

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЛЕТНИХ ОСАДКОВ И ГРОЗОВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

*Н. С. Шишкин*

#### ВВЕДЕНИЕ

Образование осадков и грозового электричества представляет собой весьма сложный физический процесс, который привлекал внимание многих исследователей с первых шагов науки. Этой проблемой занимался великий русский учёный М. В. Ломоносов, выдвинувший в середине 18-го века первую теорию грозовых явлений, правильно связывающую эти явления с зарядением облачных капель и с развитием в облаках восходящих движений<sup>1,2</sup>. Вопросу осадкообразования большое внимание уделял крупнейший метеоролог А. И. Воейков<sup>3</sup>. В конце 19-го века он, предвосхищая современные взгляды, указывал на действие силы тяжести как на главную причину слияния облачных капель, обеспечивающую рост их до размера дождевых капель.

Однако эти идеи не получали должного развития в течение многих лет.

В науке об осадках в 30-х годах нашего столетия утвердились идеи Бергерона и Финдайзена, в основе которых лежит предположение, что для выпадения осадков необходимо появление в облаке ледяных кристаллов<sup>4</sup>).

Это предположение Бергерон и Финдайзен обосновывали двумя опытными фактами.

Во-первых, многочисленные исследования облаков, проводившиеся в умеренной климатической зоне, показали, что осадки большей частью идут из облаков, верхняя часть которых находится выше уровня нулевой изотермы, а обнаружение в них

---

<sup>\*)</sup> В последние годы приоритет в этом (ошибочном) утверждении оспаривают американцы. Байерс (BAMS 28, № 3 (1947)) пишет, что ещё в 1927 г. в книге «Теория грозы» Холл указывал: «Гроза невозможна, пока не замёрзнет вершина облака или, рассматривая проблему более широко, действительный дождь или снег не может выпасть, если не замёрзнет вершина облака».

твёрдой фазы воды почти всегда служит гарантией выпадения осадков.

Во-вторых, лабораторные исследования показали, что упругость насыщающего пара над льдом ниже, чем над водой при отрицательной температуре воздуха. Поэтому в области, где одновременно существуют твёрдая и жидкая фазы воды, должна происходить диффузионная перегонка водяного пара от водяных частиц к ледяным, обеспечивая быстрый рост последних за счёт первых.

Ледяные кристаллы («ледяные ядра») по мнению Бержерона<sup>2</sup> всегда содержатся в атмосфере либо как остатки прежних ледяных облаков, либо образуясь «путём сублимации вследствие охлаждения, вызванного подъёмом, излучением или расширением слоя, точка росы которого лежала уже в самом начале значительно ниже  $0^{\circ}\text{C}$ »<sup>\*)</sup>.

Возможность появления ледяных частиц путём сублимации внутри водяных облаков Бержерон отрицал, считая, что «все ядра уже полностью использованы для образования капелек».

Осадки согласно Бержерону образуются в том случае, если облако достигает при своём вертикальном развитии «уровня ледяных ядер». Кристаллы, попавшие в окружение облачных капель, растут за счёт «бурной конденсации» и при таянии образуют дождевые капли.

Таким образом разрешение осадков по мнению Бержерона связано с внешней причиной и, следовательно, не могло быть объяснено внутренними закономерностями развития облака.

Исключение делалось им сначала для морозящих дождей, могущих образоваться за счёт только одной конденсации. В 1933 г.<sup>3</sup> он сделал исключение также для тропических ливней, поскольку ему было известно, что в Индии наблюдались случаи выпадения ливней из чисто водяных облаков. Однако дать сколько-нибудь серьёзное объяснение этому явлению он не пытался, ограничившись лишь ссылкой на возможность действия неких электрических процессов или действия в верхней части облака эффекта Рейнольдса (охлаждение капель за счёт излучения). Воистину, как сказал М. В. Ломоносов: «смутно пишут о том, что смутно себе представляют». Никаких новых объяснений Бержерон не нашёл и в 1949 г.<sup>22</sup>.

Пытаясь устранить упомянутый выше принципиальный недостаток теории Бержерона, Финдайзен<sup>24, 25</sup> ввёл понятие «уровня сублимации», которое должно было заменить «уровень ледяных ядер». Он считал, что в воздухе наряду с ядрами конденсации существуют особые ядра сублимации, могущие приводить при

---

\*) Бержерон упоминает также и о возможности появления ледяных частиц вследствие замерзания переохлаждённых капель облака.

развитии водяного облака выше уровня нулевой изотермы к образованию в нём ледяных кристаллов\*).

Кроме того, он дополнил в 1939 г. схему Бержерона расчётом роста крупных капель (образовавшихся при таянии ледяных кристаллов) за счёт коагуляции с мелкими облачными капельками. Он показал, что рост этих частиц, при заданном строении мелкокапельного облака, практически пропорционален длине пути, пройденного при падении через облако.

С учётом дополнений к теории, сделанных Финдайzenом, схема образования осадков приняла следующий вид. При поднятии влажного воздуха до уровня конденсации в нём образуются водяные капельки, растущие далее за счёт конденсации, но не могущие вырасти до больших размеров вследствие того, что процесс конденсации при укрупнении капелек замедляется. После того как облако достигло в своём развитии уровня сублимации (ориентировочно изотермы  $-10^{\circ}\text{C}$ ), в нём появляются ледяные кристаллы, образующиеся благодаря сублимации на особых ядрах. За счёт перегонки водяного пара с капель эти кристаллы быстро растут до размера, значительно превосходящего величину облачных капелек, после чего начинают расти за счёт коагуляции с облачными капельками. Падая в область положительных температур, они тают и превращаются в дождевые капли.

Казалось, что проблема осадков нашла своё принципиальное разрешение. Описанную схему стали называть теорией осадков Бержерона-Финдайзена; она получила почти всеобщее признание. Правда, в отдельных статьях высказывались сомнения в реальности ядер сублимации, но им не было придано должного значения. Даже многочисленные исследования, показывающие, что в тропиках часто идут ливневые дожди из заведомо водяных облаков, не побудили сторонников теории Бержерона-Финдайзена заняться пересмотром принципиальных основ этой теории.

Мы уже упоминали, что Бержерон и Финдайзен отрицали возможность роста облачных капель до размеров крупных дождевых капель. Ледяные частицы являются с их точки зрения мостом, соединяющим облачные и дождевые капли. Без такого моста разрешение осадков по мнению Бержерона и Финдайзена невозможно. Упомянувшиеся исключения никак из самой теории не вытекают. Но в чисто водяных облаках такого моста нет, следовательно, он не является необходимым. Если бы Бержерон и Финдайзен говорили о том, что появление ледяных частиц в водяном облаке благоприятствует выпадению осадков, как о частной закономерности, то они были бы правы. Возведение частной

---

\*) В отличие от Бержерона он искал причину разрешения осадков в самом процессе развития облака, но процесс роста облачных капель и по Финдайзену не в состоянии обеспечить выпадение дождя.

закономерности в ранг всеобщей закономерности было их глубокой ошибкой, имеющей принципиальное значение.

Та же ошибка содержится и в работе Ленгмюра<sup>28</sup> по теории осадков (1948 г.). Шаг вперёд по сравнению с Финдайзеном Ленгмюр сделал в исследовании коагуляции, учтя аэродинамические условия столкновения капель.

Во всех упомянутых работах отсутствует последовательное решение вопроса о роли восходящих потоков в облаках. Условия таяния ледяных частиц не исследуются.

Сторонники теории Бержерона-Финдайзена не были в состоянии решить и проблему грозового электричества, тесно связанную с проблемой образования летних осадков. Для решения этих проблем необходимо обратиться прежде всего к изучению процессов роста облачных капель. Физические основы для развития теории летних осадков и грозового электричества созданы исследованиями облаков, выполненными советскими учёными<sup>4, 8, 15</sup>.

От средних характеристик размеров облачных капель В. А. Зайцев, И. И. Честная, А. М. Боровиков и др. перешли к исследованию изменений в спектре облачных капель (т. е. в их распределении по размерам) с высотой при развитии облака.

Это явилось скачком в исследовании облачности. Оказалось, что спектр облачных капель изменяется таким образом, что при росте облака вверх увеличиваются различия в размерах капель обеспечивая начало коагуляционного роста крупных облачных капель за счёт слияния с более мелкими каплями. С ростом размера скорость коагуляционного роста увеличивается, и при длительно продолжающемся вертикальном развитии облачности нет никаких преград для образования дождевых капель и без участия ледяной фазы. Если в водяном облаке появляются кристаллы, то это способствует образованию осадков, но не является необходимым условием их разрешения.

В настоящей статье мы уделяем особое внимание физическим процессам, протекающим в водяных облаках.

## 1. ОПЫТНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОБЛАКАХ И ИХ АНАЛИЗ

### 1. Данные о строении и развитии облаков

Работа по исследованию микроструктуры облаков началась в СССР в 1935 г.

В 1935 — 1939 гг. исследования производились в горных условиях, на Кавказе (в районе Гагры и на склонах Эльбруса) Г. И. Тараяном, С. М. Катченковым, Е. С. Селезнёвой и др.

С 1946 г. начались самолётные исследования строения облаков разных форм. Их выполняли Е. С. Селезнёва, В. А. Зайцев, И. И. Честная, А. М. Боровиков и др.

Микрофотографирование капель показало, что в основании развивающихся водяных облаков всех форм встречаются лишь мелкие капли, радиус которых в нижнем слое облака (толщиной 50—100 м) не превышает 10—13  $\mu$ . Кривая распределения капель по размерам имеет резкий пик при  $r = 2—3 \mu$ .

По мере поднятия вверх размеры капель растут, а пик становится всё более размытым. В области больших размеров капель в спектре появляется длинный «шлейф». На высоте 400—500 м от основания облака встречаются капли радиуса 25—30  $\mu$ , а на высоте 1000 м—капли радиуса 100  $\mu$  и более.

Схема распределения капель по высоте для кучевого облака (по В. А. Зайцеву) приведена на рис. 1. Более или менее аналогичная картина по данным А. М. Боровикова<sup>4</sup> имеет место и в развивающихся слоистых облаках.

Причины увеличения различия в размерах капель с высотой следующие:

1) В нижней части облака наряду с конденсационным ростом уже образовавшихся капель при поднятии облачной массы возникают новые мелкие капли на тех ядрах конденсации, которые ранее не участвовали в процессе.

2) Крупные капли растут за счёт диффузионной перегонки водяного пара с мелких капель, над поверхностью которых упругость насыщающего пара больше, чем над крупными.

3) После того как радиус крупных капель достигает значения  $r \approx 15 \mu$  (см. раздел II, 2), начинается их коагуляция с мелкими каплями, всё более увеличивающая разнообразие капель по размерам. Вблизи границ облака капли обычно мелки благодаря испарению.

Число капель в единице объёма в нижней части развивающегося облака (от нескольких десятков метров до нескольких сот метров от основания облака) растёт с высотой благодаря появлению новых капель за счёт конденсации. Максимальное число капель колеблется в широких пределах: от нескольких

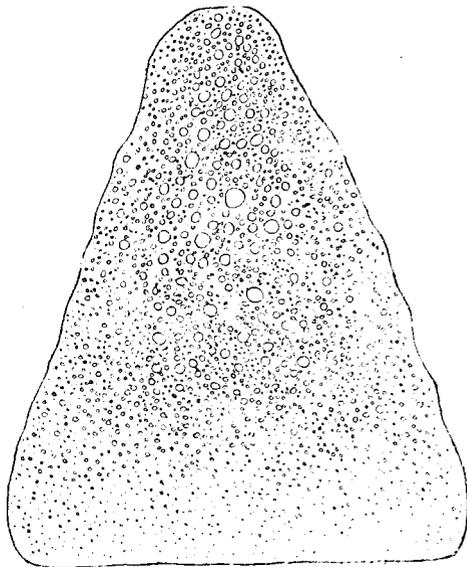


Рис. 1.

десятков до тысячи и более на  $1 \text{ см}^3$ . Вслед за тем по мере поднятия число капель в единице объёма плавно падает как благодаря испарению мелких капель при диффузионной перегонке водяного пара с мелких капель на крупные, так и благодаря коагуляции. На высоте 1—2 км над основанием облака концентрация капель обычно не превышает нескольких десятков капель на кубический сантиметр.

Измерения водности облака, т. е. количества капельно-жидкой воды в единице объёма, выполненные В. А. Зайцевым<sup>8</sup>, показали, что она сначала увеличивается по мере поднятия вверх, затем убывает в той части облака, где сказывается испарение в процессе его развития.

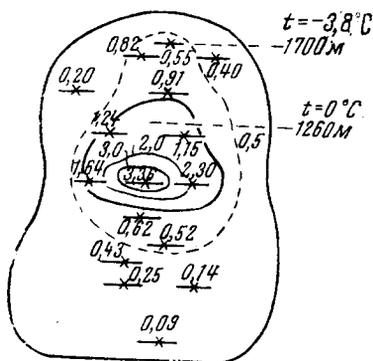


Рис. 2. Водность в кучевом облаке, измеренная во время полёта 24 июля 1948 г. (10 ч. 28 м.— 11 ч. 45 м.).

