

УДК 537.5

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

© 2022 г. Б. М. Смирнов\*, Э. Е. Сон

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*E-mail: bmsmirnov@gmail.com

Поступил в редакцию 12.05.2021 г.

После доработки 14.10.2021 г.

Принят к публикации 28.10.2021 г.

Представлена физическая картина электрических процессов в атмосфере, построенная на основе атмосферных измерений и физических законов. В данной работе проанализированы некоторые процессы атмосферного электричества, связанные с находящимися в атмосфере микрокаплями воды. Показано, что микрокапли приобретают заряд в процессе роста, а потеря заряда микрокаплями, которая имеет место на нижней границе кучевого облака, приводит к развитию пробоя в виде молнии и сопровождается быстрым (в течение минут) объединением микрокапель кучевого облака в капли дождя. Представляя электрические процессы в атмосфере вторичными по отношению к циркуляции воды через атмосферу, имеем, что конденсация воды в атмосфере происходит в результате перемешивания влажных слоев приземного воздуха с холодным воздухом на высотах в несколько километров под действием вертикального ветра. Доминирующими механизмами роста капель является коалесценция для малых капель и гравитационный рост для больших. При этом равновесие между водяными микрокаплями кучевого облака и насыщенным паром свободных молекул устанавливается за доли секунды, т.е. такое равновесие поддерживается в процессе эволюции кучевого облака. Это означает, что водяной пар внутри кучевого облака является насыщенным. Механизм зарядки капель подобен данному процессу в плазме и определяется разной подвижностью положительных и отрицательных ионов в атмосферном воздухе, а сами ионы образуются в нем под действием космических лучей. Атмосферные микрокапли воды являются также одной из парниковых компонент атмосферы. Анализ теплового излучения атмосферных микрокапель воды вместе с энергетическим балансом Земли и атмосферы позволяет оценить долю конденсированной воды в атмосфере, масса которой составляет доли процента от массы атмосферного водяного пара в виде свободных молекул воды. При этом облака являются неоднородной средой, так что участки в атмосфере, содержащие микрокапли воды, находятся в атмосфере в виде отдельных сгустков. Хотя проведенный анализ поведения микрокапель воды в кучевых облаках позволяет ответить на некоторые вопросы физики атмосферного электричества, другие аспекты этой проблемы сохраняют схематический характер и требуют последующего исследования.

DOI: 10.31857/S0040364422040020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

## Введение

## 1. Тропосфера как среда существования конденсированной воды

## 1.1. Общие свойства атмосферы

## 1.2. Оптически активные компоненты атмосферы

## 1.3. Эволюция глобальной температуры

## 2. Энергетика атмосферы

## 2.1. Энергетический баланс Земли и ее атмосферы

## 2.2. Излучение атмосферы как слабо неоднородного газового слоя

## 2.3. Микрокапли воды в излучении атмосферы

## 3. Процессы образования и роста капель воды в атмосфере

## 3.1. Характер смешивания слоев атмосферы при образовании конденсированной фазы воды

## 3.2. Циркуляция воды в атмосфере

## 3.3. Процессы образования и роста конденсированной фазы

## 4. Электрические атмосферные процессы с участием конденсированной воды

## 4.1. Электрические свойства атмосферы

## 4.2. Космические лучи как источник ионизации атмосферы

## 4.3. Ионы в атмосфере

## 4.4. Особенности атмосферного электричества

## Заключение

## Список литературы

## ВВЕДЕНИЕ

Концепция “электрической машины Земли”, сформулированная в начале 20-го в., предполагает, что электрический ток в атмосфере “ясного неба” создается атмосферными ионами, которые рождаются под действием космических лучей [1–5]. В конечном итоге этот электрический ток, который существует в основной части атмосферы над поверхностью Земли, приводит к разрядке Земли в результате движения атмосферных ионов под действием электрического поля Земли. Характер процессов разрядки Земли за более чем вековое их исследование изучен достаточно подробно. Объектом исследования данного обзора является другая часть электрических процессов в атмосфере, приводящая к созданию и поддержанию заряда Земли. Эта часть атмосферных электрических процессов протекает в кучевых облаках, где сосредоточена основная масса конденсированной воды, хотя проекция кучевого облака на поверхность Земли занимает малую часть ее площади.

При анализе перечисленных процессов важно отметить особенности кучевого облака. Плотность молекул воды в нем предельно высока, и если бы условия конденсации воды выполнялись в кучевом облаке, то превращение избыточной атмосферной воды от водяного пара до капель дождя происходило бы при реальных условиях за минуты. Поскольку реальные времена жизни кучевого облака в атмосфере составляют десятки часов, можно ожидать, что задержка роста микрокапель в кучевом облаке объясняется одноименным зарядом растущих микрокапель. При этом ионизация атмосферы определяется космическими лучами, под действием которых в нижней атмосфере образуются атмосферные ионы. Именно эти ионы определяют действие “электрической машины Земли”, но в течение своего существования эти ионы растут и меняют состав, который в большой степени связан с химически активными примесями, присутствующими в данной области атмосферы. Время жизни ионов в атмосфере определяется рекомбинацией положительных и отрицательных ионов.

Ключевой проблемой атмосферного электричества является пространственное разделение зарядов разного знака, что приводит к созданию электрического поля в атмосфере Земли. Очевидно, это происходит под действием заряженных капель, гравитационное падение которых создает электрический ток, приводящий к зарядке Земли. Фактически процесс зарядки Земли представляет собой преобразование гравитационной энергии частиц, освобождающейся при их падении, в электрическую энергию поверхности Земли. Классический механизм зарядки микрокапель и микрочастиц имеет место при столкновении двух микроча-

стиц разного сорта или же одного сорта, но находящихся в разных агрегатных состояниях [6]. Тогда на границе соприкосновения микрочастиц возникает контактная разность потенциалов, приводящая к перетеканию заряда через границу раздела. Такой характер зарядки имеет место на высотах с температурой ниже  $0^{\circ}\text{C}$  и выше  $-20^{\circ}\text{C}$ , где сосуществуют твердое и жидкое состояния воды. Тем не менее из этого механизма зарядки микрочастиц не следует дальнейшего разделение заряда, поскольку положительно и отрицательно заряженные частицы падают примерно с одинаковой скоростью. Он работает при зарядке макроскопического тела в атмосфере, в частности самолета.

Другой механизм зарядки имеет место, если микрочастица находится в плазме [7, 8]. Тогда положительные и отрицательные ионы, сталкиваясь с поверхностью частицы, отдают ей свой заряд. Равновесный заряд микрочастицы ограничивает ток ионов с более высокой подвижностью, так что токи положительных и отрицательных ионов на частицу сравниваются. В результате электрическое равновесие в атмосферной плазме, содержащей микрочастицы воды, связано с процессами образования ионов под действием космических лучей и их последующим прилипанием к микрокаплям воды. В этом случае плотность атмосферных ионов ниже, чем в ясной атмосфере, а микрокапли воды, образующие облака, падают вниз, создавая электрическое поле. При этом заряд микрокапли зависит от типа положительных и отрицательных ионов в данной области атмосферы. Поскольку сорта ионов в большой степени зависят от присутствия химически активных примесей в этой области атмосферы, микрокапли могут быть заряжены как положительно, так и отрицательно. Однако в соответствии с отрицательным зарядом Земли отрицательный заряд микрокапель доминирует.

Объектом анализа данной статьи является конденсированная вода в атмосфере, главным образом микрокапли воды, которые образуют кучевые облака. Одновременное участие процессов разного типа усложняет общую схему процесса. Генерация микрокапель воды происходит при циркуляции воды в атмосфере, в результате которой водяной пар, образованный при испарении воды с поверхности Земли, конденсируется на определенной высоте над поверхностью Земли и далее возвращается на поверхность Земли в основном в виде дождя. Такое описание циркуляции воды в атмосфере [9] подразумевает, что указанные процессы протекают более или менее равномерно над поверхностью Земли. Однако образование конденсированной фазы в атмосфере возможно только в пересыщенном паре. В то же время в стандартной атмосфере [10], т.е. в атмосфере с параметрами, осредненными по времени и по поверхности Земли, влажность атмо-

сферного воздуха на любой высоте не достигает 100% и убывает с увеличением высоты над уровнем моря. Это означает, что конденсация воды в атмосфере может происходить только при неравновесных условиях, когда струи влажного воздуха из приповерхностной области смешиваются с холодными слоями воздуха. Отсюда следует также, что конденсированная вода составляет малую часть атмосферной воды.

Таким образом, можно сформулировать следующую схему процессов. Образование ионов в атмосфере происходит под действием космических лучей, создающих атмосферную плазму. Наряду с этим испарение воды с поверхности Земли создает поток молекул воды, инжектируемых в атмосферу. Последующая конденсация воды в атмосфере является одним из процессов переноса энергии от Земли в атмосферу. Конденсация молекул с образованием микрокапель воды происходит одновременно с их зарядкой в результате прилипания ионов. Электрический ток, создаваемый при падении заряженных микрокапель, ведет к зарядке Земли. При рассмотрении данной схемы атмосферного электричества имеется в виду стандартная атмосфера. Целью проводимого анализа является получение численных оценок для параметров, определяющих атмосферное электричество.

Также при анализе учитывается инфракрасное излучение находящихся в атмосфере микрокапель воды. Одновременный анализ электрических [11] и излучательных процессов [12] с участием атмосферной воды дает более детальную картину поведения микрокапель воды в атмосфере, а также позволяет оценить количество конденсированной в ней воды.

## 1. ТРОПОСФЕРА КАК СРЕДА СУЩЕСТВОВАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ВОДЫ

**1.1. Общие свойства атмосферы.** При исследовании электрических процессов в атмосфере в первую очередь рассмотрим свойства самой атмосферы как среды, в которой протекают эти процессы. Для понимания рассматриваемых процессов удобно осреднить параметры атмосферы по поверхности земного шара, т.е. считать все параметры атмосферы зависящими только от высоты над поверхностью Земли. Это отвечает модели стандартной атмосферы [10], которая используется для описания глобальных свойств атмосферы и протекающих в ней процессов. В частности, глобальная температура является температурой поверхности Земли, осредненной по времени и географическим координатам. При этом основное внимание следует сосредоточить на атмосферной воде как главной компоненте атмосферы, определяющей ее электрические и излучатель-

ные свойства. Ставя своей целью анализ этих процессов и явлений в атмосфере, сначала нужно представить некоторые параметры атмосферы, на основе которых можно исследовать данные процессы. С использованием современного понимания физики атмосферы, изложенного в монографиях [13–28], выделяем свойства и параметры, связанные с атмосферной водой или влияющие на ее поведение в атмосфере.

Атмосфера Земли представляет собой слой воздуха над ее поверхностью, причем толщина этого слоя (~10 км) мала по сравнению с радиусом Земли (6400 км). Поэтому такой слой воздуха можно считать плоским, а его параметры в каждой географической точке зависящими только от высоты  $h$  над поверхностью Земли. Более того, в большинстве оценок используется модель стандартной атмосферы [10]. В рамках этой модели параметры атмосферы осреднены по географическим координатам и времени и поэтому зависят только от высоты над поверхностью Земли. В частности, температура поверхности Земли, или глобальная температура, принимается равной 288 К.

С увеличением высоты температура атмосферы падает в соответствии с адиабатическим законом [29–31]. Снижение температуры с высотой прекращается в стратосфере из-за поглощения солнечного ультрафиолетового излучения стратосферным озоном. В результате этого процесса молекула озона распадается на молекулу и атом кислорода, а приобретаемая ими энергия, как и энергия, выделяемая при последующем прилипании атома кислорода к молекулам кислорода и озона, остается в стратосфере. В результате температура стратосферы растет с высотой, а если двигаться вверх, начиная с поверхности Земли, температура Земли сначала падает, достигая минимума вблизи границы стратосферы, и далее увеличивается за счет процессов с участием озона. Область минимальной температуры называется тропопаузой, которая разделяет тропосферу и стратосферу. Температура тропопаузы для модели стандартной атмосферы [10] составляет 217 К, а сама тропопауза находится в диапазоне высот над уровнем океана примерно от 11 до 20 км. Объемом анализа является тропосфера, где градиент температуры равен (в К/км)

$$\frac{dT}{dh} = -6.5. \quad (1)$$

При рассмотрении атмосферного воздуха как единой компоненты можно отметить, что молекулы азота и кислорода объединяются и представляются как молекулы воздуха со средним молекулярным весом  $m = 29$  в единицах атомных масс. Основываясь на модели стандартной атмосферы, удобно аппроксимировать зависимость

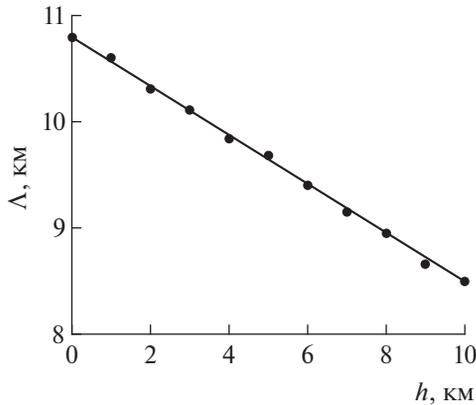


Рис. 1. Эффективная толщина атмосферы  $\Lambda$ , определяемая по формуле (2).

плотности молекул воздуха  $N(h)$  от высоты над уровнем моря как

$$N(h) = N_0 \exp\left(-\frac{h}{\Lambda}\right), \quad (2)$$

где  $N_0$  — плотность молекул воздуха у поверхности Земли. На рис. 1 представлена зависимость от высоты над уровнем океана для эффективной толщины атмосферы  $\Lambda$ , которая в случае неподвижного воздуха в соответствии с термодинамическим распределением согласно формуле Больцмана дается выражением

$$\Lambda = \frac{T}{F} = \frac{T}{mg} = 8.4, \quad (3)$$

где  $T$  — температура воздуха, выраженная в энергетических единицах;  $F$  — сила, действующая на отдельную молекулу;  $g$  — ускорение свободного падения в гравитационном поле Земли. Однако в силу конвективного движения воздуха приведенное значение эффективной толщины атмосферы отличается от величины в неподвижном воздухе. На рис. 1 дается зависимость этой величины от высоты  $\Lambda(h)$  в соответствии с моделью стандартной атмосферы [10], т.е. в результате осреднения измеренных значений. В частности, у поверхности Земли из обработки данных рис. 1 получаем  $\Lambda(0) = (10.4 \pm 0.4)$  км.

Учитывая конвективный характер движения воздуха, рассмотрим пространственное распределение в атмосфере примесных молекул или частиц, которые введены в атмосферный воздух и находятся в равновесии с ним. Очевидно, для них справедливо распределение молекул (2), если они захватываются вихрями воздуха и перемешиваются с ним. Проанализируем движение отдельной молекулы или частицы при этих условиях. На больших масштабах по сравнению с размером наибольших вихрей  $L$  это движение складывается

из диффузионного, связанного с вихревым характером перемещения воздуха при конвекции, а также дрейфового движения в сторону Земли под действием ее гравитационного поля. Данный характер перемещения при конвективном движении воздуха имеет место, если рассматриваемые расстояния перемещения  $z$  значительно превышают размеры вихря  $z \gg 1$  м, который, в свою очередь, значительно превышает длину свободного пробега молекул в воздухе  $\lambda \sim 0.1$  мкм. Это выполняется для стандартной атмосферы. В частности, коэффициент диффузии молекул азота и кислорода в неподвижном воздухе при нормальных условиях равен  $D_g \approx 0.18$  см<sup>2</sup>/с [32, 33], тогда как коэффициент диффузии для конвекционного перемещения воздуха составляет [11, 34]  $D_L \approx 5 \times 10^4$  см<sup>2</sup>/с.

Ориентируясь на стандартную атмосферу вблизи поверхности Земли, имеем для параметра рассматриваемого равновесия  $L \approx 1$  м. Для неподвижного воздуха при атмосферном давлении соответствующий параметр равен  $\lambda \approx 1 \times 10^{-3}$  см. При этом для молекул воздуха, а также молекул примеси или частиц, захваченных вихрями, в среднем имеет место равновесие между диффузионным и дрейфовым вертикальными потоками, т.е.

$$D_L \nabla N = w_L N, \quad (4)$$

где  $w_L$  — дрейфовая скорость молекул под действием гравитационного поля Земли,  $N$  — плотность молекул в соответствии с формулой (2), которая дает

$$w_L \approx \frac{D_L}{\Lambda}. \quad (5)$$

Вблизи поверхности Земли тогда получаем  $w_L \approx 0.05$  см/с.

Для неподвижного воздуха параметры дрейфа и диффузии молекул связаны соотношением Эйнштейна [35–37], так что скорость дрейфа  $w_g$  под действием гравитационного поля Земли равна

$$w_g = \frac{Dm g}{T}. \quad (6)$$

С учетом приведенного выше значения для коэффициента диффузии молекул воздуха в случае неподвижного воздуха при атмосферном давлении имеем  $w_g \approx 2 \times 10^{-7}$  см/с, что подтверждает конвективный характер переноса воздуха вблизи поверхности Земли, который доминирует при условии

$$w_L \gg w_g. \quad (7)$$

Используем проведенные оценки для анализа поведения водяной капли микронного размера в атмосферном воздухе. Поскольку радиус такой частицы  $r$  значительно превышает длину свободного пробега молекул воздуха, в процессе движе-

ния в воздухе водяная капля одновременно взаимодействует со многими молекулами и торможение капли определяется вязкостью воздуха как его коллективным параметром. Скорость падения капли под действием гравитационного поля Земли  $w_g$  следует из равенства силы тяжести и силы трения, действующей на каплю в процессе ее движения. Используя силу, действующую на частицу, в соответствии с формулой Стокса получаем для скорости падения частицы [38]

$$w_g = \frac{2\rho g r^2}{9\eta}, \quad (8)$$

где  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$  – плотность воды,  $\eta = 1.8 \times 10^{-4} \text{ г/(см с)}$  – вязкость атмосферного воздуха. Отсюда находим для удельной скорости падения капли  $w_g/r^2 = 1.2 \times 10^6 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Приравнявая скорость дрейфа капли за счет конвективного движения воздуха к скорости капли, не захваченной вихрями  $w_L = w_g$ , имеем  $r \approx 1 \text{ мкм}$ . Следовательно, критерий (7) в рассматриваемом случае водяной капли имеет вид  $r \ll 1 \text{ мкм}$ . Считая, что конвективный перенос и дрейф за счет гравитационного падения реализуются независимо, для распределения капель по высоте вместо формулы (2) можно записать

$$N(h) = N_0 \exp\left(-\frac{h-h_0}{\lambda_a}\right), \quad \lambda_a = \frac{\Lambda}{1+w_g/w_L}. \quad (9)$$

Если рассматривать высоту  $h_0$  как высоту образования капель данного размера, то в случае  $w_g \gg w_L$  отсюда следует, что капли, образуемые на данной высоте, далее падают вниз. Соответственно, вблизи поверхности Земли равновесное распределение капель воды по высоте (9) в атмосферном воздухе может быть представлено в виде

$$N(h) = N(h_0) \exp\left[-\frac{(h-h_0)r^2}{\Lambda(r^2+r_0^2)}\right], \quad (10)$$

где  $r_0 \approx 1 \text{ мкм}$ .

**1.2. Оптически активные компоненты атмосферы.** Атмосферный воздух состоит в основном из молекул азота и кислорода, а также атомов аргона, которые прозрачны в инфракрасной области спектра. Парниковый эффект в атмосфере Земли определяется излучательными процессами с участием так называемых парниковых компонент атмосферы, главными из которых являются атмосферный водяной пар, содержащий молекулы воды, молекулы углекислого газа, а также облака, состоящие из микрокапель воды.

Масса атмосферной воды составляет  $1.3 \times 10^{19} \text{ г}$  и мала по сравнению с массой поверхностной воды, равной  $1.4 \times 10^{24} \text{ г}$  [39, 40]. Для сравнения,

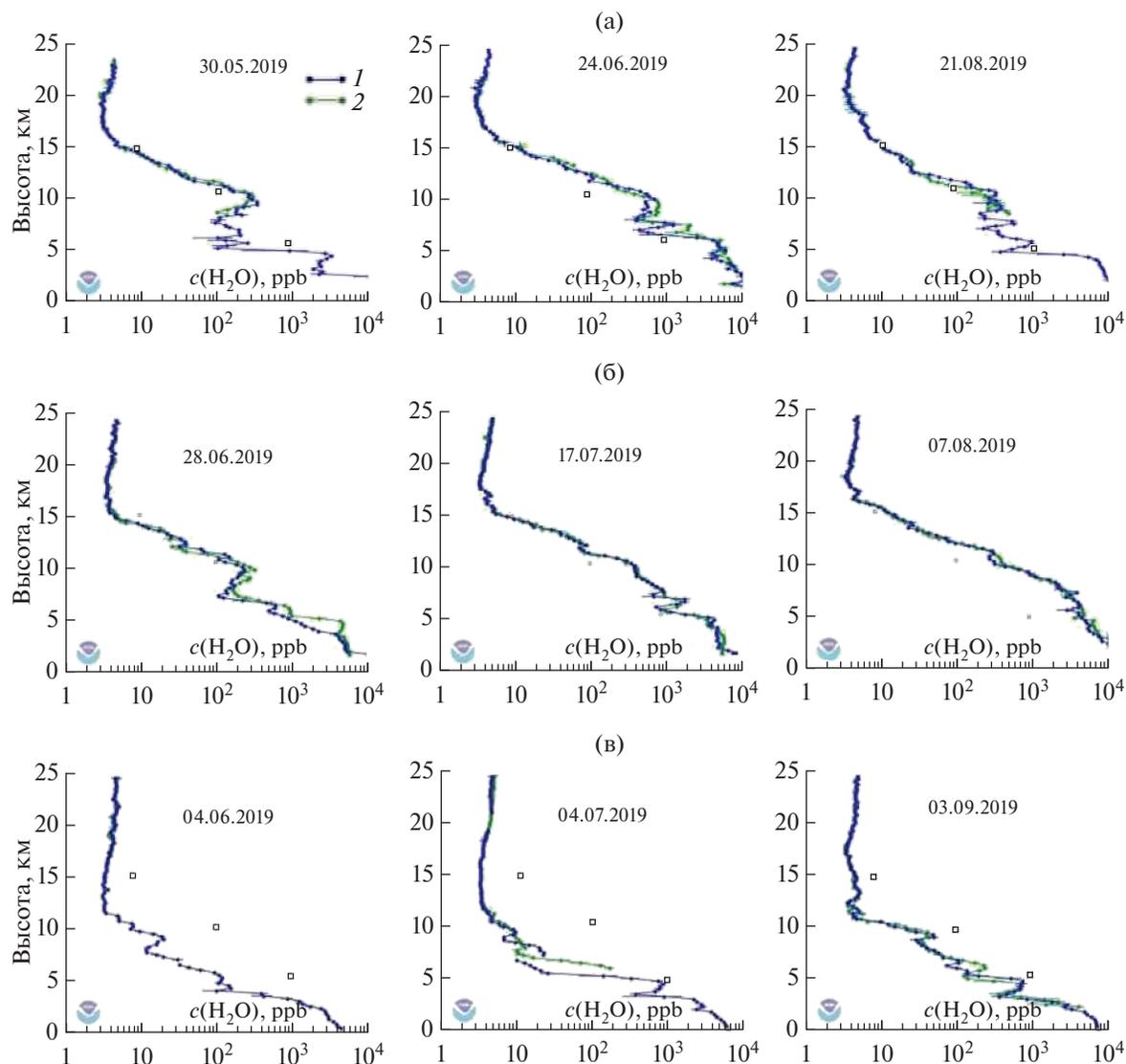
полная масса сухого воздуха равна примерно  $5.1 \times 10^{21} \text{ г}$ . Если атмосферную воду перевести в жидкое состояние и равномерно распределить по поверхности Земли, высота слоя жидкой воды составит 2.5 см [41]. Далее суммарная скорость выпадения осадков на поверхность Земли в виде дождя и снега равна  $3.9 \times 10^{20} \text{ г/год}$  [42, 43]. Из сравнения перечисленных величин следует, что среднее время нахождения молекул воды в атмосфере составляет примерно 9 сут [43]. При этом вода распределена в атмосфере крайне неоднородно и ее содержание в атмосфере может существенно различаться как для разных географических точек поверхности Земли, так и для определенной географической точки, но в разное время (рис. 2 [44]).

