкапельном пространстве мала вследствие малости концентрации капель в тумане и их размеров (напомним, что поставщиком плазмы служит поверхность воды при испарении (конденсации)). Таким образом, плазма состоит в основном из неравновесных носителей заряда, которые экранируют потенциалы заряженных капель. Условие электронейтральности имеет вид

$$N = z r_0^{-3}, \quad (4)$$

где $z r_0^{-3}$ – характерная концентрация капель в объеме, занятом цепочкой; z – эффективный заряд капель в единицах элементарного заряда.

Подставим (4) в (3) и учтем, что $z \sim R^2$ [Shavlov et al., 2011], получим

$$r_0 \sim z \sim R^2. \quad (5)$$

Из (5) следует, что межкапельное расстояние в цепочке пропорционально заряду или квадрату радиуса капель.

С учетом условия равенства сил гравитации и Стокса для падающей капель легко показать, что скорость падения v связана с радиусом капель со-

отношением $v \sim R^2$, а время t вертикального перемещения капель в пределах глубины резкости микроскопа $t \sim R^{-2}$. Из (5) получаем, что межкапельное расстояние в цепочке обратно пропорционально времени перемещения t :

$$r_0 \sim R^2 \sim t^{-1}. \quad (6)$$

Проверим справедливость соотношения (6) для капельных цепочек тумана. Согласно экспериментальным данным, для цепочки A (см. рис. 1) радиус и время составляют $R_A = 4,1$ мкм, $t_A = 0,83$ с, а для цепочки B , соответственно, $R_B = 4,6$ мкм, $t_B = 0,67$ с. Отношение квадратов радиусов $(R_A/R_B)^2 = 0,79$, отношение обратных времен $(t_A/t_B)^{-1} = 0,81$, а отношение межкапельных расстояний $30/40 = 0,75$ (см. рис. 3). Различия полученных значений менее 10 %. Таким образом, мы имеем удовлетворительное подтверждение электрического характера межкапельного взаимодействия в капельных цепочках тумана, в которых капли позиционируются на расстоянии двух радиусов Дебая между их поверхностями.

Выполним также проверку вышеизложенного правила позиционирования капель в цепочках для тумана, осажденного на стекле (см. рис. 4). На рис. 4 видно, что межкапельное расстояние в цепочках сравнимо с удвоенным радиусом капель: $r_0 \approx 2R$. В соответствии с (2) для этого необходимо, чтобы радиус Дебая был во много раз меньше радиуса капель, т. е. $L \ll R$. Для капель на стекле условие $L \ll R$, по-видимому, выполняется, так как в данном случае велика суммарная площадь поверхности капель воды, приходящаяся на единицу объема плазмы вблизи поверхности стекла. Поэтому велика равновесная концентрация N_0 носителей положительного и отрицательного зарядов вблизи поверхности стекла, которые поставляются из воды в плазму при испарении (конденсации). При этом радиус Дебая определяется выражением

$$L = \sqrt{\epsilon_0 kT / (e^2 (N + 2N_0))},$$

где $(N + 2N_0)$ – полная концентрация носителей в межкапельном пространстве, равная сумме концентрации носителей, компенсирующих заряд капель, и концентраций равновесных носителей положительного и отрицательного знаков. В случае большой концентрации равновесных носителей заряда ($N_0 \gg N$) радиус Дебая может быть мал, т. е. $L \ll R$. Следовательно, расположение капель в капельных цепочках на стекле не противоречит правилу позиционирования заряженных частиц в плазме на расстоянии двух радиусов Дебая между их поверхностями. Оно также не противоречит утверждению об электрическом характере межкапельного взаимодействия, ответственного за формирование пространственно упорядоченных капельных структур.

Вязкость и поверхностное натяжение тумана

Вязкость тумана, в котором капли не объединены в капельные цепочки и сжимаемостью которого можно пренебречь, описывается с помощью формулы Эйнштейна [Бретинайдер, 1966]. (Напомним, что сжимаемость мала, если относительные скорости потока во много раз меньше скорости звука среды.) Формула Эйнштейна:

$$\eta = \eta_0 (1 + 2,5\phi), \quad (7)$$

где η_0 – вязкость воздуха без капель; ϕ – доля объема, занятого взвешенными в воздухе каплями (шариками, по Эйнштейну).

Капли воды в тумане занимают маленькую объемную долю ($\phi \ll 1$). Поэтому их влияние на вязкость мало. Ситуация существенно изменится, если капли тумана объединены (связаны) в кластеры. Покажем это.