Характерный пример распределения водности с высотой для кучевых облаков приведён на рис. 2. Аналогичная картина имеет место и в слоистых облаках. В слое 50—100 м от основания облака водность не превышает 0,05—0,10  $\text{г}/\text{м}^3$ . В центральной части облаков водность может достигать значений 2—3  $\text{г}/\text{м}^3$  и более. К границам облака водность падает.

Рост водности облака с высотой связан с конденсацией новых порций водяного пара по мере поднятия облачной массы. Массу конденсирующейся влаги легко подсчитать, предполагая, что температура в облаке падает с высотой по влажно-адиабатическому закону и влажность воздуха в поднимающейся облачной массе близка к насыщающей.

Зависимость упругости насыщающего водяного пара от температуры определяется, как известно, эмпирической формулой Магнуса:

$$E = 6,10 \cdot 10^{\frac{7,45t}{235+t}} \text{ мб.} \quad (1)$$

С падением температуры  $t$  упругость пара  $E$  падает.

Зависимость количества насыщающего водяного пара на 1 кг влажного воздуха от давления  $p$  вычисляется по формуле

$$S = \frac{623 E}{p - 0,377 E} \text{ г/кг.} \quad (2)$$

С падением давления  $S$  растёт.

Результаты наших вычислений для случая, когда основание облака находится на высоте 1000 м над уровнем моря и темпе-

Таблица I

Водность конвективных облаков по данным теоретических расчётов

А. При высоте основания облачности 1000 м над уровнем моря и температуре на этом уровне + 6°С											
Высота над уровнем моря в м	1000	1150	1350	1550	1750	2000	3000	4000	5000	6000	7000
Водность в г/м <sup>3</sup>	0	0,29	0,60	1,08	1,40	1,78	2,80	3,69	3,93	4,17	4,07
В. При высоте основания облачности 760 м над уровнем моря и температуре на этом уровне + 21°С											
Высота над уровнем моря в м	760	910	1220	1520	1830	2130	2440	2650			
Водность в г/м <sup>3</sup>	0	0,43	1,07	1,68	2,24	2,78	3,29	3,59			

ратура на этом уровне равна + 6°С, приведены в таблице I и на рис. 3. Там же даны результаты аналогичного расчёта Ленгмюра<sup>28</sup> для тропических облаков при высоте основания облака 760 м и температуре на этом уровне + 21°С.

Значения водности, вычисленные Ленгмюром, превышают наши значения для соответствующих высот примерно в 1,5 раза, что связано прежде всего с более высокой температурой облака.

Начиная от высоты 6—6,5 км над уровнем моря, водность облака, вычисленная в г м<sup>3</sup>, падает с высотой благодаря значительному уменьшению плотности воздуха.

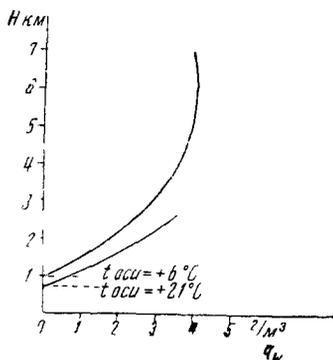


Рис. 3. Теоретически рассчитанные значения водности облака.

В качестве характерного размера капель, который будет использоваться в дальнейшем, удобно принять радиус  $r_m$  капель, дающих наибольший вклад в водность.

В соответствии с типом процесса, который в основном определяет изменение размера капель, водяное облако можно разделить на три зоны:

1) Зона конденсации — нижняя часть облака толщиной в несколько сот метров (исключая части облака, близкие к боковой границе), где основную роль в росте капель играет конденсация.

2) Зона коагуляции — верхняя часть облака (исключая части облака, близкие к боковой и верхней границам), где капли, радиус которых превышает  $r_m$ , растут в основном за счёт коагуляции, а конденсация играет существенную роль лишь для мелкокапельной части облака при его поднятии.

3) Зона испарения — слой облака, близкий к боковой и верхней границам, где размер капель уменьшается благодаря испарению; облачная масса в этой зоне имеет мелкокапельное строение (радиус капель, как правило, не превышает 20—25  $\mu$ ), а водность обычно составляет 0,1—0,3 г/м<sup>3</sup>.

Если в верхней части первоначально водяного облака появляются ледяные кристаллы, то до радиуса 50—60  $\mu$  (см. рис. 9) существенное значение имеет перегонка водяного пара с капель на кристаллы (при абсолютном пересыщении  $\varepsilon \approx 10^{-7}$ ) (см. раздел II, 2). Более крупные частицы и в облаках смешанного строения растут быстрее за счёт коагуляции.

Наконец, в чисто ледяном облаке кристаллы растут за счёт сублимации водяного пара при поднятии облачной массы и путём коагуляции кристаллов в хлопья.

Детальных сведений о вертикальных движениях воздуха внутри облаков и о закономерностях их развития не имеется.

Внутри кучевых облаков, как легко убедиться с помощью визуальных наблюдений, вертикальные движения имеют характер неупорядоченно развивающихся струй<sup>17</sup>, возникающих то в одной, то в другой части облака и пронизывающих при благоприятных условиях всю его толщу. Достигая верхней границы облака, струи приводят к образованию быстро растущих выпуклостей, обычно вскоре же прекращающих своё развитие.

Если струи возникают в большом количестве, то они вызывают быстрый рост всего облака. Регистрация вертикальных бросков планёров и самолётов в кучевых облаках показывает, что в них встречаются скорости вертикальных движений до 15—17 м/сек. Средняя скорость вертикального развития кучевых облаков обычно невелика (менее 1 м/сек) и только в случае грозовых и градовых облаков может достигать больших значений.

В слоистых облаках скорости вертикального движения, как правило, не превышают нескольких сантиметров в секунду и

лишь в отдельных случаях могут достигать десятков сантиметров в секунду, но детальные сведения о них также отсутствуют. Недостаточная изученность скорости вертикального развития облачности представляет сейчас главное препятствие для построения теории образования осадков.

## 2. Радиолокационные данные об облаках

Мощным средством исследования строения облаков является метод радиолокации, впервые зародившийся в Советском Союзе трудами Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси. Существующие типы радиолокаторов позволяют обнаруживать скопления в воздухе дождевых капель и кристаллов. С помощью радиолокаторов можно, находясь на земле, исследовать зарождение очагов осадков внутри облаков и их развитие во времени и в пространстве вплоть до выпадения осадков на землю.

Радиоэхо от облаков и осадков исследуется с помощью трубок горизонтального и вертикального обзора. Трубка горизонтального обзора позволяет получать одновременное изображение в горизонтальной проекции всех областей, содержащих достаточно крупные капли и «освещаемых» лучом радиолокатора. Обычно для получения картины осадков антенна локатора вращается вокруг вертикальной оси. На флуоресцирующей поверхности трубки горизонтального обзора области осадков изображаются яркими пятнами.

Изменяя угол наклона антенны к вертикальной оси, можно получить полную картину распределения масс крупных капель в окружающем пространстве в пределах досягаемости радиолокатора. Расстояния от центра трубки дают в соответствующем масштабе истинные расстояния зон осадков от локатора. Для удобства на трубке наносятся масштабные концентрические окружности через 5—10 км. На рис. 4, 5, 6 даны фотографии пятен на трубке горизонтального обзора от областей осадков различного происхождения, заимствованные из статьи Майнарда<sup>41</sup>

Тепловые грозы дают беспорядочно расположенные яркие пятна (рис. 4). Осадки холодного фронта дают системы ярких пятен в виде длинных полос (рис. 5), по смещению которых можно судить о движении фронта. Иногда системы холодного фронта состоят из нескольких, следующих друг за другом на расстоянии 15—45 км, полос осадков длиной до 100—150 км каждая и шириной 15—30 км. Осадки теплого фронта дают размытое пятно, могущее достигать весьма больших размеров. Яркость пятна обычно невелика. Картина от тайфунов (рис. 6) характеризуется темным «глазом» шторма и яркими изогнутыми полосами с перообразными краями.

Наблюдая за движением зон осадков, можно предсказать приближение штормов, что имеет большое значение для народного хозяйства.

Весьма интересные сведения о процессе образования осадков можно получить с помощью радиолокатора, имеющего трубку вертикального обзора. Радиоэхо на трубке вертикального обзора

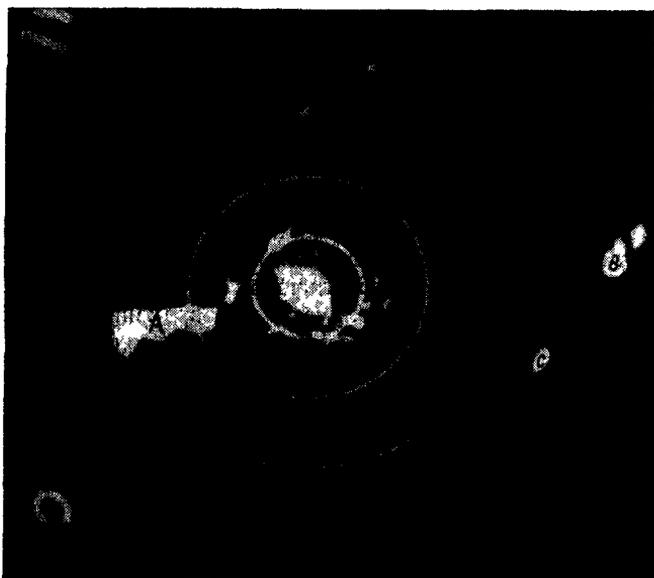


Рис. 4. Радиоэхо от тепловой грозы.

при своём возникновении либо имеет вид отдельных пятен небольшого горизонтального протяжения, либо изображается яркой горизонтально ориентированной полосой значительной длины. При развитии облака размеры пятен увеличиваются; от яркой полосы вверх и вниз отходят вертикальные полосы меньшей интенсивности.

В конвективных облаках горизонтальное протяжение пятна радиоэхо обычно невелико, вертикальные же размеры достигают нескольких километров и могут в несколько раз превосходить горизонтальные размеры. Характерное развитие радиоэхо для случая сильного ливневого дождя 27 июля 1946 г. во Флориде (США) приводится на рис. 7, заимствованном из статьи Байерса и Кунса<sup>23</sup>.

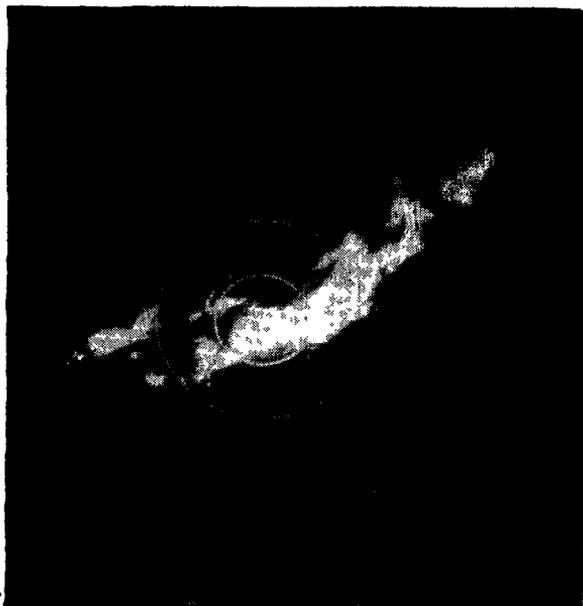


Рис. 5. Радиоэхо от холодного фронта.



Рис. 6. Радиоэхо от тайфуна.