Нахождение водяного пара в атмосфере связано с его циркуляцией [9], которая включает процесс испарения воды с поверхности Земли и распространение испаренной воды в виде свободных молекул по всей атмосфере в результате конвекции влажного воздуха. Достигая определенных высот, струи теплого влажного воздуха перемешиваются с холодным, так что температура смеси понижается, и водяной пар становится пересыщенным. В результате избыток водяного пара превращается в капли, которые далее растут, а их число уменьшается. В конечном итоге они достигают достаточно больших размеров, что заставляет их двигаться к поверхности Земли. Впоследствии они выпадают в виде осадков, главным образом, в виде дождя.

Циркуляция воды в атмосфере приводит к более резкому уменьшению плотности молекул воды  $N(\text{H}_2\text{O})$  с высотой над поверхностью Земли  $h$ , чем в случае плотности молекул воздуха. В рамках модели стандартной атмосферы высотная зависимость для плотности молекул воды представляется в виде

$$N(\text{H}_2\text{O}) = N_0 \exp\left(-\frac{h}{\lambda}\right), \quad (11)$$

где  $\lambda = 2 \text{ км}$  [27]. Конечно, локальная плотность молекул воды атмосферы меняется со временем и координатой нерегулярным образом, но для качественных оценок удобно использовать формулу (11) со средней плотностью молекул воды у поверхности Земли  $N_0 = 4.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку эффективная высота падения плотности молекул воздуха и воды разная, различаются также средняя концентрация молекул воды у поверхности Земли, которая равна примерно 1.7%, и осредненная по атмосфере плотность молекул воды, которая составляет 0.3%. Средний поток испаряемых молекул с поверхности Земли  $j(\text{H}_2\text{O})$  определяется диффузионным характером движения молекул атмосферного воздуха, которые захватывают молекулы воды. Этот поток рассчитывается по соотношению



**Рис. 2.** Концентрация молекул воды в атмосфере, полученная в результате баллонных измерений в районе Хило (Гавайи) (а), Боулдере (Колорадо, США) (б) и Лаудере (Новая Зеландия) (в), которая фиксируется при подъеме (1) и спуске (2) воздушного шара в указанные дни [44]; открытые квадраты – расчет по формуле (10).

$$j(\text{H}_2\text{O}) = -D_L \frac{dN(\text{H}_2\text{O})}{dh} = \frac{M}{mS\tau},$$

где  $N(\text{H}_2\text{O})$  – плотность молекул воды;  $D_L$  – конвективный коэффициент диффузии для молекул воздуха,  $\text{см}^2/\text{с}$ ;  $M$  – полная масса воды в атмосфере;  $m$  – масса отдельной молекулы воды;  $S$  – площадь поверхности Земли;  $\tau$  – среднее время нахождения молекулы воды в атмосфере. На основе вышеприведенных значений параметров, относящихся к молекулам воды, из данной формулы получаем  $j(\text{H}_2\text{O}) = 1.1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ,  $D_L = 5 \times 10^4$ .

В удобном методе для определения зависимости концентрации водяного пара от высоты используются так называемые баллонные измере-

ния [45, 46], когда воздушный шар с соответствующей аппаратурой поднимается до стратосферы и затем спускается вниз, так что в процессе его подъема и спуска измеряется концентрация молекул воды на каждой высоте. При этом плотность молекул воды в атмосфере определяется на основании комбинационного рассеяния с двойной частотой, относящейся к колебательному возбуждению молекулы. Баллонный метод имеет преимущество перед подобными самолетными измерениями, поскольку позволяет более или менее равномерно пройти всю область высот атмосферы. Некоторые результаты таких измерений представлены на рис. 2.

Также на рис. 2 приводится осредненная концентрация молекул воды как функция высоты ат-

мосферы в соответствии с формулой (11). Как видно, эта формула может быть использована для соответствующих оценок с учетом, что локальная плотность атмосферных молекул воды может отличаться от средней в несколько раз. Горизонтальные прямые для рассматриваемой зависимости измеренной концентрации молекул воды от высоты атмосферы свидетельствует о конденсации воды на этих высотах, что приводит к резкому уменьшению их концентрации. В результате проведенного анализа получаем, что концентрация молекул воды в атмосфере убывает с ростом высоты над поверхностью Земли резче, чем в случае молекул воздуха, причем формула (11) для плотности молекул воды как функции высоты является хотя и грубой, но надежной для соответствующих оценок.

Другой оптически активной компонентой атмосферы в инфракрасной области спектра является углекислый газ. При анализе содержания углекислого газа в атмосфере будем опираться на измерения, проводимые в обсерватории Мауна Лоа (Гавайи). Эта обсерватория находится в относительно чистой части земной поверхности ( $19^{\circ}32' N$ ,  $155^{\circ}35' W$ ) на высоте 3400 м над уровнем моря и на относительно большом расстоянии от областей поглощения и выделения углекислого газа. Время жизни молекулы углекислого газа в атмосфере составляет 4–5 лет. За это время углекислый газ хорошо перемешивается с воздухом. Измерительная техника находится в четырех башнях высотой 7 м и в одной башне высотой 27 м. На основе данной техники проводится непрерывный мониторинг содержания углекислого газа в атмосфере, начиная с основания обсерватории в марте 1958 г.

На рис. 3 представлена концентрация углекислого газа в атмосферном воздухе, включая сезонные изменения этой величины в последние годы [47, 48]. Единицей измерения концентрации молекул в атмосфере является 1 ppm, что составляет одну молекулу углекислого газа на миллион молекул воздуха. Современная концентрация молекул углекислого газа в атмосфере – примерно 0.04%. За прошедшие 60 лет со времени образования обсерватории Мауна Лоа концентрация молекул углекислого газа в атмосферном воздухе увеличилась на 30%. Анализ методов измерения этой величины и полученных результатов выполнен в работах [49–55]. Поскольку обсерватория Мауна Лоа наилучшим образом приспособлена для мониторинга атмосферного углекислого газа, для краткости другие измерения подобного типа здесь не рассмотрены. Согласно проведенным измерениям со временем увеличивается не только концентрация углекислого газа в атмосфере, но и скорость ее изменения. Тем не менее, если предположить, что далее накопление углекислого газа в атмосфере будет происходить теми же тем-

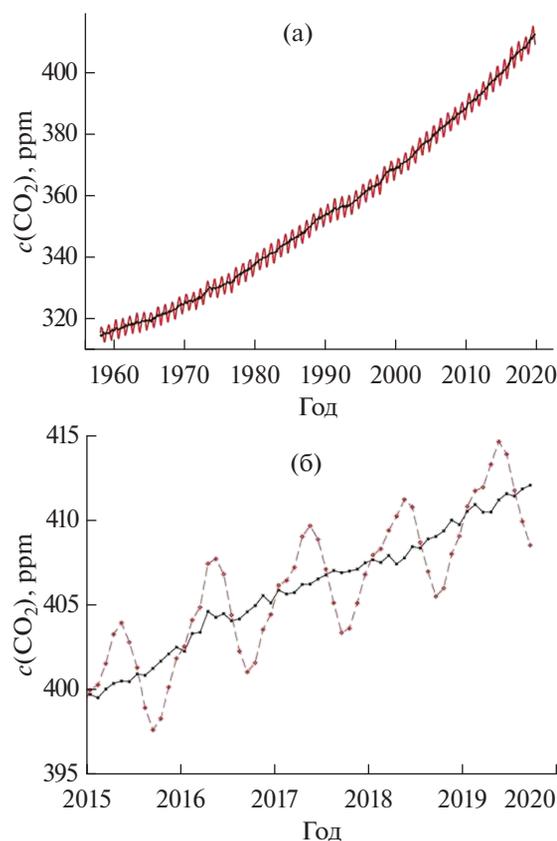


Рис. 3. Эволюция концентрации углекислого газа в атмосфере (а) и сезонное изменение концентрации в последние годы (б) согласно мониторингу содержания атмосферного углекислого газа в обсерватории Мауна Лоа (Гавайи) [47, 48].

пами, как и сейчас, время удвоения концентрации углекислого газа в атмосфере составит примерно 120 лет.

Еще одна парниковая компонента атмосферы – конденсированная вода существует в атмосфере в основном в виде микрокапель, которые образуют облака. Микрокапли воды, находящиеся в атмосфере Земли, являются объектом исследования в данной работе. Согласно модели стандартной атмосферы, средняя влажность атмосферы у поверхности Земли составляет примерно 80% и уменьшается по мере увеличения высоты. При этом время установления равновесия между каплями воды и водяным паром, состоящим из свободных молекул, для характерных размеров капель в облаках – менее 1 с, и поэтому капли воды образуются только в пересыщенном паре. По этой причине образование капель воды и, соответственно, состоящих из них облаков, возможно только при неравновесных условиях и не происходит в неподвижном воздухе. Оно имеет место при перемешивании струй влажного воздуха, формируемых у поверхности Земли, и холодного возду-

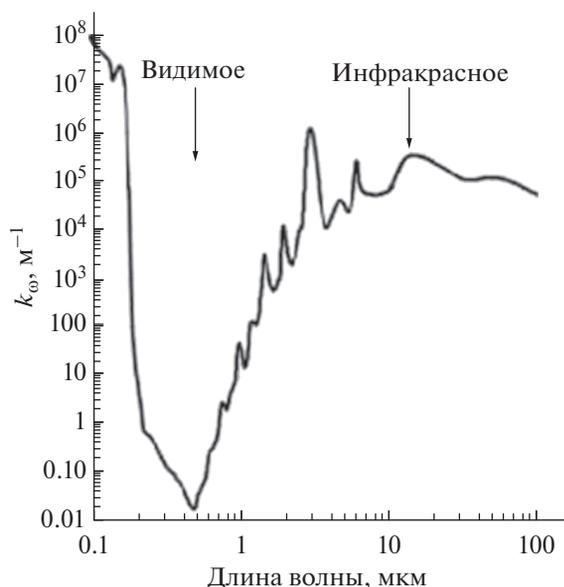


Рис. 4. Коэффициент поглощения жидкой воды при нормальном падении фотонов [56, 57], крест — измерение [58] для перисто-кучевого облака.

ха, находящегося на некоторых высотах. Эти струи возникают у поверхности Земли и поднимаются вверх как под действием вертикальных ветров в силу местного ландшафта, так и за счет неоднородного тепловыделения в рассматриваемой области.

Отсюда следует, что в неподвижном воздухе микрокапли воды не образуются, т.е. процесс их образования и эволюции определяется кинетикой микрокапель. Характерный размер капель составляет микрометры, как это следует из измерений параметров облаков. В соответствии с циркуляцией атмосферной воды рассматривается эволюция отдельной микрокапли таким образом, что она образуется в определенный момент времени и растет, пока не достигает миллиметровых размеров и не падает на поверхность Земли в виде дождя. Согласно законам статистической физики, характерный размер капли в облаках означает, что наибольшую часть времени эволюции от ее образования до падения на поверхность Земли занимают процессы, когда размер капли составляет микрометры.

Микрокапли воды, образующие облака, являются одной из парниковых компонент атмосферы. Рис. 4 демонстрирует зависимость коэффициента поглощения для жидкой воды от длины волны. Его обратная величина представляет собой длину пробега фотона относительно поглощения или глубину проникновения внутрь жидкой воды для фотонов указанной частоты. Как видно, глубина проникновения фотонов в видимой области спектра составляет примерно 3 мкм

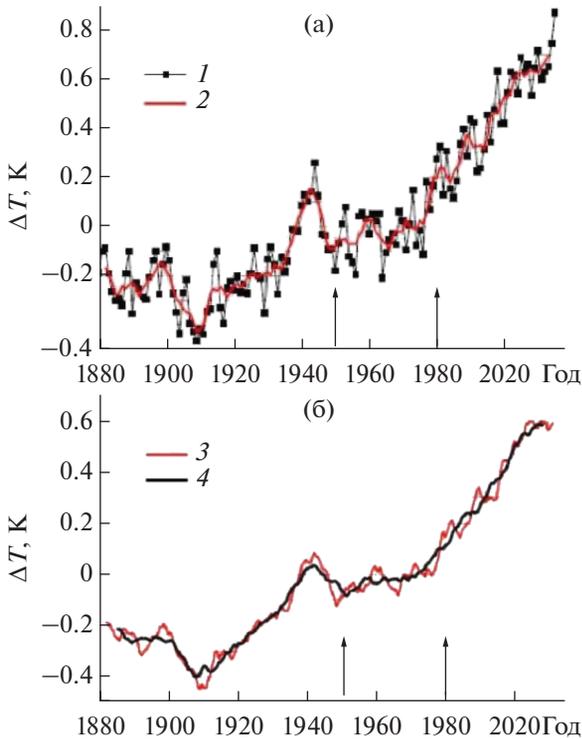
для инфракрасного фотона, тогда как глубина проникновения видимого фотона в видимой области спектра равна примерно 50 см. Отсюда следует эффект, отмеченный в работах [59, 60]. Согласно этому эффекту, микрокапли воды, которые являются эффективными излучателями атмосферы в инфракрасной области спектра, невидимы для человека. Поэтому облака становятся видимыми только после того, как составляющие их микрокапли поглотят молекулы соли (в частности, NaCl) или пыли, которые ответственны за поглощение в видимой области спектра. Может возникнуть такая ситуация, что облака существуют и создают тепловое излучение, но для глаза они прозрачны.

**1.3. Эволюция глобальной температуры.** Глобальная температура характеризует тепловое состояние поверхности Земли, так что ее изменение во времени описывает эволюцию теплового состояния планеты. Недостаток глобальной температуры как параметра теплового состояния планеты связан с большими флуктуациями этой величины, которые составляют градусы. Действительно, температуры поверхности Земли в разных точках поверхности, как и в заданной географической точке зимой и летом, различаются на десятки градусов, так что флуктуации глобальной температуры, определенной вышеуказанным способом, составляют градусы. В рамках программы NASA разработан метод определения изменения глобальной температуры  $\Delta T$  [61] путем сравнения разности температур для данной точки на поверхности Земли в разные годы, но в одинаковое время суток и сезона. Последующее осреднение этой величины по географической координате и времени позволяет проследить за эволюцией глобальной температуры с флуктуациями порядка 0.1–0.2 К.

Рис. 5 показывает изменение глобальной температуры [61]. Использована информация за последние 150 лет, в течение которых выполняются измерения температуры в разных точках земного шара [62–65]. При этом использовались данные более шести тысяч метеостанций, которые существовали в конце 19-го в. К настоящему времени их число уменьшилось примерно втрое, но добавилась гораздо более содержательная информация со спутников. Как видно, глобальная температура изменялась немонотонно в течение рассматриваемого периода, причем это изменение было относительно невелико на первой стадии этого периода, тогда как, начиная с 1980-х гг., наблюдается заметное потепление со скоростью (в К/год)

$$\frac{d\Delta T}{dt} = (18 \pm 3) \times 10^{-3}, \quad (12)$$

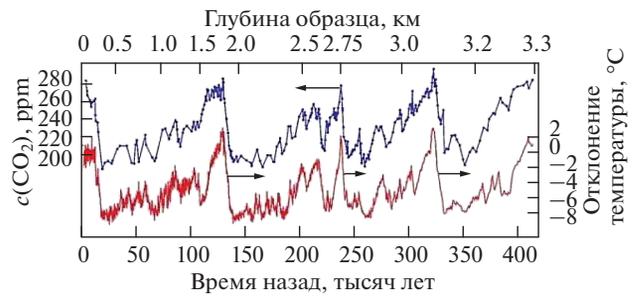
как это следует из обработки представленных данных.



**Рис. 5.** Эволюция глобальной температуры с осреднением в течение одного года (1) и пяти (2) лет (а), а также в течение пяти (3) и пятнадцати (4) лет [65] (б); стрелки указывают временной период с 1951 по 1980 гг., в течение которого глобальная температура считается неизменной и который может быть использован как начало отсчета.

Определенное понимание характера эволюции температуры Земли следует из изотопного анализа отложений, которые в виде шурфов извлекаются из недр Земли. Не останавливаясь на подробностях этого метода, который превратился в отдельное направление науки – геопалентологию и позволяет определить локальную температуру в определенное время, приведем только один пример, связанный с изменением локальной температуры Антарктиды в прошлом. В этом случае локальная температура в прошлом и ее эволюция определяются из анализа пузырьков воздуха, находящихся в отложениях льда, которые извлечены в районе метеостанции “Восток” [66–68]. Наряду с температурой, которая связана с концентрацией изотопа кислорода  $^{18}\text{O}$  в молекулах кислорода, измеряется также концентрация атмосферного углекислого газа в пузырьках.

Температура Земли в прошлом характеризуется резкими колебаниями с амплитудой (рис. 6), превышающей на порядок ее изменения в последнее время (рис. 5). На второй стадии рассматриваемого периода времени наблюдались ледниковые периоды, составляющие порядка сотни тысяч лет. С другой стороны, концентрации молекул



**Рис. 6.** Эволюция температуры Земли в прошлом в районе нахождения станции “Восток” (Антарктида), а также концентрация углекислого газа, полученная [67, 68] из анализа пузырьков внутри кусков льда, которые извлечены с определенной глубины.

атмосферного углекислого газа в прошлом (рис. 5) были в 1.5–2 раза ниже, чем в настоящее время.

Рассмотрим концентрацию углекислого газа как параметр, который характеризует состояние Земли и ее атмосферы как целого. Можно предположить наличие корреляции между концентрацией углекислого газа  $c(\text{CO}_2)$  и глобальной температурой (рис. 6). Удобно ввести равновесную чувствительность климата  $ECS$  [69] как изменение глобальной температуры  $\Delta T$  при удвоении концентрации атмосферного углекислого газа, измеряемую в кельвинах. Тогда на основе изложенных выше результатов NASA по мониторингу концентрации атмосферного углекислого газа и глобальной температуры за последние примерно сорок лет получаем [27]

$$ECS \equiv \ln 2 \frac{d\Delta T}{d \ln c(\text{CO}_2)} = (2.1 \pm 0.4). \quad (13)$$

Для простоты используются средние, глобальные параметры поверхности Земли. Однако локальные изменения этих параметров со временем зависят от географического положения рассматриваемой области. В частности, изменение локальной температуры происходит неравномерно по земному шару. Подтверждением этому являются данные таблицы, где дается среднее изменение температуры поверхности земного шара в мае 2018 и 2019 гг. по отношению к ее среднему значению за большой период времени отдельно для суши и океана, а также в Северном и Южном полушариях. Наибольшие изменения относятся к суше Северного полушария, где сосредоточен основной индустриальный потенциал. Тем не менее эти изменения нельзя прямо связать с выделением энергии в результате хозяйственной деятельности человека, поскольку это энерговыделение слишком мало.

**Таблица 1.** Выраженное в °C изменение глобальной температуры Земли, где в качестве нуля берется средняя температура за 20-й в. [70, 71]

	Земля май 2018	Северное полушарие, май 2018	Южное полушарие, май 2018	Земля май 2019	Северное полушарие, май 2019	Южное полушарие, май 2019
Суша	1.21	1.27	1.06	1.16	1.25	1.13
Океаны	0.60	0.60	0.54	0.73	0.81	0.69
Суша + океаны	0.77	0.91	0.62	0.85	0.93	0.77

## 2. ЭНЕРГЕТИКА АТМОСФЕРЫ

**2.1. Энергетический баланс Земли и ее атмосферы.** Центральное место в энергетике атмосферы занимает энергетический баланс Земли и ее атмосферы. Он представлен на рис. 7 и позволяет проанализировать характер процессов, устанавливающих важные свойства атмосферы. Чтобы упростить этот анализ, удобно в качестве единицы измерения использовать потоки энергии  $P/S$  вместо суммарной мощности  $P$  процесса, выражая их в единицах Вт/м<sup>2</sup>. Здесь  $S = 5.1 \times 10^{14}$  м<sup>2</sup> – площадь поверхности Земли. Данные рис. 7 [72] являются осредненными значениями параметров, полученных разными авторами, а также из анализа этих процессов. Энергетические процессы в атмосфере и на поверхности Земли можно разделить на три группы. К первой группе относятся процессы поглощения и отражения солнечного излучения атмосферой и поверхностью Земли. Солнечное излучение является источником, запускающим рассматриваемые энергетические процессы. Вторая группа включает в себя поглощение и эмиссию теплового излучения атмосферы и поверхности Земли. Это излучение соответствует инфракрасной области спектра. К третьей группе

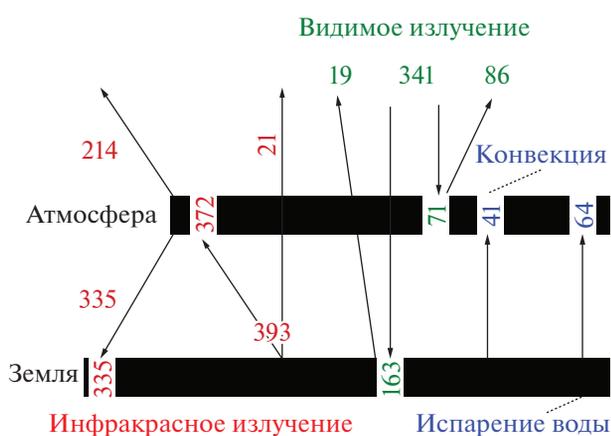
относятся процессы переноса тепла от поверхности Земли в атмосферу, которые включают в себя перенос тепла в результате конвективного движения атмосферного воздуха, а также за счет конденсации воды в атмосфере.

