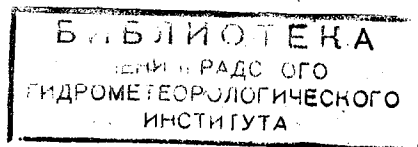


Т Р У Д Ы
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 24 (86)

ФИЗИКА ОБЛАКОВ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук
Е. С. СЕЛЕЗНЕВОЙ



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1950

79546

АННОТАЦИЯ

Настоящий выпуск составлен, в основном, из статей по микрофизике кучевых облаков, которые являются продолжением и развитием работ отделения физики свободной атмосферы, уже ранее опубликованных в Трудах Главной геофизической обсерватории (вып. 7 и 13). К этой обширной теме относятся статьи И. И. Честной, М. П. Чуриновой, Н. С. Шишкина.

Статья А. Д. Заморского о росте снежинок также представляет собой развитие предыдущих работ автора о твердых формах осадков.

Статьи Б. В. Кирюхина и М. Е. Швеца касаются вопросов конденсации водяного пара и оседания капель при движении тел в облаках. Обе статьи имеют непосредственное значение для исследований по микрофизике облаков.

Редактор <i>Е. С. Селезнева.</i>	Корректор <i>М. Т. Иванова.</i>	Техн. редактор <i>М. С. Рулева</i>
Сдано в набор 2/VI 1950 г.	Подписано к печати 20/X 1950 г.	Изд. № 47
Индекс М-Л-47.	Бумага $70 \times 105\frac{1}{16}$.	Бум. л. $29\frac{9}{16}$.
Печ. зн. в 1 бум. л. 116 448.	Печ. л. 6,82.	Уч.-изд. л. 7,46.
г. Ленинград. Гидрометеиздат 1950 г.	Тираж 800 экз.	Цена 4 руб. 50 коп.
	М-29179.	Зак. № 1210.

2-я типо-литография Гидрометеиздата, г. Ленинград, Прачечный пер., 6.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Предисловие	4
И. И. Честная. Изменение температуры и влажности воздуха при переходе из кучевого облака в окружающую его атмосферу	5
М. П. Чуринова. О турбулентности в некоторые дни с кучевыми облаками . .	20
Н. С. Шишкин. О слиянии облачных капель	27
Н. С. Шишкин. Осадки из конвективных облаков	39
Б. В. Кирюхин. Упругость водяного пара над жидкой и замерзшей каплями раствора	48
А. Д. Заморский. Коагуляционный рост снежинок	60
М. Е. Швец. К вопросу об изучении осаждения облачных капель на твердых телах	80

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий выпуск является третьим сборником работ отделения физики свободной атмосферы по вопросам физики облаков. Как и в предыдущих выпусках (7 и 13), основные статьи содержат результаты исследования конвективных облаков, к ним присоединены работы по смежным вопросам физики облаков.

В обстоятельной статье И. И. Честной „Изменение температуры и влажности воздуха при переходе из кучевого облака в окружающую его атмосферу“ рассматриваются основные микрофизические характеристики облаков и окружающей их среды. Как указывает автор, уточнение этих характеристик и, главное, соотношения между облаками и окружающей их атмосферой требуют проведения некоторых методических работ, что частично ею уже выполнено.

Статья М. П. Чуриновой „О турбулентности в некоторые дни с кучевыми облаками“ является дополнением к ее предыдущей статье на ту же тему (вып. 13). Она приводит числа Ri за несколько дней с разным развитием кучевых облаков и отмечает зависимость образования S_i от интенсивности турбулентности.

Н. С. Шишкин в двух статьях — „О слиянии облачных капель“ и „Осадки из конвективных облаков“ — развивает свои предыдущие работы, вошедшие в вып. 7 и 13. В публикуемых сейчас статьях уточнены расчеты роста капель в облаках и укрупнения их до размера дождевых. Результаты сопоставлены с опытными данными.

В статье Б. В. Кирюхина „Упругость пара над замерзшей и незамерзшей каплей раствора“ подробно рассматриваются условия равновесия водяного пара при отрицательных температурах над переохлажденными и замерзшими каплями. Автор дает приближенные формулы, которые существенно облегчают оценку роста капель в результате конденсации и сублимации водяного пара. Работа выполнялась автором в Ленинградском гидрометеорологическом институте в 1947 г., тогда же была доложена им на ученой сессии ГГО и лишь по случайным причинам задержалась с опубликованием.

Обширная статья А. Д. Заморского „Коагуляционный рост снежинок“ посвящена мало разработанному вопросу о росте снежинок и образованию других видов твердых осадков. Основываясь на литературных данных и собственных микроскопических наблюдениях твердых осадков, автор описывает основные особенности процесса укрупнения снежинок и эволюцию их формы.

Наконец, маленькая, теоретического характера заметка М. Е. Швеца „К вопросу об изучении осаждения облачных капель на твердых телах“ будет полезна для тех, кто занимается методикой микрофизических измерений, например разработкой метода взятия проб капель в облаках для их микрофотографирования.

Редактор

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ КУЧЕВОГО ОБЛАКА В ОКРУЖАЮЩУЮ ЕГО АТМОСФЕРУ

Температура и влажность являются основными характеристиками свободной атмосферы, и их надежное определение весьма важно, в частности при изучении облаков. Особенно трудно получить надежные данные для различных неоднородностей атмосферы, к которым относятся и кучевые облака. В этих случаях особенно сильно сказывается несовершенство аэрологических методов. Более надежным из них является метод самолетного зондирования.

В СССР самолет начали применять для специальных исследований облаков за год до Великой Отечественной войны (Ленинградский институт экспериментальной метеорологии, пилот А. А. Антонов, летнаб Л. А. Васильев). Кроме метеорографа, на самолете имелся микроскоп для микрофотографирования элементов облаков и некоторые дополнительные приборы. Полеты эти были прерваны войной и, к сожалению, полученный при этом материал не сохранился. Кроме того, до войны производились отдельные подъемы в облака свободного аэростата, но трудно сказать, насколько правильно измерения на свободном аэростате отражают условия свободной атмосферы, так как аэростат передвигается вместе с окружающим его воздухом.

Большие работы по изучению облаков производились Ленинградским институтом экспериментальной метеорологии в горах: в окрестностях Гагр и особенно на двух высотах Эльбруса (Старый Кругозор, $H=3200$ м, и Приют Девяти, $H=4200$ м), где можно было достаточно детально и точно изучать облака, работая на стационарных установках и не лимитируя себя временем, как это приходится делать, работая на самолете. Но при этом в основном можно получить характеристику облака только в одной его точке и лишь иногда в двух точках одновременно, в то время как на самолете почти одновременно можно брать пробы в различных частях облака как по вертикали, так и по горизонтали. Вследствие этого высокогорные наблюдения не дают возможности проследить микроизменения, происходящие в облаке по сравнению с окружающей его средой.

Изучению некоторых характеристик облаков посвящен ряд аэрологических исследований как наших, так и зарубежных авторов. В некоторых из них, как, например, в работах Е. Г. Зак [1, 2], рассматриваются средние характеристики облачных слоев сравнительно с выше- и нижележащими слоями атмосферы, но при этом особенности перехода от облака в безоблачную среду не обсуждаются.

В других исследованиях, например в работе Пепплера [5], сопоставляются облачные и безоблачные дни с точки зрения среднего распределения температуры и влажности в облаках сравнительно с безоблачной средой.

Он находил отклонения температуры в облаках от нормальной температуры.

Кроме этого рода сводок аэрологических зондирований, имеется ряд работ, относящихся специально к кучевым облакам. Но в них описываются лишь единичные случаи, на основании которых нельзя сделать обобщающих заключений; таковы работы Коппа, Венцеля, Ланге. Неудивительно, что авторы получили разноречи-

вые результаты, требующие проверки и уточнения на основании более обстоятельных зондирований.

В связи с изучением кучевых облаков и условий их развития перед нами стояла задача—выяснить соотношение между основными физическими характеристиками облака и окружающей их атмосферы. При этом неизбежно встал вопрос и об оценке погрешностей в измерении этих величин, вызываемых спецификой наблюдений при зондировании облаков.

Излагаемая работа состоит из двух частей: в первой части приводятся данные по температуре и влажности в облаках, полученные в результате обработки метеорограмм специальных полетов, даются некоторые выводы, а также делаются попытки объяснить полученные результаты; во второй части рассматривается инерция гигроприемника самолетного метеорографа СМ-43 и дается оценка погрешностей в определении относительной влажности при быстрых изменениях ее.

Работа проводилась под непосредственным и повседневным руководством начальника отделения физики свободной атмосферы Е. С. Селезневой.

* * *

Для характеристики изменения метеорологических элементов при переходах в облако и обратно в окружающую среду использован материал специальных зондирований самолетом кучевых облаков, проведенных летом 1946, 1947 и 1948 гг. в Колтушах.

Всего рассмотрено 99 полетов, в которых самолет проходил облака по несколько раз и, следовательно, произвел в облаках значительно больше заходов и выходов.

Режим полетов был в основном следующий: зондирующий самолет шел, набирая высоту до уровня облаков, затем производил в зоне облаков ряд площадок через 200—300 м. При этом моменты входа или выхода из облаков отмечались на метеорограмме с помощью фиксированного пера, так что значения основных метеорологических элементов (давление, температура, влажность) для облаков определялись вполне синхронно.

В облаках, в которых самолет находился сравнительно долго, засечки на фиксированной линии делались как в момент входа в облако, так и в момент выхода из него. В небольших облаках, которые самолет проходил в короткое время, выход из облака не отмечался, так как отметки входа и выхода при поперечнике облака меньше 430 м сливаются.

Из всех имевшихся в нашем распоряжении данных полетов в облака были отобраны для специальной обработки материалы 28 подъемов, при которых самолет многократно проходил облака на горизонтальном полете или же с весьма небольшим набором высоты.

Метеорограммы отобранных подъемов обрабатывались особенно тщательно: были намечены дополнительные точки и введена компонента времени, что давало возможность получить скорость изменения метеорологических величин при переходе из облачной среды в безоблачную и обратно, т. е. дать приближенную оценку инерции приемников.

В табл. 1 и 1а приводятся разности относительных влажностей между облаками и окружающей средой $|\Delta f|$. В табл. 1а дополнительно к табл. 1 приведены данные для разновидностей Сц, которые все вместе составили вторую строку табл. 1.

Из этих таблиц видно, что Δf растет от основания к вершине во всех рассмотренных облаках. Этот рост очевиден, несмотря на то, что благодаря инерции гигроприемника Δf занижено, что особенно относится к вершинам облаков. Относительная влажность в облаках колебалась от 70 до 100%; на уровне же верхней части облаков очень часто встречались значения ее 40—60%. В действительности влажность воздуха в облаке должна быть близка к насыщению. Ее значения особенно занижены в верхней части облака, что, так же как и резкие контуры облака, есть результат низкой влажности окружающих слоев воздуха на уровне вершин облаков, где отдельные значения Δf доходили до 48%.

Таким образом, мы приходим к выводу, что как F (влажность в облаках), так и Δf , показанные метеорографом, в большой степени являются функциями влажности окружающего воздуха f , а также времени пребывания метеорографа в облаке τ . Поэтому приведенные величины могут характеризовать лишь относительное изменение F и Δf .

Таблица 1

Разность относительной влажности Δf в облаке и вне его

Тип облака	Основание	Середина	Верхняя часть	Среднее Δf	Число случаев
Сг образующиеся	6	9	13	9	32
Сг	11	14	18	14	279
Сг быстрорастущие	8	11	15	12	53
Сг растекающиеся	11	15	11	12	39
Sc (cigen)	15	14	19	16	14
Среднее Δf	11	13	17	13	—
Число случаев	120	184	113	—	417

Таблица 1-а

Тип облака	Основание	Середина	Верхняя часть	Среднее Δf	Число случаев
Сг him плоские	12	17	17	15	56
Сг, Сг him	12	14	19	15	151
Сг cast	6	10	12	9	21
Сг „мокрые“	8	12	16	12	51
Среднее Δf	11	14	18	14	—
Число случаев	80	120	79	—	279

Следующей важной микрофизической характеристикой облаков является температура внутри них и разность Δt между облаком и окружающей средой:

$$\Delta t = T - t,$$

где T — температура в облаке, t — температура вне облака.

Самолетные метеорографы дают, как правило, при входе в облако изменение не только влажности, но и температуры, причем, если влажность изменяется всегда в одном и том же направлении, т. е. всегда дает рост при входе в облако и уменьшение при выходе из него, то температура в одних случаях повышается при входе в облако и понижается при выходе из него, в других (что встречается гораздо чаще) — наоборот.

Полученные нами средние значения Δt приведены в табл. 2 и 2а, последняя аналогична табл. 1а.

Интересно отметить, что, за очень небольшим исключением, средняя температура в облаках ниже, чем вне облаков, причем разница между температурой облака и окружающей среды для данного облака растет с высотой. Исключение составляют Sc cigen, но делать отсюда какие-либо выводы преждевременно, так как таких случаев только 14.

Интересный результат получился также для *Сi* образующихся. В этих случаях по мере движения вверх от основания к вершине Δt уменьшается и, наконец, даже меняет знак.

В быстрорастущих *Сi* ход Δt с высотой обратен рассмотренному выше случаю: так же происходит перемена знака, но в этом случае положительные отклонения отмечены в основаниях облаков, и отрицательные — в вершинах. Это можно объяснить, повидимому, как подтоком более теплого воздуха снизу, так и усиленным испарением облачных масс, прорывающихся в верхние, более сухие слои воздуха.

Таблица 2

Разность температур Δt в облаке и вне его

Тип облака	Осно- вание	Сере- дина	Вер- шина	Общее среднее Δt	Число слу- чаев
<i>Сi</i> образующиеся	−0,3	−0,2	+0,1	−0,2	32
<i>Сi</i>	−0,3	−0,4	−0,9	−0,5	279
<i>Сi</i> быстрорастущие	+0,02	−0,2	−0,5	−0,3	52
<i>Сi</i> растекающиеся	−0,3	−0,3	−0,5	−0,3	39
<i>Sc</i> (<i>cugen</i>)	−0,9	−1,4	−0,6	−1,0	14
Среднее Δt	−0,3	−0,4	−0,7	−0,5	—
Число случаев	120	184	112	—	416

Таблица 2а

Тип облака	Осно- вание	Сере- дина	Вер- шина	Общее среднее Δt	Число слу- чаев
<i>Сi hum</i> плоские	−0,5	−0,5	−0,8	−0,6	56
<i>Сi, Сi hum</i>	−0,3	−0,4	−1,0	−0,6	151
<i>Сi cast</i>	−0,02	−0,4	−0,4	−0,3	21
<i>Сi</i> „мокрые“	−0,2	−0,3	−0,6	−0,4	51
Среднее Δt	−0,3	−0,4	−0,9	−0,5	—
Число случаев	80	120	79	—	279

Далее была вычислена повторяемость различных Δt по интервалам через 0,3°. На рис. 1 представлены результаты этих вычислений отдельно для образующихся (*I*), быстро растущих вверх (*II*), относительно-устойчивых (*III*) и распадающихся (*IV*) кучевых облаков. Везде мы получили резко несимметричную относительно нуля картину, хотя везде, кроме четвертого случая, максимум повторяемости приходится все же на нулевой интервал Δt (от −0,1 до +0,1). В четвертом же случае этот максимум сместился на один, а для середины облака даже на два интервала в сторону отрицательных температур, что может быть, повидимому, вызвано интенсивным испарением облачных капель, приводящим к распаду облака. Тепло, уходящее на испарение, и создает в этих облаках большее понижение температуры.