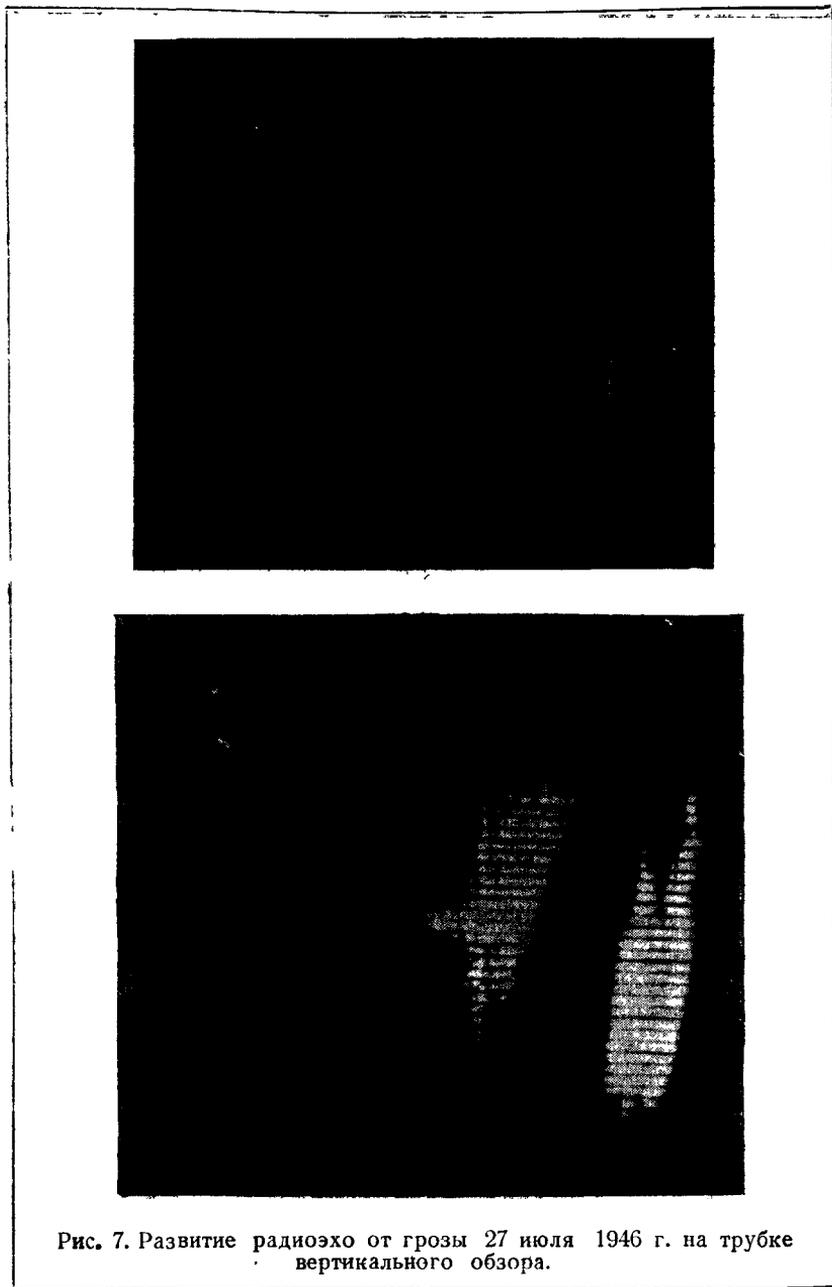


Рис. 7. Развитие радиоэхо от грозы 27 июля 1946 г. на трубке вертикального обзора.

Подобные же фотографии грозы на трубке вертикального обзора приведены в статье Г. В. Розенберга<sup>10</sup>.

Такую форму радиоэхо нетрудно объяснить с физической точки зрения. Рассмотрим случай водяного облака. Как уже указано выше, в развивающемся облаке капли укрупняются с высотой. Особенно быстро рост капель идёт после того, как они достаточно вырастут за счёт конденсации, чтобы началась коагуляция капель друг с другом. В зависимости от скорости восходящих потоков на соответствующей высоте появляется достаточно большое число крупных капель, чтобы дать начало радиоэхо. Если условия развития восходящих потоков статистически одинаковы для большой облачной системы, то массы крупных капель возникают практически одновременно над большими площадями и радиоэхо на трубке вертикального обзора принимает вид яркой горизонтальной полосы.

Отдельные мощные восходящие конвективные потоки приводят к выносу вверх облачных масс, содержащих крупные капли, благодаря чему вверх от яркой горизонтальной полосы развиваются вертикальные полосы. Падение крупных капель относительно уровня, где возникла яркая горизонтальная полоса, в областях более слабых восходящих движений или в областях нисходящих движений приводит к возникновению вертикальных полос, развивающихся вниз. Естественно, что достижение этими полосами уровня земли соответствует осадкам на земле.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены и для облака, содержащего ледяные частицы. Факт частого совпадения по высоте яркой полосы с уровнем нулевой изотермы дал повод сторонникам теории Бергерона-Финдайзена<sup>21, 23</sup> считать радиолокационные данные подтверждающими эту теорию. Однако утверждение, что радиоэхо могут дать только облака, в которых присутствует ледяная фаза, нельзя считать правильным.

Интересные данные о развитии радиоэхо на трубке вертикального обзора для гроз в США приведены Боркменом и Рейнольдсом<sup>24</sup>. Радиоэхо в описанных наблюдениях обычно появлялось вблизи изотермы  $-10^{\circ}\text{C}$ . По мере развития облака верхняя граница радиоэхо перемещалась вверх со скоростью от 2 до 8 м/сек для разных гроз (среднее значение оказалось равным 4 м/сек). Когда полоса достигала вертикальной толщины порядка 4 км (вблизи изотермы  $-30^{\circ}\text{C}$ ), её развитие вверх прекращалось. Среднее время от момента появления радиоэхо до достижения им верхней точки составляло 12 мин. Вслед за этим начиналось снижение вершины радиоэхо. Средняя скорость также равнялась 4 м/сек, причём большим скоростям подъёма в ранней стадии развития радиоэхо соответствовали большие скорости снижения. Это вполне естественно, если учесть, что при больших скоростях восходящих движений могут возникнуть частицы осадков

большого размера, имеющие и большую скорость падения (см. раздел II, 2). Грозовые явления обычно начинались после достижения вершины радиоэхо своей максимальной высоты, что также хорошо согласуется с теорией (см. раздел III).

### 3. Электрические процессы в облаках

Облачные частицы согласно Я. И. Френкелю получают электрический заряд, захватывая имеющиеся в воздухе ионы. Как показали исследования Симпсона и его сотрудников<sup>32, 33</sup>, типичное распределение зарядов в облаке таково: верхняя часть облака имеет положительный объёмный заряд, нижняя часть — отрицательный объёмный заряд, иногда в этой части облака встречаются относительно небольшие области с преобладанием положительных зарядов.

В соответствии с таким распределением зарядов электрическое поле внутри облака большей частью положительно, поле под облаком отрицательно. Регистрация поля производилась с помощью специального прибора — альтиэлектрографа, поднимаемого в облако шар-пилотом. Величина напряжённости электрического поля внутри облака обычно не превышает по порядку величины 100 *в/см*. Но при прохождении альтиэлектрографа через грозовые облака отмечались области со значительно большими напряжённостями поля, дававшими искрения в приборе. Искрения встречались преимущественно на уровнях от 3 до 8 км над поверхностью земли при положительном знаке поля.

Электрическое поле у поверхности земли при прохождении грозовых облаков резко меняется. До прохождения облака поле обычно положительно. Когда облако находится над данным пунктом, поле меняет знак. Под центральной частью облака иногда встречаются положительные значения поля, если в нижней части облака имеются области положительно заряженных капель. После прохождения облака поле снова становится положительным. При безоблачном небе напряжённость поля у земли невелика и равна по порядку величины 1 *в/см*. Под облаками встречаются значения напряжённости поля в несколько сот *в/см*.

Изменения поля при прохождении грозового облака происходят скачкообразно. Наблюдения Израеля<sup>37</sup>, выполнявшиеся с помощью вариографа поля, показали, что резкие колебания напряжённости поля при приближении грозы могут начинаться за 2 часа до первого разряда молнии и продолжаться после окончания грозы ещё в течение 3—4 час. Средний интервал времени между началом скачков потенциала и началом грозы составляет по данным ряда наблюдений 55 мин., а между концом грозы и концом скачков потенциала — 61 мин. Наиболее сильные колебания поля регистрируются при искровых разрядах (молниях).

Число импульсов в единицу времени составляет до начала грозы 0,5—1,0 импульсов в минуту (при чувствительности прибора 4,5 в/м), затем оно возрастает до 2—3 импульсов в минуту под центром грозы и после прохождения центра грозы постепенно падает. Числа импульсов обоих знаков почти одинаковы. Так, во время грозы 12 августа 1941 г. в Потсдаме в течение 3 час. зарегистрировано 155 отрицательных импульсов и 120 положительных. Скачки электрического поля у земли наблюдались и для негрозовых облаков при отсутствии молний.

Следовательно, можно считать, что слабые формы грозовой деятельности характерны для любых облаков. Разряды молний представляют собой лишь кульминационный пункт развития процесса, достигаемый при особо благоприятных условиях.

Для объяснения грозовых явлений особенно важно знать закономерности заряжения облачных частиц и частиц осадков. Заряды дождевых капель и снежинок начали исследоваться уже давно. Суммарный заряд, приносимый осадками, измеряется путём улавливания осадков в электрически изолированный сосуд, соединённый с электрометром. Если сделать отверстие сосуда малым и соединить сосуд с очень чувствительным электрометром, то можно измерять заряд отдельных дождевых капель или снежинок.

Исследования показывают, что осадки могут иметь заряд как положительного, так и отрицательного знака. Средний заряд, приносимый осадками, составляет по порядку величины 1 CGSE на 1 см<sup>3</sup> воды. Наибольшее суммарное количество электричества (до 20 CGSE/см<sup>3</sup>) по наземным данным приносят грозовые дожди. Максимальные значения удельного заряда дождевой воды или снега (заряд, приходящийся на единицу массы осадков), вычисленные по зарядам отдельных частиц<sup>11</sup>, достигают 150—200 CGSE/см<sup>3</sup>.

Недавно Ганн<sup>26</sup> разработал метод, дающий возможность измерять заряд отдельных капель дождя с самолёта. Прибор основан на индукционном принципе: капля, проходящая через хорошо изолированное кольцо, индуцирует в нём заряд, регистрируемый осциллографом. Чувствительность прибора позволяла регистрировать капли с зарядом порядка 0,01 CGSE и более. По данным Ганна отдельные крупные капли внутри облака, дающего дождь,

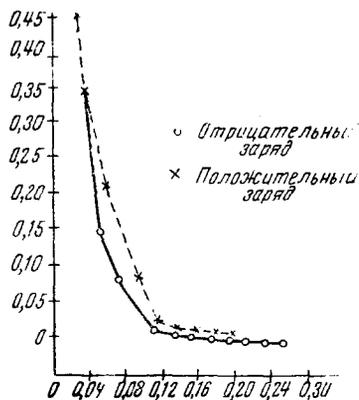


Рис. 8. Повторяемость заряда крупных облачных капель (по Ганну).

имели заряд до  $0,25 CGSE$ , средний заряд составлял  $0,03--0,04 CGSE$ . График повторяемости зарядов капель дан на рис. 8.

Свободный заряд на значительном числе капель был столь велик, что поле у их поверхности достигало пробивных значений. Действительно, если капля радиусом  $500 \mu$  имеет заряд  $0,1 CGSE$ , то поле у её поверхности равно  $12\,000 \text{ в/см}$ , т. е. близко к пробивному.

Если концентрация аномально заряженных частиц велика, то поле их зарядов вполне может объяснить возникновение грозовых разрядов. Теоретически этот вопрос рассмотрен в разделе III.

## II. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ОСАДКОВ ДЛЯ ОБЛАКА С РАВНОМЕРНЫМ ВОСХОДЯЩИМ ПОТОКОМ

### 1. Физические предпосылки теории

Общеизвестно, что в реальных атмосферных условиях образование облачных капель требует наличия в воздухе так называемых ядер конденсации размером  $10^{-7}--10^{-5} \text{ см}$ . Число их в приземном слое воздуха может достигать нескольких тысяч и даже нескольких десятков тысяч на  $1 \text{ см}^3$ . Как и всякие броуновские частицы, они могут коагулировать друг с другом, что наряду с различием массы первичных «сухих» ядер приводит к возникновению некоторого спектра их размеров.

Преобразование ядер в облачные капельки происходит при поднятии воздуха до такого уровня, где влажность воздуха достигает критического значения, достаточного для начала конденсации и зависящего от размера и гигроскопичности ядер. Конденсация начинается с наиболее активных ядер. Если, несмотря на конденсацию, с поднятием воздуха относительная влажность увеличивается, то менее активные ядра также вовлекаются в процесс конденсации. На уровне, где число капель в единице объёма максимально, пересыщение имеет максимальное значение; оно может достигать нескольких процентов. При дальнейшем подъёме пересыщение уменьшается, однако облачные капельки продолжают расти в области восходящих потоков и при очень малых значениях пересыщения. Установленный В. А. Зайцевым для кучевых облаков экспериментальный факт, что в нижней части облака, где главную роль играет конденсация, распределение капель по размерам зависит практически только от высоты над основанием облака, позволяет производить вычисление пересыщений. Мы будем предполагать, что пересыщение в облаке (за исключением той его части, где число капель в единице объёма растёт с высотой) зависит только от скорости восходящего потока, а при заданной скорости является постоянным.

В начальной стадии существования облачной капельки её рост осуществляется в основном за счёт диффузионных процессов — непосредственной конденсации в пересыщенной атмосфере и диффузионной перегонки водяного пара от мелких капель к крупным или от тёплых капель к холодным благодаря разности упругостей насыщающего пара над поверхностью частиц. Разнообразие размеров капель, как уже указывалось в разделе I, растёт с высотой. После того как в облаке появляются капельки радиуса  $r \approx 15 \mu$ , начинается их коагуляционный рост за счёт слияния капель разного размера, падающих с разными скоростями.

Процессами броуновской коагуляции облачных капель, их слиянием под действием гидродинамических и электрических сил и турбулентности воздуха мы пренебрегаем. Гравитационная коагуляция обеспечивает всё ускоряющийся рост радиуса капель до размера дождевых капель, в то время как конденсационный рост с увеличением размера капли замедляется.