Будем считать, что капельный кластер состоит из N неподвижных относительно друг друга (связанных) капель радиуса R . Пусть форма кластера является сферической радиуса R_k и в среде имеется плоскопараллельное течение с поперечным градиентом скорости. Кластер будет совершать поступательное и вращательное движения. Вязкость среды определим через диссипацию кинетической энергии потока.

Поместим начало системы координат $(0; 0; 0)$ в центр кластера. В этой координатной системе поле скоростей имеет вид

$$\mathbf{v} = (\alpha y; 0; 0),$$

где $\alpha = \partial v / \partial x$ – поперечный градиент скорости; z -компонента скорости всегда равна нулю. Поле скоростей можно разложить на сумму (вращение + симметричная деформация) [Исихара, 1973]:

$$\mathbf{v} = (\alpha y; 0; 0) = \frac{1}{2}(\alpha y; -\alpha x; 0) + \frac{1}{2}(\alpha y; \alpha x; 0).$$

Под воздействием первого слагаемого кластер вращается с угловой скоростью $\omega = \alpha/2$ (это движение не приводит к диссипации энергии), а под воздействием второго слагаемого кластер подвергается деформации (происходит диссипация энергии). Квадрат скорости течения воздуха относительно капли с номером i и координатами $(x_i; y_i)$ равен $v_i^2 = (\alpha^2/4)(x_i^2 + y_i^2)$. Скорость диссипации кинетической энергии на капле определим через произведение силы Стокса, действующей на каплю со стороны потока ($6\pi\eta_0 R v_i$), и скорости потока v_i :

$$I_i = 6\pi\eta_0 R v_i^2 = 6\pi\eta_0 R \frac{\alpha^2}{4} (x_i^2 + y_i^2).$$

Просуммируем это выражение по всем N каплям, равномерно расположенным в кластере. Получим скорость диссипации энергии потока

$$I_k = \frac{3}{5} N \eta_0 \pi R \alpha^2 R_k^2 = \frac{9}{20} N \eta_0 V_0 \alpha^2 \left(\frac{R_k}{R} \right)^2,$$

где $V_0 = (4\pi/3)R^3$ – объем капли.

Согласно [Ландау, 2001], скорость диссипации в несжимаемом воздухе при сдвиге без капель имеет вид

$$I_0 = -2\eta_0 \int \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right)^2 dV, \quad (8)$$

где V – объем среды. В выбранной системе отсчета $v_x = ay$, $v_y = v_z = 0$. Поэтому получим

$$I_0 = -2\eta_0 a^2 V. \quad (9)$$

Итоговая формула для скорости диссипации энергии в воздухе с содержащимся в нем кластером имеет вид

$$\begin{aligned} I = I_k + I_0 &= \frac{9}{20} N \eta_0 V_0 \alpha^2 \left(\frac{R_k}{R} \right)^2 + 2\eta_0 \alpha^2 V = \\ &= 2\alpha^2 V \eta_0 \left(1 + \frac{9}{40} \left(\frac{R_k}{R} \right)^2 \right) \varphi, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\varphi = NV_0/V$ – доля объема, занятого каплями кластера. Роль полной вязкости в (10) выполняет величина

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{9}{40} \left(\frac{R_k}{R} \right)^2 \right) \varphi. \quad (11)$$

Данное выражение совпадает по структуре с (7). Выражение (11) показывает, что капли, объединенные в кластеры, дают существенно больший вклад в вязкость по сравнению со случаем, когда капли не связаны между собой и не образуют кластер. Согласно (11), вязкость прямо пропорциональна квадрату размера кластера. Она может значительно превысить вязкость воздуха. Рост вязкости тумана, по-видимому, ограничен сверху значением вязкости идеальной трехмерной структуры из капель воды, в которой капли располагаются в узлах регулярной решетки. В [Shavlov et al., 2012] было показано, что вязкость идеальной структуры зависит от градиента скорости сдвига и примерно равна $10\eta_0$ при градиенте скорости сдвига $2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. При уменьшении градиента скорости вязкость возрастает по гиперболическому закону. Из сказанного следует важная роль упорядоченных капельных структур в контроле механических свойств тумана, а также в возможности регулирования вязкости среды в атмосферных туманах и облаках.