Можно предположить, что Δt должно быть как-то связано с Δf . Для выяснения этой зависимости был построен для облаков *Сi* и *Сi hum* график (рис. 2а), в котором по одной оси нанесены значения Δf и по другой Δt . Облака, находящиеся в процессе возникновения, интенсивного роста или распада, сюда не включены.

Из рисунка видно, что, за очень небольшим исключением, все точки расположены в области отрицательных Δt , но все они настолько сильно разбросаны, что сказать что-нибудь определенное о зависимости между ними трудно. Можно только считать, что с ростом Δf растет и Δt ; к этому еще следует заметить, что Δf , как показано ниже, определяется весьма не точно из-за инерции гигроприемника, и это может сильно маскировать действительную зависимость между ними.

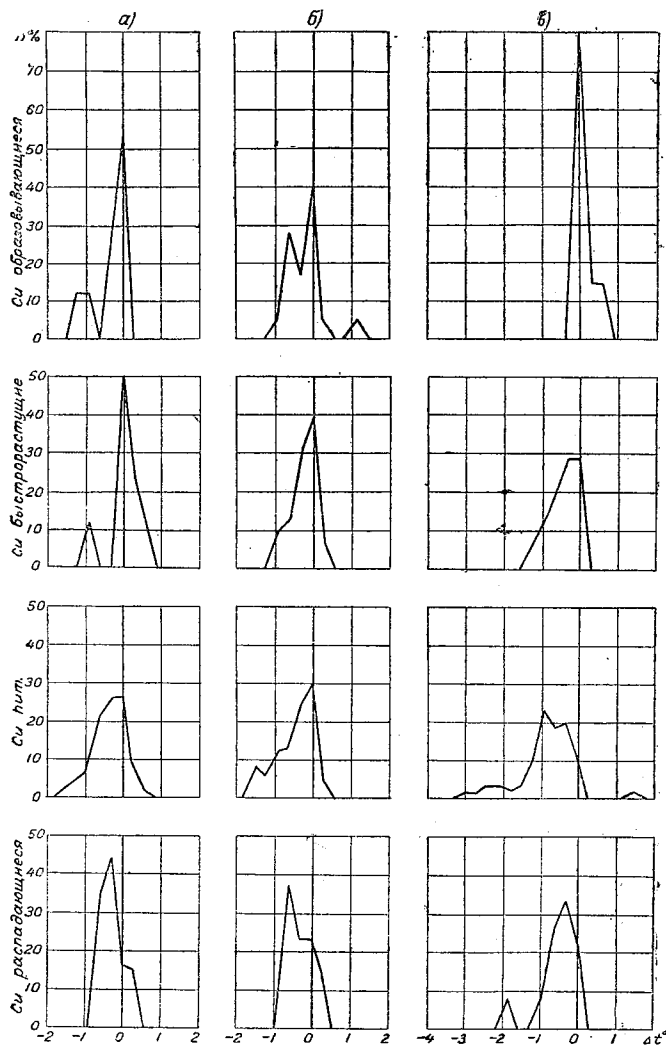


Рис. 1.

а) — нижняя часть облаков, б) — средняя часть облаков, в) — верхняя часть облаков.

То же самое относится и к зависимости Δt от влажности окружающей облако среды, так как, опять же благодаря инерции гигроприемника, f определяется не совсем точно. Зависимость между Δt и f вне облаков изображена на рис. 2б, где по вертикальной оси отложена относительная влажность вне облаков f , по горизонтальной — разность температур Δt в облаке и вне его.

Как и в предыдущем случае, взяты только Si_{hum} и Si , причем и здесь, как и на рис. 2а, из-за сильного разброса точек, установить зависимость Δt от влажности трудно. Однако явно видно, что чем ниже влажность окружающей среды, тем

больше отрицательные значения Δt ; положительные же значения Δt имеют место лишь при сравнительно высоких влажностях окружающей среды.

Рассмотрим подробнее температурные условия в кучевых облаках.

Как видно из предыдущего, при входе в облака температура в большинстве случаев понижается, но есть также немало случаев, когда t в облаке выше, чем в окружающей среде.

Тот факт, что у нас Δt в одних случаях положительно, в других отрицательно, говорит за то, что мы имеем дело с различными процессами. Повидимому, одной из причин этого понижения или повышения температуры может быть процесс конденсации в одних и испарения в других случаях.

Для возникающих облаков типичен процесс конденсации, связанный с выделением тепла конденсации, что должно приводить к повышению температуры воздуха в облаке. Это предположение подтверждается значениями Δt , полученными для возникающих облаков (табл. 2). Когда же влажность окружающей облако среды

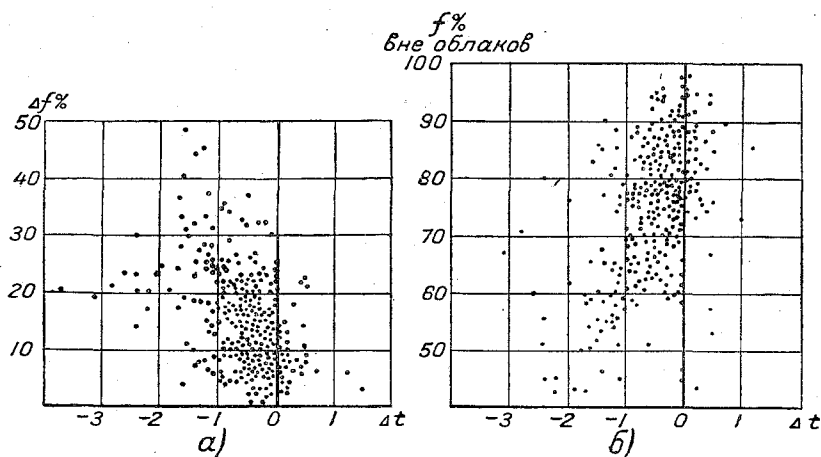


Рис. 2.

меньше 100%, то на периферии его должно происходить испарение капель, связанное с поглощением тепла, т. е. с понижением его температуры, что и наблюдается в большинстве рассмотренных нами случаев.

Тепло dQ_1 , затрачиваемое на испарение (или выделяющееся при конденсации), очевидно, должно быть равно:

$$dQ_1 = Ldm,$$

где dm — масса испарившейся воды, L — скрытая теплота испарения воды.

Скрытая теплота испарения, как известно, зависит от температуры t , при которой происходит испарение:

$$L = 597 - 0,57t.$$

Следовательно, на испарение (или конденсацию) dm граммов воды при температуре t к ней необходимо подвести (или отнять от нее) количество тепла, равное

$$dQ_1 = (597 - 0,57t) dm.$$

Это тепло поглощается из окружающего капли воздуха и должно быть равно

$$dQ_2 = Mc_p dt,$$

где M — масса воздуха, в котором происходит испарение, dt — понижение температуры, вызванное испарением, c_p — теплоемкость.

Очевидно, должно выполняться условие:

$$dQ_1 = dQ_2$$

или

$$-Mc_p dt = Ldm = (597 - 0,57t) dm,$$

откуда для понижения температуры воздуха в облаке получается значение:

$$-dt = \frac{(597 - 0,57t) dm}{Mc_p}.$$

Здесь t — известно из данных зондирования, M — может быть вычислено по известным температуре и давлению. Значение c_p для влажного воздуха легко вычисляется как среднее взвешенное из удельных теплоемкостей сухого воздуха и водяного пара:

$$c_p = (1 - q) c_p' + q c_p^*,$$

где c_p , c_p' и c_p^* — теплоемкости, соответственно, влажного и сухого воздуха и водяного пара, q — удельная влажность воздуха.

Подставляя известные нам значения c_p — для сухого воздуха равное 0,2396, для водяного пара 0,445, получим:

$$c_p = (1 - q) 0,2396 + q \cdot 0,445$$

или

$$c_p = 0,2396 + 0,2054q,$$

и формула для определения dt принимает вид:

$$-dt = \frac{(597 - 0,57t) dm}{M(0,2396 + 0,2054q)}.$$

q — получаем обычным путем по данным метеорограммы. В формуле остается еще одно неизвестное dm . Рассмотрим, что это такое. dm — масса испарившейся воды. Очевидно, можно считать dm равным $d\omega$, где ω — содержание жидкой воды в кубическом метре воздуха, или водность. Так как вне облака воды в жидкой фазе нет, водность там равна нулю. И, следовательно, изменение водности при переходе от облака к окружающей среде равно самой водности на периферии облака:

$$dm = d\omega = \omega.$$

Данные по водности мы могли взять по измерениям прибором Зайцева [3].

И, окончательно, для вычисления разности температур сухого и облачного воздуха получаем:

$$dt = -\frac{\omega}{M} \cdot \frac{(597 - 0,57t)}{(0,2396 + 0,2054q)}.$$

Попробуем подсчитать теперь на конкретном материале понижение температуры, которое может быть вызвано испарением воды на периферии облака.

Рассмотрим, например, заход в облако на высоте около 1800 м, т. е. на уровне изобары 800 мб, при температуре 7°C и водности на периферии 0,17 г. Тогда, следовательно: $t = 7,0^\circ$; $\omega = 0,17 \text{ г/м}^3$; $M = 990 \text{ г}$ (из таблицы); $q = 7,7 \text{ г/кг} = 0,0077 \text{ г/г}$.

Отсюда получаем:

$$dt = -\frac{(597 - 0,57 \cdot 7) \cdot 0,17}{990(0,2396 + 0,2054 \cdot 0,0077)} = \frac{593 \cdot 0,17}{990 \cdot 0,2412} = \frac{100,8}{238,8}$$

или

$$dt = -0,42^\circ.$$

Обработка метеорограмм дала среднее значение $dt = -0,5^\circ$, причем величина эта колебалась между $-3,0$ и $+1,8^\circ$.

Положительные значения dt , т. е. случаи, когда температура вне облаков была ниже чем в облаках, встречались гораздо реже, чем отрицательные. О возможной причине этого сказано ранее.

Кроме приведенного выше расчета dt для средних величин, были произведены аналогичные вычисления для отдельных полетов в облака. Так например, полет 24/VII 1948 г. в 10 час. 28 мин. дает:

Высота H м	$-dt_{\text{выч}}$	$-dt_{\text{факт}}$
1200	0,2	0,4
1500	0,6	0,5
1620	1,0	1,0
1720	1,2	0,8
1850	1,5	0,3
2280	2,3	0,7
2730	1,6	1,7
2850	1,5	1,0
Средние	1,2	0,8

Как мы видим, средние величины по этому подъему получились довольно близкие. Расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями может происходить из-за того, что у нас в формуле dw заменено на w , что было сделано для периферии облака. Данные же по водности у нас были не только для периферии, но и для центральных частей облака, и использование их для вычисления, безусловно, должно дать завышенные значения dt . В этих случаях в формуле следовало бы оставлять dw и брать разность между водностями центра и периферии облака.

Пользуясь этой же формулой, можно решать и обратную задачу, т. е. по известной разности температур облака и окружающей среды вычислить водность, которая может создать эти разности температур.

В этом случае формула примет вид:

$$w = - \frac{M (0,2396 + 0,2054q) dt}{(597 - 0,57t)}$$

По этой формуле нами была подсчитана водность по материалам некоторых подъемов, в которых, однако, высоты определения водности не совпадали с высотами входа самолета в облако, так что можно было сравнивать вычисленные и экспериментальные значения водности не по каждому отдельному наблюдению, а лишь их средние величины для данного облака.

Так, например, водность по данным подъема, произведенного 16/VII в 12 час. 44 мин., имеет следующие значения:

w , вычисленная по разностям температур, равна: 0,44; 0,26; 0,35; 0,21; 0,14; 0,12; 0,37; 0,36; 0,35.

w по данным прибора Зайцева: 0,31; 0,21; 0,16; 0,24 и 1,56.

Последнее число относится, по всем признакам, к центральной части облака, поэтому его не следует брать для осреднения. Остальные четыре пробы водности относятся к облакам переменной плотности.

Таким образом, получаются средние значения:

$$\begin{aligned} w_{\text{средн}} \text{ вычисленное} &= 0,29, \\ w_{\text{средн}} \text{ по прибору} &= 0,23, \end{aligned}$$

т. е. довольно близкие.

Для подъема 24/VII в 9 час. 08 мин. получаем следующие средние значения водности:

$$\begin{aligned} w_{\text{средн}} \text{ вычисленное} &= 0,55, \\ w_{\text{средн}} \text{ по прибору} &= 0,64, \end{aligned}$$

т. е. также имеем вполне удовлетворительное совпадение.

Такое довольно хорошее совпадение с экспериментом говорит за то, что, повидимому, одной из причин изменения температуры при входе в облако в одних случаях можно считать испарение и в других — конденсацию.

На значении dt , кроме входящих в формулу величин, должны сказаться также скорость испарения, зависящая от перепада влажности в облаке и вне его, размеры облачных капель и ряд других факторов, которые, в конечном счете, сводятся также к влиянию испарения. Однако все эти причины объясняют понижение температуры как периферийный эффект и не объясняют изменения температуры в облаке в целом, и если считать это объяснение единственно верным, следовало бы ожидать внутри облака, где испарение уже не должно иметь места, повышения температуры от периферии к центру и достижения в центральной части облака значений температуры окружающей облако среды для того же уровня. Возможно даже, что из-за вызванного конвекцией подтока относительно теплого воздуха снизу, температура внутри облака должна быть выше, чем температура на той же высоте вне облака и, во всяком случае, выше, чем на его периферии, т. е. температура при пересечении облака на горизонтальном полете должна иметь ход, изображенный на рис. 3.

На метеорограммах наших подъемов мы такого хода температуры не получили, что может быть объяснено тем, что большая часть проходимых нами облаков не отличалась по своему характеру от периферии, так как это были облака малой плотности и с частыми разрывами. Для окончательного выяснения вопроса следует провести специальные зондирования в мощных облаках.