Однако для того чтобы этот коагуляционный рост мог привести к значительному возрастанию размеров капель, необходимо, так же как и для диффузионного роста, развитие в облаках достаточно длительных восходящих движений. Чем больше скорость восходящего потока, тем больше могут вырасти в облаке капли за счёт коагуляции.

Мы производили расчёты при предположении, что в облаке имеется непрерывный и равномерный восходящий поток и что капли распределены по размерам в соответствии с асимптотической формулой Смолуховского:

$$n(r) = \frac{25 q_w}{4 \pi r_m^6} r^2 e^{-\frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3}}, \quad (3)$$

где  $q_w$  — водность облака,  $r_m$  — радиус капель, дающих наибольший вклад в водность. Вообще говоря, эта формула применима к ядрам конденсации, и то не вполне строго, так как они растут не только за счёт броуновской коагуляции, но и за счёт конденсации. Однако описанный выше характер начального роста облачных капель способствует тому, что распределение их по размерам сохраняет в общих чертах тот же вид и для расчётов, не претендующих на большую точность, можно пользоваться формулой (3). Учёт совместного действия конденсационного и коагуляционного процессов при наличии восходящего потока позволяет рассчитать рост капель с высотой и со временем<sup>18, 19</sup> (см. раздел II, 2).

Исходя из предположения, что капли, достигшие верхней точки своей траектории, при последующем падении не сталкиваются друг с другом, теоретически находится число дождевых

капель (см. раздел II, 3). Таким образом указанные выше предположения позволяют в основном решить проблему осадков из чисто-водяных облаков. Наиболее существенным для дальнейшего развития теории является исследование закономерностей восходящих движений в облаках.

Что касается роли ледяной фазы, то, как уже сказано во введении, её появление ускоряет диффузионную стадию роста, так как рост ледяных частиц в результате перегонки водяного пара с капель идёт значительно быстрее, чем рост водяных капель вследствие конденсации при не слишком больших скоростях восходящего потока. Количественный расчёт легко выполняется, если считать, что пересыщение относительно ледяных частиц увеличено по сравнению со случаем капель на разность упругостей насыщенного пара над водой и льдом (см. раздел II, 4).

При  $r \approx 50 - 60 \mu$  и водности  $q_w = 1 \text{ г/м}^3$  частицы растут вследствие коагуляции быстрее, чем за счёт конденсации, и скорость роста практически не зависит от того, является ли частица жидкой или твёрдой, вплоть до тех размеров, когда форма падающих жидких частиц начинает заметно деформироваться.

## 2. Рост капель вследствие конденсации и коагуляции в облаке с восходящим потоком

Рассчитаем рост капли в облаке с равномерным и непрерывным восходящим потоком при одновременном действии конденсации и коагуляции.

Капля в таком облаке в начальный период своего существования поднимается вверх, увлекаемая восходящим потоком, до достижения ею такого размера, что скорость её падения становится равной скорости восходящего потока. При дальнейшем укрупнении капля начинает опускаться.

Изменение высоты капли над основанием облака описывается дифференциальным уравнением (если скорость её падения считать стоксовой)

$$\frac{dz}{dt} = u - \frac{2}{9} \frac{\rho g}{\eta} r^2, \quad (4)$$

где  $\rho$  — плотность воды,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\eta$  — вязкость воздуха,  $r$  — радиус капли,  $u$  — скорость восходящего потока, В верхней точке траектории

$$r = \sqrt{\frac{9\eta u}{2\rho g}}. \quad (5)$$

Для крупных капель нужно учитывать отклонение от закона Стокса.

Для решения уравнения (4) перейдем в левой части к дифференцированию по  $r$ , а скорость роста радиуса при одновременном действии конденсации и коагуляции будем определять как сумму скоростей роста за счет каждого из процессов:

$$\frac{dr}{dt} = \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}} + \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}}. \quad (6)$$

Нахождение конденсационной скорости роста в плотном облаке, когда расстояния между каплями малы, является сложной задачей, не решенной до сих пор. Мы ограничимся рассмотрением конденсационного роста изолированной капли при заданном пересыщении.

Как известно из теории и экспериментов в камере Вильсона, квадрат радиуса капли изменяется при постоянном пересыщении пропорционально времени  $t^*$ ):

$$r^2 = 2 \varepsilon D t, \quad (7)$$

где  $\varepsilon = \frac{q_v - q_0}{\rho}$  — абсолютное пересыщение в безразмерных единицах,  $q_v$  — плотность водяного пара в окружающем пространстве,  $q_0$  — плотность насыщающего водяного пара над поверхностью капли,  $D$  — коэффициент диффузии водяного пара в воздухе.

Величина  $\varepsilon$  находится по экспериментальным значениям для конденсационного роста  $r_m$  с высотой. Из экспериментального факта, что для разных облаков  $r_m$  на заданной высоте имеет практически одинаковые значения, и следует указанное выше предположение о постоянстве пересыщения при постоянной скорости восходящего потока

$$\frac{\varepsilon}{u} = \text{const}. \quad (8)$$

\*) За исключением начального периода роста капли, когда необходимо пользоваться формулой

$$t = \frac{1}{2 \varepsilon D} \left[ r^2 + 2 \frac{\alpha}{\xi} r + \frac{\alpha^2}{\xi} \ln \frac{r}{\alpha} - \left( \frac{1}{6} - \frac{\beta^3}{\alpha^3} \right) \frac{2 \alpha^3}{\xi r} + \dots \right], \quad (7')$$

которая получена нами методом М. Е. Швеца<sup>16</sup> с учетом зависимости плотности насыщающего водяного пара над поверхностью капли от её радиуса и концентрации примесей. В формуле (7')  $\alpha$  и  $\beta$  — величины, входящие в формулы Томсона и Рауля и имеющие размерность длины:

$$\alpha = \frac{2 \sigma}{\rho R_w T}, \quad \beta^3 = \frac{3 m}{4 \pi \rho} \frac{\mu_v}{\mu_n} \quad (\sigma — \text{поверхностное натяжение, } R_w — \text{газовая постоянная для водяного пара, } T — \text{абсолютная температура, } m — \text{масса примеси в капле, } \mu_v \text{ и } \mu_n — \text{молекулярные веса воды и примеси),}$$

$$= \frac{q_v - q_0}{q_0} — \text{относительное пересыщение.}$$

Сравнение с данными В. А. Зайцева показало, что постоянная примерно равна  $3 \cdot 10^{-11}$ . Следовательно, при  $u = 10$  см/сек  $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-10}$ , при  $u = 100$  см/сек  $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-9}$  и т. д.

Значения скорости роста капель за счёт конденсации при разных  $\varepsilon$  даны на рис. 9. Кривые рассчитаны по формуле (7'). Пояснение к коагуляционным кривым, имеющимся на рис. 9, будет дано ниже.

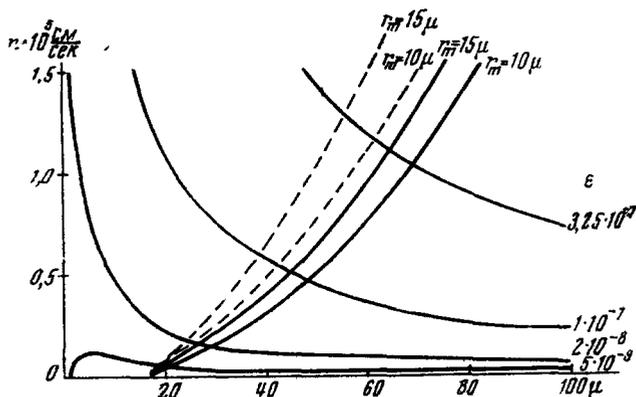


Рис. 9. Скорость роста капель за счёт коагуляции при водности  $1 \text{ г/м}^3$  и за счёт конденсации при разных пересыщениях.

Если капля растёт только за счёт конденсации, то интегрирование уравнения (4) даёт<sup>7</sup>

$$z = \frac{r^2}{2\varepsilon D} \left( u - \frac{\rho g}{9\eta} r^2 \right). \quad (9)$$

Верхняя точка траектории находится из формулы

$$H = \frac{9\eta u^2}{8\rho g \varepsilon D}, \quad (10)$$

а радиус капли в момент её выпадения из облака

$$r = \sqrt{\frac{9\eta u}{\rho g}}. \quad (11)$$

При  $u = 10$  см/сек капля может вырасти в облаке за счёт конденсации только до  $r = 40$  μ, а верхняя точка её траектории располагается на высоте 3 км. При  $u = 70$  см/сек капля, растущая за счёт конденсации, имела бы при выпадении из облака радиус 170 μ, причём она должна была бы подниматься внутри облака до высоты 36 км в течение почти 9 час.

Как уже указывалось выше, расчёт по конденсационным формулам можно вести только до  $r = 15$  μ. Далее необходимо учитывать коагуляционный рост.

Скорость роста капли за счёт гравитационной коагуляции в облаке полидисперсного строения определяется выражением

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}} = \int ES n_1 \Delta v \Delta r dr_1, \quad (12)$$

где  $E$  — коэффициент коагуляции,  $S = \pi(r + r_1)^2$  — эффективное сечение столкновения,  $n_1$  — число облачных капель радиуса  $r_1$  в единице объёма,  $\Delta v$  — разность скоростей падения капель с радиусами  $r$  и  $r_1$ ,  $\Delta r$  — увеличение радиуса крупной капли при слиянии с одной каплей радиуса  $r_1$ .

Интегрирование выполняется по всем размерам облачных капель ( $r_1 < r$ ), с которыми может коагулировать капля радиуса  $r$ .

Согласно Ленгмюру<sup>28</sup> столкновение двух сферических капель, движущихся в вязкой среде, возможно в том случае, если коэффициент инерции удовлетворяет условию

$$k = \frac{\lambda_1}{r} \geq 1,214, \quad (13)$$

где  $\lambda_1$  — длина инерционного пути малой капли;  $r$  — радиус большой капли. Величина  $\lambda_1$  определяется следующим образом. Пусть капля радиуса  $r_1$  падает в вязкой среде со скоростью  $v_0$ . Если считать сопротивление среды стоксовым, то скорость движения капли будет уменьшаться со временем по экспоненциальному закону

$$v = v_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}},$$

где  $\tau_1 = \frac{2}{9} \frac{\rho}{g} r_1^2$  — время релаксации инерционного движения, т. е. время, в течение которого скорость движения капли уменьшается в  $e$  раз.

Путь, проходимый каплей по инерции, равен

$$\lambda_1 = \int_0^{\infty} v_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}} dt = v_0 \tau_1.$$

При движении двух капель с радиусами  $r$  и  $r_1$  под действием тяжести в вязкой среде их относительная скорость в начальный момент сближения, когда траектории ещё можно считать неискажёнными, равна

$$v_0 = g(\tau - \tau_1).$$

Следовательно, инерционный путь движения капли радиуса  $r_1$  относительно капли радиуса  $r$  будет

$$\lambda_1 = g\tau_1(\tau - \tau_1).$$

После подстановки значения  $\lambda_1$  в (13) мы находим условие для коагуляции капель

$$r \sqrt{\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{R^3}{r^3}}} \leq r_1 \leq r \sqrt{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{R^3}{r^3}}}, \quad (14)$$

где  $R = \sqrt[3]{\frac{1,214}{g} \left(\frac{9\eta}{2\rho}\right)^2} \approx 9 \mu$  — характерный радиус для гравитационной коагуляции. Область коагуляции показана на рис. 10.

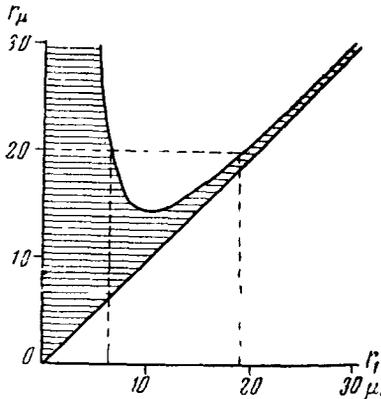


Рис. 10. Область коагуляции облачных капель (не заштрихована).

Коэффициент коагуляции  $E$  мы полагали равным<sup>19</sup>

$$E = \left(\frac{k-1,214}{k}\right)^2, \quad (15)$$

что даёт значения, близкие к ленгмюровскому коэффициенту соударения, полученному экспериментально. Коэффициент эффективности соударения внутри облака мы считали равным единице (в соответствии с опытами Б. В. Дерягина и П. С. Прохорова<sup>6,9</sup>, подтвердившими это для значительного интервала скоростей падения капель в насыщенном воздухе), т. е. считали, что каждое столкновение капель приводит к их слиянию.