Поскольку полная мощность всех используемых человеком установок не превышает  $2 \times 10^{13}$  Вт, что на четыре порядка ниже мощности солнечного излучения, проникающего в атмосферу Земли, деятельность человека не может прямым образом повлиять на энергетику Земли и атмосферы. Поэтому можно уверенно исключить промышленную и сельскохозяйственную деятельность человека из энергетического баланса Земли. Тепловое излучение играет важную роль в энергетическом балансе Земли и атмосферы (рис. 7). Анализируя эмиссию инфракрасного или теплового излучения Землей и ее атмосферой, предположим, что поверхность Земли излучает как абсолютно черное тело. В соответствии с формулой Стефана–Больцмана поток энергии  $I$  для испускаемого излучения с поверхности абсолютно черного тела температуры  $T$  составляет

$$I = \sigma T^4, \quad (14)$$

где  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup> К<sup>4</sup> – постоянная Стефана–Больцмана. Если использовать данную формулу для излучения с поверхности Земли, найдем, что поток излучения, приведенный на рис. 7, соответствует температуре излучаемой поверхности  $T = 287$  К. Это значение мало отличается от глобальной температуры  $T = 288$  К в рамках модели стандартной атмосферы. Отсюда следует, что модель абсолютно черного тела хорошо описывает излучение поверхности Земли в инфракрасной области спектра.

На основе рис. 7 проанализируем характер теплового излучения атмосферы, который происходит в инфракрасной области спектра. Потоки излучения в направлении к поверхности Земли и наружу разделены, что свидетельствует о большой эффективной оптической толщине атмосферы в этой области спектра и позволяет рассматривать отдельно потоки излучения к Земле и в окружающее пространство. Чтобы оценить характер теплового излучения атмосферы, сначала возьмем за основу модель излучающей атмосферы с



**Рис. 7.** Потоки энергии, которые получает и отдает Земля как целое, а также ее атмосфера как целое; единица измерения средних потоков энергии – Вт/м<sup>2</sup>; поглощаемые потоки энергии указаны в соответствующих прямоугольниках, расходуемые мощности потока энергии – вблизи стрелок [72].

независящим от частоты коэффициентом поглощения [73]. Тогда атмосфера излучает как абсолютно черное тело для слоев воздуха, ответственных за эмиссию атмосферы в соответствующем направлении, а температуру этой эффективной области атмосферы можно определить из уравнения Стефана–Больцмана (14).

Учитывая термодинамическое равновесие между излучающими молекулами и окружающим воздухом, отсюда можно найти температуру эффективного слоя атмосферы, создающего тепловое излучение атмосферы как в сторону Земли  $T_{\downarrow}$ , так и в окружающее пространство  $T_{\uparrow}$  [26, 73]. На основе данных рис. 7 находим значения этих температур  $T_{\downarrow} = 276$  К,  $T_{\uparrow} = 244$  К [26, 73]. Согласно модели стандартной атмосферы, слои атмосферы с указанными температурами находятся соответственно на высотах  $h_{\downarrow} = 1.9$  км и  $h_{\uparrow} = 6.8$  км. Эти слои ответственны за тепловое излучение атмосферы в указанную сторону. Несмотря на грубость использованной модели [73], она позволяет убедиться, что области атмосферы, ответственные за энергетическое равновесие атмосферы с поверхностью Земли, а также за равновесие атмосферы с окружающим пространством разделены. Это позволяет рассматривать данные равновесия как независимые.

Поскольку области атмосферы, ответственные за эмиссию энергии в сторону Земли и в окружающее пространство, характеризуются разными температурами, имеет место перенос энергии между этими областями как за счет излучения, так и в результате теплопроводности атмосферного воздуха. Эффективная длина свободного пробега тепловых фотонов мала по сравнению с толщиной атмосферы (рис. 7), так что через атмосферу и облака проходит примерно 5% потока излучения, испускаемого поверхностью Земли. Тепловой перенос в результате конвекции атмосферного воздуха характеризуется коэффициентом теплопроводности  $\kappa_{\text{кон}} \approx 60$  Вт/(см К) [72] по сравнению с коэффициентом теплопроводности  $\kappa_m = 2.51 \times 10^{-4}$  Вт/(см К) [32, 33] для неподвижного атмосферного воздуха при глобальной температуре  $T = 288$  К.

Данный коэффициент теплопроводности соответствует коэффициенту температуропроводности  $\chi \approx 5 \times 10^4$  см<sup>2</sup>/с, на основании которого устанавливается связь между высотой  $h$ , на которую распространяется тепло, и временем  $t$  этого процесса согласно уравнению диффузии

$$\bar{h} = \sqrt{2\chi t}. \quad (15)$$

Отсюда следует, что характерное время переноса тепла между слоями, ответственными за излучение атмосферы в сторону Земли и наружу, составляет

$t \sim 10^7$  с, т.е. месяцы. Такой же порядок величины отвечает равновесию между Землей и атмосферой при изменениях в каждой подсистеме.

Таким образом, на основе энергетического баланса для поверхности Земли и ее атмосферы в первом приближении есть три типа равновесия, а именно между Землей и атмосферой, между атмосферой и окружающим пространством, а также между Землей и атмосферой как целого и окружающим пространством. Эти равновесия устанавливаются за времена порядка месяцев. В следующем приближении имеет место слабое нарушение этих равновесий. Такая физическая ситуация составляет основу для рассмотрения разных процессов в атмосфере.

**2.2. Излучение атмосферы как слабо неоднородного газового слоя.** Одним из элементов энергетического баланса Земли и ее атмосферы является парниковый эффект, который представляет собой тепловое излучение атмосферы в инфракрасной области спектра. Хотя тема данной статьи связана с атмосферным электричеством, кратко рассмотрены излучательные процессы в атмосфере, поскольку в них участвуют те же объекты, что и в атмосферном электричестве. Поэтому информация по одной из этих проблем может быть использована при анализе другой проблемы. Отметим особенности теплового излучения атмосферы. Толщина атмосферы, в которой находится основная масса атмосферного воздуха, составляет порядка 10 км, т.е. малую величину по сравнению с радиусом Земли. Поэтому излучающую атмосферу можно рассматривать как плоский слой воздуха, находящийся над твердой поверхностью. При атмосферном давлении воздуха между его молекулами и полем излучения поддерживается термодинамическое равновесие. Поэтому интенсивность излучения, испускаемого из каждой точки атмосферы, характеризуется температурой этой точки. Само тепловое излучение создается вращательными и колебательно-вращательными излучательными переходами атмосферных молекул воды и углекислого газа, а также в результате эмиссии микрокапель воды.

Основываясь на общих принципах переноса излучения в атмосферном газе [16, 74–79], представим параметры, описывающие этот процесс. Введем коэффициент поглощения газа на данной частоте  $k_{\omega}$ , чтобы обратная величина представляла собой длину свободного пробега фотонов данной частоты  $\omega$ . На основе этого параметра сконструируем оптическую толщину атмосферного слоя  $u_{\omega}$  в соответствии с соотношением

$$u_{\omega} = \int_0^L k_{\omega}(h) dh, \quad (16)$$

где  $L$  – толщина слоя, координата  $h$  направлена перпендикулярно к границе,  $k_\omega$  – коэффициент поглощения в данной точке. Согласно определению оптической толщины атмосферы, вероятность прохождения потока фотонов через слой газа  $g_\omega$  при распространении в перпендикулярном направлении к этому слою составляет

$$g_\omega = \exp(-u_\omega).$$

Если слой поглощающего газа находится над плоской поверхностью, которая излучает изотропно, вероятность прохождения потока излучения на данной частоте через слой газа, или фактор непрозрачности слоя молекулярного газа, дается формулой [80–82]

$$g(u_\omega) = 2 \int_0^1 \cos\theta d\cos\theta \left[ 1 - \exp\left(-\frac{u_\omega}{\cos\theta}\right) \right]. \quad (17)$$

Если оптическая толщина атмосферы  $u_\omega$  для данной частоты мала, атмосфера прозрачна для этих фотонов, а в случае большого значения этого параметра атмосфера непрозрачна. Как следует из энергетического баланса Земли и атмосферы, примерно 5% потока излучения, испускаемого поверхностью Земли, проходит через атмосферу.

При рассматриваемом условии термодинамического равновесия между полем излучения и атмосферным воздухом поток излучения на данной частоте  $J_\omega$ , испускаемый слоем газа с температурой  $T$ , составляет [80–82]

$$J_\omega = I_\omega(T)g(u_\omega), \quad (18)$$

где парциальный поток излучения абсолютно черного тела  $I_\omega(T)$  на данной частоте дается формулой Планка [83]

$$I_\omega(T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2 \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{T}\right) - 1 \right]}. \quad (19)$$

Отметим, что проведенный анализ включает в себя закон Кирхгофа [84], согласно которому элементарный излучатель является одновременно и поглотителем. Закон Кирхгофа устанавливает связь между скоростями испускания фотонов и поглощения в виде принципа детального равновесия между процессами излучения и поглощения. Это позволило выше оперировать с параметром поглощения – коэффициентом поглощения  $k_\omega$  при анализе процесса эмиссии фотонов.

Перейдем к анализу реальной атмосферы. Моделируя излучающую атмосферу плоским слоем воздуха с одинаковой температурой газа в нем, представим поток излучения из атмосферы на данной частоте формулой (18) для излучения, создаваемого молекулами атмосферы, которые находятся в атмосферном слое. Однако, используя

модель стандартной атмосферы и моделируя атмосферу слабо неоднородным слоем, т.е. температура в нем меняется слабо, модифицируем формулу (18) для потока излучения за счет эмиссии молекул, представив ее в виде

$$J_\omega = I_\omega(T_\omega)g(u_\omega), \quad (20)$$

где  $T_\omega$  – излучательная температура для данной частоты. В частности, в случае большой оптической плотности атмосферы  $u - \omega \gg 1$  излучательная температура является температурой на высоте  $h_\omega$ , определяемой уравнением [85, 86]

$$u_\omega = \int_0^{h_\omega} k_\omega(h)dh = 2/3, \quad T_\omega = T(h_\omega). \quad (21)$$

Основными парниковыми компонентами атмосферы, т.е. компонентами, создающими излучение атмосферы, являются молекулы воды и углекислого газа, а также микрокапли воды, образующие облака. Они создают примерно 99% потока излучения, создаваемого в атмосфере и направленного на поверхность Земли. Анализ основывается на модели, согласно которой облака характеризуются большой оптической плотностью, сосредоточены в некоторой области высот, начиная с высоты  $h_{cl}$ , и имеют резкую границу. Тогда формула (20) преобразуется к виду [12]

$$J_\omega = I_\omega(T_\omega)g(u_\omega) + I_{cl}(T_{cl})[1 - g(u_\omega)], \quad (22)$$

где температура излучения облаков  $T_{cl}$  соответствует температуре атмосферы на границе облаков  $T_{cl} = T(h_{cl})$ .

В этом приближении температуру облаков можно определить из решения уравнения для потока излучения  $J_\downarrow$ , создаваемого атмосферой и поглощаемого поверхностью Земли:

$$J_\downarrow = \int J_\omega d\omega = 335 \text{ Вт/м}^2. \quad (23)$$

Если бы существовала надежная информация о распределении облаков по высотам с учетом их плотности, можно было бы построить более точную модель. Из-за отсутствия такой информации имеем только один надежный параметр для облаков, который следует из энергетического баланса Земли и ее атмосферы.

Представленная схема определения потока излучения, создаваемого атмосферой, отвечает модели “линия за линией” [74]. Согласно этой модели, имеем дело с парциальными параметрами для каждой частоты, а не с их значениями, осредненными по определенному интервалу частот. Это связано с природой излучательных переходов в молекулярных системах, которые складываются из отдельных колебательно-вращательных или вращательных переходов. Для демонстрации этого на рис. 8 представлен коэффициент поглощения

ния для стандартной приземной атмосферы в небольшой области частот, соответствующей границе полосы поглощения молекул углекислого газа. Коэффициент поглощения в максимумах, соответствующих центрам спектральных линий, превышает коэффициент поглощения в соседнем минимуме, находящемся между соседними спектральными линиями, в 40 раз. Для молекул воды это отношение составляет примерно 500. Таким образом, спектр поглощения атмосферы в инфракрасной области имеет линейную структуру и состоит из большого числа пиков. Реальное число линий, необходимое для расчета параметров излучения атмосферы, примерно 1000. Это сочетается с законами поля излучения, находящегося в равновесии с атомными системами [83, 84, 88].

Теперь рассмотрим особенности алгоритма расчета излучательных параметров атмосферы, используя общие методы молекулярной спектроскопии [83, 88–92]. Наиболее простое выражение для коэффициента поглощения газа за счет данной молекулярной компоненты имеет вид [93]

$$k_{\omega} = N \sum_i S_i a_{\omega-\omega_i}, \quad (24)$$

Здесь  $N$  – плотность молекул данного сорта;  $S_i$  – интенсивность  $i$ -го перехода, который включает скорость рассматриваемого излучательного перехода;  $a_{\omega-\omega_i}$  – функция распределения фотонов по частотам [89]. Для атмосферного воздуха имеет место ударный механизм уширения спектральных линий, для которого функция распределения по частотам для испускаемых или поглощаемых фотонов дается формулой [89–92]

$$a_{\omega} = v_i \left( 2\pi [(\omega - \omega_i)^2 + (v_i/2)^2] \right)^{-1}, \quad (25)$$

где частота  $\omega$ , относится к центру соответствующей спектральной линии,  $v_i$  – ширина спектральной линии.

При атмосферном давлении соседние линии слабо перекрываются, что отвечает критерию

$$\Delta\omega \gg v_i, \quad (26)$$

где  $\Delta\omega$  – разность частот для центров соседних линий. При выполнении этого критерия коэффициент поглощения на данной частоте определяется ограниченным числом переходов. Интенсивность излучательного перехода дается выражением [93]

$$S_i = \frac{\pi^2 c^2}{\omega_i^2} A_i \frac{g_i}{q(T)} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\omega_i}{T}\right) \right]. \quad (27)$$

Здесь  $A_i$  – первый коэффициент Эйнштейна для рассматриваемого излучательного перехода,  $g_i$  – статистический вес нижнего состояния перехода,  $\varepsilon_i$  – энергия возбуждения нижнего состояния перехода из основного состояния молекулы,

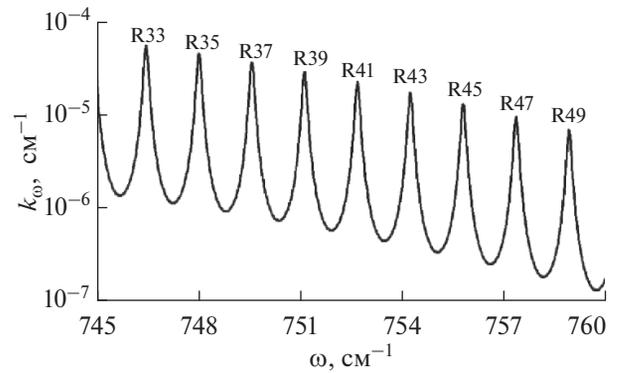


Рис. 8. Коэффициент поглощения находящимися в атмосферном воздухе молекулами  $\text{CO}_2$  вблизи границы зоны поглощения; коэффициент поглощения отвечает колебательному переходу  $01^{\circ}0 \rightarrow 10^{\circ}0$ , цифры – начальное вращательное число молекулы для вращательной  $R$ -ветви [87].

$T$  – температура газа,  $q(T)$  – статистическая сумма для данной молекулы. В частности, в случае линейной молекулы с колебательно-вращательным излучательным переходом имеем

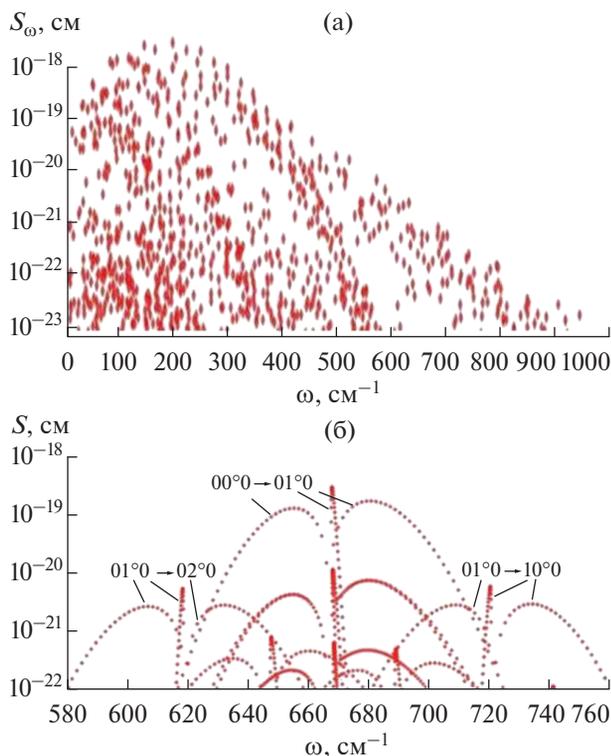
$$g_i = 2j + 1, \quad \varepsilon_i = \varepsilon_v + B_j(j + 1), \quad (28)$$

$$q(T) = \frac{T}{B} \exp(-\varepsilon_v/T),$$

где  $j$  – вращательное квантовое число для нижнего состояния молекулы,  $B$  – вращательная постоянная молекулы,  $\varepsilon_v$  – энергия возбуждения для основного вращательного состояния и данного колебательного состояния  $v$ . Это относится к  $\text{CO}_2$  как к линейной молекуле.

Для определения параметров излучения атмосферы на основании представленной выше схемы необходимо использовать скорости излучательных переходов между состояниями оптически активных молекул, находящихся в атмосферном воздухе. Скорость излучательного перехода между дискретными состояниями молекулы пропорциональна коэффициенту Эйнштейна, который обратно пропорционален излучательному времени жизни верхнего состояния относительно перехода в нижнее состояние, а также выражается через другие спектроскопические параметры. В рассматриваемой схеме эти параметры входят в интенсивность переходов  $S_i$  согласно формуле (24).

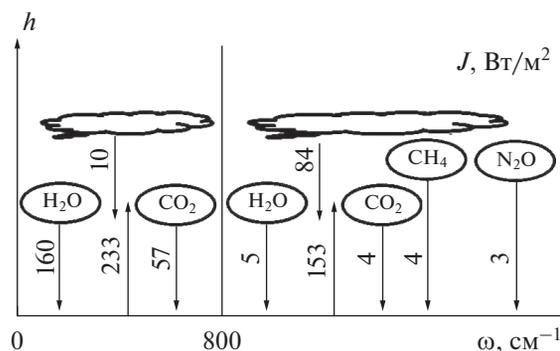
Параметры формулы (24), необходимые для вычисления коэффициента поглощения молекулами газа, содержатся в банке данных HITRAN (High resolution TRANsmission). Этот банк содержит комбинацию измеренных и рассчитанных параметров, описывающих поглощения молекулы, и постоянно пополняется и совершенствуется (например, [94]). Для конкретных расчетов



**Рис. 9.** Интенсивности для колебательно-вращательных и вращательных переходов, ответственных за тепловое излучение атмосферы, для находящихся в атмосферном воздухе молекул воды (а) и молекул углекислого газа (б); данные [95, 96] относятся к  $T = 296$  К.

удобно использовать “line-by-line” версию этого банка данных [95, 96], объяснения к которым содержатся в [96, 97]. Эти данные могут быть использованы для определения излучательных параметров газов при конкретных условиях [92, 97]. В качестве демонстрации на рис. 9 представлены интенсивности излучательных переходов в атмосферном воздухе за счет молекул воды и углекислого газа.

Описанная выше схема вычисления потока излучения, создаваемого атмосферными молекулами, показывает важную роль банка данных HITRAN для нахождения излучательных параметров атмосферы. Чтобы привести расчеты к представленному алгоритму, необходимо, чтобы параметры атмосферы слабо изменялись в горизонтальном направлении, причем характерный размер для этого критерия – порядка 10 км. На рис. 10 представлены потоки излучения из атмосферы на поверхность Земли за счет разных компонент атмосферы. Спектр теплового излучения атмосферы разделен на две части, так что при высоких частотах эмиссия атмосферы на поверхность Земли в большой степени формируется за счет излучения облаков, тогда как при низких ча-



**Рис. 10.** Выраженные в единицах  $Вт/м^2$  излучательные потоки из атмосферы в сторону поверхности Земли, а также потоки излучения, испускаемые поверхностью Земли и к облакам, которые создаются указанными молекулами и облаками при частотах менее и более  $800\text{ см}^{-1}$  [12].

стотах оно создается молекулами  $H_2O$  и  $CO_2$ . Последнее означает также, что при низких частотах (менее  $800\text{ см}^{-1}$ ) тепловое излучение с поверхности Земли, направленное к облакам, в малой степени достигает их, в противоположность области высоких частот. Как видно, основной парниковой компонентой атмосферы являются находящиеся в атмосфере молекулы воды. Следовые парниковые компоненты, к которым относятся молекулы метана, двуокиси азота и озона, дают малый вклад в поток излучения, создаваемый атмосферой, который в сумме составляет примерно 1%.

Рассмотренная схема тепловой эмиссии атмосферы позволяет также проследить за изменением потоков излучения в результате изменения концентрации ее компонент. На рис. 11 приводится зависимость от частоты  $\omega$  изменения интегральных потоков излучения из атмосферы на поверхность Земли в области частот от нуля до данной частоты для разных потоков (где  $J_c$  – поток излучения, создаваемый молекулами  $CO_2$ ). При этом из закона сохранения следует, что

$$\Delta J = \Delta J_c + \Delta J_w + \Delta J_d, \tag{29}$$

где  $\Delta J_c$ ,  $\Delta J_w$  и  $\Delta J_d$  – изменения потоков излучения, создаваемого соответственно молекулами углекислого газа, молекулами воды и микрокаплями воды, образующими облака;  $\Delta J$  – изменение суммарного потока излучения. Это изменение потока излучения может быть переведено в изменение глобальной температуры  $\Delta T$ . В случае удвоения концентрации углекислого газа изменение глобальной температуры составляет [12]

$$\Delta T = (0.6 \pm 0.3) \text{ К}, \tag{30}$$

причем большая ошибка связана с переводом изменения потока излучения в изменение глобальной температуры.

Представленный алгоритм для вычисления потоков излучения атмосферы основан на физических принципах, связанных с выделением главных факторов и учетом физических законов. Альтернативой этому подходу являются климатологические модели, которые представляют собой компьютерные модели с учетом всех возможных факторов. Однако на стадии использования этих моделей для реальной системы происходит упрощение модели в результате пренебрежения определенными связями. В частности, на этом этапе предполагается, что спектры поглощения молекул углекислого газа и воды не перекрываются. При этом статистическое осреднение результатов расчетов на основе климатологических моделей, проведенное в рамках Межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC), дает следующий рост глобальной температуры при удвоении концентрации углекислого газа [98]:

$$\Delta T = (3.0 \pm 1.5)^\circ\text{C}. \quad (31)$$

Эта величина превышает даже наблюдаемое в последние десятилетия значение (13).