Одной из причин изменения температуры в облаке относительно температуры окружающей среды, как только что упоминалось, может быть наличие вертикальных движений. Как отмечалось во время наших зондирований, в зоне кучевых облаков ощущаются восходящие и нисходящие воздушные потоки, нередко большой мощности, причем иногда в центре облака наблюдаются восходящие потоки со скоростями до 10—12 м/сек., на периферии же его — нисходящие потоки примерно с такими же скоростями.

Отсюда видно, что в области восходящих потоков — в центре облака — должны быть повышенные по сравнению с окружающим воздухом температуры, в зоне же нисходящих течений воздуха — преимущественно на периферии облаков — температуры должны быть заниженными.

Несомненно, однако, что это явление не главное, так как при прохождении самолетом таких облаков, как Sc или растекающиеся Cu, где вертикальные движения не должны иметь места, также получались ощутимые изменения температуры.

Для правильного решения рассмотренного выше вопроса необходимо точное знание во всех деталях хода температуры и влажности внутри облака, на границе облака — окружающий воздух и в самом этом окружающем воздухе.

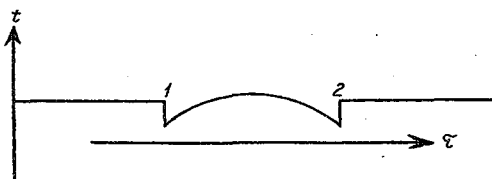


Рис. 3.

1 — момент выхода в облако, 2 — момент выхода из облака

В связи с изучением влажности в облаках встал вопрос о том, насколько можно полагаться на показания метеорографа, особенно при тех коротких экспозициях, которые он имеет в кучевом облаке. Первое заключение о коэффициенте инерции гигроприемника метеорографа СМ-43 было сделано Е. С. Селезневой. Более подробно рассмотреть этот вопрос на основании как наших зондирований, так и лабораторных экспериментов было поручено мне. Для данной цели были отобраны и специально обработаны 29 метеорограмм.

Для нахождения коэффициента инерции гигроприемника все данные, снятые с метеорограммы, наносились на график в координатах: время τ сек. и изменение влаж-

ности $\Delta f^0/\%$. Предполагалось, что точки должны лечь на графике так, что по ним можно провести одну осредненную кривую (логарифмическую). Значения τ и Δf , снятые с этой кривой и подставленные в формулу, и должны были дать коэффициент инерции гигроприемника K .

Однако точки оказались довольно сильно разбросанными. Причина этого заключалась, повидимому, в том, что при сравнительно медленном ходе часов барабана (один оборот в 2 часа) ошибка в определении времени у нас была довольно велика, что еще усугублялось недостаточно тонкими перьями, дававшими широкую запись.

Все же, несмотря на значительный разброс точек, по ним можно провести некоторую определенную кривую. Вычисления по данным, снятым с этой кривой, дали $K=55$ сек., вместо 50 сек., полученных предварительно Е. С. Селезневой [4].

На основании приведенного значения K можно сказать, что за время, равное $55 \times 2,3 = 126,5$ сек., расхождение фактической и показываемой прибором влажности уменьшается в 10 раз. Значит, если у нас при входе в облако Δf было равно $20^0/\%$, то до $2^0/\%$, т. е. до $1/10$ своего первоначального расхождения (что уже является достаточной точностью), оно уменьшится через две с лишним минуты.

Для проверки значений K , полученных из метеорограмм, а также для более детального изучения поведения волосного гигроприемника при различных условиях, нами был предпринят ряд опытов по определению K в лабораторных условиях.

Эта работа проводилась в гигрокамере Центрального бюро поверки ГГО. Для исследования был взят метеорограф СМ-43 № 305, с которым было произведено большинство подъемов на самолете летом 1948 г. и метеорограммы которого были нашим основным исходным материалом при определении коэффициента инерции.

Коэффициент инерции определялся отдельно для переходов из сухого воздуха во влажный, и наоборот.

Перепад влажности в наших опытах был около $50^0/\%$. Высокая влажность создавалась и поддерживалась в гигрокамере постоянной в продолжение всего опыта (определялась контрольным гигрометром и психрометром Ассмана); сухим воздухом являлся воздух рабочего помещения, где влажность в течение всех опытов оставалась одной и той же (около $50^0/\%$).

Были проведены две серии наблюдений: первая состояла из трех, вторая из восьми опытов. Во время всех одиннадцати опытов через каждые 30 сек. производились отсчеты положения пера влажности метеорографа по гигрометру, контрольные отсчеты по психрометру Ассмана велись через 1—2 минуты.

Первая серия наблюдений, как уже сказано, состояла из трех опытов, причем первый опыт этой серии отличался от всех последующих 10 опытов. Метеорограф, хранившийся в течение нескольких недель в сухом воздухе (f около $50^0/\%$), был помещен на несколько минут в гигрокамеру с влажностью $55—56^0/\%$; затем влажность камеры начали быстро повышать, так что через 2,5 мин. гигрометр показывал уже влажность $97^0/\%$, какой она и поддерживалась до конца опыта.

Так как при таком проведении опыта надо было надежно определять фактическое изменение влажности в гигрокамере и рассматривать показания испытуемого гигроприемника в такой изменяющейся среде, то опыты затем были видоизменены: метеорограф сразу переносился в условия с уже установившейся влажностью, когда в гигрокамере был почти насыщенный воздух ($95—97^0/\%$), а в окружающем помещении — сухой воздух. Постоянство влажности в обоих случаях поддерживалось легко.

Гигроприемник, перенесенный в среду с другой резко отличной влажностью, реагировал на изменение влажности сразу же, но лишь постепенно, очень медленно принимал ее.

На рис. 4 в виде кривых приведены результаты второго и третьего опытов: по оси абсцисс нанесено время τ мин., по оси ординат — относительная влажность $f^0/\%$. Сплошные кривые вычерчены по показаниям метеорографа, пунктирные показывают фактическую влажность воздуха, в который вносится метеорограф. Внесение метеорографа в гигрокамеру, как видно на графике, на $1—2^0/\%$ изменяет

ее влажность (опыт № 2), рабочее же помещение настолько велико, что внесение в него метеорографа изменений не вызывает.

Для получения коэффициента инерции с кривых снимаются значения f для различных τ , определяются Δf_0 и Δf_{∞} , по которым после подстановки в формулу получаем K .

Вторая серия, как указано выше, состояла из восьми опытов; в четырех из них метеорограф вносился из сухого воздуха во влажный и в четырех — из влажного в сухой. Эти случаи чередовались между собой.

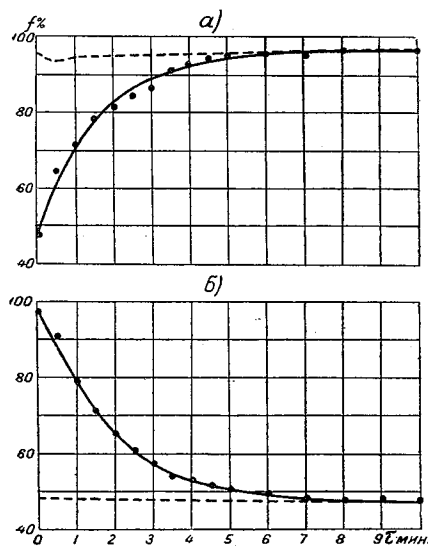


Рис. 4.

а) — опыт № 2, б) — опыт № 3.

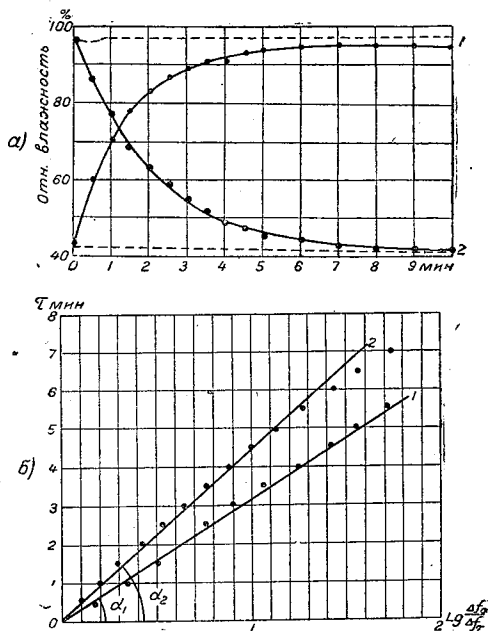


Рис. 5.

а) 1 — опыт № 3, 2 — опыт № 8; б) 1 — при уменьшении влажности, 2 — при увеличении влажности.

Для всех этих опытов были вычерчены кривые, подобные приведенным на рис. 4, и вычислены коэффициенты инерции K . Значения K , вычисленные по единичным наблюдениям, колебались довольно значительно.

Возьмем для примера два опыта из этой второй серии: опыт № 3 — с увеличивающейся влажностью и опыт № 8 — с уменьшающейся влажностью (рис. 5а). Пунктирные линии на рисунке дают влажность среды в соответствующих опытах, сплошные — влажность, показанную метеорографом.

Данные для влажности, снятые непосредственно с кривых, дают при вычислении коэффициента инерции K значения, приведенные в табл. 3.

Таблица 3
Значения коэффициента инерции K гигроприемника метеорографа, вычисленные для различных τ

		τ минут															
		0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	8,0
$f\%$	опыт № 3	42	59,5	70,5	78	83	86	88,5	90,5	92	93	93,5	94	94,5	95	95	—
	опыт № 8	97	86	77	69	62,5	58	54,5	51,5	49,5	47,5	46	45	44	43,5	43	42
K	опыт № 3	—	75	78	79	81	85	86	85	83	82	84	83	78	—	—	—
	опыт № 8	—	136	133	127	122	121	121	121	120	117	114	112	108	108	105	—

Средние из значений табл. 3 получаются: в опыте № 3: $K_{\text{средн}} = 82$ сек.; в опыте № 8: $K_{\text{средн}} = 119$ сек.

Как мы видим, значения K колеблются в пределах от 75 до 86 сек. — при росте влажности и от 105 до 136 сек. — при убывании ее. Чтобы, по возможности, избежать ошибок при вычислении K по отдельным отсчетам, его следует вычислять для всех τ и затем осреднять.

Более удобным является графический метод определения K , дающий сразу среднее для данного опыта его значение. Для определения K по этому методу данные опыта наносятся на график, по оси ординат которого откладывается время τ , по оси абсцисс — натуральный логарифм отношения $\frac{\Delta f_0}{\Delta f_\tau}$, т. е. разности между показанной метеорографом и фактической влажностью в начальный момент к этой же разности в момент времени τ . По нанесенным точкам легко можно провести прямую, тангенс угла наклона которой сразу дает значение K :

$$\operatorname{tg} \alpha = K = \frac{\tau}{\ln \frac{\Delta f_0}{\Delta f_\tau}}.$$

На рис. 5б показано определение этим методом K для двух опытов, приведенных на рис. 5а.

Как видно из рисунка, при росте влажности:

$$K = \frac{\tau}{2,3 \lg \frac{\Delta f_0}{\Delta f_\tau}} = \frac{3,15}{2,3 \cdot 1,0} \text{ мин.} = 1,37 \text{ мин.} = 82 \text{ сек.};$$

при убывании влажности:

$$K = \frac{\tau}{2,3 \lg \frac{\Delta f_0}{\Delta f_\tau}} = \frac{4,50}{2,3 \cdot 1,0} \text{ мин.} = 1,96 \text{ мин.} = 118 \text{ сек.},$$

т. е. у нас получились те же средние значения, что и в табл. 3 после осреднения всего ряда вычислений.

Значения K в разных опытах получаются несколько различные. Так, при увеличивающейся влажности K имели значения 90, 82, 87, 94, 96 сек.; среднее из них 89,8 или 90 сек. Для убывающей влажности K среднее из пяти опытов составляет 127 сек.

Этими средними значениями K мы пользовались в дальнейшем.

Как известно, K дает время τ , необходимое для того, чтобы первоначальное отставание показаний прибора от фактической влажности уменьшилось в e раз. Для того чтобы это отставание уменьшилось в 10 раз, нужно в 2,3 раза большее время:

$$\tau = 2,3 K.$$

Таким образом, для нашего метеорографа мы получаем: при росте влажности:

$$\tau = 2,3 \cdot 90 = 207 \text{ сек.} = 3,5 \text{ мин.}$$

и при убывании ее

$$\tau = 2,3 \cdot 127 = 292 \text{ сек.} = 4,9 \text{ мин.}$$

Следовательно, при обычных перепадах влажности между облаком и безоблачной средой порядка 20—30%, отставание показаний метеорографа от фактической влажности лишь через 3,5 мин. при входе и через 5 мин. при выходе из облака дойдет до 2—3%. Если же прибор многократно проходит то облако, то безоблачную среду (просветы между ними), — определить фактическую влажность становится еще более затруднительным.

Очевидно, что из-за отставания показаний прибора при регистрации меняющейся влажности метеорограмма должна показывать эти изменения влажности с заниженной амплитудой и со сдвинутой фазой.

Чтобы убедиться в том, насколько справедливо все указанное выше, мы решили проверить полученные данные на фактическом материале. Был взят полет в облака 25/VII 1948 г. в 12 час. 21 мин. Самолет проходил облака, набирая высоту. Метеорограмма, обработанная по времени, дала довольно резко меняющуюся влажность. Выбранный участок метеорограммы дал следующие значения:

τ минут	0	1,0	1,4	2,9	3,7	3,9	5,2
H м.	1600	1690	1700	1840	1910	1950	2000
$f\%$	59	80	86	62	78	87	62

т. е. метеорограф, показывающий влажность 59% , вошел в облако и через 1,4 мин. вышел из него, показывая влажность 86% . Пробыв 1,5 мин. вне облака, он снова вошел в него и вышел через 1,0 мин., зарегистрировав 87% , через 1,3 мин. после выхода из облака показания метеорографа снизились до 62% .

Для этого случая был вычислен ход влажности с введением поправки на инерцию ($K_{\text{входа}} = 90$ сек.; $K_{\text{выхода}} = 127$ сек.).

За фактическую влажность мы принимали во всех облаках 100% , а влажность вне их брали по соответствующим высотам из близкого по времени зондажа вне этих облаков. Таким образом, нашей исходной влажностью была влажность, изображенная на рис. 6 ступенчатой линией. Здесь же нанесены точки (2), полученные из обработки метеорограмм. Сплошная линия, построенная по точкам (1), дает вычисленный указанным выше способом ход влажности.

Как видно из графика, расхождение между вычисленной и полученной из метеорограммы влажностью не превышает $1-2\%$ и лишь в одном случае достигает 6% . Надо сказать, что из-за малой точности в определении времени нахождения прибора в известных условиях могут возникать большие расхождения между этими данными.