Для мелких капель, к которым применим закон Стокса, интегрирование (12) при постоянных  $q_w$  и  $r_m$  даёт

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}} = \frac{\rho g}{18\eta} \frac{q_w r_m^4}{r^3} P\left(\frac{r}{r_m}\right), \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned}
 P\left(\frac{r}{r_m}\right) = & \left\{ [1 - (1+x)e^{-x}] \frac{r^4}{r_m^4} + \right. \\
 & + 2\left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{1}{3}} \Upsilon\left(\frac{7}{3}, x\right) \frac{r^3}{r_m^3} - \frac{6}{5} [2! - (x^2 + 2x + 2!)e^{-x}] \frac{r}{r_m} - \\
 & - \left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{4}{3}} \Upsilon\left(\frac{10}{3}, x\right) - \left[ 2\left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \Upsilon\left(\frac{4}{3}, x\right) \frac{r^3}{r_m^3} + \right. \\
 & \left. + 4\left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{1}{3}} \Upsilon\left(\frac{5}{3}, x\right) \frac{r^2}{r_m^2} + 2\frac{r}{r_m} - 2(1+x)e^{-x} \frac{r}{r_m} \right] \frac{R^3}{r_m^3} + \\
 & + \left[ \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{4}{3}} \Upsilon\left(\frac{2}{3}, x\right) \frac{r^2}{r_m^2} - \right. \\
 & \left. - 2\left(\frac{5}{3}\right)^2 e^{-\frac{5}{3} \frac{r}{r_m}} Ei\left(\frac{5}{3} \frac{r}{r_m^3} - x\right) \frac{r^4}{r_m^4} + \right. \\
 & \left. + 2\left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{3}{5} \frac{r^3}{r_m^3}\right)^k \Upsilon\left(\frac{3k+4}{3}, x\right) + \right. \\
 & \left. + 2\left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{r_m}{r} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{3}{5} \frac{r^3}{r_m^3}\right)^k \Upsilon\left(\frac{3k+5}{3}, x\right) \right] \frac{R^6}{r_m^6} \Bigg\}_{x_0}^{x_1}; \\
 x = & \frac{5}{3} \frac{r_1^3}{r_m^3}, \text{ а пределы для } r_1 \text{ даны неравенством (14).}
 \end{aligned}$$

Результат вычисления для двух значений  $r_m = 10 \mu$  и  $15 \mu$  при водности облака  $q_w = 1 \text{ г/м}^3$  представлен графически на рис. 9\*), где пунктирные коагуляционные кривые рассчитаны по формуле (16), а сплошные — при предположении, что крупная капля радиуса  $r$  коагулирует только с каплями  $r_1 \leq r_m$ . В последнем случае решение задачи о коагуляционном росте доводится до конца аналитически.

Если в (16) за верхний предел считать  $r_m$ , то функция  $P\left(\frac{r}{r_m}\right)$  превращается в многочлен 4-й степени. Найдя корни этого

\*) Впервые сопоставление кривых скорости конденсационного роста с нашими кривыми для скорости коагуляционного роста произведено Б. В. Кирюхиным.

многочлена и раскладывая дробь  $\frac{r^2}{P\left(\frac{r}{r_m}\right)}$  на простейшие слага-

емые, мы получаем легко интегрируемое дифференциальное уравнение. Результат для скорости роста получается в этом случае, как видно из графика, заниженным. Для крупных капель можно выполнять решение численным интегрированием с учётом отклонения скорости падения от стоксова значения.

С помощью (7) и (16) мы получаем для скорости роста за счёт конденсации и коагуляции

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\varepsilon D}{r} + \frac{\rho g}{18 \eta} \frac{q_w r_m^4}{r^2} P\left(\frac{r}{r_m}\right). \quad (17)$$

Это уравнение не является вполне строгим, так как первый член справа вычислен в предположении, что капля является изолированной, в то время как второй член предполагает столкновения капель. Однако для расчётов, не претендующих на большую точность, им можно пользоваться, тем более, что оба члена должны учитываться для ограниченного интервала размеров капли. В начальный период роста капли (до  $r = 15 \mu$ ) второй член справа равен нулю, для крупных капель можно пренебречь первым членом.

Переходя в (4) к дифференцированию по  $r$  и пользуясь (17), мы получим

$$\frac{dz}{dr} = -\frac{4}{q_w} \frac{\frac{r^4}{r_m^4} - \frac{9 \eta u}{2 \rho g r_m^2} \frac{r^2}{r_m^2}}{P'\left(\frac{r}{r_m}\right)}, \quad (18)$$

где функция  $P'\left(\frac{r}{r_m}\right)$  включает и конденсационный член.

Решая это уравнение, мы найдём «траектории» капли в облаке  $z(r)$ , а решая (17) — зависимость  $r(t)$ . При учёте столкновений капли радиуса  $r$  только с мелкими облачными каплями  $r_1 \ll r_m$  решение уравнения (18) имеет вид

$$z = -4 \frac{r_m}{q_w} \Phi\left(\frac{r}{r_m}\right). \quad (19)$$

Вид функции  $\Phi\left(\frac{r}{r_m}\right)$  для случая облака с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек дан в таблице II для нескольких значений  $r_m$ .

Вычисления по этим формулам можно производить в таких интервалах размеров, чтобы выражения под знаком логарифма были положительными. Это ограничение связано с выбором вида коэффициента коагуляции.

Таблица II

Вид функции  $\Phi\left(\frac{r}{r_m}\right) = \Phi(y)$ , входящей в формулу (19), для облака со скоростью восходящего потока  $u = 10$  см/сек.

$r_m$ в $\mu$	$\left(1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}}\right) \cdot \Phi(y)$
5	$y + 74,5 \lg(y - 19,0) - 10,0 \lg(y - 9,10) - 0,72 \lg(y^2 + 0,63y + 1,10) + 0,42 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2y + 0,63}{2,00}$
10	$y - 4,71 \lg(y - 2,16) + 6,25 \lg(y - 1,26) + 1,58 \lg(y^2 + 1,39y + 0,84) - 0,89 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2y + 1,39}{1,40}$
15	$y - 1,17 \lg(y - 1,21) + 0,64 \lg(y + 0,25) - 0,34 \lg(y^2 + 1,48y + 0,82) - 3,67 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2y + 1,48}{1,04}$
20	$y - 0,39 \lg(y - 1,01) + 2,96 \lg(y + 0,55) - 2,60 \lg(y^2 + 1,60y + 0,82) - 2,72 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2y + 1,60}{0,85}$

Результат последовательного вычисления (ход  $r_m$  с высотой рассчитывался численным интегрированием по аналогичным фор-

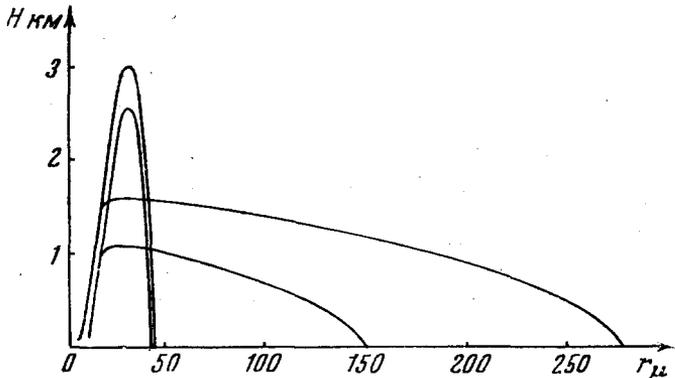


Рис. 11. Рост капель с высотой в облаке с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек.

мулам при  $r = r_m$ ) представлен на рис. 11 для двух значений начального радиуса капли на уровне 100 м от основания облака:  $r_0 = 5,5 \mu$  и  $r_0 = 10 \mu$ .

Для сравнения в левой части графика вычерчены кривые для чисто-конденсационного роста капель. При решении задачи с учётом столкновений капель всех размеров радиус начальных капель дождя увеличивается от  $150 \mu$  до  $330 \mu$ .

Расчёт времени по формуле (17), выполненный численным интегрированием, показывает, что дождь может начаться в случае облака со скоростью восходящего потока  $u = 10 \text{ см/сек}$  через 6,3 часа после образования облака.

Результат вычислений для случая  $u = 70 \text{ см/сек}$ , когда мы могли произвести сопоставление наших теоретических данных с данными наблюдений, приведён на рис. 12 и 13.

Графики рассчитаны для начальных капель дождя при следующих исходных данных: высота основания облака  $1000 \text{ м}$  над уровнем моря, температура на этом уровне  $+6^\circ \text{С}$ , радиус капель на уровне  $100 \text{ м}$  от основания облака  $r_0 = 10 \mu$ .

Из рисунков видно, что дождь может начаться с выпадения через основание облака капель радиусом  $r \approx 1200 \mu$  через 1 ч. 20 м. после образования облака. Минимальная высота об-

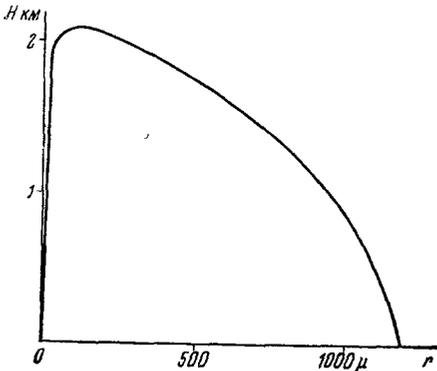


Рис. 12. Рост капель с высотой в облаке с восходящим потоком  $u = 70 \text{ см/сек}$ .

лачности, дающей осадки, должна составлять  $2100 \text{ м}$ , а полная высота облачности к моменту выпадения дождя равняется  $3400 \text{ м}$ .

Нам удалось 26 мая 1950 г. наблюдать из района Колтуш, близ Ленинграда, за развитием гряды кучево-дождевых облаков медленно движущегося холодного фронта от момента её возникновения до выпадения дождя.

В этот день утром в Ленинграде был туман, рассеявшийся после восхода солнца. Около 8 час. утра по солнечному времени в юго-западном направлении от Колтуш появилась гряда быстро растущих кучевых облаков. Облака и горизонт были всё время хорошо видны. О вертикальной мощности облаков можно было судить по угловым расстояниям и по известному уровню основания облачности, установленному самолётным зондированием ( $1,2 - 1,3 \text{ км}$  над уровнем моря, температура на этом уровне  $+10,5^\circ \text{С}$ ).

Вертикальное развитие облаков происходило неравномерно путём появления быстро растущих выпуклостей на верхней их

поверхности. После обнаружения выпуклости длительность времени её роста составляла обычно 3—4 мин., а скорость роста достигала 4 м/сек.

К 9 ч. 35 м. произошло растекание ряда вершин и образование почти плоской верхней поверхности. Высота верхней границы облачности в 9 ч. 41 м. составляла около 5 км (температура на этом уровне — 10° С).

Средняя скорость вертикального развития составила 70 — 80 см/сек.

В 9 ч. 58 м. под облаком замечено образование полос падения, развившихся до земли. Следовательно, для образования дождя потребовалось менее 2 час. после возникновения облачности.

Эта цифра удовлетворительно согласуется с нашим результатом, если учесть, что от рассчитанного нами выпадения первых капель дождя через основание облака до момента появления заметной полосы падения должно пройти по крайней мере 10—15 мин. Некоторая разница вполне объяснима тем, что мы не учитывали испарения капель, которое может играть важную роль, особенно в начальный период существования облака, и неравномерность развития облака.

Наши результаты могут быть также сопоставлены с данными Ленгмюра<sup>29</sup> о процессе развития близ Альбукерка (США, Нью-Мексико) 21 июля 1949 г. мощного *Cb*, за которым велось одновременно визуальное наблюдение и наблюдение с помощью радиолокатора.

Кучевое облако появилось в 8 ч. 30 м. вблизи цепи гор Манцано. До 9 ч. 57 м. облако медленно росло в высоту со средней скоростью порядка 80 см/сек до уровня 7,9 км (температура — 23° С). С этого момента вертикальная скорость увеличилась до 3,7 м/сек. В 10 ч. 06 м., когда вершина облака имела высоту 11 км, радиолокатором обнаружено радиозо на высоте 6 км (т. е., судя по данным Ленгмюра, примерно на высоте 2,3 км над основанием облака при температуре — 9° С). Вершина эхо в течение первых 6 мин. поднялась до уровня порядка 10 км со

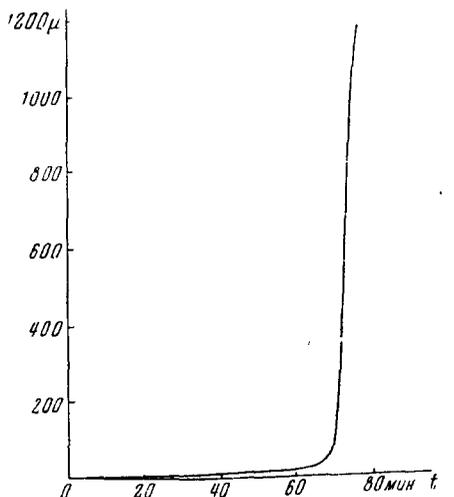


Рис. 13. Рост капель со временем в облаке с восходящим потоком  
 $u = 70$  см/сек.

средней скоростью  $u = 11$  м/сек, что указывает на скорость восходящего потока до  $15 - 17$  м/сек.