Практически расхождение данных физического подхода (30) и климатологических моделей (31) является результатом пренебрежения в климатологических моделях законом Кирхгофа [84], согласно которому излучатели являются одновременно поглотителями. В данном случае это соответствует отождествлению изменения потока излучения  $\Delta J_c$ , создаваемого молекулами углекислого газа, изменению суммарного потока излучения  $\Delta J$ . На самом деле увеличение потока излучения, создаваемого дополнительными молекулами углекислого газа, частично компенсируется поглощением дополнительным углекислым газом потоков излучения, создаваемых молекулами воды и облаками. Анализ [99, 100] показывает, что пренебрежение законом Кирхгофа приводит к завышению результата для изменения глобальной температуры примерно в пять раз. Это подтверждается как сравнением формул (30) и (31), так и сравнением соответствующих потоков, представленных на рис. 11б.

К сожалению, ошибочный результат (31) составил основу парижского соглашения 2015 г. по климату [101], на основе которого за время существования этого соглашения некоторые финансовые круги собрали в качестве фонда для разработки новых неуглеродных технологий примерно половину триллиона долларов, но как и кем использованы эти средства, не сообщается.

**2.3. Микрокапли воды в излучении атмосферы.** Наряду с молекулами воды и углекислого газа, важную роль в излучении атмосферы играют микрокапли воды, которые образуют облака. Кроме того, микрокапли воды участвуют в других процессах, составляющих энергетический баланс

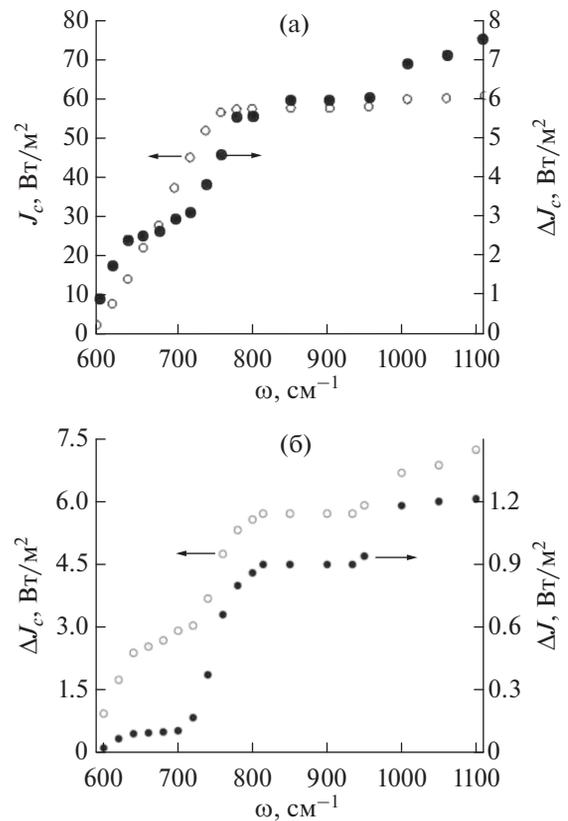
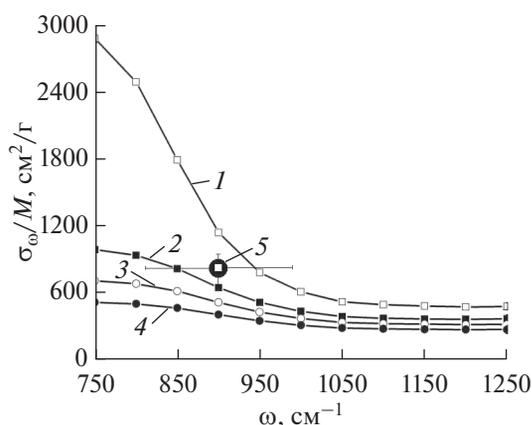


Рис. 11. Изменение потоков излучения к поверхности Земли за счет молекул углекислого газа, находящихся в атмосферном воздухе, по мере увеличения частоты перехода [12].

атмосферы. Главное из них — рассеяние солнечного излучения. В то же время микрокапли воды занимают центральное место в разделении электрического заряда в атмосфере и создании заряда планеты. Тем самым излучательные процессы с участием микрокапель воды дополняют электрические процессы в атмосфере. В частности, именно излучательные процессы с участием микрокапель воды позволяют оценить содержание микрокапель в атмосфере.

При анализе электрических токов в атмосфере ее разделяют как плоский слой воздуха, находящийся над поверхностью Земли, на две части. Основная часть, относящаяся к ясному небу, ответственна за разрядку Земли. В этой части атмосферы ионы, образующиеся под действием космических лучей, движутся в электрическом поле Земли, что ведет к разрядке Земли. В другой части атмосферы, где находится кучевые облака, заряженные микрокапли воды движутся вниз под действием своего веса. Последнее приводит к разрядке Земли.

Исследуя излучательные свойства атмосферы, связанные с находящимися в ней микрокаплями, определим сечение поглощения ею ин-



**Рис. 12.** Удельное сечение поглощения жидкой каплей воды (сечение на единицу массы) в соответствии с формулой (39) для указанных радиусов  $r$  жидких каплей: 1 – предельно малый радиус капли, 2 –  $r = 5$  мкм, 3 –  $r = 8$  мкм, 4 –  $r = 12$  мкм, 5 – эксперимент [58] для перисто-кучевых облаков [12].

фрактального фотона. Для этой цели используем теорию Ми [102], в рамках которой предполагается, что капля однородна и имеет резкую границу. Поэтому характер поглощения следует из сшивания напряженности электромагнитного поля волны внутри и за пределами капли. Жидкая вода микрокапли является слабым электролитом, который включает в себя ионы  $\text{H}_3\text{O}^+$  и  $\text{OH}^-$  внутри капли. При этом взаимодействие инфракрасного излучения с водой в области длин волн, определяющих тепловое излучение атмосферы, отвечает взаимодействию с дипольным моментом, создаваемым указанными положительно и отрицательно заряженными ионами внутри воды.

Рассматривая рассеяние электромагнитной волны на капле воды в рамках теории Ми [103–105], в данном случае имеем, что магнитное поле волны относительно мало, что упрощает анализ. Если радиус капли воды  $r$  мал по сравнению с длиной электромагнитной волны  $\lambda$ , сечение поглощения волны каплей [106]  $\sigma_{\text{abs}} \sim r^3$ , а сечение рассеяния электромагнитной волны в соответствии с теорией Рэлея составляет  $\sigma_{\text{sc}} \sim r^6$ . Поэтому для малых капель можно пренебречь рассеянием электромагнитной волны по сравнению с ее поглощением, и в случае воды, когда магнитное поле волны не участвует в ее рассеянии на капле, сечение поглощения в рамках теории Ми дается формулой [7, 106]

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{12\pi\omega r^3}{c} \frac{\epsilon''}{(\epsilon' + 2)^2 + (\epsilon'')^2}, \quad (32)$$

где  $\omega$  – частота электромагнитной волны, диэлектрическая проницаемость материала капли  $\epsilon(\omega)$  определяется формулой

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega). \quad (33)$$

Пусть в соответствии с данными рис. 4 взаимодействие электромагнитной волны с жидкой водой в инфракрасной области спектра считается сильным. Тогда длина пробега фотона внутри капли относительно его поглощения мала, и для большой капли радиуса  $r$  сечение поглощения фотона равно

$$\sigma_{\text{abs}} = \pi r^2, \quad r \gg \lambda, \quad (34)$$

что соответствует модели черного тела для поглощающей капли. Объединяя формулы (32) и (34), имеем для сечения поглощения в широкой области размеров капель

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{\pi r^2}{1 + C(\lambda) \frac{\lambda}{r}}, \quad C = \frac{(\epsilon' + 2)^2 + (\epsilon'')^2}{24\pi\epsilon'}. \quad (35)$$

Таким образом, сечение поглощения инфракрасной каплей воды выражается через электрические параметры (33) воды при частоте волны. Эти параметры, измеренные в рассматриваемой области частот в работе [107], используются далее. На рис. 12 приведено сечение поглощения инфракрасного излучения каплей воды, приходящегося на единицу массы, которое в соответствии с формулой (35) равно

$$\frac{\sigma_{\omega}}{M} = \frac{3}{4\rho[r + \lambda C(\lambda)]}. \quad (36)$$

Используем полученные результаты для анализа прохождения теплового излучения Земли через атмосферу. Согласно данным рис. 7, средний поток инфракрасного излучения, испускаемого поверхностью Земли и проходящего через атмосферу, составляет  $J_p = 21$  Вт/м<sup>2</sup>, т.е. примерно 5% от испускаемого излучения проходит через атмосферу. Рассмотрим сначала кучевое облако, где плотность воды в микрокаплях составляет менее 0.1 г/см<sup>2</sup>, т.е. несколько процентов от полного удельного содержания воды в атмосфере. Тогда, согласно данным рис. 12, находим, что оптическая толщина облака на частоте 900 см<sup>-1</sup> равна примерно 40, если типичная толщина облака составляет порядка 300 м. Области атмосферы, которые заняты кучевыми облаками и ответственны за перенос электричества в атмосфере, являются оптически толстыми по отношению к тепловому излучению атмосферы и не пропускают теплового излучения, испускаемого поверхностью Земли.

При анализе парникового явления в атмосфере использована модель [12] в соответствии с

формулой (23), в рамках которой облака находятся на некоторой высоте над землей и почти не пропускают тепловое излучение, испускаемое как поверхностью Земли, так и атмосферой, находящейся ниже облаков. В этом случае облака представляются как некоторая бесформенная масса, которая описывается коэффициентом поглощения среды в инфракрасной области спектра. После анализа атмосферного электричества как атмосферного явления определены параметры микрокапель воды, которые обуславливают электрические процессы. Но эти параметры проявляются также в процессах теплового излучения и поглощения кучевых облаков, где они характеризуют также эмиссию и поглощение атмосферы в инфракрасной области спектра.

Таким образом, хотя конденсированная атмосферная вода содержится в основном в кучевых облаках, они вносят малый вклад в перенос теплового излучения за пределы атмосферы в силу высокой оптической плотности для инфракрасного излучения и покрывают малую часть поверхности Земли. Основной вклад в инфракрасную эмиссию атмосферы дает разреженная фракция конденсированной воды, находящейся в слоистых и перистых облаках. Измеренное сечение поглощения фотонов [58] при заданных параметрах атмосферы соответствует характерному радиусу микрокапель в перисто-кучевом облаке, равному примерно 4 нм, что заметно ниже, чем в кучевом облаке (рис. 12). Согласно энергетическому балансу Земли и ее атмосферы, представленному на рис. 7, можно принять, что поток излучения, испускаемый поверхностью Земли и проходящий через атмосферу, равен  $J_p = 21 \text{ Вт/м}^2$ . С другой стороны, через атмосферу может пройти только инфракрасное излучение в окне прозрачности излучения в области длин волн 8–12 мкм. При этом поток излучения, испускаемый поверхностью Земли и прошедший через атмосферу, составляет

$$J_p = \int J_E(\omega)g(U_\omega)d\omega, \quad (37)$$

где  $J_E(\omega)$  – парциальный поток излучения на данной частоте, который создается на поверхности Земли;  $U_\omega$  – оптическая толщина атмосферы;  $g(U_\omega)$  – фактор непрозрачности атмосферы в результате поглощения молекулами и облаками. На рис. 13 представлена зависимость от плотности атмосферной воды в облаках для потока инфракрасного излучения, создаваемого поверхностью Земли и проходящего через атмосферу, при указанном радиусе микрокапель воды, из которых состоят облака. Отсюда получаем, что удельная масса конденсированной атмосферной воды  $\rho$ , содержащаяся в слоистых и перистых областях атмосферы для ясного неба, составляет

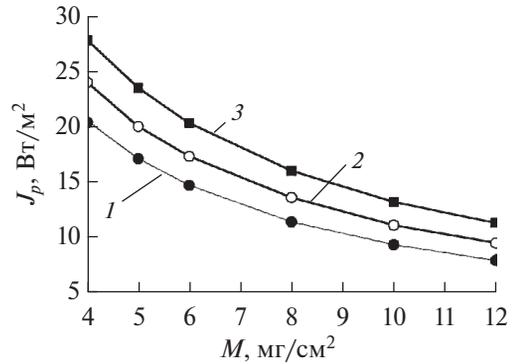


Рис. 13. Средний поток излучения с поверхности Земли, который испускается поверхностью Земли и проходит через атмосферу и облака, не поглощаясь по пути при указанном радиусе микрокапель облаков [12]: 1 –  $r = 5$  мкм, 2 – 8, 3 – 12; содержание молекул воды и углекислого газа соответствует модели стандартной атмосферы, удельная масса конденсированной воды в облаках составляет  $5 \text{ мг/см}^2$ .

$$\rho \sim 4 \text{ мг/см}^2. \quad (38)$$

Это значение можно рассматривать, как нижний предел для содержания конденсированной воды в атмосфере, поскольку данная величина для кучевых облаков значительно выше.

Действительно, хотя кучевые облака покрывают малую часть земной поверхности, а масса воды в виде микрокапель в кучевых облаках составляет 10–15% от полной массы атмосферного водяного пара в них, кучевые облака вносят заметный вклад в массу конденсированной воды в атмосфере. Для определения этой величины используем альбедо атмосферы, которое вводится как отношение потока отраженного солнечного излучения к потоку падающего солнечного излучения и, согласно данным рис. 7, составляет  $\alpha = 0.25$ . Пусть отражение солнечного света создается кучевыми облаками, но составляющие их микрокапли воды равномерно расположены над поверхностью Земли. Используем средний радиус микрокапель в кучевых облаках  $r = 8$  мкм, который соответствует сечению поглощения, равному  $\sigma_{\text{abs}} = 2 \times 10^{-6} \text{ см}^2$ , и получим для числа капель на единицу площади атмосферного столба  $n$  (в  $1/\text{см}^2$ )

$$n = \frac{1}{\alpha \sigma_{\text{abs}}} \approx 1 \times 10^5. \quad (39)$$

Отсюда следует выражение для удельной массы капель в атмосфере  $\rho$  (в  $\text{мг/см}^2$ )

$$\rho = m_0 n \sim 20, \quad (40)$$

где  $m_0 \sim 2 \times 10^{-9} \text{ г}$  – масса отдельной микрокапли.

При проведении данной оценки использовалось предположение, что при контакте с поверх-

ностью микрокапли фотон не проникает внутрь микрокапли, а отражается. Очевидно, величина (40) дает завышенное значение для доли конденсированной воды в атмосфере. На основе формул (39) и (40) можно считать

$$\varrho \sim 10, \quad (41)$$

так что масса конденсированной воды в атмосферной воде составляет доли процента.

Рассмотрим эту проблему с точки зрения циркуляции атмосферной воды. Согласно общей схеме циркуляции воды в атмосфере, вода испаряется с поверхности Земли в виде свободных молекул, которые затем переходят в конденсированную фазу. Далее вода возвращается на землю в основном в виде дождя. Это ведет к следующему уравнению баланса между удельной массой воды в виде свободных молекул  $\varrho_w = 2.5 \text{ г/см}^2$  и микрокапель  $\varrho_d$

$$\frac{\varrho_w}{\tau_w} = \frac{\varrho_d}{\tau_d}, \quad (42)$$

где  $\tau_w = 9$  сут – среднее время нахождения воды в атмосфере,  $\tau_d$  – время нахождения атмосферной воды в виде микрокапель. Отсюда на основе формулы (41) находим характерное время жизни облаков, или атмосферной воды в конденсированной фазе  $\tau_d \sim 1$  ч.

### 3. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ И РОСТА КАПЕЛЬ ВОДЫ В АТМОСФЕРЕ

**3.1. Характер смешивания слоев атмосферы при образовании конденсированной фазы воды.** Существенный вклад в электрические и излучательные свойства атмосферы вносит конденсированная атмосферная вода в виде облаков. Однако в рамках модели стандартной атмосферы, которая имеет дело с осредненными параметрами, конденсированная вода в атмосфере отсутствует. Следовательно, необходимо рассмотреть неравновесные условия, которые приводят к ее образованию. Образование водяных микрокапель в атмосфере происходит в случае, когда струи теплого влажного воздуха из приповерхностной области атмосферы проникают в более высокие слои тропосферы с низкой температурой. В результате такого смешивания в некоторой области атмосферный воздух становится пересыщенным. Тогда избыток водяного пара может перейти в конденсированную фазу, превращаясь в микрокапли воды. Такая неравновесная ситуация часто возникает при реальных условиях в силу конвекционного переноса в атмосфере и неоднородности тепловых процессов. Пусть некоторая часть поверхности Земли под действием солнечного излучения нагревается сильнее, чем соседние области. Это может вызвать тепловую неустойчивость, которая проявляется в виде восходящих потоков воздуха в данной области поверхности и нисходящих пото-

ков в соседних областях. Такое движение воздуха, характерное для реальной атмосферы, приводит к перемешиванию слоев воздуха и проникновению влаги, испаренной у поверхности Земли, в верхние слои тропосферы.

Ориентируясь на такой характер переноса в атмосфере, рассмотрим адиабатическое смешивание двух объемов атмосферного воздуха, взятых из разных слоев с параметрами, отвечающими модели стандартной атмосферы. Поскольку интерес представляет конденсация водяного пара в атмосферном воздухе, которая возможна только в пересыщенном водяном паре, основной задачей является выяснение, при каких условиях может быть достигнута точка росы, т.е. когда влажность воздуха равна 100%. Наряду с этим определим максимальное пересыщение водяного пара в данном процессе, поскольку именно избыток пересыщенного пара превращается в конденсированную фазу.

Итак, смешиваются два объема атмосферного воздуха так, что первый объем находится у поверхности Земли, а второй берется с высоты  $h$  [11, 108]. Смешение происходит адиабатически, т.е. тепло не уходит за пределы смешиваемых объемов, так что температура смеси составляет

$$T = \frac{n_1 T_1 + n_2 T_2}{n_1 + n_2} = T_1 - \frac{(T_1 - T_2)x}{1+x}, \quad x = \frac{n_2}{n_1} m, \quad (43)$$

где  $n_1, n_2$  – количество молекул воздуха в каждом из указанных объемов;  $T_1, T_2$  – начальные температуры смешиваемых объемов воздуха. При этом считается, что теплоемкость воздуха постоянна в рассматриваемой области температур, и учитывается адиабатический характер смешивания. Удобно представить данную формулу в виде

$$T = \frac{n_1 T_1 + n_2 T_2}{n_1 + n_2} = T_1 - \frac{dT}{dh} \frac{hx}{1+x}, \quad (44)$$

где  $dT/dh = 6.5 \text{ К/км}$  – градиент температуры атмосферы.

Теперь проследим за плотностью молекул воды в рассматриваемом объеме воздуха. Плотность молекул воды в первом объеме равна  $N_w(0) = \eta N_{\text{sat}}(T_1)$ , где  $\eta$  – влажность воздуха,  $N_{\text{sat}}(T_1)$  – плотность молекул воды в насыщенном водяном паре при температуре  $T_1$ . При этом концентрация молекул воды на высоте  $h$  составляет

$$c(h) = c(0) \exp\left(-\frac{h}{\lambda_*}\right), \quad \frac{1}{\lambda_*} = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda},$$

причем плотность молекул воздуха падает с высотой атмосферы как  $\exp(-h/\Lambda)$ , а плотность молекул воды – как  $\exp(-h/\lambda)$ , где  $\Lambda = 10.4 \text{ км}$ ,  $\lambda = 2.0 \text{ км}$ ,  $\lambda_* = 2.6 \text{ км}$ . В результате получаем для плотности

молекул воды  $N_w(x)$  после смешения объемов теплого и холодного атмосферного воздуха. При рассматриваемом характере смешения плотность молекул атмосферной воды составляет

$$N_w(x) = N_w(0) \frac{1 + x \exp(-h/\lambda_*)}{1 + x}. \quad (45)$$

При этом у поверхности Земли плотность молекул воды в атмосферном воздухе равна

$$N_w(0) = \eta N_{\text{sat}}(T_1), \quad (46)$$

где  $\eta$  – влажность атмосферного воздуха вблизи поверхности, который для определенности считается насыщенным  $\eta = 1$ , хотя рассмотрен вариант ненасыщенного атмосферного воздуха у поверхности Земли с влажностью  $\eta < 1$ . Плотность молекул воды при давлении насыщенного пара в области температур  $T$ , отвечающей нижней атмосфере, аппроксимируется зависимостью

$$N_{\text{sat}}(T) = N_0 \exp(-E_{\text{sat}}/T), \quad (47)$$

где параметры в рассматриваемой области температур равны  $N_0 = 1.1 \times 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_{\text{sat}} = 0.48 \text{ эВ}$ .

Полученные соотношения позволяют определить, какое разбавление струи влажного воздуха при ее смешении с атмосферным воздухом на высоте  $h$  приводит к точке росы  $T_d$ , т.е. когда плотность молекул водяного пара равна плотности его молекул при давлении насыщенного пара. Разбавление  $x$  в точке росы следует из уравнения

$$N_w(x) = N_{\text{sat}}(T) = N_{\text{sat}}(T_1) \exp\left(-\frac{\alpha x}{1 + x}\right), \quad (48)$$

где  $\alpha = (E_{\text{sat}}/T_1^2)(dT/dh) = 0.44 \text{ км}^{-1}$ . На основе представленных формул приведем уравнение для точки росы к виду

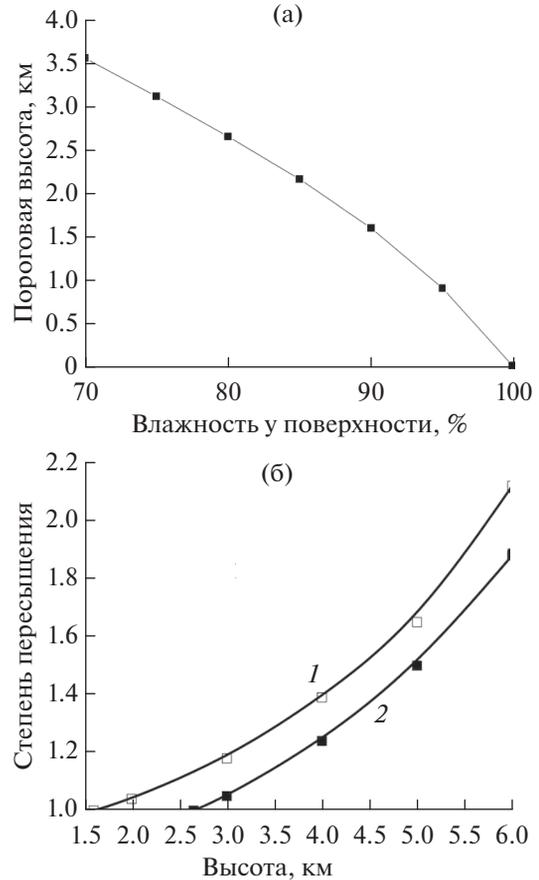
$$\Phi(h, x) = \eta \frac{1 + x \exp(-h/\lambda_*)}{1 + x} \exp\left(\frac{\alpha h x}{1 + x}\right) = 1, \quad (49)$$

или, выражая высоту  $h$  в км, представим это уравнение в виде

$$h = \frac{2.29(1 + x)}{x} \ln \left\{ \frac{1 + x}{\eta [1 + x \exp(-h/\lambda_*)]} \right\}. \quad (50)$$

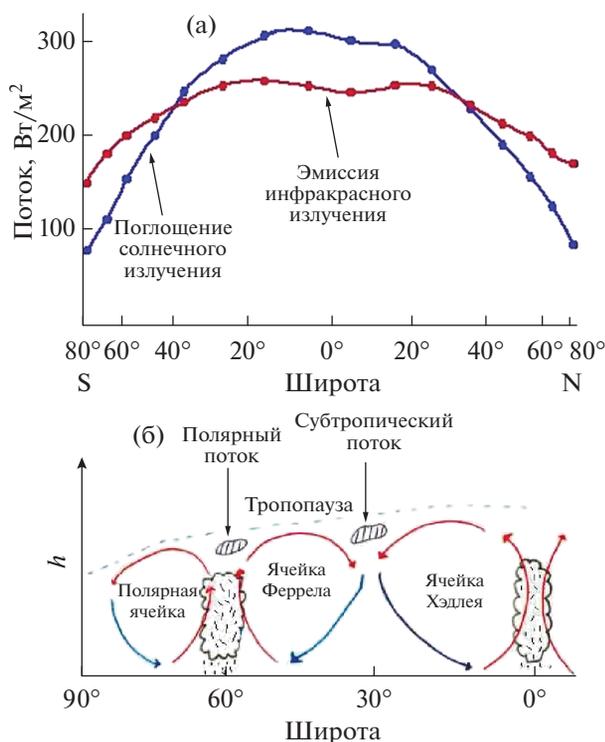
Данное уравнение устанавливает связь между высотой атмосферы  $h$ , куда доставлен данный элемент влажного воздуха с поверхности Земли, и степенью его разбавления  $x$  воздухом на данной высоте, при котором достигается точка росы. Такая зависимость представлена на рис. 14 для разных степеней влажности воздуха  $\eta$  у поверхности Земли.