С другой стороны, нами была проделана и обратная задача, а именно: по имеющимся показаниям метеорографа вычислена действительная влажность. Для этого была использована формула, данная Е. С. Селезневой (4):

$$f_d = \frac{f_{\text{нач}} - f_{\tau} e^{\frac{\tau}{K}}}{1 - e^{\frac{\tau}{K}}} \quad (*)$$

Здесь f_d — фактическая влажность, $f_{\text{нач}}$ — начальная влажность (при $\tau = 0$), f_{τ} — влажность в момент τ (по метеорографу) и K — коэффициент инерции.

Вычисленное таким образом значение действительной влажности нанесено на рис. 6 точками и кружками.

Следует отметить однако, что коэффициент инерции, определенный из лабораторных опытов, в условиях полета может измениться. Поэтому следовало бы определить коэффициент инерции из метеорограммы, для чего необходимо ускорить ход

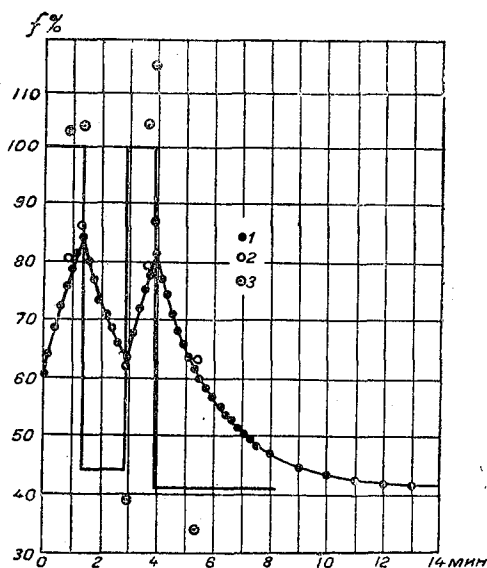


Рис. 6.

Подъем № 132 25 июля 1948 г. 12 час. 21 мин. 1 — точки, полученные вычислением, 2 — точки, полученные по метеорограмме, 3 — влажность, вычисленная по формуле (*).

барабана в метеорографе и добиться более тонкой записи на метеорограмме, чтобы иметь возможность более точно определять на ней время.

Интересно отметить еще одну особенность в поведении волосного гигрометра, с которой также следует считаться при аэрологическом зондировании. Обычно мы заканчивали опыт, когда ординаты показателя влажности на метеорографе не изменялись в продолжение нескольких минут, что означало, что прибор „установился“ — принял окружающую влажность. Впоследствии при обработке оказалось, что в первых опытах обеих серий эта установившаяся влажность значительно ниже фактической. Так, например, в первом опыте первой серии, когда метеорограф был помещен в увлажненную гигрокамеру после длительного нахождения в сухом

помещении, он и после длительной выдержки показал заниженную влажность (на 16%).

Следовательно, при длительной просушке чувствительность прибора понижается. На рис. 7 (вверху) приведены данные этого первого опыта. После того как метеорограф находился некоторое время во влажной атмосфере, чувствительность его восстановилась снова.

Вторая серия опытов была проведена через четыре дня после первой. Между сериями метеорограф находился снова в сухом помещении (f около 50%), но просушивание было более кратковременным. В первых двух опытах снова было по-

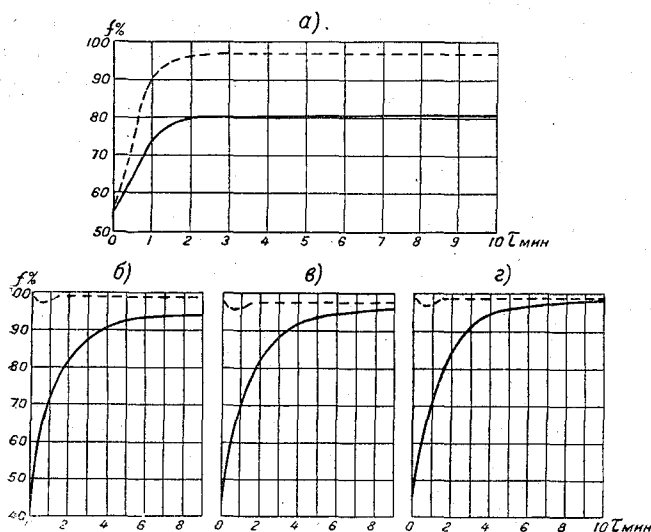


Рис. 7.

а) — опыт № 1 (1-я серия), б) — опыт № 1, в) — опыт № 3, г) — опыт № 5.

лучено расхождение между фактической влажностью и показаниями прибора, но теперь это расхождение было уже не так велико, как в опытах первой серии. Рисунок 7 (внизу) показывает три опыта из второй серии: первый, третий и пятый. Второй и четвертый опыты производились при понижении влажности и на рисунке не показаны. Из графиков видно, что расхождение, равное 5% в первом опыте, по мере работы прибора при изменяющейся влажности сводится к нулю уже в пятом опыте (третье помещение прибора во влажную среду), где прибор работает на полной чувствительности.

Таким образом, наглядно подтверждается высказываемое иногда предположение о вредном влиянии на работу волосных гигроприемников высыхания волоса. Следует рекомендовать поэтому хранить приборы в увлажненном помещении или, во всяком случае, выдерживать их при высокой влажности перед зондированием.

Кроме всего сказанного о волосном гигроприемнике, следует прибавить еще следующее. Во-первых, как известно, инерция пучка волос безусловно больше, чем инерция одного отдельно подвешенного волоса, и при этом тем больше, чем больше число волос в пучке. Это происходит оттого, что в пучке не все волосы одновременно начинают реагировать на изменение влажности: в то время как наружные волосы пучка уже удлинились под действием растущей влажности окружающего воздуха, волосы, находящиеся внутри пучка, до которых это изменение влажности доходит с опозданием, остаются еще в прежнем состоянии и тормозят рычажок регистрирующего пера, что должно приводить к сильному запаздыванию в регистрации изменений влажности, т. е. к увеличению инерции. При убывании влажности увеличение числа волос также приводит к увеличению инерции прибора.

Так как в результатах, полученных нами при определении коэффициента инерции гигроприемника, нет основания сомневаться, то, повидимому, меньшее значение коэффициента инерции при увеличении влажности следует отнести к свойству самих волос. По всей вероятности, волос с гораздо большей легкостью принимает влагу, чем отдает ее. Причем это свойство, как видно, сказывается на инерции больше, чем действие различного расположения волос в пучке относительно окружающего воздуха. И второе, о чем следует упомянуть, говоря о свойствах волосного гигроприемника, это известное из литературы уменьшение чувствительности волоса при отрицательных температурах и полная непригодность его при очень низких температурах. Так, например, указывают, что при температуре -20° коэффициент инерции в среднем в 9 раз больше чем при $+15^{\circ}$, а при -40° — больше почти в 50 раз. Правда, с этим свойством нам не приходилось сталкиваться, так как мы работали, в основном, при положительных температурах, встречавшиеся же у нас отрицательные температуры были очень незначительны — около 0° . Это свойство волоса, во всяком случае, следует также иметь в виду.

И, наконец, в литературе имеются указания на то, что коэффициент инерции очень велик при влажностях от 0 до 30%, но с увеличением влажности он быстро уменьшается. На этом свойстве мы останавливаться не будем, так как при наличии облаков такая влажность не встречается.

* * *

Из всего изложенного как во второй, так и в первой частях работы о температуре и влажности в кучевых облаках можно сделать следующие выводы.

Разность температур Δt в облаке и вне его зависит от многих факторов, как, например:

от влажности окружающей облако среды: чем ниже влажность этой среды, тем больше Δt ;

от высоты над основанием облака: во всех случаях, кроме вновь образующихся облаков, Δt растет с высотой над основанием облака;

от стадии жизни облаков: во вновь образующихся облаках по мере подъема от основания к вершине Δt меняет знак, переходя от отрицательных значений Δt в основании облака к положительным — в его вершине;

от наличия вертикальных токов: Δt имеет положительные, хотя и очень малые в среднем, значения в нижней части облаков.

Влажность в облаках, а также разности влажностей между облаком и безоблачной средой (Δf) благодаря большой инерции гигроприемника определены грубее.

Важнейшей задачей является получение точных значений влажности. Действительная влажность, как показано выше, может быть оценена и по показаниям метеорографа, если ввести поправку на его инерцию, которую также следует определить для условий полетов в облаках. Получение этих данных требует, во-первых, определенного режима полета, во-вторых, соответствующим образом подготовленной аппаратуры: метеорограф должен иметь ускоренный ход часов, его гигроприемник должен быть хорошо проверен и выдержан перед полетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. За к Е. Г. Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов Метеорол. и гидрол. № 8, 1937.
2. За к Е. Г. Характеристика внутримассовой инверсионной облачности по материалам самолетных подъемов. Метеорол. и гидрол. № 5, 1938.
3. Зайцев В. А. Водность и распределение капель в кучевых облаках. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
4. Селезнева Е. С. О точности измерения влажности самолетным метеорографом. Метеорол. и гидрол. № 1, 1950.
5. Peppier W. Wolkentemperaturen und Normaltemperaturen. Zeitschrift für angewandte Meteorologie, 1935, Heft 2.

О ТУРБУЛЕНТНОСТИ В НЕКОТОРЫЕ ДНИ С КУЧЕВЫМИ ОБЛАКАМИ

В предыдущей работе автора [(2)] рассматривались некоторые характеристики турбулентности атмосферы на основании наблюдений, проведенных в Колтушах в 1946 и 1947 гг. На материале наблюдений 1948 г. дополняем и уточняем полученные ранее результаты.

Наблюдения 1948 г. отличаются от наблюдений 1946 и 1947 гг. тем, что они производились в одни и те же сроки, тогда как в прошлые годы сроки изменялись и были связаны с возникновением и развитием кучевой облачности. К тому же в прошлые годы не было наблюдений в дни, когда кучевые облака не развивались, а также в дни с мощными кучевыми облаками, переходящими в ливневые.

В связи с этим наблюдения 1946—1947 гг. разбивались только на следующие группы: 1) до начала развития кучевой облачности, 2) начало развития, 3) период развития и 4) время после 16 час., когда кучевая облачность исчезала.

Наблюдения 1948 г. дали возможность для некоторых дней произвести вычисления характеристик турбулентности, начиная с 6 до 18 час., через двухчасовые интервалы.

Для выявления степени турбулентности применялся попрежнему критерий Ричардсона, который выражается неравенством:

$$\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2 \geq \frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma),$$

где u и v — составляющие вектора ветра, z — высота, g — ускорение силы тяжести, $\bar{T}$ — средняя абсолютная температура слоя, γ_a — сухадиабатический вертикальный градиент температуры, равный 1° на 100 м, γ — наблюдаемый вертикальный градиент температуры.

Обозначим для краткости

$$\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2 = \sigma(z) \text{ и } \frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma) = \tau(z).$$

Согласно критерию, турбулентность должна увеличиваться при $\tau(z) < \sigma(z)$ и уменьшаться при обратном соотношении.

Отношение $\frac{\tau(z)}{\sigma(z)} = Ri$, как известно, называется числом Ричардсона. Условия роста и убывания турбулентности также можно выразить через это число: при $Ri < 1$ турбулентность растёт, при $Ri > 1$ — убывает.

Для получения $\bar{Ri}$ вычислялись средние значения $\bar{\sigma}(z)$ и $\bar{\tau}(z)$.

Подробное изложение способа вычисления $\bar{\sigma}(z)$ и $\bar{\tau}(z)$ имеется в предыдущей работе [2].

Для вычисления $\bar{Ri}$ взяты дни, когда одновременно с температурными зондированиями имелись шаропилотные наблюдения, причем брались дни, где имелось от 4 до 7 наблюдений. Таких дней было отобрано 11, из них 2 дня были без кучевых облаков, 8 дней с кучевой облачностью и 1 день, когда из развившихся кучевых облаков (Cb) выпадали осадки.

Нас интересовала разница в степени турбулентности, оцененная числами $\bar{Ri}$, в эти различные по состоянию облачности дни.

В табл. 1 приведены средние $\bar{Ri}$ в дни без кучевых облаков.

Выделим слой, где $\bar{Ri} < 1$. Из табл. 1 видно, что $\bar{Ri} < 1$ наблюдалось в 8 час. в слоях: 0,2—0,5 и 0,75—1,0 км, в 10 и 12 час. — в слое 1,0—1,25 км, а в 12 и 14 час. — в нижнем слое до 0,5 км, где получены адиабатические и сверхадиабатические градиенты.

Таблица 1

Средние значения $\bar{Ri}$ в дни без кучевых облаков

Время (часы)	Границы слоев, км							
	0,2—0,5	0,5—0,75	0,75—1,0	1,0—1,25	1,25—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
6	10,14	3,33	1,89	1,35	0,54	12,03	26,18	5,23
8	0,96	4,80	0,78	—	—	—	—	—
10	2,60	2,34	1,32	0,81	1,32	33,59	—	—
12	0,00	4,38	1,16	0,29	3,27	43,57	18,20	10,63
14	—1,44	4,71	3,06	3,73	6,68	28,69	6,49	10,20
16	9,77	2,82	3,09	22,09	2,52	6,85	5,53	42,04
18	0,46	3,16	1,49	79,88	49,11	96,96	12,03	6,76

В слое 0,5—0,75 км во все сроки наблюдалось $\bar{Ri} > 1$. В общем, не наблюдалось ни одного срока, где был бы сплошной слой с $\bar{Ri} < 1$, хотя бы до высоты 1 км. Из этого видно, что турбулентность за эти два дня была слабая.

В дни с развивающимися кучевыми облаками (табл. 2) $\bar{Ri} < 1$ до 0,5 км уже в 8 час.; 10 час. — до 0,75 км; в 12 час. — до 1,0 км и в 14 час. — до 1,25 км. В 14 час. слой развитой турбулентности достигает наибольшей высоты. В это время обычно и наблюдалось наибольшее развитие кучевых облаков.

Таблица 2

Средние значения $\bar{Ri}$ в дни с развивающимися кучевыми облаками

Время (часы)	Границы слоев, км							
	0,2—0,5	0,5—0,75	0,75—1,0	1,0—1,25	1,25—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
6	3,81	1,31	1,75	0,87	1,42	27,11	7,27	20,05
8	0,71	1,05	1,51	3,62	1,07	13,43	5,89	6,64
10	—0,15	0,72	2,60	6,73	1,66	3,39	—	—
12	0,00	0,00	0,38	1,55	0,44	24,94	—	—
14	—0,23	0,32	0,34	0,27	2,49	4,38	—	—
16	—0,23	0,20	1,06	0,66	3,86	21,50	—	—
18	1,36	1,08	2,42	0,77	2,25	5,65	11,37	27,30

В дневные часы до высоты 0,5 км турбулентность развивается преимущественно за счет термической ($\bar{Ri} \leq 0$), а выше — за счет динамической неустойчивости, т. е. за счет изменения ветра с высотой. С 16 час. турбулентность ослабевает, непрерывный турбулентный слой прерывается слоями с $\bar{Ri} > 1$, и с этого времени наблюдается уменьшение и растекание облаков вплоть до их исчезновения.