В 10 ч. 10 м., т. е. через 4 мин. после обнаружения радиоэхо, была видна первая вспышка молнии. Вскоре под облаком замечен сильный дождь.

Будем считать, что радиоэхо могут дать капли радиусом  $100 - 200 \mu$  при достаточно большой их концентрации. Согласно нашему графику первые капли такого размера могли появиться через 1 ч. 10 м. — 1 ч. 15 м. после образования облака, а увеличение их концентрации до значения, способного обеспечить радиоэхо, требовало ещё некоторого времени. Фактическое время составило 1 ч. 36 м. Согласие снова можно считать удовлетворительным.

Грозовые разряды, как мы увидим в разделе III, могут образоваться в области, где радиус капель достигает ориентировочно значения порядка  $1000 \mu$ . Для образования таких капель согласно рис. 13 требуется время  $3 - 5$  мин. после того, как капли достигли указанного для начала радиоэхо размера (это время мало зависит от скорости восходящего потока), что прекрасно согласуется с фактическим результатом.

Ленгмюр считает, что на выпадение дождя в описанном им случае оказал существенное воздействие выпуск с земли дыма  $AgI$ , частички которого при отрицательных температурах могут служить зародышами для образования ледяных частиц. Наши данные показывают, что дождь мог идти и без всякого участия ледяной фазы (при расчётах влияние её не учитывалось), а следовательно, и без воздействия  $AgI$ .

### 3. Расчёт числа дождевых капель и интенсивности осадков

Как мы уже указывали выше, число дождевых капель для облака с равномерным восходящим потоком можно рассчитать, не претендуя на точность, с помощью предположения, что капли, падающие по отношению к земле, не сталкиваются друг с другом.

Основанием для такого предположения служит малость числа дождевых капель в единице объёма и разности скоростей их падения. Столкновения падающих капель друг с другом ускорили бы выпадение их и увеличивали бы интенсивность осадков в начальный период дождя.

Таким образом для определения числа дождевых капель достаточно подсчитать число облачных капель, достигающих за единицу времени максимальной высоты, на которой их радиус равен  $r_{кр} = \sqrt{\frac{9\eta u}{2\rho g}}$ . Чтобы представить наглядно процесс развития дождя в пространстве и во времени, мы произвели расчёт

роста капель, имеющих на уровне 100 м от основания облака различные радиусы при скорости восходящего

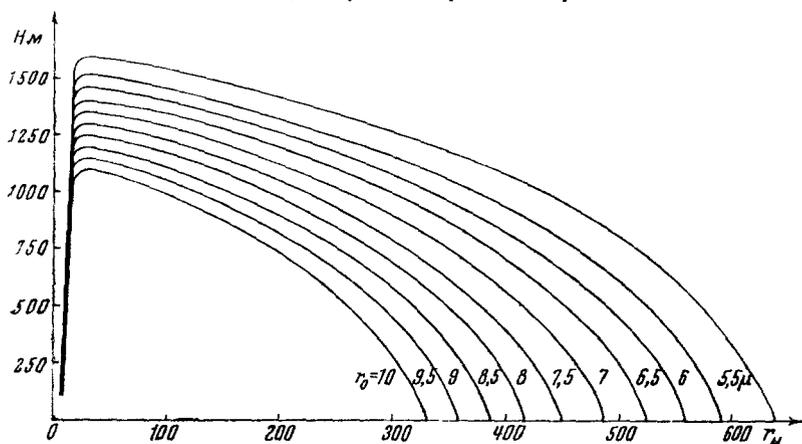


Рис. 14. Рост с высотой капель разных начальных размеров в облаке с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек.

потока  $u = 10$  см/сек. Результаты расчёта представлены на рис. 14 и 15.

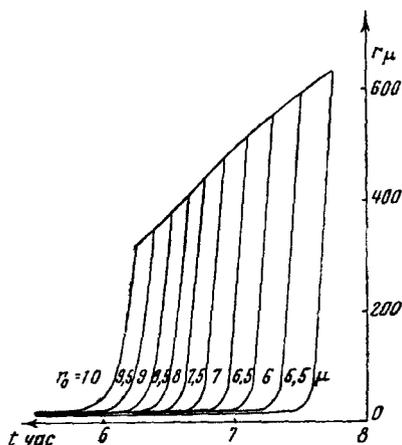


Рис. 15. Рост со временем капель разных начальных размеров в облаке с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек.

Для момента, когда капли, имевшие  $r_0 = 10 \mu$ , достигают своей верхней точки, число дождевых капель можно считать равным нулю.

Для  $k$ -го этапа расчёта число капель с  $r \geq r_{кр}$ , образующихся в столбе с единичной площадью сечения за единицу времени, будет равно

$$N_k = u \left( n_k e^{-\frac{5}{3} \frac{r_{кр}^3}{r_m^3}} - n_{k-1} e^{-\frac{5}{3} \frac{R_{k-1}^3}{r_m^3}} \right), \quad (20)$$

где  $n_k = \frac{5 q \omega}{4 \pi r_m}$  — общее число капель в единице объёма на уровне, где  $r_k = r_{кр}$ ,  $r_m$  — радиус капель, дающих наибольший вклад

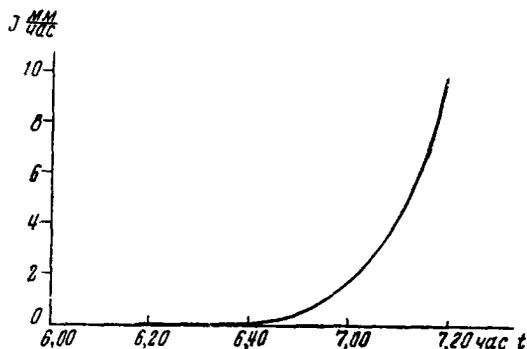


Рис. 16. Рост интенсивности дождя со временем для облака с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек.

в водность на этом уровне,  $R_{k-1}$  — радиус капель, которые достигли размера  $r = r_{кр}$  в конце предыдущего этапа расчёта и начали своё падение на более низких уровнях.

Значение  $R_{k-1}$  можно получать непосредственно из графика  $r(t)$ ; для этого достаточно от значения  $r_{k-1} = r_{кр}$  на соответствующей кривой провести линию, параллельную оси ординат. Точка пересечения с кривой для предыдущего этапа даст значение  $R_{k-1}$ . Для принятых нами этапов расчёта вторым членом в уравнении (20) можно пренебречь.

Умножая число капель  $N_k$  на объём капли соответствующего размера  $r_k$  при выпадении через основание облака и суммируя по всем размерам капель, которые встречаются в дожде к данному моменту времени, мы получим интенсивность дождя

$$I = \sum_k \frac{4}{3} \pi r_k^3 N_k. \quad (21)$$

График роста интенсивности дождя со временем для облака в случае  $u = 10$  см/сек дан на рис. 16.

За первые 40 мин. дождя его интенсивность медленно растёт до  $1 \text{ мм/час}$ , за последующие 20 мин. достигает значения  $8,5 \text{ мм/час}$ . При продолжении восходящего потока интенсивность дождя может достичь весьма больших значений. Однако в реальных условиях после начала дождя восходящие потоки обычно прекращаются или даже развиваются нисходящие потоки\*). Поэтому аномально большие интенсивности дождя при малых скоростях восходящего потока не достигаются.

При больших  $u$  рост интенсивности дождя со временем идёт значительно быстрее, а размеры капель дождя велики. Это характерно для летних ливневых осадков.

#### 4. Роль ледяной фазы

Как уже было указано во введении, ледяные частицы в облаке смешанного строения в начальный период своего существования растут значительно быстрее, чем капли.

Расчёт роста сферических ледяных частиц может быть произведён аналогично расчёту роста капель, описанному в разделе II, 2, с той лишь разницей, что пересыщение  $\epsilon$  должно быть увеличено на величину отношения разности плотностей насыщающего пара над водой и льдом к плотности льда.

Ледяные частицы могут появиться в облаке либо в виде замёрзших капель, либо в виде неких ледяных зародышей. Мы не занимались исследованием закономерностей возникновения ледяной фазы, но наши расчёты позволяют оценить влияние её появления на образование осадков.

Предположим сначала, что в области верхней части траектории первых частиц осадков (при отрицательных температурах) происходит замерзание капель. Опыты показывают, что в облаках замерзание капель начинается при температурах значительно ниже  $0^\circ \text{C}$ , причём при прочих равных условиях ранее всего замерзают наиболее крупные капли. Поэтому для расчёта можно допустить, что все капли кроме самых крупных продолжают оставаться в жидком переохлаждённом состоянии.

Анализ «траекторий»  $z(r)$  первых частиц осадков показывает, что при малых скоростях восходящего потока могут попасть в область достаточно низких температур только сравнительно крупные капли. Но выше уже было указано, что при  $q_w = 1 \text{ г/м}^3$  ледяные частицы с  $r \geq 50 - 60 \mu$  растут практически с такой же скоростью, как и капли, так как рост осуществляется в основном за счёт коагуляции. Поэтому замерзание крупных капель в указанных условиях практически не скажется на росте частиц.

---

\*) Кроме того, мы не учитывали при расчёте вымывания облака в процессе дождя.

При больших скоростях восходящего потока пересыщение для капель сравнимо по порядку величины с пересыщением над ледяными частицами в облаке смешанного строения. Поэтому замерзание капель также практически не скажется на их росте вплоть до тех размеров, когда капли будут разбрызгиваться, в то время как ледяные сферические частицы могут расти до очень больших размеров, не разрушаясь.

Следовательно, при непрерывном восходящем потоке расчёт роста для твёрдых сферических частиц, образующихся путём замерзания капель в верхней части траектории, можно вести (если

не учитывать температурных эффектов и не гнаться за большой точностью) так, как если бы они были жидкими.

Пример «траектории»  $z(r)$  первых частиц осадков для облака с восходящим потоком  $u = 5$  м/сек при высоте основания облака 1 км и температуре на этом уровне  $+6^\circ\text{C}$  приведён на рис. 17.

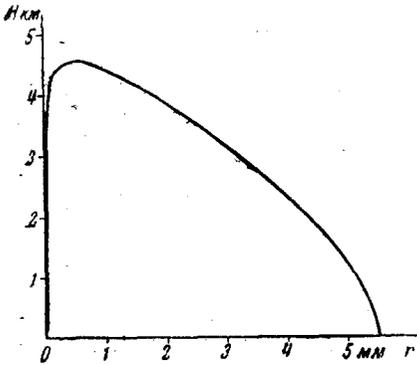


Рис. 17. Рост с высотой первых частиц осадков для облака с восходящим потоком  $u = 5$  м/сек.

Появление ледяных частиц на значительно более низких уровнях, чем вершина траектории первых частиц осадков, может привести к заметному ускорению выпадения осадков в случае облака с равномерным восходящим потоком. Так, при  $u = 70$  см/сек

образование ледяных частиц на уровне нулевой изотермы могло бы привести к выпадению осадков на 20—25 мин. раньше, чем в случае чисто-водяного облака. Однако наиболее существенной может быть роль ледяных частиц в случае прекращения вертикального развития облака, когда естественный процесс в водяном облаке не обеспечивает образования дождя, в то время как при появлении ледяных частиц условия для осадков могут оказаться достаточными. В умеренных широтах это, повидимому, имеет место весьма часто.

Перейдём к вопросу о таянии ледяных частиц. Пользуясь графиками  $z(r)$  и считая, что таяние ледяных частиц связано в основном с коагуляцией в облаке ниже уровня изотермы  $0^\circ\text{C}$ , легко рассчитать, в каком случае частицы выпадут в виде града и в каком случае — в виде дождя.

Предположим, что на уровне нулевой изотермы масса сферической ледяной частицы равна  $\mu_0$  и температура равна  $-\Delta t_d$ .

Тогда для плавления частицы требуется количество тепла

$$Q_{\text{пл}} = \mu_0 (q_{\text{пл}} + c_{\text{л}} \Delta t_{\text{л}}), \quad (22)$$

где  $q_{\text{пл}}$  — скрытая теплота плавления льда,  $c_{\text{л}}$  — теплоёмкость льда.

Тепло, получаемое за счёт коагуляции ледяной частицы с каплями, имеющими температуру  $\Delta t_{\text{в}}$  (мы считаем, что всё тепло идёт на плавление ледяной частицы), равно

$$Q_{\text{в}} = (\mu - \mu_0) c_{\text{в}} \Delta t_{\text{в}}, \quad (23)$$

где  $\mu$  — масса частицы в момент выпадения из облака,  $c_{\text{в}}$  — теплоёмкость воды.

Приравняв оба выражения, т. е. считая, что к моменту выпадения из облака ледяная частица полностью растает, мы получим

$$\frac{r^3}{r_0^3} = \frac{\rho_{\text{л}}}{\rho_{\text{в}}} \left( 1 + \frac{q_{\text{пл}} + c_{\text{л}} \Delta t_{\text{л}}}{c_{\text{в}} \Delta t_{\text{в}}} \right), \quad (24)$$

где  $\rho_{\text{л}}$  и  $\rho_{\text{в}}$  — плотности льда и воды.