Проведенный анализ и полученные соотношения позволяют понять характер образования облаков в атмосфере Земли. В этом случае теплый влажный воздух поднимается под действием восходящих потоков и перемешивается с холодным



**Рис. 14.** Характер адиабатического смешивания влажного воздуха, взятого с поверхности Земли и перемещенного на указанную высоту стандартной атмосферы: (а) минимальная высота атмосферы, при перемещении на которую может быть достигнута точка росы у перемешанного воздуха; (б) максимальная степень пересыщения  $\Phi(h, x_{\text{max}})$ , которая достигается на указанной высоте [11, 108] при  $\eta = 0.9$  (1) и  $\eta = 0.8$  (2).

воздухом на некоторых высотах. В результате образуются условия создания пересыщенного водяного пара, что приводит к частичной конденсации водяного пара. Как следует из уравнения (49), при заданной влажности воздуха у поверхности Земли точка росы может быть достигнута, если этот воздух поднят до определенной высоты. Эта минимальная высота в зависимости от влажности перемешиваемого воздуха представлена на рис. 14а. Функция  $\Phi(h, x)$  в соответствии с уравнением (49) при заданной высоте смешения  $h$  в зависимости от параметра  $x$  характеризуется максимумом, который достигается при соответствующей степени перемешивания  $x_{\text{max}}$  и описывает максимальное пересыщение воздуха при перемешивании на этой высоте. На рис. 14б приведено максимальное пересыщение воздуха [108].



**Рис. 15.** Крупномасштабные движения в атмосфере: (а) средние потоки энергии в атмосфере в зависимости от широты, (б) крупномасштабные течения воздуха [112]; голубые стрелки – движение холодных струй воздуха, красные – струи горячего воздуха.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что в соответствии с наблюдаемыми данными облака образуются не вблизи поверхности Земли, а на некоторых высотах. Максимальная степень пересыщения возрастает по мере увеличения высоты, на которую приземный влажный воздух забрасывается восходящим потоком. При этом часть водяного пара, находящегося первоначально в приповерхностном слое воздуха и образуемого облака при перемещении в верхние холодные слои, составляет порядка десятков процентов для перемещаемого водяного пара. Тем самым доля молекул конденсированной воды в облаках, где происходит перемешивание, относительно всего водяного пара в атмосфере не превышает 1%, тогда как в самих кучевых облаках, где образуются капли воды, концентрация молекул воды составляет десятки процентов.

**3.2. Циркуляция воды в атмосфере.** Рассмотренный выше механизм конденсации водяного пара в атмосфере связан с его циркуляцией [9, 109–111]. Цепь процессов при циркуляции водяного пара включает испарение воды с поверхности Земли, ее конденсацию на некоторой высоте, приводящую к образованию облаков, а также последующий рост водяных микрокапель в облаках с их превращением в капли дождя и возвращение

влаги на поверхность Земли в виде осадков. Образование облаков требует, чтобы испаренный водяной пар поднимался вверх из приземной области, где он образуется, а это напрямую связано с циркуляцией воды в атмосфере. При этом первая стадия циркуляции воды в атмосфере связана с циркуляцией самого воздуха, который захватывает водяной пар.

Циркуляция воздуха в атмосфере происходит под действием сил, возникающих в результате неравномерного нагревания поверхности. Соответствующие горизонтальные градиенты возникают как на больших, так и на малых масштабах. Рис. 15а объясняет возникновение градиента температур крупных масштабов, в результате которого возникает стабильная циркуляция воздуха с перемещением на большие расстояния. Будем считать, что энергетический баланс атмосферы и Земли по отношению к окружающему пространству, который включает поглощение солнечного излучения и эмиссию инфракрасного излучения, уходящего за пределы атмосферы, выполняется в среднем. Тогда нарушение локального баланса компенсируется перемещением атмосферного воздуха, как это показано на рис. 15б, так что теплый воздух из области, получающей избыточную мощность, замещается холодным воздухом из области с недостаточной мощностью за счет баланса процессов поглощения солнечного излучения и испускания инфракрасного излучения. В результате создается стабильный перенос воздушных масс (рис. 15б).

На рис. 15б показаны основные крупномасштабные течения воздуха вдоль соответствующих меридианов. Наряду с этим существует большое количество менее крупномасштабных стабильных движений воздуха, которые связаны с ландшафтом, расположением на поверхности океанов и гор. Ландшафт местности может приводить к временным течениям воздуха по той же причине, так что перегревание поверхности Земли в определенной области вызывает движение воздуха в виде ветра, что поддерживает баланс энергии. В этих случаях движение воздуха происходит в виде вихрей разного масштаба. В результате таких течений воздуха происходит также рассмотренное выше перемешивание теплого влажного воздуха, находящегося вблизи поверхности Земли, с холодным воздухом высоких слоев атмосферы, что сопровождается конденсацией водяного пара воздуха с образованием облаков.

**3.3. Процессы образования роста конденсированной фазы.** Пересыщенное состояние водяного пара в атмосфере является необходимым условием конденсации водяного пара, и только при выполнении этого условия возможен последующий переход части водяного пара в конденсированное агрегатное состояние. На первой стадии этого перехода в газе образуются малые частицы новой

фазы, которые далее являются ядрами конденсации. Поэтому процессы роста конденсированной фазы в буферном газе носят название процессов нуклеации. Классический случай нуклеации относится к росту новой фазы в слабо пересыщенном газе при сохранении термодинамического равновесия в этом процессе [88, 113] в однородном газе. Тогда характеристикой процесса роста дисперсной фазы является критический радиус кластера [88, 113], т.е. связанного состояния атомов или молекул, которое является промежуточным продуктом процесса роста конденсированной фазы. Именно при этом механизме образования и роста конденсированной фазы воды в атмосферном воздухе столкновение молекул воды приводит к образованию их связанного состояния в виде кластеров, которые распадаются в последующих столкновениях с вероятностью, близкой к единице, если размер кластера меньше критического. Если же размер случайно образованного кластера превышает критический, последующее прилипание к нему молекул пересыщенного пара термодинамически выгодно, и данный кластер является далее ядром конденсации при дальнейшем росте конденсированной фазы [88, 113, 114]. Такой переход определяется уменьшением вклада поверхностной энергии в полную энергию кластера с увеличением его размера. Понимание характера нуклеации, основанное на этом классическом случае, является фундаментом для последующего анализа процессов нуклеации.

Разнообразные процессы нуклеации в атмосферном воздухе приводят к выбору оптимальных механизмов роста при конкретных условиях, которые обеспечивают наиболее быстрый рост частиц нанометровых размеров – аэрозолей [118–121]. На рис. 16 представлены механизмы роста новой фазы, имеющие отношение к процессам нуклеации водяного пара в атмосферном воздухе [122]. Каждый из этих механизмов реализуется при подходящих для него условиях, обеспечивая оптимальную скорость роста конденсированной фазы при данных условиях. Эти механизмы роста новой фазы воды достаточны для описания эволюции атмосферного водяного пара в реальных условиях. Во всех рассмотренных случаях наблюдается рост отдельных зерен или зародышей, ядер конденсации, так что далее свободные молекулы прилипают к ним в процессе роста. Тогда можно выделить два режима нуклеации в зависимости от характера движения молекулы, прилипающей к ядру конденсации, в окружающем ее газе [123–125]. Назовем эти режимы кинетическим и диффузионным [116]: в кинетическом режиме прилипающая атомная частица движется по прямолинейной траектории, а в противоположном ему диффузионном режиме имеет место диффузионный характер движения прилипающего атома или молекулы вблизи ядра конденсации.

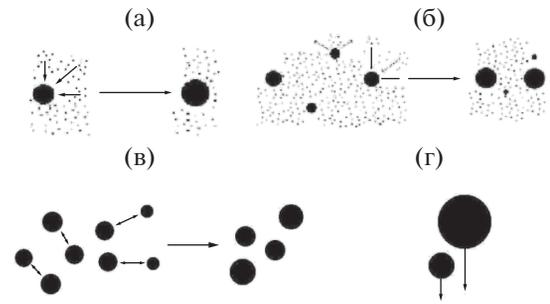


Рис. 16. Механизмы образования и роста капель воды в атмосферном воздухе [115–117]: (а) прилипание молекул к капле, (б) коалесценция, (в) коагуляция, (г) гравитационный рост.

Для простоты считаем, что вероятность прилипания атомной частицы к ядру конденсации при их контакте равна единице. Тогда критерием кинетического режима нуклеации является малость радиуса ядра конденсации по сравнению с длиной пробега молекулы, прилипающей к зародышу, тогда как для диффузионного режима нуклеации требуется выполнение обратного критерия. При этом, ориентируясь на эволюцию микрокапель в облаках, ограничимся далее диффузионным режимом роста капель, поскольку на основной стадии развития их размер значительно превышает длину свободного пробега молекул воды в атмосферном воздухе.

При анализе процессов роста микрокапель в атмосферном воздухе будем ориентироваться на эти процессы в кучевом облаке, опираясь на их следующие характерные параметры [126, 127]:

$$r = 8 \text{ мкм}, N_d = 10^3 \text{ см}^{-3}. \tag{51}$$

Для простоты при последующем анализе принимаем, что микрокапли облака являются жидкими сферическими частицами одинакового радиуса  $r$  с плотностью  $N_d$ , за исключением гравитационного механизма роста кластеров. При этом число молекул в отдельной капле  $r$  дается выражением

$$n = \left( \frac{r}{r_w} \right)^3. \tag{52}$$

Здесь  $r_w$  – радиус Вигнера–Зейтса [128], который в случае воды как материала жидкой капли равен  $r_w = 1.92 \text{ \AA}$  [7]. Отсюда получаем среднее число молекул в капле кучевого облака  $n = 7 \times 10^{13}$ , и, согласно формуле (51), средняя плотность связанных молекул воды в жидкой микрокапле кучевого облака равна  $nN_d = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что составляет примерно 16% от средней плотности молекул воды в атмосфере у поверхности Земли.

Сначала рассмотрим характер роста микрокапель на первой стадии этого процесса. Основное время роста капель до размера, соответствующего кучевому облаку с параметрами микрокапель (51), происходит при диффузионном режиме развития. В этом режиме скорость прилипания молекул  $dn_{at}/dt$  к капле радиуса  $r$ , как и скорость уменьшения числа молекул в капле в результате ее испарения  $dn_{ev}/dt$ , определяются формулой Смолуховского [129]. В данном случае уравнение роста для кластеров имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_{at}}{dt} - \frac{dn_{ev}}{dt}, \quad (53)$$

$$\frac{dn_{at}}{dt} = 4\pi Dr(N - N_{sat}), \quad \frac{dn_{ev}}{dt} = 4\pi DrN_{sat},$$

где  $n$  – текущее число молекул в капле,  $D$  – коэффициент диффузии молекул в окружающем воздухе,  $N$  – текущая плотность свободных молекул воды,  $N_{sat}$  – плотность молекул воды при давлении насыщенного пара. При этом коэффициент диффузии молекул воды в воздухе при атмосферном давлении равен  $D = 0.22 \text{ см}^2/\text{с}$  [32, 33]. В частности, если микрокаплю кучевого облака поместить в атмосферный воздух, не содержащий водяного пара, время ее испарения  $\tau_{ev}$  составит

$$\tau_{ev} = \frac{3r^2}{4\pi DN_{sat}r_w^3}. \quad (54)$$

Время  $\tau_{ev}$  в формуле (54) представляет собой характерное время установления равновесия для капли, находящейся во влажном воздухе. Оценивая параметры кучевого облака, ориентируемся на параметры стандартной атмосферы на высоте  $h = 3 \text{ км}$ , где температура равна  $T = 268 \text{ К}$ , что соответствует плотности молекул воды при давлении насыщенного пара  $N_{sat} = 1.1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Давление воздуха на этой высоте примерно на 40% ниже, чем у поверхности Земли, что соответствует коэффициенту диффузии молекул воды в воздухе  $D = 0.31 \text{ см}^2/\text{с}$ . На основе этих параметров получим с помощью формулы (54) для характерного радиуса микрокапли  $r_0 = 8 \text{ мкм}$  в кучевом облаке, что время испарения этой капли равно  $\tau_{ev} \approx 0.6 \text{ с}$ , если она помещена в вакуум. Эта величина мала по сравнению с характерным временем жизни облака и временами его развития, которые измеряются часами. Поэтому, исследуя рост и эволюцию микрокапель в атмосферном воздухе, будем считать, что в процессе этой эволюции сохраняется термодинамическое равновесие между микрокаплями воды и водяным паром атмосферы, состоящим из молекул воды.

Система, состоящая из атмосферного воздуха, водяного пара в нем в виде свободных молекул воды, а также микрокапель воды, развивается в

одном направлении, связанном с ростом капель. Ориентируясь на параметры атмосферы в кучевом облаке, оценим сначала скорость роста капель в результате коагуляции, основой которой в соответствии с рис. 16 является ассоциация двух капель при их контакте. Константа скорости ассоциации жидких капель при их столкновении при диффузионном характере перемещения капля составляет [115]

$$k_{as} = \frac{8T}{3\eta}, \quad (55)$$

где  $\eta$  – коэффициент вязкости атмосферного воздуха. При рассматриваемых условиях это дает для константы скорости ассоциации микрокапель  $k_{as} = 5.8 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ , что отвечает характерному времени удвоения размера микрокапель в однородном кучевом облаке порядка  $10^6 \text{ с}$ . Такое время роста капель значительно превышает наблюдаемое время жизни кучевого облака. Это позволяет далее отказаться от данного механизма роста капель в атмосфере, ограничившись двумя другими механизмами роста, а именно коалесценцией и гравитационным механизмом роста.

Рассмотрим третий процесс роста микрокапель воды в атмосферном воздухе (рис. 16) коалесценцию [130]. Природа этого процесса для кластеров воды, находящихся в однородной среде вместе с паром молекул, из которых состоят кластеры, определяется преобладанием испарения над прилипанием для кластеров малого размера и обратным соотношением между скоростями этих процессов для больших кластеров. В результате средний размер кластеров увеличивается. Математическое описание этого процесса для диффузионного режима в общем случае коалесценции представлено в работах [131–133], а дополнительные аспекты процесса в случае, когда он протекает в газе, проанализированы в [116, 134].

Представим особенности процесса коалесценции для пара атмосферной воды. В общем случае функция распределения по размерам для растущих кластеров, состоящих из молекул воды, носит автомодельный характер  $u = n/n_{cr}$ , где  $n$  – текущее число молекул воды в кластере;  $n_{cr}$  – критическое число молекул, которое делит размеры кластеров на две части. Так, кластеры с меньшим числом молекул испаряются, а кластеры, содержащие большее число молекул, растут. В результате среднее, как и критическое, число молекул в кластере увеличивается. При этом энергетические параметры больших кластеров слабо зависят от их размера, так что при пренебрежении этой зависимостью получим одинаковую скорость процессов роста для малых и больших кластеров, а различие возникает в следующем приближении для энергии связи молекул в кластере как функции от чис-

ла молекул в нем. Используем разложение полной энергии связи молекул  $E_n$  для кластера, содержащего  $n$  молекул, по малому параметру  $n^{-1/3}$  [135]:

$$E_n = \epsilon_0 n - An^{2/3}. \quad (56)$$

Здесь  $\epsilon_0$  – средняя энергия связи, приходящаяся на одну молекулу; параметр  $A$  – аналог энергии поверхности натяжения, приходящейся на одну молекулу. В случае водяного пара параметры формулы (56) равны  $\epsilon_0 = 0.44$  эВ,  $A = 0.21$  эВ. При этом второй член формулы для разложения энергии по малому параметру ответственен за процесс коалесценции. Основываясь на этом, представим парциальный поток роста или испарения кластеров в виде [116]

$$J(u) = J_{ev}(u) - J_{at}(u) = J_0 j(u), \quad (57)$$

$$J_0 = \frac{8\pi Ar_w DN}{3T}, \quad u = (n/n_{cr})^{1/3}, \quad n < n_{cr}.$$

Рис. 17а показывает зависимость удельной скорости роста или испарения кластеров  $j(u)$  в результате коалесценции в зависимости от приведенного размера кластера  $u$ . При этом скорость коалесценции пропорциональна плотности свободных молекул, а не связанных, как в случае коагуляции.

Теперь применим представленные выше результаты для анализа коалесценции водяных микрокапель в атмосферном воздухе. Наряду с использованием числовых параметров для этого процесса примем во внимание также обратную связь для процессов роста микрокапли и теплового эффекта при прилипании молекул к капле и ее остывания за счет затраты энергии на испарение молекул. Обратная связь означает, что процесс прилипания молекул воды к капле, т.е. процесс перехода этих молекул в связанное состояние, сопровождается выделением энергии. Это вызывает повышение температуры и увеличение скорости испарения капли. Этот процесс описывается параметром  $\Phi$ , который вводится как отношение скорости роста каплей  $I$  без учета теплового эффекта для процесса роста капли к скорости роста  $J$  с учетом данного эффекта:

$$J = \frac{I}{\Phi}. \quad (58)$$

В частности, при температуре  $T = 268$  К, относящейся к условиям в кучевом облаке, имеем  $\Phi = 1.3$ .

Таким образом, уравнение роста для капли, содержащей  $n$  молекул, в соответствии с формулами (53), (57) имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = 4\pi Dr(N - N_{sat}).$$

Причем в первом приближении

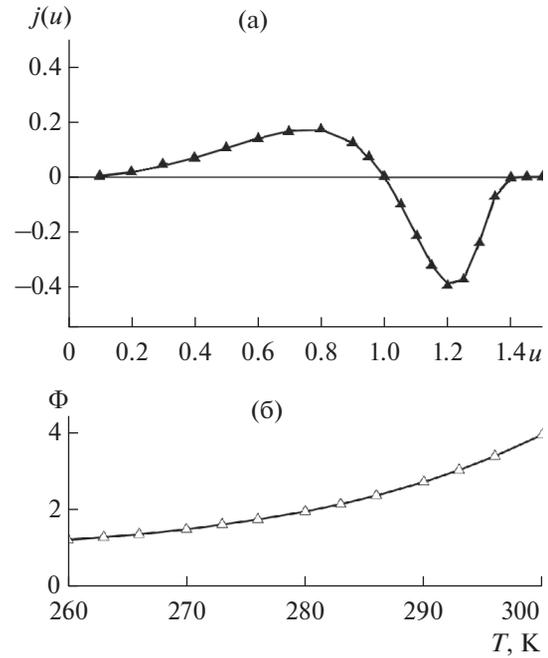


Рис. 17. Парциальная приведенная скорость  $j(u)$  для процесса коалесценции [131, 132] (а) и тепловой фактор  $\Phi(T)$  в случае роста водяных капель в атмосферном воздухе для учета нагревания капли в результате прилипания к ней молекул и остывания при испарении капли в соответствии с [116, 134] (б).

$$N = N_{sat}, \quad (59)$$

где  $N_{sat}$  – плотность молекул при давлении насыщенного пара для капли макроскопических размеров. На самом деле насыщенная плотность молекул  $N_{sat}$ , соответствующая равновесию для капли данного размера, зависит от размера капли. Учтем зависимость этого параметра от температуры как

$$N_{sat}(T) \sim \exp(-\epsilon_n/T), \quad \epsilon_n = E_n/n,$$

где  $\epsilon_n$  – энергия связи отдельной молекулы в капле воды. Отнесем равновесие (59) к каплям критического размера и используем формулу (56) для энергии связи молекулы в капле. При этом параметр  $(A/T)n_0^{1/3} = 2 \times 10^{-4}$  в случае параметров кучевого облака. Учитывая это, представим уравнение роста капли с учетом формулы Смолуховского [129] в виде

$$\frac{dn}{dt} = 4\pi Dr(N - N_{sat}),$$

а в первом приближении

$$\frac{dn}{dt} = j_0 (n^{1/3} - n_{cr}^{1/3}), \quad j_0 = \frac{4\pi Dr_w N_{sat} A}{T}. \quad (60)$$

В соответствии с уравнением роста капли, радиус которых ниже критического, испаряются, тогда как капли с радиусом больше критического

растут. Отсюда можно определить время удвоения размера капли, т.е. время процесса, за которое среднее число молекул в капле изменяется от  $\bar{n}$  до  $2\bar{n}$ . С учетом теплового эффекта это время определяется соотношением [116, 134]

$$\tau_d = \frac{4.3\bar{n}}{Dr_w N_{\text{sat}} \Phi A} T, \quad (61)$$

причем средний размер капли  $\bar{n}$  для функции распределения капель по размерам, которая устанавливается в процессе коалесценции, близок к критическому [116]  $\bar{n} = 1.12n_{\text{cr}}$ .

Связывая средний размер капли с ее характерным размером (51) в кучевом облаке, получаем на основе формулы (61) и параметров кучевого облака  $\tau_d = 20$  ч. Уравнение роста в результате коалесценции может быть представлено в виде

$$\frac{r^2 dr}{dt} = K, \quad K = 0.16Dr_w^4 N_{\text{sat}} \frac{A}{\Phi T}. \quad (62)$$

В частности, для указанных выше параметров кучевого облака, находящегося на высоте 3 км, имеем  $K = 5.2 \times 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с. Отсюда следует, что в кучевом облаке, находящемся на высоте 3 км, проращение капли до размера  $r = 8$  мкм происходит за время  $t = r_0^3 / (3K) \approx 19$  ч.