В табл. 3 приведены $\bar{Ri}$ в день с выпавшими осадками. Наибольшая неустойчивость наблюдалась в 10 час., перед дождем, который начался в 11 час. 30 мин.

и шел с перерывами. В другие сроки неустойчивость наблюдалась в небольших слоях: в 8 час. в слое 1,25—1,5, в 12 час. — 1,0—1,25 и в 16 и 18 час. — 0,75—1,0 км; значительного турбулентного слоя после дождя не обнаруживается.

В качестве примера связи развития кучевых облаков с интенсивностью турбулентности приведем по одному наиболее характерному дню из каждой группы. Такими днями могут быть 8/VII — день без кучевой облачности; 6/VIII — день, когда кучевые облака развивались; 20/VII — когда кучевые облака перешли в ливневые и дали осадки.

Таблица 3

Значение $\bar{Ri}$ в день с осадками, выпавшими из конвективных облаков

Время (часы)	Границы слоев, км							
	0,2—0,5	0,5—0,75	0,75—1,0	1,0—1,25	1,25—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
8	1,09	3,07	8,59	69,00	—1,31	46,0	—	—
10	0,00	0,00	—0,88	52,10	1,36	—	—	—
12	1,04	9,64	1,39	0,00	4,13	18,00	—	—
14	Не было шара-пилота							
16	1,48	11,17	—6,80	3,60	1,54	—	—	—
18	4,40	10,8	0,51	3,15	2,51	—	—	—

Вместо $\bar{Ri}$ рассмотрим изменения $\tau(z)$ и $\sigma(z)$ по высоте, нанесенные на один график (в единицах 10^{-4} см^{-2}). На рис. 1, 2, 3 $\sigma(z)$ нанесено пунктирной и $\tau(z)$ — сплошной линиями; слои, где турбулентность возрастает (т. е. где $\bar{Ri} < 1$ или

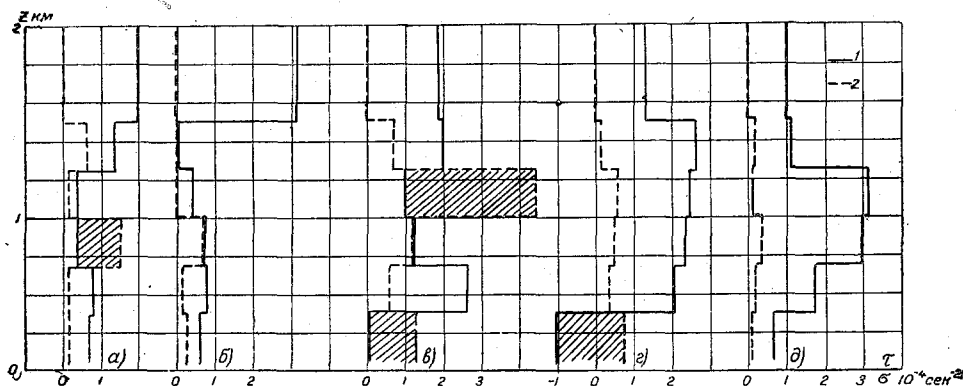


Рис. 1. День без кучевой облачности 8/VII 1948 г.

а) 8 час., $F=57\%$ Cu hum, б) 10 час., $F=49\%$ Cu hum, в) 12 час., $F=52\%$ Cu hum, г) 14 час., $F=50\%$ Cu hum, д) 16 час., $F=58\%$ Ci., 1— $\tau(z)$, 2— $\sigma(z)$.

$\tau(z) < \sigma(z)$), заштрихованы; внизу рисунков приведены наземная относительная влажность F в процентах и количество облачности в начале наблюдения. Наземная влажность в день, когда кучевые облака развивались в 8 час., была выше, чем в безоблачный день, на 11% , в 10—12 час. — только на $4-3\%$, а в 14—16 час. стала ниже, чем в безоблачный день, на $10-11\%$.

В день без кучевой облачности, как видно из графика на рис. 1, ни в один срок не было сплошного слоя, где бы $\bar{Ri}$ было меньше единицы хотя бы до высоты 1 км. Имевшиеся слои с неустойчивостью в 8 и 12 час. отделялись устойчивыми слоями от нижних более богатых влагой слоев. Относительная влажность в дневные часы изменилась по отношению к утреннему сроку только на $5-7\%$.

В день с образованием кучевых облаков в 10—12 час. слой с усиливающейся турбулентностью простирался до 1 км. В это время нижнее основание $Cu\ hum$ находилось тоже на высоте 1 км. Позднее, в 14 час., слой с интенсивной турбулентностью достиг 1,5 км, и высота нижнего основания $Cu\ hum$ поднялась до 1,2 км. В 16 час. такой слой наблюдался в 0,5—0,75 км, т. е. уже не достигал

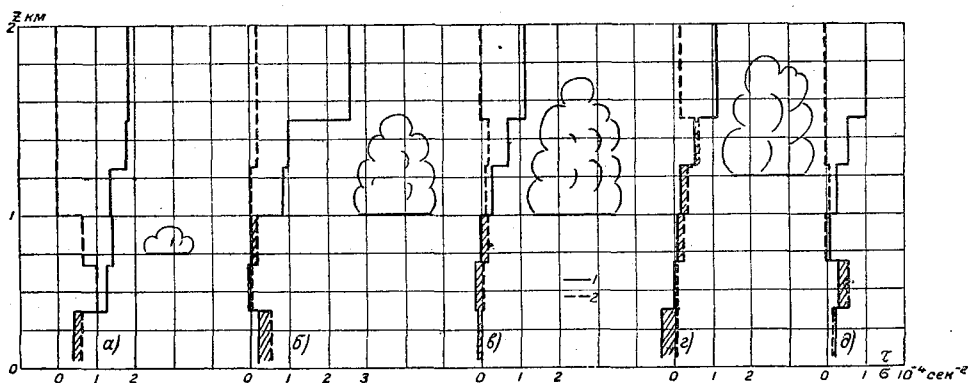


Рис. 2. День с развивающимися $Cu\ 6/VII-1948$ г.

а) 8 час., $F=68\%$ $1/1$ $Cu\ hum$, Ci , б) 10 час., $F=53\%$ $8/6$ $Cu\ hum$, Ci , в) 12 час., $F=49\%$ $9/7$ $Cu\ hum$, Ci , г) 14 час., $F=40\%$ $4/3$ $Cu\ hum$, Ci , д) 16 час., $F=47\%$ $0/0$ Cu .

уровня конденсации; к этому времени кучевые облака исчезли. Относительная влажность в этот день уменьшилась с утра к 14 час. на 28% .

В день с выпадающими осадками сплошной турбулентный слой $Ri < 1$ наблюдался только в 10 час., перед дождем, а в остальное время имелись неустойчивые слои на отдельных высотах: в 8 час. на 1,25—1,5 км; в 16 и 18 час. — на 0,75—1,0 км. Но сплошного слоя с развитой турбулентностью от земли не было. Относительная

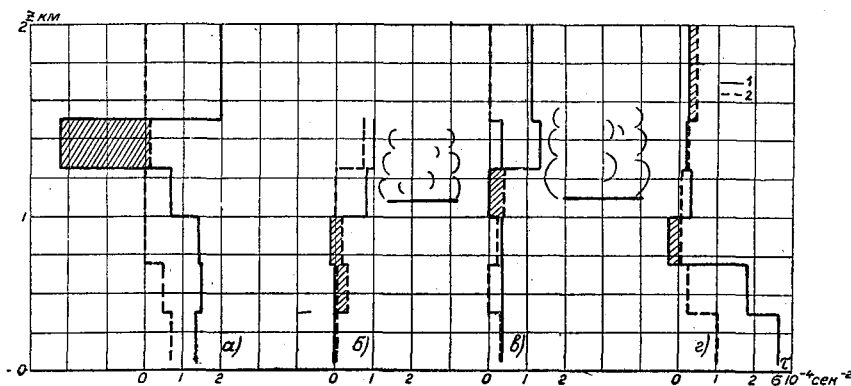


Рис. 3. День с выпадающими осадками из кучевых облаков 20/VII 1948 г.

а) 8 час., $F=75\%$ $0/0$ Ac , $Cu\ hum$, б) 10 час., $F=57\%$ $7/4$ $Cu\ hum$, $Cu\ cong$, Ci , в) 12 час., $F=63\%$ $0/0$ $1/2$ Cb , $Cu\ cong$, Ci , г) 16 час., $F=59\%$ $0/1$ $Ac\ floc$, $Cu\ cong$, д) 18 час., $F=50\%$ $7/0$ Ac , Cb .
1 — $\tau(z)$, 2 — $\sigma(z)$.

влажность на земле несколько уменьшилась к 10 час., но после дождя увеличилась, и мы видим, что в 12-часовой срок относительная влажность была выше, чем в 10 час.

Из приведенных таблиц и графиков видно, что в дни со слабой турбулентностью кучевая облачность не развивалась и, наоборот, когда турбулентность была развита ($Ri < 1$), кучевые облака образовывались примерно на высоте, до которой распространялась турбулентность. Таким образом, повидимому, интенсивная турбулентность способствует образованию кучевой облачности.

Рассмотрим еще средние вертикальные градиенты температуры в дни с Σ и дни без них.

В табл. 4 приведены средние γ в рассмотренные нами дни без Σ . Из таблицы видно, что вертикальные температурные градиенты, за исключением 12 и 14 час. до 0,5 км, значительно меньше сухоадиабатического градиента и почти не растут от утра ко дню.

Таблица 4

Средние вертикальные градиенты температуры в дни без кучевых облаков

Время (часы)	Границы слоев, км							
	0,2—0,5	0,5—0,75	0,75—1,0	1,0—1,25	1,25—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
6	0,17	0,52	0,72	0,76	0,80	0,60	0,55	0,66
8	0,93	0,52	0,80	0,80	0,64	0,55	0,51	—
10	0,87	0,76	0,80	0,84	0,84	0,50	—	—
12	1,00	0,60	0,76	0,80	0,64	0,62	0,42	0,70
14	1,16	0,68	0,64	0,60	0,56	0,64	0,68	0,69
16	0,80	0,68	0,48	0,44	0,76	0,80	0,79	0,75
18	0,93	0,58	0,48	0,76	0,76	0,72	0,66	0,60

В табл. 5 приведены средние вертикальные градиенты температуры в дни с образованием Σ . Из таблицы видно, что сверхадиабатические градиенты наблюдаются только до 0,5 км в дневные часы. На остальных уровнях замечен рост γ от утра к дню. Днем градиенты до 1,0 км близки к сухоадиабатическому. Выше 1,5—2,0 км γ меньше влажноадиабатического градиента во все сроки. Этим можно объяснить тот факт, что кучевая облачность в рассматриваемых случаях была ограничена в своем вертикальном развитии. Верхние границы Σ за эти дни редко превышали 2,5 км.

Таблица 5

Средние вертикальные градиенты в дни с кучевыми облаками

Время (часы)	Границы слоев, км							
	0,2—0,5	0,5—0,75	0,75—1,0	1,0—1,25	1,25—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
6	0,47	0,68	0,68	0,88	0,72	0,38	0,45	0,36
8	0,83	0,72	0,84	0,68	0,76	0,42	0,50	0,44
10	1,03	0,96	0,80	0,84	0,84	0,42	0,56	—
12	1,00	1,00	0,96	0,92	0,84	0,46	0,48	0,54
14	1,03	0,96	0,92	0,88	0,72	0,56	0,52	0,54
16	1,03	0,96	0,92	0,80	0,76	0,72	0,50	0,46
18	0,83	0,76	0,76	0,84	0,80	0,70	0,50	0,46

При сравнении табл. 4 и 5 видно, что в дневные часы до высоты 1,5—2,0 км γ больше в дни с Σ .

Пепплер [3] рассмотрел на основании наблюдений в Линденберге распределение градиентов температуры в дни с Σ и в дни, свободные от Σ . В табл. 6 и 7 приводим эти данные.

Днем в нижнем слое атмосферы градиенты температуры больше средних, но с 2,5 км мало отличаются от средних.

Таблица 6

В дни с Си градиенты температуры в Линденберге

Время наблюдений	Границы слоев, км					
	0,12—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
Утро	1,89	0,72	0,63	0,50	0,46	0,46
День	1,20	0,92	0,81	0,64	0,55	0,48

Таблица 7

В дни без Си градиенты температуры

Время наблюдений	Границы слоев, км					
	0,12—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
День	1,34	0,85	0,64	0,45	0,54	0,54

В дни, свободные от Си, в дневные часы в приземном слое до 0,5 км Пепплер тоже получил сверхадиабатические градиенты, выше же градиенты были меньше, чем в дни с Си. С 1,5—2,0 км градиенты в обоих случаях меньше влажноадиабатических.

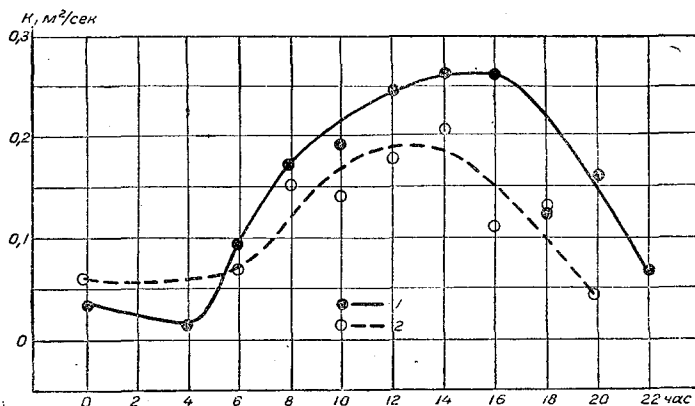


Рис. 4. Суточный ход коэффициента турбулентности.

1 — с Си, 2 — без Си.

тического градиента. Сравнивая табл. 4 и 5 с табл. 6 и 7, видим, что полученные нами вертикальные градиенты температуры согласуются с данными Пепплера, т. е. в дни с Си градиенты в дневные часы чаще всего выше, чем в безоблачные дни.

В дополнение к рассмотренным характеристикам вычислен по формуле Лайхмана [1] средний коэффициент турбулентности K_1 на высоте 1 м по наблюдениям в приземном слое (станции физики приземного слоя в Колтушах).