Считая, что внутри облака имеется влажно-адиабатический градиент температуры и подставляя для оценки вместо  $\Delta t$  средние значения температуры ледяных частиц и капель, мы можем рассчитать для заданных условий значения  $r_0$ . Если соответствующее значение на кривой  $z(r)$  лежит выше фактической нулевой изотермы, то ледяная частица заведомо не сможет растаять, даже если всё тепло капель пойдёт на таяние.

Например, при  $u = 70$  см/сек (см. рис. 12) для таяния ледяной частицы требуется 0,3 кал. За счёт притока тепла от капель, с которыми частица коагулирует в слое ниже уровня изотермы  $0^\circ \text{C}$ , она получит лишь 0,08 кал. Следовательно, при температуре основания  $+6^\circ \text{C}$  ледяная частица не сможет растаять, и осадки выпадут в виде града. Грубая оценка показывает, что осадки в виде дождя (если имеет место замерзание капель в верхней части их траектории) смогут выпасть только в том случае, когда температура на уровне основания облака равна  $+9^\circ \text{C}$ . При  $u = 5$  м/сек соответствующая критическая температура основания облака — порядка  $+17^\circ \text{C}$ . Появление ледяных частиц в виде зародышей несколько изменило бы эти значения.

Наконец, рис. 17 показывает, что для образования сравнительно крупного града совсем не требуется аномально больших скоростей восходящего потока. Град с диаметром частиц порядка 1 см может образоваться уже при скорости восходящего потока 5 м/сек, если он достаточно продолжителен.

## III. ГРОЗОВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

## 1. Заряжение облачных капель

Процесс заряжения облачных капель, так же как и процесс роста их размера, можно разбить на две стадии: диффузионную и коагуляционную. Диффузионная стадия согласно Я. И. Френкелю<sup>18</sup> состоит в преимущественном захвате облачными каплями отрицательных ионов воздуха.

Вода представляет собой дипольную жидкость, в поверхностном слое которой дипольные молекулы ориентированы отрицательными концами в наружную сторону. Прохождение двойного электрического слоя облегчено для отрицательных ионов и затруднено для положительных ионов.

Скачок потенциала в двойном электрическом слое равен

$$\xi = 4 \pi l \delta \bar{p}, \quad (25)$$

где  $n$  — число молекул воды в единице объёма,  $\delta$  — толщина поверхностного слоя,  $\bar{p}$  — среднее значение проекции дипольного момента молекулы на внутреннюю нормаль к поверхности.

Полагая  $n = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 10^{-19}$ , мы получим

$$\xi \approx 0,3 \text{ в.}$$

Преимущественный захват отрицательных ионов продолжается до тех пор, пока скачок потенциала не компенсируется кулоновским полем.

В равновесном состоянии

$$\xi = -\frac{q}{r},$$

откуда получаем для равновесного заряда капли

$$q = -\xi r. \quad (26)$$

Потенциал  $\xi$  называется электрокинетическим потенциалом. Согласно формуле (26) один элементарный заряд  $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$  является равновесным зарядом капельки (ядра конденсации) с радиусом  $r = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ . Капелька с радиусом  $r = 10^{-3} \text{ см}$  имеет равновесный заряд  $2000 e$ . Такой порядок величины действительно имеют заряды капель тумана<sup>11</sup>.

После того как облачная капелька начинает коагулировать с другими облачными капельками, рост её заряда ускоряется, так как заряд увеличивается за счёт коагуляции, грубо говоря, про-

порционально увеличению массы, т. е. пропорционально третьей степени радиуса, в то время как равновесный заряд пропорционален радиусу<sup>14</sup>. Коагуляционный рост заряда в плотной части облака не может быть компенсирован захватом ионов положительного знака на пути падения крупной капельки.

При благоприятных условиях, прежде всего при наличии в облаках достаточно мощных вертикальных движений, заряд капель может достигать аномально больших значений, обеспечивающих при достаточной концентрации крупных капель образование в облаках разрядных значений напряжённости электрического поля порядка 30 000 в/см.

Расчёт коагуляционного роста заряда выполняется следующим образом. Предположим, что мелкие облачные капельки (до  $r_1 = r_m$ ) имеют равновесный заряд  $q_1$ , а крупные капельки коагулируют только с каплями, радиус которых удовлетворяет условию:

$$r_1 \leq r_m.$$

Скорость роста заряда крупной капли, падающей через полидисперсное облако, будет равна<sup>20</sup>

$$\frac{dq}{dt} = \int_{r_0}^{r_m} E S n_1 q_1 \Delta v dr_1 \quad (27)$$

(обозначения те же, что и в разделе II). После подстановки всех входящих в (27) выражений и интегрирования мы получаем

$$\frac{dq}{dt} = \frac{2\pi\delta g}{9\eta} Q q_w r_m^4 Q_4 \left(\frac{r}{r_m}\right), \quad (28)$$

где

$$Q = \frac{\int_0^{r_m} \xi r_1 n_1 dr_1}{\int_0^{r_m} \frac{4}{3} \pi r_1^3 n_1 dr_1} = \frac{3}{4} \pi \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\gamma \left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right)}{1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}}} \frac{\xi}{r_m^2}$$

— удельный заряд мелких равномерно заряженных капелек, выходящий функцией  $r_m$ .

При  $r_m = 10 \mu$   $Q = 565 CGSE$ , при  $r_m = 15 \mu$   $Q = 250 CGSE$ .

$Q_4 \left(\frac{r}{r_m}\right)$  — многочлен четвертой степени относительно  $\frac{r}{r_m}$ .

определяемый из соотношения

$$\begin{aligned}
 \frac{\gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right)}{1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}}} Q_4 = & \gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{1}{3}} \left[ \gamma\left(\frac{5}{3}, \frac{5}{3}\right) - \right. \\
 & - \frac{5}{3} \gamma\left(\frac{2}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{R^3}{r_m^3} \left. \right] \frac{r^3}{r_m^3} - \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{4}{3}} \frac{R^3}{r_m^3} \left[ \frac{12}{5} \left(1 - e^{-\frac{5}{3}}\right) - \right. \\
 & - \left. \frac{R^3}{r_m^3} E_i\left(-\frac{5}{3}\right) + \frac{R^3}{r_m^3} E_i\left(-\frac{5}{3} \frac{r_0^3}{r_m^3}\right) \right] \frac{r^2}{r_m^2} - \\
 & - 2 \left[ \frac{3}{5} \gamma\left(\frac{7}{3}, \frac{5}{3}\right) + \gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{R^3}{r_m^3} - 5 \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{1}{3}} e^{-\frac{5}{3}} \frac{R^6}{r_m^6} - \right. \\
 & - \left. 5 \gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{R^6}{r_m^6} \right] \frac{r}{r_m} - \left[ \left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{4}{3}} \gamma\left(\frac{8}{3}, \frac{5}{3}\right) - \right. \\
 & \left. - 2 \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \gamma\left(\frac{2}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{R^6}{r_m^6} \right].
 \end{aligned}$$

Как легко убедиться,  $r_0$  нужно учитывать только в члене с интегральной показательной функцией  $E_i$ . Для дальнейших вычислений удобно в левой части уравнения (28) перейти к дифференцированию по  $r$ ; скорость роста радиуса уже вычислена в разделе II (нужно только положить верхний предел равным  $r_m$ ).

С помощью (16) и (28) мы получаем

$$\frac{dq}{dr} = 4 \pi r^2 Q \frac{Q_4}{P_4}. \quad (29)$$

Если  $\frac{r}{r_m}$  велико, то можно ограничиться первыми членами в выражениях для  $Q_4$  и  $P_4$ , и мы приходим к простому уравнению

$$\frac{dq}{dr} = 4 \pi Q r^2. \quad (29')$$

Интегрируя, мы получим тривиальную формулу

$$q = \frac{4}{3} \pi r^3 Q \quad (30)$$

— заряд капли равен её объёму, умноженному на удельный заряд.

Решение уравнения (29) в общем случае записывается так:

$$q = \frac{4}{3} \pi r_m^3 Q \cdot \varphi \left( \frac{r}{r_m} \right). \quad (31)$$

Функция  $\varphi \left( \frac{r}{r_m} \right)$  при водности  $q_w = 1 \text{ г/м}^3$  и при  $r_m = 10 \mu$  и  $15 \mu$  имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_{10}(y) = & y^3 + 0,06 y^3 + 18,5 y + 105 \lg(y - 3,09) - \\ & - 0,12 \lg(y - 0,29) + 6,14 \lg(y^3 + 1,36 y + 2,56) - \\ & - 9,27 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y + 0,68}{1,45}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi_{15}(y) = & y^3 - 0,52 y^3 + 1,77 y + 1,80 \lg(y - 1,05) - \\ & - 0,02 \lg(y + 0,23) - 0,14 \lg(y^2 + 1,14 y + 0,62) - \\ & - 1,00 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y + 0,57}{0,55}. \end{aligned}$$

Рост заряда каплей при разных  $r_m$  дан на рис. 18. Сопоставляя данные о зависимости заряда капли от радиуса с данными о зависимости радиуса капли от её высоты над основанием облака, мы получаем связь между зарядом капли и её положением в облаке.

В случае облака с восходящим потоком  $u = 10 \text{ см/сек}$  результат расчёта изображён графически на рис. 19. Кривая  $I$  даёт заряд каплей с начальным радиусом на уровне  $100 \text{ м}$  от основания облака  $r_0 = 10 \mu$ , кривая 2 — при начальном радиусе  $5,5 \mu$ .

При подъёме капли от основания облака до верхней точки траектории её заряд постепенно возрастает до  $3 \cdot 10^{-6} \text{ CGSE}$ . Максимальный заряд, который, вероятно, является завышенным, так как мы не учитываем захвата положительных ионов на пути падения, не

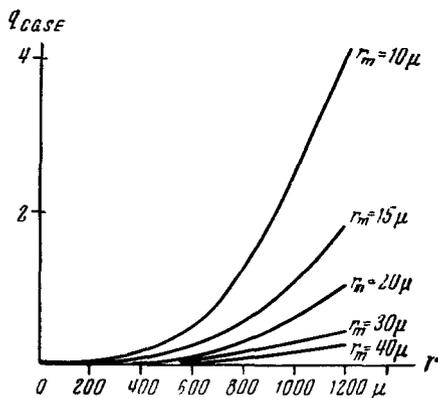


Рис. 18. Рост заряда крупных капель за счёт коагуляции с мелкими равновесно заряженными облачными каплями при постоянных значениях  $r_m$ .

превышает  $0,05 CGSE$ . Такой заряд капель вряд ли может обеспечить возникновение грозовых явлений.

Для облака с восходящим потоком  $u = 1$  м/сек результат подсчёта заряда капель дан на рис. 20.

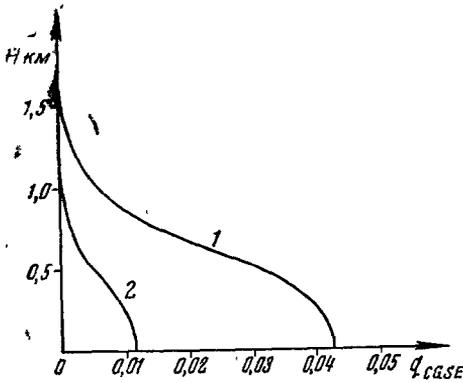


Рис. 19. Изменение заряда капли с высотой в облаке с восходящим потоком  $u = 10$  см/сек.

ряды в нижней части облака при продолжающемся росте захвата ионов может вести к образованию здесь положительно заряженных областей, часто наблюдающихся в грозовых облаках.

В случае облака с равномерным восходящим потоком область аномально заряженных капель имеет вид горизонтального слоя. Толщина слоя играет роль своего рода «длины пробега» капель, на которой заряд капель возрастает от равновесной величины до значений, обеспечивающих начало грозовых явлений.

Внутри этого слоя отрицательно заряженные капли испытывают силу, направленную вверх и препятствующую падению капель. На крупную каплю, заряд которой приближённо определяется формулой (30), дей-

Заряды капель порядка  $0,1 CGSE$  (поле у поверхности капель близко к пробивному) достигаются, как видно из графика, на высоте порядка  $3$  км над основанием облака. Это и является в данном случае наиболее грозоопасной областью.

Наши вычисления произведены, как уже указано, без учёта захвата ионов на пути падения, что могло вести к завышению величины заряда. Заметное на рис. 19 и 20 замедление коагуляционного роста за-

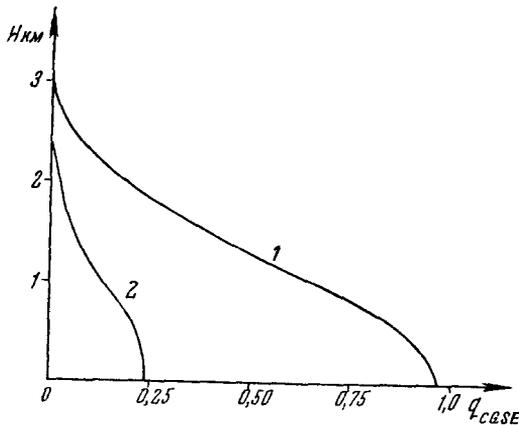


Рис. 20. Изменение заряда капли с высотой в облаке с восходящим потоком  $u = 1$  м/сек.