Рассмотрим гравитационный механизм роста микрокапель в облаке (рис. 16г), при котором находящаяся сверху большая капля догоняет малую и соединяется с ней в результате их контакта. Константа скорости этого процесса с учетом функции распределения микрокапель по размерам в процессе гравитационного роста равна [116]

$$k_{\text{as}} = \frac{2\rho g r^4}{\eta}, \quad (63)$$

где  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> – плотность воды в капле,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\eta$  – вязкость воздуха,  $r$  – средний радиус капли. В этом случае, как и в случае коагуляции, скорость роста капель пропорциональна плотности связанных молекул  $N_b$ , а уравнение роста капли имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2} k_{\text{as}} N_b.$$

Это уравнение роста капли приводится к виду

$$\frac{dr}{r^2 dt} = b, \quad b = \frac{\rho g N_b r_w^3}{3\eta}. \quad (64)$$

Для кучевого облака, находящегося на высоте 3 км, в соответствии с (51) имеем  $N_b = N_d \bar{n} = 7 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, и параметр  $b$  равен  $10$  см<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>.

Учитывая оба механизма ассоциации капель, коалесценцию и гравитационный механизм, имеем из уравнения роста капель

$$dt = \frac{r^2 dr}{K + br^4}. \quad (65)$$

Отсюда получаем для полного времени  $t_{gr}$  роста капли

$$\begin{aligned} t_{gr} &= \int_0^{\infty} \frac{r^2 dr}{K + br^4} = \\ &= K^{-1/4} b^{-3/4} \int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{1 + x^4} = 1.1 K^{-1/4} b^{-3/4}. \end{aligned} \quad (66)$$

В рассматриваемом случае однородного кучевого облака имеем для полного времени роста капель до больших размеров  $t_{gr} = 19$  мин. При этом время удвоения размера капли в процессе ее роста имеет максимум  $\tau_d = 1.5$  мин при размере капли  $r = 2$  мкм, и при больших размерах в рамках рассматриваемой модели он растет с ускорением.

В соответствии с уравнением роста капли (65) введем время удвоения числа молекул в капле в виде

$$\tau_d(r) = \int_r^{2^{1/3}r} \frac{x^2 dx}{K + bx^4 \exp(-\alpha x^5)}. \quad (67)$$

Зависимость времени удвоения числа молекул воды в капле  $\tau_d(r)$  от радиуса капли  $r$  представлена на рис. 18 согласно формуле (67). В случае нейтральных капель наибольшее время удвоения имеет место при размерах, при которых коалесценция сменяется гравитационным ростом, и последующий рост капли идет с ускорением. При наличии одинакового заряда капли расталкиваются, и потенциал взаимодействия для двух одинаковых капель заряда  $Z$  и радиуса  $r$  равен  $Z^2 e^2 / 2r$ , поэтому константа скорости гравитационного роста вместо формулы определяется выражением [116, 117]

$$k_{\text{as}} = \frac{2\rho g r^4}{\eta} \exp\left(-\frac{Ze^2}{rT}\right). \quad (68)$$

Поскольку при слиянии капель их заряд остается в объединенной капле, заряд капель изменяется с ее радиусом как  $Z \sim r^3$ . Поэтому по мере роста капель их взаимодействие усиливается и вероятность их контакта при сближении резко уменьшается. В частности, на рис. 18 показан случай, когда заряд капли радиуса  $r = 8$  мкм равен  $Z = 12$ , что примерно вдвое меньше среднего заряда для кучевого облака  $Z = 27$  [117]. Тогда при средней концентрации молекул воды в кучевом облаке имеем, что проращение капель до радиуса 10 мкм происходит за 11 мин, а последующее увеличение радиуса капли до 20 мкм составляет 4 сут. При этом считаем, что в процессе роста радиуса

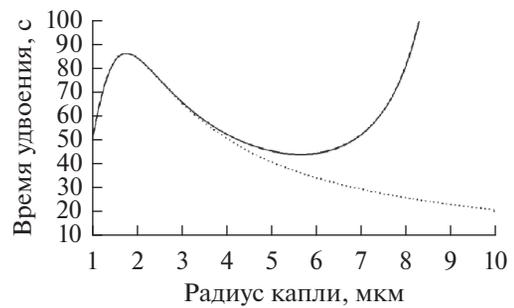
капель их заряд сохраняется в каплях. Этот пример демонстрирует характер роста капель в облаке в грозовую погоду.

Подводя итоги проведенному кинетическому анализу роста водяных капель в атмосферном воздухе, приходим к следующим выводам. При реальных условиях время установления равновесия между водяным паром и конденсированной фазой воды в атмосфере значительно меньше характерных времен эволюции этой системы. Отсюда следует, что существование конденсированной фазы воды в атмосферном воздухе возможно только в пересыщенном водяном паре. Однако при средних параметрах атмосферы влажность воздуха меньше 100% на любой высоте, т.е. ситуация, когда конденсация происходит равномерно по всей поверхности Земли, невозможна. В результате конденсация воды в атмосфере носит неравновесный характер, так что вертикальный ветер переносит теплый и влажный воздух с поверхности Земли на высоты с холодными слоями атмосферы. При этом даже в областях атмосферы, где происходит конденсация, плотность связанных молекул в каплях меньше плотности свободных молекул водяного пара.

Имеются два типа процессов роста капель: в результате разного характера конкуренции для потоков прилипающих и испаряющихся молекул воды для отдельной капли, а также под действием слипания двух капель. В первом случае скорость роста капли пропорциональна плотности связанных молекул воды в каплях, а во втором — плотности свободных молекул. Начиная с определенных размеров капель скорость гравитационного механизма объединения капель превышает скорость процесса коалесценции, а при больших размерах капли гравитационный механизм ее роста доминирует. Объединяя эти механизмы роста капель воды в атмосферном воздухе и рассматривая эволюцию их размеров от малых до больших, получаем, что, если капли нейтральные, они слишком быстро проходят путь от пересыщенного пара до дождя. Чтобы преодолеть это противоречие между расчетными и наблюдательными данными, необходимо считать, что капли несут заряд, т.е. процесс роста капель протекает одновременно с электрическими процессами в атмосфере.

#### 4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ВОДЫ

**4.1. Электрические свойства атмосферы.** Хотя содержание воды в атмосфере относительно невелико, именно ее присутствие определяет электрические свойства атмосферы и вносит основной вклад в тепловое излучение атмосферы. С точки зрения электрических свойств Земля представляет собой электрический конденсатор, од-



**Рис. 18.** Время удвоения числа молекул микрокапли в случае роста капель в результате коалесценции и гравитационного роста в соответствии с формулой (67) для нейтральных капель (пунктирная линия) и одноименно заряженных капель (сплошная линия) с параметром  $\alpha = 1.8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [11, 108].

ной из обкладок которого является поверхность Земли, а другой — ионосфера. Но основное сопротивление электрическому току, протекающему через атмосферу, создает ее нижний слой, являющийся нижней частью тропосферы. Обкладки конденсатора заряжены, так что между ними поддерживается электрическое поле.

Поскольку расстояние между обкладками конденсатора относительно мало, в каждой области этого конденсатора его обкладки моделируются плоскостями. Над основной частью нижнего электрода находится ясное небо, так что движение атмосферных ионов под действием электрического поля Земли ведет к разрядке Земли, которая заряжена отрицательно [2, 3, 136]. Над другой частью находятся кучевые облака, и протекающие в них процессы ведут к зарядке Земли. Представим некоторые параметры этой системы.

Заряд Земли составляет  $Q = R_{\oplus}^2 = 5.8 \times 10^5$  Кул [137, 138], что соответствует напряженности электрического поля у поверхности Земли, равной  $E_0 = Q/R_{\oplus}^2 = 130 \text{ В/м}$ , где  $R_{\oplus} = 6300 \text{ км}$  — радиус Земли. При этом потенциал Земли относительно окружающего ее пространства составляет  $U_0 = 240\text{--}300 \text{ кВ}$  [5]. Моделируя нижнюю часть атмосферы сферическим конденсатором, нижним электродом которого является поверхность Земли, и используя линейную зависимость напряженности электрического поля от высоты, а также считая напряженность электрического поля на верхнем электроде этого сферического конденсатора равной нулю, можно найти расстояние между электродами, решая уравнение Пуассона с использованием указанных условий. В результате получим для этого расстояния  $l$

$$L = 2U_0/E_0 \approx (5\text{...}6).$$

Отсюда следует, что процессы в атмосфере, ответственные за атмосферное электричество, про-

текают на высотах в несколько километров. Кроме того, плотность нескомпенсированной разности зарядов составляет  $\Delta N \approx 3 \text{ см}^{-3}$ .

В дополнение к этому, согласно измерениям, средняя плотность тока, разряжающего Землю, над сушей равна  $2.4 \times 10^{-16} \text{ А/см}^2$ , а над океанами она составляет в среднем  $3.7 \times 10^{-16} \text{ А/см}^2$  [115]. Это соответствует полному току разрядки Земли, проходящему через ее атмосферу и равному  $I = 1700 \text{ А}$  [137, 139]. Если в этом участвуют молекулярные ионы, образованные при ионизации атмосферного воздуха, то их подвижности близки и составляют примерно  $2 \text{ см}^2/(\text{В с})$  [115]. Это ведет к характерному времени разрядки Земли  $\tau = Q/I \approx 6 \text{ мин}$ . Процесс поддержания отрицательного заряда Земли осуществляется в результате электрического разряда между облаками и землей.

Совокупность электрических процессов в атмосфере, сопровождающихся протеканием электрического тока через атмосферу, составляет электрическую машину Земли, где атмосфера представляет собой глобальную электрическую сеть [1, 4, 136]. В этих процессах именно молнии в большей степени заряжают Землю отрицательно путем переноса электрического заряда от облаков к земле [4, 136, 139]. В принципе облака могут быть заряжены как отрицательно, так и положительно. При этом согласно измерениям число молний, переносящих отрицательный заряд на землю, в  $2.1 \pm 0.5$  раза превышает число молний, переносящих положительный заряд [140], а отношение отрицательного тока на землю к положительному составляет  $3.2 \pm 1.2$  [140].

Конденсированная атмосферная вода может находиться в разных агрегатных состояниях. Наряду с жидкими каплями и ледяными частицами атмосферная вода может содержать снежинки или аморфную снегообразную фазу, а также смесь снега и воды. Существенно, что все эти формы агрегатных состояний могут сосуществовать одновременно на высотах в несколько километров, на которых температура воздуха находится в пределах от 0 до  $-20^\circ\text{С}$ . Тогда столкновение с участием двух частиц в разном агрегатном состоянии, как это впервые экспериментально наблюдалось в 1957 г. [141], может привести к переходу заряда от одной частицы к другой. Действительно, рассматривая воду как слабый электролит, содержащий положительные  $\text{H}_3\text{O}^+$  и отрицательные ионы  $\text{OH}^-$ , можно представить процесс зарядки частиц как переход ионов через границу раздела во время контакта частиц. Это означает, что после столкновения одна из частиц содержит избыток ионов  $\text{H}_3\text{O}^+$ , а другая частица — избыточное количество ионов  $\text{OH}^-$ . Подобным образом переход заряда происходит при столкновении частиц

воды с поверхностью. В частности, это происходит при столкновении снежинок с проводами самолета, что вызывает электрический разряд.

Если одна из сталкивающихся частиц находится в твердом состоянии, зарядку частиц можно связать с образованием дефектов в твердом состоянии, которые несут заряд. При этом зарядка частиц воды может происходить также в процессах их роста и испарения. Как следует из экспериментов [142], избыток ионов  $\text{OH}^-$  наблюдается в процессе роста капли, а избыток ионов  $\text{H}_3\text{O}^+$  образуется в процессе сублимации. Наибольшее значение для рассматриваемых процессов зарядки имеет столкновение частиц льда и частиц, состоящих из смеси снега и воды [143]. Именно этот процесс наблюдается в облаках. Однако рассмотренные процессы образования заряженных аэрозольных недостаточны для создания электрического поля в атмосфере, т.е. за атмосферное электричество, поскольку для этого необходимо разделение положительного и отрицательного зарядов в атмосфере.

Отметим, что существенный скачок в понимании физики атмосферного электричества был сделан примерно в пятидесятых годах прошлого века, видимо, в связи с развитием авиации. Это вызвало большой круг измерений и исследований по атмосферному электричеству, что, в частности, нашло отражение в соответствующих монографиях [137, 139, 144–146], и примерно то же состояние этой проблемы отвечает настоящему времени. Это понимание проблемы используется в проводимом далее анализе. Примем во внимание, что наряду с падением отрицательно заряженной капли воды под действием ее веса имеет место ее дрейф вверх под действием электрического поля Земли. При этом скорость падения пропорциональна  $r^2$ , а скорость дрейфа капли в электрическом поле обратно пропорциональна  $r$  — радиусу капли. Отсюда получим критерий движения вниз однократно заряженной капли, который имеет место, если радиус капли превышает величину [115]  $r > 0.4 \text{ мкм}$ .

Для получения верхнего предела примем во внимание, что электрический ток в атмосфере является вторичным явлением по отношению к циркуляции атмосферной воды. Принимая электрический ток, проходящий через атмосферу, равным  $I = 1700 \text{ А}$ , а массу переносимой воды в единицу времени  $dM/dt = 1.5 \times 10^{13} \text{ г/с}$ , получим для удельной величины переносимого заряда по отношению к массе переносимой воды (в Кул/к)

$$\xi = \frac{I}{dM/dt} = 1.3 \times 10^{-10}. \quad (69)$$

Очевидно, в элементарном акте переноса заряда в результате падения заряженных капель в кучевом облаке превышает эту величину. Действительно,

взяв характерный заряд капли в кучевом облаке равным  $Z'$  [117], а характерный радиус капли  $r = 8$ , получим для этого отношения

$$\xi = \frac{Ze}{m} = 2 \times 10^{-9}. \quad (70)$$

По мере падения во время грозы капля захватывает молекулы воды в пересыщенном воздухе, так что параметр  $\xi$  уменьшается. Очевидно, разбавление объединяемых одинаково заряженных капель продолжается до тех пор, пока параметр  $\xi$  превышает величину, определяемую формулой (69). Поэтому по мере выпадения дождя для радиуса капель должен выполняться критерий [115] (в мкм)

$$\frac{r}{Z^{1/3}} < 20. \quad (71)$$

Однако по мере падения температура окружающего воздуха увеличивается, что приводит к стеканию заряда с большой капли. В результате капли быстро растут и выпадают на землю, достигая миллиметровых размеров. При этом заряд в виде молекулярных отрицательных ионов остается на нижней границе облаков. Впоследствии он переходит на землю при развитии молнии. Как следует из характера протекающих процессов, существенную роль в формировании электрических полей играют вертикальные перемещения воздуха и зарядов [147].

**4.2. Космические лучи как источник ионизации атмосферы.** Электрические процессы в воздухе начинаются с образования заряженных частиц в ней в результате ионизации воздуха. Этот процесс реализуется при разном воздействии на атмосферный воздух. Источником ионизации в атмосфере Земли являются космические лучи как солнечного, так и галактического происхождения. В лабораторных условиях ионизация воздуха происходит под действием электрического поля или лазерного излучения. Однако во всех случаях, если не поддерживать ток высокой плотности, электроны за короткое время, измеряемое в наносекундах, образуют отрицательные ионы (например, [148, 149]). Это отражается на характере процессов в атмосферном воздухе, в том числе в самой атмосфере. Наиболее ярким и наиболее изученным электрическим явлением в атмосфере является молния, которая достаточно полно исследована экспериментально в момент ее реализации [150–152, 154], что позволило составить физическую картину данного явления [151, 153]. Молния как физическое явление представляет собой прохождение импульсов электрического тока под действием электрического поля, напряженность которого на два порядка ниже пробойного. Поэтому молния как волна ионизации представляет собой самосогласованную плазму, распространение которой сопровождается пространственным перераспределением электрического поля, напря-

женность которого на фронте волны превышает пробойное.

Одной из проблем атмосферного электричества является характер взаимодействия ионизированного газа с высокоэнергетическими электронами, которые образуются под действием космических лучей в атмосфере. Действие любого мощного источника ионизации в газовой среде может быть сведено к действию высокоэнергетических первичных электронов с их заданным распределением энергии. В процессе взаимодействия быстрых электронов с молекулами газа происходит последовательная потеря энергии первичными электронами и образование вторичных электронов, так что спектр электронов изменяется. В результате функция распределения электронов по энергиям, т.е. спектр электронов, определяется скоростью элементарных электронных процессов столкновения с молекулами. Последовательное и точное определение скоростей электронных процессов оказывается достаточно сложной и трудоемкой задачей, требующей численного исследования [155]. Это обусловлено тем, что спектр электронной деградации представляет собой сильно неравновесное распределение, зависящее как от сечений многочисленных столкновений элементарных электронов с молекулами, так и от состава атмосферы, который может изменяться по мере движения вниз, начиная с ионосферы.

Виктор Гесс был одним из тех, кто показал, что ионизация атмосферы происходит под действием внешнего источника. Он поднял электроскопы на воздушном шаре. В 1911 г. его воздушный шар достиг высоты около 1100 м, но Гесс не обнаружил существенных изменений для степени ионизации атмосферного воздуха по сравнению с наблюдаемым на уровне земли. Однако 7 августа 1912 г. в последнем из семи полетов того года Гесс совершил подъем на высоту 5600 м. Там он обнаружил, что скорость ионизации примерно в три раза выше, чем на уровне моря. Отсюда он пришел к выводу, что радиация проникает в атмосферу сверху [156]. При этом ранний полет не обнаружил заметного падения во время частичного солнечного затмения. Отсюда можно вывод, что источник ионизации атмосферы, который впоследствии получил название космических лучей, может быть не связан с Солнцем. Фактически Гесс открыл естественный источник частиц высоких энергий, которые могут иметь как солнечное, так и галактическое происхождение.

Этому предшествовали измерения ионизации приземной атмосферы, которые проводились в начале 20-го в. разными методами. При этом на неболших высотах ионизация атмосферного воздуха, исследуемая в этих экспериментах, связывалась с радиоактивностью почвы, что подтверждалось соответствующими измерениями. Например, согласно измерениям Мак Леннона и Бартона, 5 см

свинца уменьшало скорость ионизации в атмосфере на 30%, что свидетельствовало о высокой энергии частиц, вызывающих ионизацию воздуха. Последующие исследования показали, что радиоактивность почвы определяет ионизацию воздуха при малых высотах. Важной стадией на пути открытия космических лучей было измерение скорости ионизации атмосферы на Эйфелевой башне Т. Вульфом на основе усовершенствованного им электроскопа. Было установлено, что скорость ионизации атмосферы у поверхности земли вдвое больше, чем в верхней точке Эйфелевой башни на высоте 300 м, тогда как, согласно оценкам, основанным на ионизации под действием радиоактивности земли, это отношение должно быть на порядок больше.

Источником ионизации в приземных областях атмосферы является радиоактивность земли в соответствии с первоначальной версией, и поэтому скорость ионизации в приземной атмосфере зависит от метеорологических условий. Характерная скорость ионизации воздуха вблизи поверхности Земли составляет  $4\text{--}8\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$ , хотя вблизи поверхности земли с повышенной радиоактивностью скорость ионизации воздуха достигает величины  $10\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$ . Скорость ионизации воздуха вблизи поверхности океана, где ионизация определяется только космическим излучением, эта величина составляет примерно  $2\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$ . В приземных областях атмосферы, находящихся над сушей, ионизация атмосферного воздуха определяется как  $\gamma$ -излучением, так и  $\alpha$ -частицами, которые создаются почвой и камнями. При этом скорость ионизации воздуха может достигать  $\sim 4\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$  на высотах до 200–300 м [157], а  $\alpha$ -частицы образуются в результате распада ядер радона  $\text{Rn}_{222}$ , что ведет к скорости ионизации воздуха порядка  $3\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$  на высотах до 200–300 м [157]. Тем самым ионизация воздуха в приземной атмосфере определяется ее радиоактивностью.

Максимальная скорость ионизации атмосферного воздуха под действием космических лучей наблюдается на высотах 11–15 км и соответствует так называемому максимуму Плотцера. Она составляет  $30\text{--}40\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$  [158, 159]. Полная скорость ионизации воздуха, приходящаяся на единицу площади поверхности Земли, равна  $4.5 \times 10^7\text{ см}^{-2}\text{ с}^{-1}$  [160]. Отношение этих величин определяет характерную область высот атмосферы  $h \sim 10\text{ км}$ , которая дает основной вклад в ионизацию воздуха. Поскольку в данной области высот характерная плотность молекул воздуха составляет  $N \sim 10^{18}\text{--}10^{19}\text{ см}^{-3}$ , это позволяет оценить характерное сечение ионизации молекул воздуха космическими лучами как  $10^{-24}\text{--}10^{-25}\text{ см}^2$ .

Такой же порядок величины соответствует ядерному процессу с участием протона и ядра атома

азота, взаимодействие между которыми носит короткодействующий характер. При высоких энергиях протона процессы столкновения протона с ядром азота носят каскадный характер [161], так что энергия налетающего протона делится между несколькими образующимися частицами, которые далее взаимодействуют более эффективно с молекулами воздуха. Поскольку нуклоны, составляющие космические лучи, полностью ионизованы, их проникновение в атмосферу Земли требует энергии частиц порядка 10 ГэВ, которая позволяет преодолеть магнитное поле Земли.

Подводя итоги проведенному анализу, имеем, что космические лучи проявляются как поток материи в атмосферу Земли, который фиксируется на основании производимой ими ионизации молекул атмосферного воздуха на высотах порядка 10 км в областях верхней тропосферы и нижней стратосферы. На первой стадии вхождения космических лучей в атмосферу, которые в основном содержат быстрые протоны, эти протоны создают ионизацию атмосферного воздуха. При этом расчеты показывают, что спектр электронов не зависит от начальной энергии первичных частиц, если их энергия превышает 300 эВ [155].

**4.3. Ионы в атмосфере.** Казалось бы, проблема космических лучей [161–163] далека от проблем ионизации в атмосферном воздухе, поскольку энергии соответствующих им процессов различаются на несколько порядков величины. Тем не менее образование атмосферных ионов в атмосфере Земли происходит под действием космических лучей, которые в основном состоят из протонов. Этот процесс носит специфический характер, поскольку магнитное поле Земли препятствует проникновению протонов и нейтронов низких энергий в атмосферу Земли, исключая область вблизи магнитных полюсов Земли. В частности, протоны, как наиболее распространенная нуклонная компонента космического излучения, могут достигнуть поверхности Земли в районе экватора, если их энергия превышает  $R_c = 14\text{ ГэВ}$  [164]. В то же время быстрые заряженные частицы слабо взаимодействуют с атмосферой в результате кулоновского взаимодействия с электронами молекул воздуха. Поэтому протоны с энергией выше 300 МэВ достигают поверхности Земли [26, 27], и их энергия в малой степени тратится на ионизацию атмосферного воздуха, причем настолько, насколько выше их энергия.