Наблюдения разбивались так же, как для подсчетов $\bar{Ri}$, на дни без кучевых облаков (3 дня, в счет которых вошел 1 день без шаропилотных наблюдений) и с кучевыми облаками (8 дней). На рис. 4 представлен суточный ход K_1 : на оси абсцисс нанесено время, а на оси ординат — величина K_1 в $\text{м}^2/\text{сек}$. Из рис. 4 видно,

что в дни без образования Cu (нанесены пунктиром) K_1 меньше, чем в дни с кучевыми облаками (нанесены сплошной линией). Кроме того, K_1 достигает наибольшей величины в послеполуденные часы. Ночные K_1 в безоблачные дни получились несколько выше, чем в дни с развивающимися кучевыми облаками, но это, возможно, произошло из-за того, что последних наблюдений было меньше.

Из приведенных выше таблиц и графиков видно, что для образования кучевой облачности большое значение имеет развитие турбулентности. Это было замечено и на материале наблюдений 1946 и 1947 гг. Данная работа, выполненная по более регулярным наблюдениям, подтвердила прежние результаты, что в дни с образованием Cu в дневные часы $Ri < 1$ примерно до основания облаков [2]. На материалах 1948 г. показано, что в дни без кучевых облаков турбулентность слабая (это видно из табл. 1, где $Ri < 1$ наблюдаются в дневные часы только в нижних слоях до 0,5 км). В предыдущей работе [2] было отмечено, что в дни с Cu слой с интенсивной турбулентностью достигает наибольшей высоты к 14 час.; к вечеру турбулентность ослабевает. То же можно сказать и теперь.

Надо отметить, что все вычисленные средние характеристики относятся к дням, когда не было фронтальной облачности, а имелись, в основном, облака местного происхождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Профиль ветра и обмен в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. наук, т. VIII, № 1, 1944.
2. Чуринова М. П. Некоторые характеристики турбулентности в дни с кучевыми облаками. Труды ГГО, вып. 13 (75), 1948.
3. Peppier W. Beiträge zur Physik des Cumulus. Beitr. z. Ph. fr. Atm. Bd. X, H. 2—3, 1922.

О СЛИЯНИИ ОБЛАЧНЫХ КАПЕЛЬ

Введение

Процесс образования дождевой капли можно разделить на две стадии. В первой, начальной, стадии основную роль играет конденсация водяного пара на частице, во второй стадии главное значение имеют слияния частиц друг с другом.

Конденсация водяного пара на ядрах конденсации, имеющих в атмосфере, начинается после достижения достаточной относительной влажности воздуха при понижении его температуры. Если ядро конденсации представляет капельку слабого раствора соли с массой примеси $m = 2,25 \cdot 10^{-18}$ г, то при радиусе ядра конденсации $r = 10^{-6}$ см для начала конденсации требуется пересыщение около $10^6\%$, при $r = 10^{-5}$ см — около $1^6\%$. Скорость роста капли достигает максимального значения в тот момент, когда радиус капли равен удвоенному значению радиуса первоначального ядра конденсации. Затем рост капли за счет конденсации непрерывно замедляется. Чтобы она достигла размера дождевой капли благодаря только одной конденсации, требовалось бы чрезмерно большое время.

Квадрат радиуса капли растет при росте ее за счет конденсации при постоянном пересыщении приблизительно пропорционально времени. Для не очень мелких капель можно пользоваться формулой:

$$r = \sqrt{2\varepsilon Dt}, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon = \frac{q_v - q_0}{\rho},$$

q_0 — плотность насыщенного водяного пара над плоской водяной поверхностью,

q_v — плотность водяного пара на большом расстоянии от капли,

ρ — плотность воды,

D — коэффициент диффузии водяного пара,

t — время.

Формула (1) выводится без учета зависимости упругости паров над каплей от ее радиуса и концентрации примесей.

Если учесть эту зависимость, то для времени роста радиуса от r_0 до r за счет конденсации мы получаем:

$$t = \frac{1}{2\varepsilon D} \left[r^2 + 2\gamma\alpha r + \gamma\alpha^2 \ln \frac{r}{\alpha} - \left(\frac{\alpha^3}{6} - \beta^3 \right) \frac{2\gamma}{r} \right]_{r_0}^r, \quad (2)$$

где

$$\gamma = \frac{q_0}{q_v - q_0}, \quad \alpha = \frac{2\sigma}{\rho R_w T}, \quad \beta^3 = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi\rho} \frac{\mu_v}{\mu_n},$$

σ — поверхностное натяжение воды,

R_w — газовая постоянная для водяного пара,

T — абсолютная температура,

m — масса примесей в капле,

μ_v — молекулярный вес воды,

μ_n — молекулярный вес примеси.

За счет конденсации образуются в естественных условиях капли различных размеров, так как ядра конденсации неодинаковы по своему составу и размерам.¹

Капли разных размеров падают с различными скоростями и благодаря этому могут происходить соударения их друг с другом. Главной силой, приводящей к слиянию капель, является сила тяжести. На это указывал еще А. И. Воейков в 1904 г. [2]. О других причинах, приводящих к столкновениям капель, мы не будем говорить, так как они играют второстепенную роль.

Однако пока капли мелки, их столкновения очень мало вероятны. При сближении капель, между ними образуется как бы воздушная подушка. Чтобы капли преодолели ее и столкнулись, они должны обладать достаточной инерцией относительного движения. С ростом капель их инерция увеличивается, и условия для столкновений становятся все более благоприятными.

Механизм самого слияния капель еще очень слабо исследован экспериментально [1, 3]. Помимо чисто механических причин, на слияние, повидимому, влияют влажность воздуха [8] и электрическое состояние капель. Согласно наблюдениям М. А. Ага-нина [1], слияние капель часто осуществляется путем возникновения между ними тонкой трубки жидкости, по которой жидкость перетекает из одной капли в другую. При разных размерах капель возникновение такой трубки может быть связано с тем, что упругость водяного пара над поверхностью капли зависит от ее кривизны и при малых расстояниях между каплями (порядка длины свободного пробега молекул) создаются достаточно большие градиенты влажности, приводящие к своего рода диффузному пробое. Если капли заряжены до различного потенциала, то при малых толщинах воздушной прослойки может возникнуть электрический пробой, также благоприятствующий возникновению жидкой перемычки.

Мы ограничимся здесь лишь исследованием механических условий столкновений капель.

Столкновения капель в поле тяжести

При движении капель относительно воздуха линии тока воздушных частиц вблизи капель искривляются. Траектории капель также испытывают „возмущение“ при сближении капель на малые расстояния. Взаимное отклонение траекторий падающих капель при их прохождении поблизости друг от друга весьма хорошо наблюдать, если поместить крупные водяные капли разного размера в стеклянный сосуд с трансформаторным маслом, плотность которого меньше единицы. Благодаря большой вязкости масла столкновения падающих водяных капель практически исключены и они очень плавно обходят друг друга. В воздухе условия для столкновения более благоприятны.

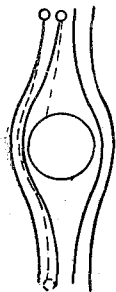


Рис. 1. Схема относительного движения капель в вязкой среде.

Пусть малая капля радиуса r_1 движется в невозмущенном потоке внутри цилиндра, вырезаемого в пространстве большой каплей радиуса r (рис. 1). Для простоты можно предполагать большую каплю неподвижной и под v понимать относительную скорость движения.

Согласно исследованиям Ленгмюра [7], сферические капли могут испытать столкновение, если путь, проходимый каплей радиуса r_1 по инерции, превосходит $1,214 r$. Инерционный путь капли можно подсчитать следующим образом. Пусть капля радиуса r_1 начала двигаться в воздушной среде по инерции с начальной скоростью v_0 . Сопротивление среды, которое мы будем предполагать, удовлетворяющим закону Стокса, вызовет уменьшение скорости по экспоненциальному закону:

$$v = v_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \quad (3)$$

¹ Чем более активно по отношению к воде вещество первичного ядра конденсации и чем больше размер ядра, тем при меньшей влажности воздуха может начаться конденсация.

где

$$\tau_1 = \frac{2}{9} \frac{\rho}{\eta} r_1^2 \quad (3')$$

— время релаксации, т. е. время, в течение которого скорость движения уменьшится в e раз, η — коэффициент вязкости воздуха.

Значения времени релаксации для капель разных размеров даны в табл. 1.

Таблица 1

Время релаксации для водяных капель

Радиус капель, μ . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Время релаксации $\tau \cdot 10^4$ сек.	0,13	0,51	1,2	2,0	3,2	4,5	6,2	8,2	10,3	12,8
Радиус капель, μ . .	15	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Время релаксации $\tau \cdot 10^4$ сек.	28,8	51	120	200	320	450	620	820	1030	1280

Вычисления произведены при

$$\eta = 1,74 \cdot 10^{-4} \text{ г/см} \cdot \text{сек.}$$

Путь, проходимый каплей по инерции, равен

$$\lambda = \int_0^{\infty} v_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}} dt = v_0 \tau_1. \quad (4)$$

При движении под действием тяжести двух капель с радиусами r и r_1 их относительная скорость

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

и инерционный путь капли с радиусом r_1 относительно капли радиуса r будет равен:

$$\lambda_{r_1} = g \tau_1 (\tau - \tau_1). \quad (5)$$

Ленгмюр исследовал оседание переохлажденных капель на коллекторах различной формы и составил таблицу для коэффициентов слияния E при разных значениях величины $k = \frac{\lambda}{R}$, где R — радиус коллектора, λ — путь инерции капель в вязкой среде. Значения этого коэффициента для сферического коллектора даны в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициент слияния по Ленгмюру

k . .	1,214	1,5	2	3	5	10	20	50	100
E . .	0	0,066	0,186	0,326	0,472	0,634	0,760	0,872	0,924

Величина E оказалась приближенно удовлетворяющей формуле

$$E = \frac{1}{\left(1 + \frac{\frac{3}{4} \ln 2k}{k - 1,214}\right)^2}. \quad (6)$$

Этот коэффициент слияния для столкновения облачных капель не вполне строг, так как предполагается, что всякое механическое столкновение капель приводит к слиянию. Но капли могут испытывать и своего рода упругие удары, отскакивая друг от друга после столкновения. Этот вопрос требует еще дополнительных исследований.

В соответствии с табл. 2 нами составлена табл. 3 для коэффициента слияния друг с другом падающих капель (эта таблица несколько отличается от соответствующей таблицы в статье Лентгюра, где рассчитано столкновение движущихся капель с неподвижными).

Таблица 3

Коэффициент слияния для облачных капель разных размеров

r в м	r ₁ в м							
	3	4	5	6	7	8	9	10
15	—	—	—	—	—	—	0,01	0,03
20	—	—	—	—	0,04	0,14	0,19	0,26
30	—	—	—	0,10	0,22	0,30	0,37	0,42
40	—	—	0,01	0,16	0,28	0,35	0,42	0,48
50	—	—	0,10	0,22	0,33	0,40	0,48	0,53
60	—	—	0,14	0,27	0,36	0,43	0,51	0,56
70	—	—	0,17	0,31	0,39	0,46	0,53	0,58
80	—	0,03	0,19	0,34	0,41	0,49	0,55	0,60
90	—	0,04	0,23	0,36	0,42	0,51	0,56	0,61
100	—	0,06	0,26	0,37	0,43	0,52	0,57	0,62

Из таблицы видно, что мелкие капли практически не испытывают взаимных столкновений при падении в поле тяжести. Сплошной чертой в табл. 3 отделена область размеров несталкивающихся капель.

Рост капель за счет коагуляции в поле тяжести

Вычисление роста капель за счет коагуляции производилось автором данной статьи ранее [4, 5] при предположении, что коэффициент коагуляции равен единице (все капли, находящиеся внутри цилиндра, вырезаемого в пространстве падающей крупной каплей, сливаются с нею). В данной статье произведен учет аэродинамических условий столкновения, но, как уже указано выше, не учтен коэффициент эффективности столкновения.

Вероятность столкновения за единицу времени для крупной капли радиуса r с каплями радиуса r_1 определяется выражением:

$$\bar{w} = \pi(r + r_1)^2 E n_1 \Delta v, \quad (7)$$

где n_1 — число капель радиуса r_1 в единице объема, Δv — разность скоростей падения капель.

Если $r_1 \ll r$, то увеличение радиуса крупной капли за одно столкновение будет равно:

$$\Delta r = \frac{\frac{4}{3} \pi r_1^3}{4 \pi r^2}. \quad (8)$$

Следовательно, увеличение радиуса капли за единицу времени равно:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\pi}{3} \frac{r_1^3}{r^2} E n_1 (r + r_1)^2 \Delta v. \quad (9)$$

В качестве коэффициента слияния мы примем выражение

$$E = \left(\frac{k - 1,214}{k} \right)^2, \quad (10)$$

которое позволяет сравнительно просто произвести вычисление и не очень сильно отличается от (6). При малых k оно дает заниженное значение для E , а при больших k — завышенное. При этом нужно учитывать, что за начальное значение r_1 нужно выбирать такое, чтобы удовлетворялось условие $k \geq 1,214$. Значения E , вычисленные по формуле (10), даны в табл. 4.

Таблица 4

Значения коэффициента слияния, вычисленные по формуле (10)

$k = \frac{\lambda}{r}$	1,214	1,5	2	3	5	10	20	50	100
E	0	0,036	0,155	0,353	0,57	0,77	0,88	0,95	0,97

Сравнивая ее с табл. 2, мы видим, что наше E начинает превосходить значения лэнгмюровского коэффициента слияния при $k = 3$. Если подставить в (10) значения λ из (5), то мы получим:

$$E = 1 - \frac{2Ar}{r_1^2 (r^2 - r_1^2)} + \frac{A^2 r^2}{r_1^4 (r^2 - r_1^2)^2}, \quad (11)$$

где

$$A = \frac{1,214}{g} \left(\frac{9\eta}{2\rho} \right)^2 \approx 7,59 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3.$$

Предположим, как и в [4] и [5], что капли в облаке распределены по размерам в соответствии с формулой Смолуховского:

$$n_r = \frac{25 q_w}{4 \pi r_m^6} r^2 e^{-\frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3}}, \quad (12)$$

где q_w — водность облака, r_m — радиус капель, дающих наибольший вклад в водность, и пренебрежем столкновением друг с другом капель, радиус которых превосходит r_m (это заведомо приведет к понижению скорости роста).

Тогда скорость роста будет определяться выражением:¹

$$\frac{dr}{dt} = \int_0^{r_m} \pi (r + r_1)^2 E n(r_1) \frac{r_1^3}{3 r^2} \Delta v dr_1. \quad (13)$$

Подставив значения всех входящих в (13) величин, получим:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = \frac{25}{54} \frac{q_w \rho g}{\eta r_m^6} \int_0^{r_m} \left[1 - \frac{2Ar}{r_1^2 (r^2 - r_1^2)} + \right. \\ \left. + \frac{A^2 r^2}{r_1^4 (r^2 - r_1^2)^2} \right] \cdot (r + r_1)^2 (r^2 - r_1^2) r_1^3 e^{-\frac{5}{3} \frac{r_1^3}{r_m^3}} dr_1. \end{aligned} \quad (14)$$

¹ Строго говоря, нужно интегрировать при данном r от некоторого минимального значения радиуса мелких облачных капель r_{10} , при котором $k = 1,214$, но легко убедиться, что это незначительно изменит результат.