ствует электрическая сила

$$F = Eq = EQm, \quad (32)$$

где  $m$  — масса капли.

В случае, когда выполняется условие

$$Eq + F_{\text{тр}} = mg \quad (33)$$

( $F_{\text{тр}}$  — сила сопротивления воздуха для движущейся капли), результирующая сила равна нулю, и капля будет двигаться с постоянной скоростью относительно воздуха.

При  $E = \frac{mg}{q} = \frac{g}{Q}$  аномально заряженная капля будет двигаться вместе с воздухом. Напряженность такого поля равна при  $Q \approx 10^3 CGSE$

$$E_{\text{кр}} \approx 3000 \text{ в/см.}$$

Но для мелких, равномерно заряженных облачных капель, заряд которых пропорционален первой степени радиуса, это поле не будет критическим.

Для них критическое поле определяется уравнением

$$E'_{\text{кр}} = \frac{mg}{q} = \frac{4\pi gr_1^2}{3\xi}. \quad (34)$$

При  $r_1 = 10 \mu$   $E'_{\text{кр}} = 1200 \text{ в/см}$ , при  $r_1 = 20 \mu$   $E'_{\text{кр}} = 5000 \text{ в/см}$ ,  
при  $r_1 = 30 \mu$   $E'_{\text{кр}} = 10\,000 \text{ в/см}$ .

Таким образом, несмотря на то, что под действием электрического поля движение капель и изменится, между крупными и мелкими каплями всегда будет существовать разность скоростей движения, и их слияния могут продолжаться, хотя, повидимому, при  $E \approx E_{\text{кр}}$  процесс коагуляции замедляется.

Мы не учитываем здесь электрических сил взаимодействия заряженных капель. Это должно быть дополнительно исследовано, особенно для случая аномально заряженных капель.

## 2. Стационарное электрическое поле облака

Падение капель под действием силы тяжести приводит к макроскопическому разделению зарядов. В верхней части облака образуется слой, содержащий преимущественно положительные объёмные заряды, в нижней части облака создаётся преобладание отрицательных зарядов.

Если ток, обусловленный падением капель, компенсируется током проводимости в возникшем при разделении зарядов

электрическом поле, то достигается стационарное электрическое состояние облака. Его теория дана Я. И. Френкелем<sup>13</sup>.

Уравнение, описывающее стационарное состояние однородного облака, можно записать в виде

$$qnv = \lambda E, \quad (35)$$

где  $n$  — число капель в единице объёма,  $v$  — скорость падения капель,  $\lambda$  — проводимость воздуха в облаке.

Для мелкокапельного облака скорость падения капель определяется формулой

$$v = \frac{mg - qE}{6\pi\eta r} \quad (36)$$

Для напряжённости стационарного электрического поля окончательно получаем

$$E = \frac{\frac{4}{3} \pi r^3 n \rho g}{6\pi\eta\lambda + \xi^2 r}, \quad (37)$$

где  $\rho$  — плотность воды.

Второй член в знаменателе много меньше первого, и вместо (37) можно написать приближённую формулу

$$E = \frac{q_w g \xi}{6\pi\eta\lambda}, \quad (38)$$

где  $q_w$  — водность облака.

В случае полидисперсного облака общая водность равна сумме «парциальных» водностей. Если все капли равновесно заряжены, то электрическое поле облака не зависит от размера капель и определяется только водностью облака. Если положить  $q_w = 10^{-6} \text{ г/см}^3$ ,  $\eta = 1,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{сек}}$ ,  $\lambda = 4 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$  и  $\xi = 10^{-3} \text{ CGSE}$ , то находим

$$E \approx 100 \text{ в/см.}$$

Получается правильный порядок величины напряжённости электрического поля, хорошо согласующийся с результатами опытов.

### 3. Электрическое поле в грозовых облаках

В грозовых облаках электрическое поле имеет существенно нестационарный характер. Для вычисления напряжённости поля мы воспользуемся уравнением Пуассона, причём будем рассматривать в случае облака с равномерным восходящим потоком

только изменения поля в вертикальном направлении:

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi\rho. \quad (39)$$

Объёмная плотность электрического заряда  $\rho$  в грозовом облаке складывается из трёх частей: а) аномально большие заряды крупных капель, б) равновесные заряды мелких облачных капель, в) пространственный заряд ионов воздуха. Распределение объёмных зарядов по высоте представлено схематически на рис. 21.

Мы можем разбить по высоте всё облако на такие части, чтобы в каждой из них суммарный заряд был равен нулю. Поле в каждом из образованных таким образом «плоских» конденсаторов складывается из поля, образованного зарядами данного конденсатора, и внешнего поля. На схеме это изображено числом

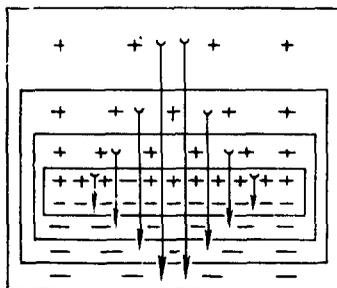


Рис. 21. Схема распределения объёмных зарядов в облаке.

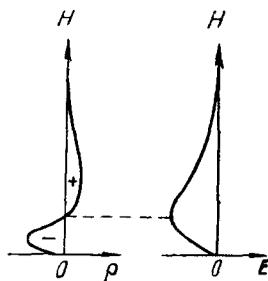


Рис. 22. Схема распределения по высоте плотности объёмного заряда облака  $\rho$  и напряжённости электрического поля  $E$ .

стрелок. Наибольшая напряжённость поля должна быть на том уровне облака, где объёмный заряд равен нулю.

На рис. 22 схематически изображено распределение по высоте плотности объёмного электрического заряда и напряжённости электрического поля.

Равновесные заряды мелких облачных капель и пространственный заряд ионов дают сравнительно небольшую плотность объёмных зарядов. Рост объёмного заряда благодаря диффузионным процессам и пространственному разделению зарядов при падении мелких капель происходит сравнительно медленно. Иной характер процесса имеет место при коагуляционном росте крупных капель. За короткое время в сравнительно тонком слое происходит скопление огромных зарядов, которые до появления крупных капель были рассредоточены по большому объёму.

Поэтому для целей грубой оценки мы можем предположить, что в области аномально заряженных капель (где происходит

активная коагуляция капель) вклад в  $\rho$  от равновесно заряженных облачных капель и ионов воздуха относительно невелик \*).

Тогда объёмная плотность электрического заряда будет для этой области представляться в виде

$$\rho = \sum_k n_k q_k, \quad (40)$$

где  $q_k$  — заряд капли радиуса  $r_k$ ,  $n_k$  — число аномально заряженных капель радиуса  $r_k$  в единице объёма. Суммирование производится по всем размерам аномально заряженных капель, находящихся в данном объёме облака.

Подставляя это выражение в (39), мы получим

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi \sum_k n_k q_k. \quad (41)$$

Общую напряжённость электрического поля, образованного зарядами крупных капель всех размеров, можно рассматривать как сумму «парциальных» напряжённостей  $E_k$ , каждая из которых связана с каплями определённого размера.

Для каждой из составляющих можно, таким образом, написать (отбрасывая индекс)

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi n q. \quad (42)$$

Так как заряд  $q$  вычислялся нами как функция радиуса, то удобно в левой части (42) перейти к дифференцированию по  $r$ .

Выражение  $\frac{dr}{dz}$  для роста капли за счёт коагуляции даётся формулой (18), причём конденсационным членом в знаменателе можно пренебречь. Если ограничиться первым членом полинома в знаменателе этой формулы и для  $q$  воспользоваться упрощённой формулой (30), то мы получим

$$\frac{dE}{dr} = 96\pi^3 \frac{\eta}{\rho g} \frac{NQ}{q_w} r, \quad (43)$$

где  $N = n(v - u)$  — число дождевых капель, падающих через  $1 \text{ см}^2$  за 1 сек.,  $v$  — скорость падения капли радиуса  $r$ .

Считая для небольших промежутков времени падения капель  $Q$  и  $q_w$  постоянными, мы получаем после интегрирования

$$E = 48\pi^3 \frac{\eta}{\rho g} \frac{NQ}{q_w} r^2, \quad (44)$$

\*) Конечно, это исказит общую картину распределения напряжённости поля по высоте.

т. е. напряжённость электрического поля, образованного зарядами аномально заряженных капель, пропорциональна удельному заряду капель и квадрату их радиуса.

Для целей оценки можно считать все капли дождя в данном слое облака одинаковыми. Полагая  $N = 0,2 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  (что соответствует умеренному дождю),  $Q \approx 10^3 \text{ CGSE}$  и  $q_w = 1 \text{ г/м}^3$ , мы убеждаемся в том, что напряжённость электрического поля достигает пробивных значений в области, где радиус капель — порядка 1000  $\mu$ .

Так как мы при расчётах не учитывали потери зарядов благодаря захвату ионов то наше значение  $r$  является заниженным.

Как мы видели в разделе II, капли соответствующего размера образуются на высоте 3—4 км над основанием облака при восходящих потоках порядка 1 м/сек и на большей высоте при больших скоростях. Это находится в хорошем согласии с данными опытов Симпсона<sup>32,33</sup> (см. раздел I).

Для крупной капли рост на пути  $z$  за счёт слияния с мелкими каплями приближённо даётся формулой<sup>14</sup>

$$r - r_0 = \frac{1}{4} q_w z.$$

Сопоставляя это выражение с (44), мы видим, что напряжённость поля в области активной коагуляции растёт, грубо говоря, пропорционально квадрату пути падения крупных капель относительно воздуха.

Приведённая здесь теория образования грозowego электричества не учитывает ряда важных факторов. Однако и в этой незаконченной форме она, как нам кажется, правильно описывает основные черты этого процесса. Существенным нам представляется и то, что эта теория описывает процесс образования осадков и процесс образования грозowego электричества с единой точки зрения.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Базилевич В. В. и др., Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 1 (1941).
2. Бергерон Т., Трёхмерно-связный синоптический анализ. Изд. Центр. упр. ГМС СССР, Москва, 1934.
3. Бергерон Т., Метеорология и гидрология № 3—4 (1935).
4. Боровиков А. М., Труды ЦАО, вып. 3 (1948).
5. Воейков А. И. Метеорология (1904).
6. Дерягин Б. В. и Прохоров П. С., Сб. «Новые идеи в области изучения аэрозолей», Изд. АН СССР, 1949.
7. Дерягин Б. В. и Тодес О. М., там же.
8. Зайцев В. А., Труды ГГО, вып. 13 (1948), вып. 19 (1950).
9. Прохоров П. С., Сб. «Новые идеи в области изучения аэрозолей», Изд. АН СССР, 1949.
10. Розенберг Г. В., УФН 39, 315 (1949).

11. Тверской П. Н., Атмосферное электричество, Гидрометеоздат, 1949.
  12. Фёдоров Е. К., Изв. АН СССР, сер. геогр. и геоф. 14, 25 (1944).
  13. Френкель Я. И., Теория явлений атмосферного электричества, Гостехиздат, 1949.
  14. Френкель Я. И. и Шишкин Н. С., Изв. АН СССР, сер. геогр. и геоф. 10, 301 (1946).
  15. Честная И. И., Труды ГГО, вып. 7 (1948).
  16. Швец М. Е., Прикл. матем. и мех. 13, 257 (1949).
  17. Шишкин Н. С., УФН 31, 461 (1947).
  18. Шишкин Н. С. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геоф. 12, 249 (1948).
  19. Шишкин Н. С., Труды ГГО, вып. 7, 13 (1948), вып. 24 (1950).
  20. Шишкин Н. С., Информ. сборник ГУГМС № 1, стр. 47 (1951).
  21. Austin P. a. Bemis A., J. Meteor. 7 145 (1950).
  22. Bergeron T., Tellus. QJ Geoph. Stockholm. 1, 32 (1949).
  23. Byers H. a. Coons R., J. Meteor. 4, 75 (1947).
  24. Findeisen W., Physik der Wolken., Berlin, 1939.
  25. Findeisen W., Met. Zeits. 55, 121 (1938); 56, 365, 453 (1939).
  26. Gunn R., Phys. Rev. 71, 181 (1947).
  27. Israel H., Met. Zeits. 61, 1 (1944).
  28. Langmuir I., J. Meteor. 5, 5 (1948).
  29. Langmuir I., Science. 112, 2898 (1950).
  30. Marshall I., Langille R., Palmer W., J. Meteor. 4, 186 (1947).
  31. Maynard R., J. Meteor. 2, 4 (1945).
  32. Simpson G. a. Scrase F., Proc. Roy. Soc. A161, 309 (1937).
  33. Simpson G. a. Robinson G., Proc. Roy. Soc. A177, 281 (1941).
  34. Workman E. a. Reynolds S., BAMS 30, 142 (1949).
-