Поэтому основной канал взаимодействия нуклонов высоких энергий, которые проникают в атмосферу Земли, с молекулами воздуха связан с ядерными реакциями. В частности, ядерная реакция протона с ядром азота при высоких энергиях столкновения носит каскадный характер [161]. В результате этого процесса энергия налетающего протона делится между несколькими образующимися частицами, которые далее взаимодействуют

более эффективно с молекулами воздуха. Последующее кулоновское взаимодействие вторичных частиц ядерных реакций с электронными оболочками молекул воздуха приводит к ионизации. В результате начальная энергия быстрого протона в большой степени тратится на ионизацию воздуха.

Современная информация позволяет детально проанализировать отдельные стадии рассматриваемого явления, в частности, разобраться в характере процесса ионизации атмосферы под действием космических лучей [26, 158, 159, 164], что позволяет выполнить более точные оценки. Далее отрицательный заряд микрокапли воды объясняется в книге [145] поляризацией капли. На самом деле это неверно, и процесс зарядки микрокапли может быть связан со столкновением с другой частицей [141] или же создается как в кластерной плазме [8] в результате прилипания к ней заряженных атомных частиц — электронов и ионов.

Основные стадии атмосферного электричества включают в себя создание и перенос электрического заряда в атмосфере. Определенной стадией этого явления представляется зарядка Земли как результат падения заряженных микрокапель воды и ее разрядка за счет тока ионов, создаваемых космическими лучами. К этому добавляется зарядка Земли под действием молний. На самом деле можно было бы обойтись без последней стадии, и тогда бы Земля заряжалась в результате падения на ее поверхность заряженных микрокапель. Такой перенос может осуществляться в зимнее время, т.е. когда температура Земли, выраженная в градусах Цельсия, отрицательна. При положительных температурах более эффективным является перенос электричества от облаков на Землю как результат электрического пробоя атмосферы, т.е. под действием молний. Конечно, такая грубая схема не исчерпывает разнообразных особенностей рассматриваемого явления, но она дает физическую картину атмосферного электричества.

Для атмосферного электричества принципиальное значение имеет стадия циркуляции воды в атмосфере, когда происходит разделение заряда в атмосфере и создается электрическое поле в ней. Как следует из предшествующего анализа, разделение заряда в атмосфере является результатом падения одноименно заряженных капель воды, характерный размер которых составляет примерно 10 мкм. Этот процесс протекает в кучевом облаке, где удельная масса атмосферной воды максимальна, и в конечном итоге приводит к накоплению отрицательного заряда в нижней части облака на высоте 2–4 км, тогда как в его верхней части на высоте нескольких километров выше сосредоточен положительный заряд. Далее, отрицательный заряд переносится на поверхность Земли посредством молний, и таким образом создается электрическая цепь в сферическом конденсаторе Земли [1, 4, 136], причем ее нижним отрицательно заряженным электродом является поверхность Земли, а

верхним электродом — положительно заряженный слой атмосферы на высоте в несколько километров. Согласно классическому описанию, через эту цепь протекает электрический ток. Он переносится атмосферными ионами, которые образуются под действием космических лучей.

Оценим характерную плотность ионов в атмосфере на основе вышеприведенных значений средних плотностей атмосферных электрических токов, которые в среднем составляют  $2.4 \times 10^{-16}$  А/см<sup>2</sup> над сушей и  $3.7 \times 10^{-16}$  А/см<sup>2</sup> над океанами [137]. Это соответствует плотностям токов 1500 е/(см<sup>2</sup> с) и 2300 е/(см<sup>2</sup> с) для суши и океанов. В атмосфере могут существовать ионы разного сорта. Тем не менее подвижность типичных атмосферных ионов близка к величине 2 см<sup>2</sup>/(В с) [115]. Тогда средняя напряженность электрического поля в спокойной атмосфере  $E = 1.3$  В/см вызывает перемещение отрицательных ионов вверх, а положительных вниз с дрейфовой скоростью ионов  $w = 2.6$  см/с. Используя приведенные значения для плотности атмосферных токов, получим плотность ионов над сушей, равную  $N_i = 300$  см<sup>-3</sup>, а над океанами она равна  $N_i = 400$  см<sup>-3</sup>. Эти цифры относятся к молекулярным ионам, которые вносят основной вклад в электрический ток спокойной атмосферы. Поскольку гибель ионов в атмосфере происходит в результате рекомбинации положительных и отрицательных ионов и к моменту рекомбинации ионы покрываются “шубой” из прилипающих к ней молекул, подвижность ионов в атмосферном воздухе ниже, а плотность ионов ниже приведенных значений.

Приведем другой способ оценки плотности атмосферных ионов. Максимальная плотность ионов и скорость ионизации атмосферного воздуха наблюдается на высотах 11–15 км, где скорость ионизации воздуха составляет примерно 30 см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> [159]. Скорость ионизации колонны атмосферного воздуха, т.е. приходящаяся на единицу площади поверхности Земли, равна  $4.5 \times 10^7$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> [160]. Отношение этих величин дает характерную область высот атмосферы  $h \sim 10$  км, вносящих основной вклад в ионизацию воздуха в результате прохождения космических лучей через атмосферу.

Кроме того, плотность ионов на высотах 11–15 км с максимальной скоростью ионизации составляет  $N_i \approx 6 \times 10^3$  см<sup>-3</sup>, что отвечает коэффициенту рекомбинации ионов  $\alpha \approx 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с, как это следует из уравнения баланса для плотности ионов  $N_i$

$$\frac{dN_i}{dt} = M - \alpha N_i^2, \quad (72)$$

где  $M$  — скорость ионизации атмосферы. Эти величины несколько выше приведенных оценок на основании подвижности ионов в атмосферном воздухе. Отсюда имеем также, что характерное

время жизни иона оценивается как  $\tau \approx 3$  мин относительно рекомбинации. За это время ион проходит путь порядка сотни метров, т.е. образование ионов происходит на всех высотах тропосферы выше облаков. К сказанному добавим переменчивость интенсивности галактических и солнечных космических лучей, вызывающих ионизацию атмосферы [164].

Отметим, что изменчивость интенсивности космических лучей в атмосфере может характеризовать изменения климата. Эта проблема вызывает серьезные дискуссии [165–168]. Хотя в результате этих дискуссий практическое значение зависимости климата от интенсивности космических лучей не было надежно выяснено, высокий уровень соответствующих исследований, который был инициирован работой [166], привел к пониманию ряда аспектов данной проблемы. В частности, согласно этим исследованиям корреляция между интенсивностью космических лучей и степенью покрытия поверхности Земли облаками на их нижнем ярусе наблюдалась примерно до 1995 г., тогда как в последующем эта корреляция прекратилась. Возможно, это связано с загрязнением атмосферы, в результате которой в атмосферу инжектируются дополнительные ядра конденсации для атмосферной воды.

Образующиеся ионы перемещаются не только в вертикальном направлении под действием атмосферного поля, но также и в горизонтальном направлении в результате конвективной диффузии и за счет горизонтального ветра. Характерное расстояние для такого перемещения составляет  $l \sim \sqrt{2D_L\tau} \sim 40$  м. При этом, оценивая энергию космического протона в десятки ГэВ, находим, что от одного космического протона образуется порядка  $10^9$  ионов, которые приходятся на объем размера порядка метра. Поскольку этот размер мал по сравнению со временем перемещения ионов на это расстояние за счет диффузионного распространения ионов, имеем, что атмосферные ионы, образующиеся за счет энергии данного быстрого нуклона, перемещаются в пространстве с ионами, образующимися от распада других нуклонов.

Выше при анализе атмосферных процессов с участием ионов рассматривались области атмосферы, где капли или частицы отсутствуют. Далее исследуем ионные процессы внутри кучевого облака с параметрами микрокапель согласно (51). В области кучевого облака уравнение баланса для плотности ионов имеет следующий вид вместо уравнения (72):

$$\frac{dN_i}{dt} = M - \alpha N_i^2 - 4\pi D_i r N_d N_i, \quad (73)$$

где  $r$  – радиус микрокапли,  $D_i$  – коэффициент диффузии ионов в атмосферном воздухе,  $N_d$  – плотность капель. Принимая, согласно [115], подвижность ионов в атмосфере Земли равной  $2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

и воспользовавшись соотношением Эйнштейна, получим для коэффициента диффузии ионов в атмосферном воздухе  $D_i \approx 0.05 \text{ см}^2/\text{с}$  в приповерхностных слоях воздуха и  $D_i \approx 0.1 \text{ см}^2/\text{с}$  на высоте 5–6 км. Отсюда получим для характерной плотности молекулярных ионов на высоте 5–6 км  $N_i \sim 80 \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, рекомбинация молекулярных ионов внутри кучевого облака происходит слабее, чем прилипание положительно и отрицательно заряженных молекулярных ионов к микрокаплям воды.

Прилипание атмосферных ионов к микрокапле воды определяет заряд капли. Выше мы считали подвижности положительных и отрицательных ионов одинаковыми. В реальности их величины, как и значения коэффициентов диффузии присутствующих в атмосфере ионов, зависят от сорта ионов и также близки. Примем для определенности, что коэффициент диффузии отрицательных ионов выше, чем положительных. Тогда поток отрицательных ионов на поверхность капли превышает поток положительных ионов, и чтобы выровнять потоки, капля заряжается отрицательно. Ее заряд  $Z$ , выраженный в единицах элементарных зарядов, составляет [7, 115]

$$Z = \frac{rT \Delta D}{e^2 D}. \quad (74)$$

Здесь  $\Delta D$  – разность коэффициентов диффузии для отрицательных и положительных молекулярных ионов в атмосфере,  $D$  – их среднее значение. Для определенности примем в последующих оценках  $\Delta D/D = 0.2$ .

Отметим, что формула (73) основана на формуле Смолуховского [129] для прилипания молекулы или иона к макроскопической частице. Согласно этой формуле, ассоциация частиц имеет место при их контакте при столкновении частиц. Однако при прилипании иона к заряженной макроскопической частице другого знака зарядом  $Z$  константа ассоциации дается формулой Ланжевена

$$k_{as} = 4\pi e K_i Z. \quad (75)$$

Сравнение формул Смолуховского и Ланжевена показывает, что формула (74) справедлива при выполнении критерия

$$Z \ll \frac{rT}{e^2}. \quad (76)$$

Поскольку  $\Delta D \ll D$ , этот критерий выполняется.

При рассматриваемых условиях имеем для среднего времени установления равновесия  $\tau_Z$  для заряда капель воды, находящихся в атмосферном воздухе:

$$\tau_Z = \frac{T}{4\pi N_0 e^2 D}, \quad (77)$$

где  $N_0$  – средняя плотность атмосферных ионов, которая равна  $N_0 \sim 80 \text{ см}^{-3}$  при рассматриваемых условиях в соответствии с формулой (73). На ос-

новании этих формул выполним оценки для условий кучевого облака, находящегося на высоте 5–6 км, пренебрегая при этом падением микрокапель. Скорость ионизации воздуха под действием космических лучей составляет примерно  $10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  [158, 159]. При этих условиях формула дает для среднего заряда микрокапель  $Z \approx 26$ , что практически совпадает с зарядом капли в кучевом облаке, которое следует из наблюдаемых времен жизни кучевого облака [26, 117]. Время установления зарядового равновесия в этом случае составляет  $\tau_Z \approx 150 \text{ с}$ . Отметим, что при неподвижном облаке такой режим не реализуется, поскольку плотность заряда, накопленного на каплях, значительно превышает плотность ионов. Для падающих капель, занимающих ограниченную область, этот заряд собирается с большого объема. Двигаясь к поверхности Земли, заряжаемые капли оставляют за собой слой ионов с нескомпенсированным зарядом. К этому добавим, что отношение переносимого заряда к массе падающих капель составляет  $Q/M = 2 \times 10^{-10} \text{ Кул/г}$  для переноса внутри кучевого облака, что превышает это отношение  $Q/M = 1.4 \times 10^{-10} \text{ Кул/г}$ , если считать, что перенос электрического тока в атмосфере является вторичным явлением по отношению к переносу воды через атмосферу.

При рассмотрении атмосферы как газа, содержащего ионы, отметим, что на первой стадии ионизации атмосферы космическими лучами создаются простые ионы, как положительные  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{NO}^+$ , так и отрицательные  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{O}^-$ . К этим ионам быстро прилипают находящиеся в атмосфере молекулы типа  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{HNO}_3$ , и пока число таких молекул в составе образующегося комплексного иона невелико, их подвижность мало отличается от подвижности простых ионов. Далее по мере последующего прилипания молекул к иону, он превращается в кластерный ион нанометровых размеров [169]. В результате в атмосферном воздухе тропосферы присутствуют ионы разных размеров [170–175], начиная с простых ионов и кончая нанометровыми заряженными частицами. Тем не менее основной вклад в скорость прилипания ионов к микрокапле дают малые ионы с большей подвижностью.

Распределение ионов по сортам меняются в зависимости от температуры и примесей в атмосфере. Поэтому можно получить разную скорость прилипания положительно и отрицательно заряженных ионов к микрокапле воды в зависимости от условий атмосферы. Упрощая физическую картину процессов атмосферного электричества, считаем, что они заряжены отрицательно. Реально они могут быть заряжены положительно, хотя и реже. Таким образом, получаем, что условия прилипания ионов к падающей микрокапле воды могут быть разными и меняться по мере перемещения микро-

капли в нижние слои атмосферы. Поэтому проводимый анализ носит оценочный характер. При этом существенно, что процесс зарядки микрокапель протекает в движущемся воздухе. Действительно, при условиях проводимых оценок согласно формуле (74) после окончания процесса зарядки плотность заряда за счет микрокапель составляет порядка  $3 \times 10^3 \text{ е/см}^3$ , что примерно на три порядка величины превышает плотность заряда на каплях при неподвижном воздухе. Тем самым в процессе зарядки микрокапель атмосферный воздух, в котором они находятся, много раз обновляется благодаря ветрам, конвективному переносу воздуха и падению капель. При этом необходимо, чтобы падающие микрокапли находились в малой части объема, где протекает процесс. После окончания процесса зарядки образуется объем с избыточным положительным зарядом, плотность которого составляет порядка  $10 \text{ е/см}^3$ . По мере обновления ионов в результате ионизации атмосферного воздуха космическими лучами избыточный заряд сохраняется и уничтожается только под действием молний.

**4.4. Особенности атмосферного электричества.** Формулируя принципы атмосферного электричества, отметим, что современное понимание лежащих в основе этого явления физических процессов сложилось уже в середине прошлого века. Однако при анализе этого явления в настоящее время мы располагаем большей информацией, а также пониманием отдельных процессов электрической цепи атмосферы. Продемонстрируем это на примере анализа, приводимого в книге Я.И. Френкеля 1949 г. [145]. В этой книге использовалась аналогия облаков и коллоидных систем, так что электрический ток зарядки Земли является результатом падения заряженных капель размером 10 мкм. Эти капли заряжены отрицательно по аналогии с отрицательным зарядом капель в камере Вильсона. Добавим к этому, что ток атмосферных ионов, образованных под действием космических лучей, ведет к разрядке Земли, а молнии частично переносят заряд от облаков к Земле [139]. Однако, представив схему создания электрического поля Земли как результат разделения зарядов в результате падения отрицательно заряженных капель, Я.И. Френкель не мог ответить на вопрос, почему капли имеют только отрицательный заряд. Учитывая сказанное, получаем, что схема процессов атмосферного электричества, которую мы используем в настоящее время, была сформулирована более века назад. Однако, состояние электродинамики плазмы того времени не позволяет объяснить механизм разделения заряда в облаке.

Основываясь на наблюдательных данных для электрических свойств атмосферы, свяжем их с представленными выше оценками. Будем считать, что протяженность заряженного облака зна-

чительно превышает его толщину. Электрический потенциал предгрозового кучевого облака составляет 20–100 МВ [176]. Для характерной высоты облака 2–4 км это соответствует наблюдаемой напряженности электрического поля  $E = 200$  В/см. Для относительно тонкого заряженного слоя это дает для поверхностной плотности заряда облака (в  $e/\text{см}^2$ )

$$\Sigma = E/(4\pi) = 1 \times 10^8.$$

Поскольку для проводимых оценок плотность отрицательного заряда на микрокаплях составляет  $\sim 3 \times 10^4$   $\text{см}^{-3}$ , толщина отрицательно заряженного слоя оказывается порядка  $h \sim 300$  м. Положительный заряд находится над отрицательным и размазан по пространству большего объема. Поскольку разделение зарядов происходит в результате гравитационного падения микрокапель, имеем, что данная толщина заряженного слоя устанавливается за время падения микрокапель  $\tau$  на указанную высоту и составляет  $\tau = h/v$ , где  $v$  – скорость падения капли. Отсюда можно получить, что формирование указанного заряженного слоя образуется за время порядка  $\tau \sim 1$  ч, если размер падающих капель составляет  $r \sim 30$  мкм, что соответствует скорости порядка 10 см/с.

Добавим к этому, что электрический заряд, который переходит на землю в результате одной вспышки молнии, составляет 4–5 Кул [150, 152, 177]. Этот заряд снимается с большой площади  $S \sim 30$  км<sup>2</sup>. Согласно данной оценке, электрический пробой атмосферы возможен, если размер облака измеряется километрами. Действительно, согласно наблюдаемым данным [138], возникновение молний возможно, если размер облака превышает 3 км. Казалось бы, это ведет к противоречию, поскольку перераспределение заряда и электрического поля между отдельными вспышками молнии происходит за доли секунды при высокой скорости перемещения заряда. Эта ситуация требует объяснения и дополнительных исследований.

Выполненные оценки для разных параметров процессов, сопровождающих атмосферное электричество, дают детальное представление об этих процессах. Области, в которых находятся заряженные капли, крайне неоднородно распределены в пространстве в виде отдельных струй, сгустков или пятен. В этих областях сосредоточены заряженные капли, гравитационное падение которых создает электрический ток в атмосфере. Ионы другого знака, в основном положительные, вынесены за пределы области, занятой заряженными каплями, в результате переноса воздуха под действием вихрей, составляющих конвективное движение воздуха, а также за счет локального ветра. Эти потоки воздуха не захватывают микрокапли воды в силу их инертности. В результате формируется среда, где падающие отрицательно заряженные

микрокапли пространственно отделены от положительно заряженных ионов, находящихся в соседних областях атмосферы. В силу малой плотности атмосферные ионы, образующиеся под действием космических лучей, для образования конечного состояния этой среды с заметным разделением зарядов, которые способны вызвать электрический пробой атмосферы, необходимо прокачать через область, занятую заряженными микрокаплями. Объем воздуха в этой области в несколько раз превышает объем области заряженных капель.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы отдельные аспекты атмосферного электричества. Сама схема атмосферного электричества имеет долгую историю. В рамках общей схемы Земля заряжена отрицательно, а атмосферу удобно разделить на две части с разным характером электрических процессов. В первой части атмосфера, в которой реализуется “электрическая машина Земли”, покрывает основную часть поверхности Земли и отвечает “ясному небу”. В этой спокойной части атмосферы происходит разрядка Земли, вызываемая током атмосферных ионов под действием электрического поля Земли. Сами атмосферные ионы образуются в результате ионизации атмосферного воздуха под действием космических лучей.

Характер работы электрической машины Земли был сформулирован в начале двадцатого века. В середине двадцатого века была также сформулирована схема второй части атмосферного электричества, связанная с зарядкой Земли. Совокупность процессов, приводящих к зарядке Земли, происходит с участием кучевых облаков, которые покрывают небольшую часть поверхности Земли, но включают заметную или основную часть конденсированной воды. Конденсированная вода присутствует в атмосфере, главным образом, в виде микрокапель. Получая заряд одного знака и двигаясь по направлению к поверхности Земли, эти микрокапли создают электрическое поле. На определенных высотах атмосферы микрокапли теряют заряд из-за повышенной температуры, так что атмосферные заряды приобретают высокую подвижность. Отрицательный заряд нижнего края кучевого облака индуцирует положительный заряд на находящейся под ним поверхностью Земли. Электрический пробой атмосферного воздуха с образованием молний вызывает частичный переход отрицательного заряда на поверхность Земли. Тем самым грозовые процессы протекают с участием кучевых облаков.

Молния является наиболее полно исследованной стадией атмосферного электричества. В настоящее время существует достаточно полная физическая картина этого явления. Опыт изу-

чения молнии показывает, что физика этого явления принципиально отличается от электрического пробоя в газах в лабораторных системах. Что касается других аспектов атмосферного электричества, то во многом понимание этого явления носит схематический характер. В данном обзоре более детально исследована стадия атмосферного электричества, связанная с зарядкой микрокапель воды и разделением заряда в атмосфере. Классическим механизмом зарядки микрокапель является столкновение частиц воды, находящихся в разных агрегатных состояниях. Под действием контактного потенциала, возникающего на границе сталкивающихся частиц, происходит частичное перетекание заряда от одной сталкивающейся частицы к другой. Этот механизм ответственен за зарядку предметов, находящихся в атмосфере, в частности самолетов, но не может привести к разделению заряда, поскольку скорости падения микрокапель, снежинок и града одного порядка величины.

Рассмотренный в данном обзоре механизм зарядки микрокапель, который реализуется в плазме и связан с разной скоростью прилипания положительных и отрицательных ионов к микрокаплям, обеспечивает разделение заряда в атмосфере и создание электрического поля в кучевом облаке. Этот механизм осуществляется при развитии атмосферного электричества. Однако он затратный и при существующей скорости ионизации атмосферы под действием космических лучей протекает медленно. Проведенный анализ показывает, что зарядка микрокапель воды происходит одновременно с их ростом в кучевом облаке. Именно одинаковый заряд растущих капель замедляет скорость их роста в кучевом облаке. Более того, рост микрокапель воды в кучевом облаке останавливается на определенной стадии. Если убрать этот заряд, микрокапли кучевого облака превратятся в капли дождя в течение минут.