Относительно поверхностного натяжения тумана, содержащего капельные цепочки, можно заключить следующее. До тех пор пока длина ка-

пельных цепочек много меньше, чем размер области, занятой туманом, говорить о поверхностном натяжении тумана нет достаточных оснований. Только тогда, когда длина цепочек сравнима с размером этой области, туман может вести себя как односвязная структура или единое целое, стремящееся к минимуму поверхностной энергии. В соответствии с перколяционной теорией [Эфрос, 1982], для возникновения кластера указанных (бесконечных) размеров необходимо преодолеть барьер перколяции (по концентрации капель), равный, например, для гранцентрированной кубической решетки $0,2(r_0)^{-3}$. При среднем межкапельном расстоянии $r_0 = 30$ мкм данная критическая концентрация составляет $0,2(r_0)^{-3} = 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Измеренная нами в опытах концентрация капель воды в тумане оказалась почти на порядок меньше – $3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, для возникновения бесконечно больших капельных цепочек в тумане необходимо увеличить плотность тумана в 10 раз. При достижении такой плотности туман может проявлять себя как односвязная структура и иметь отличное от нуля поверхностное натяжение. Отметим, что полученное значение критической концентрации капель относится лишь к исследованным нами каплям радиуса 4,5 мкм. Для туманов, состоящих из капель большего размера (следовательно, большего заряда), значение критической концентрации капель, согласно (5), может быть существенно ниже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были впервые обнаружены признаки пространственного структурного упорядочения водяного тумана путем регистрации видеоизображений капель тумана при слабой турбулентности среды, построения и анализа парных корреляционных функций капель. Носителями порядка оказались капельные цепочки, характеризующиеся фиксированным межкапельным расстоянием. Они способны оказывать влияние на механические свойства тумана, такие как вязкость, поверхностное натяжение. Полученные данные могут играть важную роль в переосмыслении механизмов формирования пограничных слоев атмосферы, ее механических свойств, кинетики переноса в атмосфере тепла и массы. Особую роль упорядоченные капельные структуры могут играть на границе между атмосферой и криолитозоной. К последней прежде всего относятся мерзлый грунт, ледники гор, льды морских акваторий, льды островов и континентов. Пограничный атмосферный слой на границе с криолитозоной может содержать аэрозоли, в которых капли воды находятся в замороженном состоянии вследствие низких температур. Частицы атмосферного льда, как правило, несут больший электрический заряд, чем

капли воды. Поэтому “замороженный” водный аэрозоль может обладать большей энергией межчастичного взаимодействия и, следовательно, большей сдвиговой вязкостью. Это может стать одной из важных причин высокой стабильности пограничных слоев на контакте атмосферы с мерзлотой, лимитировать темпы теплообмена между средами и влиять на погоду и климат на планете.

Литература

- Бретшнайдер С.** Свойства газов и жидкостей / С. Бретшнайдер. М.: Л., Химия, 1966, 537 с.
- Исихара А.** Статистическая физика / Под ред. Д.Н. Зубарева, А.Г. Башкирова. М., Мир, 1973, 471 с.
- Ландау Л.Д.** Курс теоретической физики. Т. VI. Гидродинамика. 5-е изд. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М., Физматлит, 2001, 736 с.
- Федорец А.А.** Капельный кластер // Письма в ЖЭТФ, 2004, т. 79, вып. 8, с. 457–459.
- Федорец А.А.** О механизме некоалесценции в капельном кластере // Письма в ЖЭТФ, 2005, т. 81, вып. 9, с. 551–555.
- Шавлов А.В., Джуманджи В.А.** Геометрические параметры кластера из капель воды // ЖЭТФ, 2012, т. 141, вып. 2, с. 288–291.
- Шавлов А.В., Джуманджи В.А., Романюк С.Н.** Пространственно упорядоченные структуры из капель воды в атмосферных облаках // Криосфера Земли, 2011, т. XV, № 4, с. 52–54.
- Эфрос А.Л.** Физика и геометрия беспорядка / А.Л. Эфрос. М., Наука, 1982, 176 с.
- Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A.** Spatially ordered structures in storm clouds and fogs // Phys. Lett. A., 2010, vol. 374, p. 2561–2565.
- Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A., Romanyuk S.N.** Electrical properties of water drops inside the dropwise cluster // Phys. Lett. A., 2011, vol. 376, p. 39–45.
- Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A., Romanyuk S.N.** Frictional flow of a dropwise cluster // Phys. Scripta, 2012, vol. 86, p. 055501.

*Поступила в редакцию
6 июня 2013 г.*