После элементарных преобразований и интегрирования получаем:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = \frac{\rho g}{18\eta} q_w \frac{r_m^4}{r^2} & \left\{ \left(1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}} \right) \frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\gamma \left(\frac{7}{3}, \frac{5}{3} \right) - \frac{5}{3} \gamma \left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3} \right) \frac{A}{r_m^3} \right] \frac{r^3}{r_m^3} - \right. \\ & - \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{A}{r_m^3} \left[4 \gamma \left(\frac{5}{3}, \frac{5}{3} \right) - \frac{5}{3} \gamma \left(\frac{2}{3}, \frac{5}{3} \right) \frac{A}{r_m^3} \right] \frac{r^2}{r_m^2} - 2 \left[\frac{6}{5} \left(1 - \frac{73}{18} e^{-\frac{5}{3}} \right) + \left(1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}} \right) \frac{A}{r_m^3} - \right. \\ & \left. \left. - \frac{5}{3} \left(1 - e^{-\frac{5}{3}} \right) \frac{A^2}{r_m^6} \right] \frac{r}{r_m} - \left[\left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{4}{3}} \gamma \left(\frac{10}{3}, \frac{5}{3} \right) - 2 \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \gamma \left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3} \right) \frac{A^2}{r_m^6} \right] \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

Полагая $A = 0$, мы получим ранее найденное выражение [4] для $\frac{dr}{dt}$ при коэффициенте коагуляции $E = 1$.

Если подставить в (15) численные значения неполных гамма-функций:

$$\gamma \left(\frac{2}{3}, \frac{5}{3} \right) = 1,215; \quad \gamma \left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3} \right) = 0,635; \quad \gamma \left(\frac{5}{3}, \frac{5}{3} \right) = 0,544;$$

$$\gamma \left(\frac{7}{3}, \frac{5}{3} \right) = 0,473; \quad \gamma \left(\frac{10}{3}, \frac{5}{3} \right) = 0,481$$

и значения постоянных величин, то мы приходим к расчетной формуле:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = 5,2 \cdot 10^5 q_w \frac{r_m^4}{r^2} & \left[0,30 \frac{r^4}{r_m^4} + \left(0,48 - 1,08 \frac{A}{r_m^3} \right) \frac{r^3}{r_m^3} - \left(1,55 \frac{A}{r_m^3} - \right. \right. \\ & \left. \left. - 1,45 \frac{A^2}{r_m^6} \right) \frac{r^2}{r_m^2} + \left(0,34 + 0,60 \frac{A}{r_m^3} - 1,62 \frac{A^2}{r_m^6} \right) \frac{r}{r_m} - \left(0,15 - 1,08 \frac{A^2}{r_m^6} \right) \right]. \quad (16) \end{aligned}$$

Оказывается, что скорость роста капель за счет коагуляции сильно зависит от r_m : чем более крупнокапельным является облако, тем быстрее идет рост капель.

При $r_m = 10 \mu$ ($\frac{A}{r_m^3} = 0,76$) и $q_w = 1 \text{ г/м}^3$:

$$\frac{dr}{dt} = 1,55 \cdot 10^{-7} \frac{r_m^2}{r^2} \left(\frac{r^4}{r_m^4} - 2,03 \frac{r^3}{r_m^3} - 1,16 \frac{r^2}{r_m^2} + 0,49 \frac{r}{r_m} + 2,27 \right). \quad (16_1)$$

При $r_m = 15 \mu$ ($\frac{A}{r_m^3} = 0,22$) и том же значении q_w :

$$\frac{dr}{dt} = 3,48 \cdot 10^{-7} \frac{r_m^2}{r^2} \left(\frac{r^4}{r_m^4} + 0,53 \frac{r^3}{r_m^3} - 0,91 \frac{r^2}{r_m^2} - 1,30 \frac{r}{r_m} - 0,25 \right). \quad (16_2)$$

На рис. 2 сплошными линиями даны графики скорости роста капель за счет коагуляции, рассчитанные по формулам (16₁) и (16₂), при учете только столкновений с мелкими каплями (до $r_1 = r_m$).

Подсчет скорости роста при учете столкновений капли радиуса r со всеми каплями меньшего радиуса дает:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = \frac{\rho g}{18\eta} q_w \frac{r_m^4}{r^2} & \left\{ \left[1 - (1+x)e^{-x} \right] \frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{1}{3}} \gamma \left(\frac{7}{3}, x \right) \frac{r^3}{r_m^3} - \right. \\ & - \frac{6}{5} \left[2! - (x^2 + 2x + 2!)e^{-x} \right] \frac{r}{r_m} - \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{4}{3}} \gamma \left(\frac{10}{3}, x \right) - \left[2 \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \gamma \left(\frac{4}{3}, x \right) \right] \frac{r^3}{r_m^3} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 4 \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \gamma \left(\frac{5}{3}, x \right) \frac{r^2}{r_m^2} + 2 \frac{r}{r_m} - 2(1+x)e^{-x} \frac{r}{r_m} \left[\frac{A}{r_m^3} + \left[\left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{4}{3}} \gamma \left(\frac{2}{3}, x \right) \frac{r^2}{r_m^2} - \right. \right. \\
& - 2 \left(\frac{5}{3} \right)^2 e^{-\frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3}} Ei \left(\frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3} - x \right) \frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{3}{5} \frac{r_m^3}{r^3} \right)^k \gamma \left(\frac{3k+4}{3}, x \right) + \\
& \left. + 2 \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{r_m}{r} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{3}{5} \frac{r_m^3}{r^3} \right)^k \gamma \left(\frac{3k+5}{3}, x \right) \right] \frac{A^2}{r_m^6} \Bigg\}_{x_0}^x, \quad (15_1)
\end{aligned}$$

где $x = \frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3}$, а пределы для γ_1 : $r \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{r^3}}}{2}} \leq r_1 \leq r \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4A}{r^3}}}{2}}$.

Значения $\frac{dr}{dt}$ при $r_m = 10 \mu$ и $r_m = 15 \mu$, вычисленные по формуле (15₁), даны на рис. 2 пунктирными линиями. Как видно из сравнения со сплошными кривыми, полученными при учете столкновений капли радиуса r только с мелкими каплями, радиус которых не превышает r_m , последнее предположение приводит к 2—3-кратному занижению результата. Но при вычислении по формуле (15) мы делаем другую ошибку, несколько завышающую скорость роста, так как выражение (8) дано при предположении, что $r_1 \ll r$ [например, увеличение радиуса при столкновении двух капель радиуса r будет $\Delta r = (\sqrt[3]{2} - 1) r = 0,26r$, тогда как по формуле (8) получается $\Delta r = 0,33r$].

Для сравнения на рис. 2 приведены кривые для скорости роста за счет конденсации, рассчитанные автором.

Полная скорость роста капель за счет обоих процессов (конденсации и коагуляции) может быть получена суммированием соответствующих скоростей роста.

Из рисунка видно, что в начальный период существования облака коагуляция капель играет незначительную роль. Но с некоторого момента, когда капли уже достаточно выросли за счет конденсации, начинают играть роль слияния капель. Скорость роста за счет коагуляции быстро возрастает, перегоняя конденсационную скорость роста.

Так, в непрерывном восходящем потоке при пересыщениях порядка 0,05% ($\epsilon = 5 \cdot 10^{-9}$), водности облака 1 г/м³ и $r_m = 15 \mu$ кривая для скорости роста капель за счет коагуляции пересекает кривую конденсационного роста при $r = 19 \mu$, т. е. капельки, незначительно превосходящие r_m , уже растут быстрее за счет коагуляции, чем за счет конденсации.

При $r_m = 10 \mu$ и тех же прочих условиях пересечение кривых происходит при $r = 20 \mu$.

При пересыщении 1% соответствующие значения будут 38 μ и 43 μ .

Конечно, это может служить лишь для грубой оценки, так как выражение для скорости роста за счет конденсации применимо лишь к случаю, когда расстояния между каплями велики, тогда как коагуляция происходит при столкновении капель.

Сближение капель приводит к перекачке водяного пара с мелких капель на крупные, что ускоряет рост крупных капель за счет конденсации.

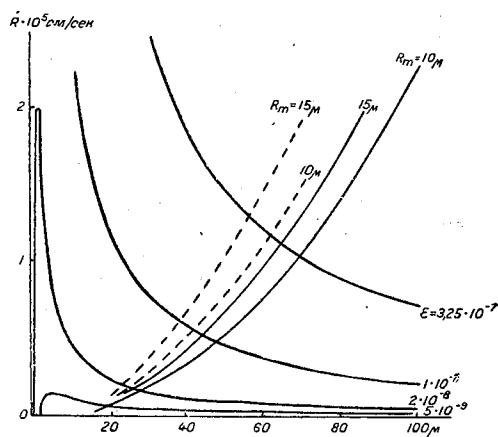


Рис. 2. Скорость роста капель за счет коагуляции (по водности 1 г/м³) и конденсации.

При наличии в облаке наряду с каплями ледяных частиц происходит перекачка водяного пара с капель на ледяные частицы. Пересыщения относительно льда могут достигать в этом случае больших значений: при $t = -12^\circ \text{C}$ будем иметь $\epsilon = 3,25 \cdot 10^{-7}$.

Скорость роста ледяных сферических частиц за счет перекачки с капель в разреженном облаке можно оценить из соответствующей кривой на рис. 2.

Она превосходит скорость роста за счет коагуляции при водности облака 1 г/м^3 и $r_m = 15 \mu$ до значений радиуса $r = 56 \mu$, а при $r_m = 10 \mu$ до $r = 61 \mu$. Более крупные частицы и в смешанном облаке растут в основном за счет коагуляции.

В плотном облаке, когда расстояния между каплями малы, скорость роста ледяных частиц за счет перекачки водяного пара несколько увеличится. Строгое решение задачи о перекачке пара весьма сложно.

Возвратимся к уравнению (16). Если считать q_w и r_m постоянными в течение некоторого времени (они меняются сравнительно медленно), то это уравнение легко проинтегрировать способом, изложенным в нашей статье [4].

Для времени роста капли от некоторого начального значения r_0 до r за счет коагуляции мы получаем:

при $q_w = 1 \text{ г/м}^3$ и $r_m = 10 \mu$:

$$t = 6,45 \cdot 10^3 \left[0,20 \ln \left(\frac{r}{r_m} - 3,09 \right) - 0,01 \ln \left(\frac{r}{r_m} - 0,29 \right) - 0,10 \ln \left(\frac{r^2}{r_m^2} + 1,36 \frac{r}{r_m} + 2,56 \right) + 0,15 \operatorname{arctg} \frac{\frac{r}{r_m} + 0,68}{0,72} \right];$$

при $q_w = 1 \text{ г/м}^3$ и $r_m = 15 \mu$:

$$t = 2,87 \cdot 10^3 \left[0,23 \ln \left(\frac{r}{r_m} - 1,31 \right) - 0,02 \ln \left(\frac{r}{r_m} + 0,15 \right) - 0,10 \ln \left(\frac{r^2}{r_m^2} + 1,68 \frac{r}{r_m} + 1,22 \right) + 0,71 \operatorname{arctg} \frac{\frac{r}{r_m} + 0,84}{0,72} \right].$$

Результат расчета по этим формулам сведен в табл. 5.

Таблица 5

Время (в сек.), необходимое для роста радиуса капли от r_0 до r за счет коагуляции при водности $q_w = 1 \text{ г/м}^3$

r_m в μ	$r_0 - r$ в μ					
	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90	90—100
10	760	360	220	150	110	80
15	220	140	100	75	60	45

Следует учитывать, что время в табл. 5 дано только для грубой оценки, так как неучет столкновений крупной капли с каплями, радиус которых больше r_m , завышает t , тогда как неучет коэффициента эффективности столкновения занижает t .

На рис. 3 даны графики роста капель за счет коагуляции от начального размера $r_0 = 40 \mu$ при водности $q_w = 1 \text{ г/м}^3$ и значениях $r_m = 10$ и 15μ .

Таким образом при водности облака 1 г/м^3 капля начального радиуса 40μ может вырасти за счет коагуляции до 100μ в течение 28 мин. при $r_m = 10 \mu$ и в течение 11 мин. при $r_m = 15 \mu$.

Укрупнение всей массы мелких капель облака приводит к значительному ускорению роста крупных капель.

Слияние капель при пульсации скорости воздушного потока

Помимо силы тяжести на слияние облачных капель могут влиять пульсации скорости воздушного потока, приводящие к изменению скорости относительного движения капель разных размеров.

Рассмотрим два простейших случая:

- случай внезапного изменения скорости;
- случай периодических колебаний скорости воздуха.

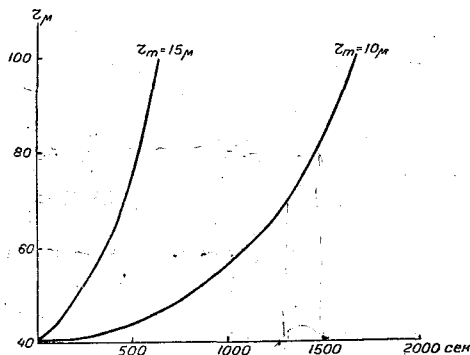


Рис. 3. Рост облачных капель за счет коагуляции при водности 1 г/м^3 .

а) Слияние капель при резком изменении скорости струи

Пусть масса облака, содержащая капли разных размеров, первоначально находилась в покое в воздухе, а затем внезапно возникла струя, имеющая скорость u .¹

Капли малого размера почти мгновенно приобретают скорость струи, в то время как более крупные капли изменяют свою скорость движения с запаздыванием по времени. В течение небольших промежутков времени, соответствующих по порядку величины времени релаксации τ , капли разных размеров будут иметь значения скорости относительно движения, которые могут во много раз превосходить разности стоксовых скоростей их движения.

Скорость движения капель относительно воздуха (если не учитывать стоксову скорость падения) определяется формулой:

$$v = u \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (17)$$

где τ — время релаксации для капли радиуса r .