Такой процесс протекает на стадии начала грозы, когда заряд стекает с поверхности микрокапель, которые быстро растут и создают дождь. Эта стадия атмосферного электричества понимается наиболее слабо. В частности, остается загадкой, как электрическое поле кучевого облака на расстоянии порядка километра перестраивается за времена порядка долей секунд в грозовую погоду при развитии молнии. К этому следует добавить, что при анализе электрических процессов в кучевом облаке они считались протекающими в однородной среде. Однако в силу природы процессов зарядки и ионизации воздуха под действием космических лучей эти процессы протекают в неоднородной системе. Плазма кучевого облака состоит из отдельных областей, сгустков, ключев, в которых заряд разделен. Это усугубляет детальное понимание атмосферного электричества как физического явления. Данный обзор подводит итог

определенной стадии этого понимания и ставит задачи для продвижения по этой линии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simpson G.C.* Normal Electrical Phenomena of the Atmosphere // *Mon. Weather Rev.* 1906. V. 34. P. 16.
2. *Wilson C.T.R.* Investigations on X-Rays and  $\beta$ -Rays by the Cloud Method // *Proc. Roy. Soc.* 1916. V. 92A. P. 555.
3. *Wilson C.T.R.* On a Method of Making Visible the Paths of Ionising Particles through a Gas // *Proc. Roy. Soc.* 1925. V. 37A. P. 32D.
4. *Wilson C.T.R.* A Mechanism to Explain the Generation of Earthquake Lights // *J. Franklin Inst.* 1929. V. 208. P. 1.
5. *Williams E.R.* The Global Electrical Circuit: A Review // *Atmos. Res.* 2009. V. 91. P. 140.
6. *Arendt P., Kallmann H.* Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen // *Zs. Phys.* 1926. Bd. 35. S. 421.
7. *Smirnov B.M.* Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas. N.Y.: Springer, 1999. 280 p.
8. *Смирнов Б.М.* Кластерная плазма // *УФН.* 2000. Т. 170. С. 495.
9. *Braham R.* The Water and Energy Budgets of the Thunderstorm and Their Relation to Thunderstorm Development // *J. Meteorol.* 1952. V. 9. P. 227.
10. U.S. Standard Atmosphere. Washington: U.S. Government Printing Office, 1976. 227 p.
11. *Smirnov B.M.* Global Atmospheric Phenomena Involving Water. Switzerland: Springer Atmospheric Series, 2020. 220 p.
12. *Smirnov B.M.* Transport of Infrared Atmospheric Radiation. Berlin: de Gruyter, 2020. 250 p.
13. *Houghton J.T.* The Physics of Atmospheres. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 1977. 340 p.
14. *Iribarne J.V., Cho H.P.* Atmospheric Physics. Dordrecht: Reidel Publ., 1980. 203 p.
15. *Fleagle R.G., Businger J.A.* Introduction to Atmospheric Physics. San Diego: Acad. Press, 1980. 432 p.
16. *Goody R.M., Yung Y.L.* Principles of Atmospheric Physics and Chemistry. N.Y.: Oxford Univ. Press, 1995. 519 p.
17. *Seinfeld J.H., Pandis S.N.* Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change. N.Y.: Wiley, 1998. P. 1152.
18. *Andrews D.G.* An Introduction to Atmospheric Physics. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2000. 249 p.
19. *Seinfeld J.H., Pandis S.N.* Atmospheric Chemistry and Physics. Hoboken: Wiley, 2006. 1225 p.
20. *Walace J.M., Hobbs R.* Atmospheric Science. An Introductory Survey. Amsterdam: Elsevier, 2006. 488 p.
21. *Ambaum M.H.P.* Thermal Physics of the Atmosphere. Oxford: Wiley-Blackwell, 2010. 239 p.
22. *Salby M.L.* Physics of the Atmosphere and Climate. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2012. 717 p.
23. *Lagzi I. et al.* Atmospheric Chemistry. Budapest: Institute of Geography and Earth Science, 2013. 201 p.
24. *Caballero R.* Physics of the Atmosphere. Bristol: IOP Publ., 2014. 132 p.
25. *Hartmann D.L.* Global Physical Climatology. Amsterdam: Elsevier, 2016. 485 p.
26. *Smirnov B.M.* Microphysics of Atmospheric Phenomena. Switzerland: Springer Atmospheric Series, 2017. 252 p.

27. *Смирнов Б.М.* Физика глобальной атмосферы. Долгопрудный: Интеллект, 2017. 251 с.
28. *Visconti G.* Fundamentals of Physics and Chemistry of the Atmosphere. Switzerland: Springer Nature, 2020. 804 p.
29. *Ter Haar D., Wergeland H.* Elements of Thermodynamics. Reading: Addison-Wesley, 1967, 160 p.
30. *Kubo R.* Thermodynamics. Amsterdam: North Holland, 1968. 292 p.
31. *Kittel C., Kroemer H.* Thermal Physics. N.Y.: Wiley, 1980. 502 p.
32. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1972. 720 с.
33. *Smirnov B.M.* Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes. Heidelberg: Springer, 2008. 173 p.
34. *McEwan M.J., Phillips L.N.* Chemistry of the Atmosphere. London: Edward Arnold, 1975. 376 p.
35. *Einstein A.* Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen // *Ann. Phys.* 1905. V. 17. P. 540.
36. *Einstein A.* Zur Theorie der Brownschen Bewegung // *Ann. Phys.* 1906. V. 19. P. 549.
37. *Einstein A.* Elementary Theory der Brownschen Bewegung // *Ann. Phys.* 1908. V. 14. P. 235.
38. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Физматлит, 1986. 734 с.
39. *Shiklomanov I.A.* In: Water in Crisis: A Guide to the World's Fresh Water Resources / Ed. P.H. Gleick. Oxford: Oxford Univ. Press, 1993. P. 13.
40. Atmosphere of the Earth. <http://en.wikipedia.org/wiki/Atmosphere-of-Earth>
41. Water Circle in the Atmosphere. <http://water.usgs.gov/edu/watercycleatmosphere.html>
42. *Baumgartner A., Reichel E.* The World Water Balance: Mean Annual Global, Continental and Maritime Precipitation, Evaporation and Run-Off. Amsterdam: Elsevier, 1975. 179 p.
43. Water Circulation. <http://en.wikipedia.org/wiki/water-circle>
44. Measurements of Atmospheric Water. <https://www.esrl.noaa.gov/gmd/dv/iadv/graph.php-code=H1H.program=wap.type=vp>
45. Balloon Measurements of Water Profiles. <https://en.wikipedia.org/wiki/Weather-balloon>
46. Observations of Atmospheric Water. <https://public.wmo.int/en/resources/bulletin/observing-water-vapour>
47. Monthly Data for Atmospheric CO<sub>2</sub> Concentration. <https://www.co2.earth/monthly-co2>
48. Atmospheric CO<sub>2</sub> Data from Mauna Loa Observatory. <https://cdiac.ess-dive.lbl.gov/ftp/trends/co2/mauna-loa-co2>
49. *Keeling Ch.D.* The Concentration and Isotopic Abundances of Carbon Dioxide in the Atmosphere // *Tellus.* 1960. V. 12. P. 200.
50. *Keeling Ch.D., Bacastow R.B., Bainbridge A.E. et al.* Interannual Variability in the North Atlantic Ocean Carbon Sink // *Tellus.* 1976. V. 28. P. 538.
51. *Keeling C.D.* Atmospheric Carbon Dioxide in the 19th Century // *Science.* 1978. V. 202. P. 4372.
52. *Bacastow R.B., Keeling Ch.D., Whorf T.P.* Atmospheric Carbon Dioxide, the Southern Oscillation, and the Weak 1975 El Nino // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 10529.
53. *Keeling Ch.D.* Climate Change and Carbon Dioxide: An Introduction // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* 1997. V. 94. P. 8273.
54. *Keeling Ch.D., Whorf T.P.* The 1,800-year Oceanic Tidal Cycle: A Possible Cause of Rapid Climate Change // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* 2000. V. 97. P. 3814.
55. *Clark D.A., Piper S.C., Keeling Ch.D., Clark D.B.* Tropical Rain Forest Tree Growth and Atmospheric Carbon Dynamics Linked to Interannual Temperature Variation During 1984–2000 // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA.* 2003. V. 100. P. 5852.
56. Electromagnetic Absorption by Water. <https://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic-absorption-by-water>
57. Water Vibrational Spectrum. <http://www1.lsbu.ac.uk/water/water-vibrational-spectrum>
58. *Platt C.M.R.* Absorption of Infrared Radiation in Atmosphere // *Quart. J. Roy. Meteorolog. Soc.* 1976. V. 102. P. 553.
59. *Twomey S.* The Nuclei of Natural Cloud Formation Part II: The Supersaturation in Natural Clouds and the Variation of Cloud Droplet Concentration // *Geophys. Pure Appl.* 1959. V. 41. P. 227.
60. *Twomey S.* Atmospheric Aerosols. Amsterdam: Elsevier, 1977. P. 302.
61. *Hansen J.E., Johnson D., Lacis A. et al.* Climate Impact of Increasing Atmospheric Carbon Dioxide // *Science.* 1981. V. 213. P. 957.
62. *Hansen J.E., Sato M.* Trends of Measured Climate Forcing Agents // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 2001. V. 98. P. 14778.
63. *Hansen J.E., Ruedy R., Sato M., Lo K.* Global Surface Temperature Change // *Rev. Geophys.* 2010. V. 48. P. RG4004.
64. *Hansen J.E., Sato M., Ruedy R.* Perception of Climate Change // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 2012. V. 109. P. 14726.
65. *Hansen J.E., Sato M., Ruedy R.* Climate Forcing Growth Rates: Doubling Down on Our Faustian Bargain // *Environ. Res. Lett.* 2013. V. 8. P. 011006.
66. *Petit J.R., Jouzel J., Raynaud D. et al.* Climate and Atmospheric History of the Past 420000 Years from the Vostok Ice Core, Antarctica // *Nature.* 1991. V. 399. P. 429.
67. *Jouzel J. et al.* Orbital and Millennial Antarctic Climate Variability over the Past 800000 Years // *Science.* 2007. V. 317. P. 793.
68. *Lüthi D., Le Floch M., Bereiter B. et al.* High-resolution Carbon Dioxide Concentration Record 650000–800000 Years Before Present // *Nature.* 2008. V. 453. P. 379.
69. Climate Sensitivity. <https://en.wikipedia.org/wiki/Climate-sensitivity>
70. Global Climate Report – May 2018. <https://www.ncdc.noaa.gov/sotc/global/201805>
71. Global Climate Report – May 2019. <https://www.ncdc.noaa.gov/sotc/global/201905>
72. *Smirnov B.M.* Global Energetics of the Atmosphere. Switzerland: Springer Atmospheric Series, 2021. 302 p.
73. *Smirnov B.M.* Greenhouse Effect in the Atmosphere // *EPL.* 2016. V. 114. P. 24005.
74. *Goody R.M.* Atmospheric Radiation: Theoretical Basis. London: Oxford Univ. Press, 1964. 416 p.
75. *Kondratyev K.Ya.* Radiation in the Atmosphere. N.Y.: Acad. Press, 1969. 912 p.
76. *McCartney E.J.* Absorption and Emission by Atmospheric Gases. N.Y.: Wiley, 1983. 380 p.

77. *Liou K.N.* An Introduction to Atmospheric Radiation. Amsterdam: Acad. Press, 2002. 598 p.
78. *Wendisch M., Yang P.* Theory of Atmospheric Radiative Transfer: A Comprehensive Introduction. Singapore: Wiley, 2012. 366 p.
79. *Modest M.F.* Radiative Heat Transfer. Amsterdam: Elsevier, 2013. 904 p.
80. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
81. *Смирнов Б.М.* Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1972. 416 с.
82. *Смирнов Б.М.* Излучение газа над горячей поверхностью // ЖЭТФ. 2018. Т. 126. С. 446.
83. *Reif F.* Statistical and Thermal Physics. Boston: McGraw Hill, 1965. 201 p.
84. *Kirchhoff G., Bunsen R.* Chemical Analysis by Observation of Spectra // Annalen der Physik und Chemie. 1860. Bd. 110. S. 161.
85. *Смирнов Б.М.* Физика слабоионизованного газа. М.: Мир, 1980. 428 с.
86. *Smirnov B.M.* Physics of Ionized Gases. N.Y.: Wiley, 2001. 381 p.
87. *Смирнов Б.М.* Инфракрасное излучение в энергетике атмосферы // ТВТ. 2019. Т. 57. С. 609.
88. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Т. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
89. *Sobelman I.I.* Atomic Spectra and Radiative Transitions. Berlin: Springer, 1979. 306 p.
90. *Krainov V.P., Reiss H.R., Smirnov B.M.* Radiative Processes in Atomic Physics. N.Y.: Wiley, 1997. 298 p.
91. *Крайнов В.П., Смирнов Б.М.* Квантовая теория излучения атомных частиц. Долгопрудный: Интеллект, 2015. 293 с.
92. *Krainov V.P., Smirnov B.M.* Atomic and Molecular Radiative Processes. Switzerland: Springer Nature, 2019. 273 p.
93. *Simeckova M., Jacquemart D., Rothman L.S. et al.* Einstein A.-coefficients and Statistical Weights for Molecular Absorption Transitions in the HITRAN Database // JQSRT. 2006. V. 98. P. 130.
94. *Gordon I.E., Rothman L.S., Hill C. et al.* The HITRAN2016 Molecular Spectroscopic Database // JQSRT. 2017. V. 203. P. 3.
95. HITRAN on the Web. <http://www.hitran.iao.ru/home>
96. HITRAN online – Documentation: Units and definitions. <http://www.hitran.org/links/docs/definitions-and-units>
97. *Krainov V.P., Smirnov B.M.* Description of Emission Processes in Molecular Gases Based with the HITRAN Database // ЖЭТФ. 2019. V. 129. P. 9.
98. Intergovernmental Panel on Climate Change // Nature. 2013. V. 501. P. 297. <http://www.ipcc.ch/pdf/assessment-report/ar5/wg1/WGIAR5-SPM-brochure-en.pdf>
99. *Smirnov B.M.* Interaction of Radiative Molecules in Gas Emission // Int. Rev. At. Mol. Phys. 2019. V. 10. P. 39.
100. *Smirnov B.M.* Atmospheric Carbon Dioxide and Climate // J. Atmos. Sci. Res. 2019. V. 2. № 4. P. 21.
101. Paris Agreement on Climate. <http://unfccc.int/resource/docs/2015/cop21>
102. *Mie G.* Beitrage zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallensungen // Annalen der Physik. 1908. Bd. 330. S. 377.
103. *Stratton J.A.* Electromagnetic Theory. N.Y.: McGraw-Hill, 1941. 550 p.
104. *Van de Hulst H.C.* Light Scattering by Small Particles. N.Y.: Wiley, 1957. 470 p.
105. *Bohren C.F., Huffmann D.R.* Absorption and Scattering of Light by Small Particles. N.Y.: Wiley, 2010. 544 p.
106. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
107. *Downing H.D., Williams D.W.* Optical Constants of Water in the Infrared // J. Geoph. Res. 1975. V. 80. P. 1656.
108. *Smirnov B.M.* Atmospheric Processes Involving Condensed Water // Phys. Sol. State. 2020. V. 62. P. 24.
109. *Lorenz E.* The Nature and Theory of General Circulation of the Atmosphere. Geneva: World Meteorological Organization, 1967. 187 p.
110. *Tritton D.J.* Physical Fluid Dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1988. 519 p.
111. Atmospheric Circulation. <https://en.wikipedia.org/wiki/Atmospheric-circulation>
112. Climate Change and Atmosphere Circulation. <https://geography-revision.co.uk/gcse/weather-climate/atmospheric-circulation>
113. *Gutzow I., Schmelzer J.* The Vitreous State. Berlin: Springer, 1995. 468 p.
114. *Smirnov B.M.* Principles of Statistical Physics. Berlin: Wiley VCH, 2006. 460 p.
115. *Smirnov B.M.* Cluster Processes in Gases and Plasmas. Berlin: Wiley, 2010. 433 p.
116. *Smirnov B.M.* Nanoclusters and Microparticles in Gases and Vapors. Berlin: DeGruyter, 2012. 249 p.
117. *Смирнов Б.М.* Электрический цикл в земной атмосфере // УФН. 2014. Т. 184. С. 1153.
118. *Williams M.M.R., Loyalka S.K.* Aerosol Science. Theory and Practice. Oxford: Pergamon Press, 1991. 446 p.
119. *Lushnikov A.A.* Introduction to Aerosols. In: Aerosols – Science and Technology / Ed. I. Agranovski. Weinheim: Wiley, 2010. P. 1.
120. *Lushnikov A.A.* Nanoaerosols in the Atmosphere. In: The Atmosphere and Ionosphere. Physics of Earth and Space Environments / Ed. V.L. Bychkov et al. Dordrecht: Springer, 2012. P. 79.
121. *Lushnikov A.A., Zagaynov V.A., Lyubovtseva Yu.S.* Formation of Aerosols in the Atmosphere. In: The Atmosphere and Ionosphere. Physics of Earth and Space Environments / Ed. V.L. Bychkov et al. Dordrecht: Springer Science, 2012. P. 69.
122. *Lushnikov A.A.* Condensation, Evaporation, Nucleation. In: Aerosols – Science and Technology / Ed. I. Agranovski. Weinheim: Wiley, 2010. P. 91.
123. *Фукс Н.А.* Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 91 с.
124. *Fuchs N.A., Sutugin A.G.* Highly Dispersed Aerosols. London: Ann Arbor, 1971. 112 p.
125. *Fuchs N.A.* Mechanics of Aerosols. N.Y.: Pergamon Press, 1964. 408 p.
126. *Mason B.J.* The Physics of Clouds. Oxford: Clarendon Press, 1971. 671 p.
127. Content of Atmospheric Water. <http://en.wikipedia.org/wiki/Liquid-water-content>
128. *Wigner E.P., Seitz W.F.* On the Constitution of Metallic Sodium // Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 509.
129. *Smolukhowski M.V.* Drei Vorträge Über Diffusion, Brownische Molekularbewegung und Koagulation von Kolloidteilchen // Zs. Phys. 1916. Bd. 17. S. 585.
130. *Ostwald W.* Über die vermeintliche Isomerie des roten und gelben Quecksilberoxyds und die Oberflächen-

- spannung fester Körper // Zs. Phys. Chem. 1900. Bd. 34. S. 495.
131. *Лифшиц И.М., Слезов В.В.* Кинетика диффузионного распада пересыщенного раствора в твердом теле // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 331.
  132. *Лифшиц Е.М., Путаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
  133. *Слезов В.В., Сагалович В.В.* Диффузионный распад твердых растворов // УФН. 1987. Т. 151. С. 67.
  134. *Smirnov B.M.* Coalescence of Clusters or Microparticles in Buffer Gas // EPL. 2012. V. 99. P. 13001.
  135. *Ino S.* Stability of Multiply-Twinned Particles // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 27. P. 941.
  136. *Wilson C.T.R.* Investigations on Lightning Discharges and on the Electric Field of Thunderstorms // Philos. Trans. Roy. Soc. 1921. V. 221A. P. 73.
  137. *Israel H.* Atmospheric Electricity. Jerusalem: Keter Press Binding, 1973. 631 p.
  138. *Moore C.B., Vonnegut B.* In: Lightning / Ed. R.H. Golde. London: Acad. Press, 1977. P. 51.
  139. *Feynman R.P., Leighton, R.B., Sands M.* The Feynman Lectures of Physics. Reading: Addison-Wesley, 1964. V. 2. P. 109.
  140. *Latham J., Stromberg I.M.* In: Lightning / Ed. R.H. Golde. London: Acad. Press, 1977. P. 99.
  141. *Reynolds S.E., Brook M., Gourley M.F.* Thunderstorm Charge Separation // J. Meteorol. 1957. V. 14. P. 426.
  142. *Rydock J.P., Williams E.R.* Charge Separation Associated with Frost Growth // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1991. V. 117. P. 409.
  143. *Saunders C.P.R.* Charge Separation Mechanisms in Clouds // Space Sci. Rev. 2008. V. 137. P. 335.
  144. *Chalmers J.A.* Atmospheric Electricity. Oxford: Clarendon Press, 1949.
  145. *Френкель Я.И.* Теория явлений атмосферного электричества. Ленинград: ГИТТЛ, 1949. 596 с.
  146. *Schonland B.F.J.* Atmospheric Electricity. London: Methuen, 1953. 95 p.
  147. *Chalmers J.A.* The Vertical Electric Current During Continuous Rain and Snow // J. Atmos. Terr. Phys. 1956. V. 9. P. 311.
  148. *Мессу Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
  149. *Смирнов Б.М.* Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 176 с.
  150. *Uman M.A.* Lightning. N.Y.: McGraw Hill, 1969. 264 p.
  151. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
  152. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning, Physics, and Effects. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2003. 687 p.
  153. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 734 с.
  154. *Rakov V.A.* Fundamental of Lightning. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2016. 248 p.
  155. *Сон Э.Е., Сон К.Э.* Турбулентность течений с объемными силами. М.: Янус, 2021. С. 750.
  156. *Hess V.F.* Uber Beobachtungen der durchdrinkenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // Phys. Zs. 1912. Bd. 113. S. 1084.
  157. *Harrison R.G., Tammet H.* In: Planetary Atmospheric Electricity / Ed. F. Leblanc et al. Heidelberg: Springer, 2008. P. 107.
  158. *Neher H.V.* Cosmic Ray Induced Ionization in the Atmosphere: Full Modeling and Practical Applications // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 1637.
  159. *Nicolet M.* On the Production of Nitric Oxide by Cosmic Rays in the Mesosphere and Stratosphere // Planet. Space Sci. 1975. V. 23. P. 637.
  160. *Ruderman M.A., Chamberlain J.W.* Origin of Sunspot of Modulation of Ozone: Its Implication for Stratospheric NO Injection // Planet Space Sci. 1975. V. 23. P. 247.
  161. *Dorman V.I.* Cosmic Rays in the Earth Atmosphere and Underground. Dordrecht: Kluwer, 2004. 855 p.
  162. *Miroshnichenko L.I.* Solar Cosmic Rays. Dordrecht: Kluwer, 2004. 492 p.
  163. *Miroshnichenko L.I.* Solar Cosmic Rays: Fundamentals and Applications. N.Y.: Springer, 2014. 536 p.
  164. *Bazilevskaya G.A., Usoskin I.G., Fluckiger E.O. et al.* Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere // Space Sci. Rev. 2008. V. 13. P. 149.
  165. *Ney E.P.* Cosmic Radiation and the Weather // Nature. 1959. V. 183. P. 451.
  166. *Svensmark H., Friis-Christensen E.* Variation of Cosmic Ray Flux and Global Cloud Coverage – A Missing Link in Solar-climate Relationships // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59. P. 1225.
  167. *Marsh N., Svensmark H.* Cosmic Rays, Clouds, and Climate // Space Sci. Rev. 2000. V. 94. P. 215.
  168. *Marsh N., Svensmark H.* Low Cloud Properties Influenced by Cosmic Rays // Phys. Rev. Lett. V. 85. P. 5004.
  169. *Yu.F., Turco R.P.* Nuclear Winter // J. Geophys. Res. 2001. V. 106 D. P. 4797.
  170. *Eisele F.L.* Identification of Tropospheric Ions // J. Geophys. Res.-Atmos. 1986. V. 91. P. 7897.
  171. *Tammet H.* Size and Mobility of Nanometer Particles, Clusters and Ions // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. P. 459.
  172. *Hirrak U., Salm J., Tammet H.* Bursts of Intermediate Ions in Atmospheric Air // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2003. V. 108. P. 62.
  173. *Tammet H.* Continuous Scanning of the Mobility and Size Distribution of Charged Clusters and Nanometer Particles in Atmospheric Air and the Balanced Scanning Mobility Analyzer BSMA // Atmosph. Res. 2006. V. 82. P. 523.
  174. *Harrison R.G., Aplin K.L.* Water Vapour Changes and Atmospheric Cluster Ions // Atmosph. Res. 2007. V. 85. P. 199.
  175. *Harrison R.G., Tammet H.* Ions in the Terrestrial Atmosphere and Other Solar System Atmospheres // Space Sci. Rev. 2008. V. 137. P. 107.
  176. *Berger K.* In: Lightning / Ed. R.H. Golde. London: Acad. Press, 1977. P. 119.
  177. *Malan D.J.* Physics of Lightning. London: English Univ. Press, 1963. 176 p.