Если в облаке имеются, например, капли радиусов $r_1 = 3 \mu$ и $r_2 = 10 \mu$, то в момент, когда скорость первой капли будет равна

$$v_3 = u (1 - e^{-1}) = 0,63u,$$

скорость второй капли будет (значения τ взяты из табл. 1):

$$v_{10} = u \left(1 - e^{-\frac{\tau_3}{\tau_{10}}} \right) = 0,09u.$$

Между каплями появится разность скоростей

$$\Delta v = v_3 - v_{10} = 0,54u.$$

При скорости движения струи $u = 1 \text{ м/сек.}$ мы получим $\Delta v = 54 \text{ см/сек.}$, в то время как разность скоростей падения равна лишь $1,14 \text{ см/сек.}$

Путь, проходимый каплей относительно воздуха по инерции, определяется формулой (4), где вместо v_0 нужно подставить u . В табл. 6 даны значения инерцион-

¹ Более или менее внезапное изменение скорости струи может, например, иметь место в естественных условиях при конденсации водяного пара на уровне основания облака за счет выделения скрытой теплоты конденсации.

ного пути капль при скорости воздушного потока $u = 1$ м/сек. Чтобы получить значения λ при других скоростях, нужно лишь умножить соответствующие величины на скорость струи в м/сек.

Таблица 6

Инерционный путь капль относительно воздуха при попадании в струю скорости $u = 1$ м/сек.

Радиус капль r в μ . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Инерционный путь λ в μ	13	51	120	200	320	450	620	820	1030	1280
Радиус капль r в μ . .	15	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Инерционный путь λ в μ	2880	5100	12000	20000	32000	45000	62000	82000	103000	128000

Таблица 7

Коэффициент инерции $k = \frac{\lambda}{r}$ для относительного движения капль при попадании в струю скорости $u = 1$ м/сек.

r в μ	r_1 в μ									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	19	0	—	—	—	—	—	—	—	—
3	39	23	0	—	—	—	—	—	—	—
4	47	37	20	0	—	—	—	—	—	—
5	61	54	40	24	0	—	—	—	—	—
6	73	67	55	42	22	0	—	—	—	—
7	87	81	71	60	43	24	0	—	—	—
8	101	96	85	78	62	46	25	0	—	—
9	113	109	101	92	79	64	45	23	0	—
10	127	123	116	108	96	83	66	46	25	0
15	191	189	184	179	171	162	151	137	123	106
20	255	252	249	245	240	232	225	215	205	190
30	399	398	397	393	390	386	380	373	367	353
40	499	498	497	495	492	490	485	480	475	467
50	640	639	638	636	634	632	628	624	620	614
60	750	749	748	747	745	743	740	737	733	728
70	888	886	884	883	881	880	877	874	871	867
80	1 025	1 024	1 023	1 022	1 021	1 020	1 014	1 013	1 012	1 010
90	1 144	1 144	1 143	1 142	1 141	1 140	1 138	1 136	1 133	1 130
100	1 280	1 280	1 279	1 278	1 277	1 276	1 274	1 272	1 270	1 267

Разность соответствующих значений λ дает инерционный путь одной капль относительно другой. В табл. 7 даны значения коэффициента инерции $k = \frac{\lambda}{r}$ для относительного движения капль разных размеров.

При вычислении мы не учитывали отклонения скорости движения капль от закона Стокса, но это не дает больших ошибок для мелких капль.

Сопоставляя данные табл. 7 и 2, мы видим, что коэффициент слияния даже для мелких капль при попадании в струю скорости 1 м/сек. близок к единице.

Рассчитаем вероятность столкновения капль на пути инерции.

Полагая коэффициент слияния равным единице, мы получим для вероятности столкновения капль радиуса r с каплями радиуса $(r_1; r_1 + dr_1)$ на пути λ при скорости струи u :

$$dw = \pi (r + r_1)^2 n(r_1) u (\tau - \tau_1) dr_1. \quad (18)$$

Подставляя значения $n(r_1)$ и τ из (12) и (3') и интегрируя по всем размерам капель, имеем:

$$w_r = \frac{25}{18} \frac{u q_w}{\eta r_m^6} \int_0^{\infty} e^{-\frac{5}{3} \frac{r_1^3}{r_m^3}} r_1^2 (r + r_1)^2 (r^2 - r_1^2) dr_1. \quad (19)$$

Так как время релаксации τ , в течение которого капли проходят практически весь путь λ , мало, то мы считаем при интегрировании водность q_w и радиус r_m капель, дающих наибольший вклад в водность, постоянными.

В результате интегрирования находим:

$$w_r = \frac{5}{18} \frac{u q_w r_m}{\eta} \left[\frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{1}{3}} \Gamma \left(\frac{4}{3} \right) \frac{r^3}{r_m^3} - \frac{6}{5} \frac{r}{r_m} - \left(\frac{3}{5} \right)^{\frac{4}{3}} \Gamma \left(\frac{7}{3} \right) \right]. \quad (20)$$

Значения гамма-функции $\Gamma(x)$ следующие:

$$\Gamma \left(\frac{4}{3} \right) = 0,893; \quad \Gamma \left(\frac{7}{3} \right) = 1,19.$$

Полагая $\eta = 1,74 \cdot 10^{-4}$ г/см · сек., $u = 1$ м/сек., $q_w = 0,2$ г/м³ и $r_m = 5 \mu$, мы находим для капли с $r = 10 \mu$:

$$w_{10} = 0,007,$$

т. е. только 0,7% всех капель радиуса 10μ будут коагулировать с каплями других размеров при возникновении струи со скоростью 1 м/сек. Для больших r эта вероятность растет и при $r = 35 \mu$ достигает значения единицы.

Пока облако мелкокапельное, нужно многократное повторение процесса, чтобы значительная доля капель испытала слияния за счет инерционных эффектов.

Такое укрупнение капель можно наблюдать, например, при многократном выпуске пара из паровоза в условиях влажного спокойного воздуха. В этом случае под струей обнаруживаются даже крупные капли радиусом в несколько сот микронов.

б) Слияние капель при периодических колебаниях скорости воздушного потока

Как показывают исследования движений воздуха в кучевых облаках, вертикальная составляющая скорости испытывает неправильные пульсации с периодом от 1 до 5—6 мин. и с амплитудой до 15—17 м/сек. Такого же рода пульсации, но с меньшими значениями скоростей имеют место в других типах облаков и вне облаков. Эти конвективные пульсации (а также и турбулентные пульсации динамического происхождения) могут играть существенную роль в увеличении эффекта коагуляции для мелких капель, для которых влияние силы тяжести мало. Произведем расчет коэффициента коагуляции, предполагая, что имеются правильные колебания воздуха с частотой ω и амплитудой u_0 :

$$u = u_0 \sin \omega t. \quad (21)$$

Скорость шарообразной капли в колеблющейся среде можно записать в виде [6]:

$$v = v_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad (22)$$

где v_0 — амплитуда скорости колебаний капли, φ — фаза колебаний.

После подстановки (22) в дифференциальное уравнение движения капли:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{9\eta}{2\rho r^2} (v - u_0 \cos \omega t) \quad (23)$$

(предполагается, что справедлив стоксов закон сопротивления среды) получим для v_0 и φ следующие значения:

$$v_0 = \frac{u_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad \sin \varphi = -\frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (24)$$

где τ — время релаксации.

Разность скоростей движения капель с радиусами r и r_1 будет:

$$\Delta v = \left(\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} - \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \right) u_0 \cos \omega t + \left(\frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} - \frac{\omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \right) u_0 \sin \omega t. \quad (25)$$

Для атмосферных пульсаций скорости средний период колебаний равен 2 мин. и, следовательно, $\omega = \frac{2\pi}{120} \approx 0,05$ сек.⁻¹. Время релаксации для капель облака $\tau \ll 1$ сек. Поэтому

$$\omega \tau \ll 1,$$

и мы можем приближенно написать

$$\Delta v \approx u_0 \omega (\tau - \tau_1) \sin \omega t. \quad (26)$$

Для больших промежутков времени можно найти среднее значение относительной скорости Δv . Так как для столкновения капель важно лишь абсолютное значение относительной скорости, то

$$\overline{\Delta v} = u_0 \omega (\tau - \tau_1) \overline{|\sin \omega t|} = \frac{2}{\pi} u_0 \omega (\tau - \tau_1). \quad (27)$$

Среднее значение длины свободного пробега будет:

$$\overline{\lambda} = \overline{\Delta v} \tau_1 = \frac{2}{\pi} u_0 \omega (\tau - \tau_1) \tau_1. \quad (28)$$

С помощью (9), (10) и (12) можно составить выражение для скорости роста капли при периодических колебаниях скорости воздушного потока аналогично (14).

Оно будет отличаться лишь тем, что вместо g всюду стоит $\frac{2}{\pi} u_0 \omega$.

При $\omega = 0,05$ сек.⁻¹ и $u_0 = 1$ м/сек. последняя величина почти в 300 раз меньше g . При большой частоте пульсаций обе величины близки друг другу, например при периоде пульсации $T = 1$ сек. и $u_0 = 1$ м/сек.:

$$\frac{\frac{2}{\pi} u_0 \omega}{g} = 2,5.$$

Вычисления при замене $g \rightarrow \frac{2}{\pi} u_0 \omega$ в (14) и следующих формулах произвести несложно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аганин М. А. Журнал геофиз., т. V, вып. 4, 1935.
2. Воейков А. И. Метеорология. 1904, стр. 359.
3. Горбачев С. В. и Никифорова В. М. Журнал геофиз., т. V, вып. 2, 1935.
4. Шишкин Н. С. Изв. АН СССР, XII, № 3, 1948. Труды ГГО, вып. 7, 1948.
5. Шишкин Н. С. Труды ГГО, вып. 13, 1948.
6. Brandt O., Freund H. u. Hiedeman E. Koll ZS, Bd. 77, H. 1, 1936.
7. Langmuir I. Journ. Met., v. 5, No 5, 1948.
8. Дерягин Б. В. и Прохоров П. С. Сб. „Новые идеи в области изучения аэрозолей“. Изд. АН СССР, 1949.

ОСАДКИ ИЗ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Введение

Как уже выяснено ранее автором данной статьи на примерах упрощенных моделей облака [6], образование осадков весьма сильно зависит от развития в облаках восходящих потоков. Во-первых, при поднятии массы облака понижается ее температура, что обеспечивает конденсационный рост капелек до размеров, при которых активную роль играет коагуляция. Во-вторых, капли, поднятые на большую высоту восходящим потоком, должны при падении пройти значительную толщу облака и могут вырасти до больших размеров за счет коагуляции.

С этой точки зрения конвективные облака, в которых восходящие токи достигают наибольшего развития, лучше, чем другие типы облаков, позволяют исследовать условия образования осадков.

Строение конвективных облаков в данное время уже довольно хорошо изучено группой сотрудников ГГО им. А. И. Воейкова под руководством Е. С. Селезневой, производивших исследования в 1946—1949 гг. [2, 3, 5]. Это позволяет дать теоретическое описание процесса образования осадков, выясняющее основные черты этого сложного явления. Мы вынуждены ограничиться в теории случаем облака с равномерным восходящим потоком. Но это не ограничивает общности рассмотрения, так как расчет может быть произведен для любых скоростей вертикальных движений.

Из цитированных выше работ известно, что в начальной стадии развития конвективных облаков водность и размеры капель растут с высотой. Рост водности с высотой может быть весьма легко подсчитан из элементарных соображений по общеизвестным формулам для зависимости упругости насыщающих паров от температуры и давления, если предположить, что влажность воздуха в поднимающейся массе облака мало отличается от насыщающей, и весь избыточный водяной пар конденсируется, а температура изменяется по влажноадиабатическому закону. Результат расчета приведен в табл. 1 в сопоставлении с данными наблюдений В. А. Зайцева [3]. Там же дан рост капель за счет конденсации при равномерном поднятии массы облака, вычисленный по формуле (3), и экспериментальные данные В. А. Зайцева.

Водность рассчитывалась для случая, когда основание облака находится на высоте 1000 м над уровнем моря при температуре воздуха на этом уровне 6°С. Эти значения соответствуют условиям холодного лета 1948 г., когда В. А. Зайцевым производились измерения водности. При более высоких температурах основания облака могут достигаться гораздо большие значения водности.

Теоретический расчет роста r_m произведен при значении величины

$$\varepsilon = \frac{q_v - q_0}{\rho} = 3 \cdot 10^{-10},$$

что соответствует пересыщению 0,003% (значение несколько занижено, как показывает сравнение с данными В. А. Зайцева). Здесь q_0 — плотность насыщающих

паров у плоской поверхности, q_v — плотность насыщающих паров вдали от капли, ρ — плотность воды.

В статье „О слиянии облачных капель“ [7], помещенной в данном сборнике, нами выяснены условия роста капель в облаке и произведено сравнение скоростей роста за счет конденсации и коагуляции при постоянных значениях q_w и r_m .

Задачей настоящей статьи является исследование роста капель и вычисление интенсивности осадков из облака с изменяющимися по высоте q_w и r_m приближенно к естественным условиям.

Таблица 1

Изменение с высотой водности и радиуса капель, дающих наибольший вклад в водность облака

Микрофизическая характеристика облаков	Высота над уровнем моря, м									
	1000	1150	1350	1550	1750	1950	2500	3000	3500	4000
Температура, °C	6,0	5,1	3,9	2,7	1,5	0,3	—3,0	—6,0	—9,5	—13,0
Водность г/м ³ (теоретическая)	0	0,29	0,60	1,08	1,40	1,71	2,33	2,80	3,28	3,59
Водность г/м ³ (экспериментальная)	0	0,34	0,40	0,86	1,08	1,74	0,80 ¹	—	—	—
Теоретические значения r_m в μ (рост за счет конденсации при $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-10}$)	0	4,5	6,8	8,6	9,8	11,2	—	—	—	—
Экспериментальные значения r_m в μ	0	6,0	8,0	9,5	11,0	14,0	—	—	—	—

Рост капель за счет конденсации и коагуляции в чисто-водяных облаках

Предположим, что в облаке имеется равномерный и непрерывный восходящий поток со скоростью u .

Рассчитаем изменения радиуса капель с высотой. В начальный период существования капли ее рост осуществляется, в основном, за счет конденсации и для расчета можно пользоваться формулами (подобные расчеты выполнялись ранее Б. В. Дерягиным и О. М. Тодесом [1]):

$$\frac{dz}{dt} = u - \frac{2}{9} \frac{\rho g}{\eta} r^2, \quad (1)$$

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{\text{конд}} = \frac{\varepsilon D}{r}. \quad (2)$$

В формуле (1) z — высота капли над основанием облака, g — ускорение силы тяжести, η — коэффициент вязкости воздуха. Скорость падения капли предполагается стоксовой. В формуле (2) D — коэффициент диффузии водяного пара в воздухе, значение ε дано выше.

Интегрирование (2) дает:

$$r = \sqrt{2\varepsilon D t}, \quad (3)$$

а с учетом (3) мы получаем из (1) и (2) для изменения радиуса капли с высотой:

$$z = \frac{r^2}{4\varepsilon D} \left(2u - \frac{2}{9} \frac{\rho g}{\eta} r^2 \right). \quad (4)$$

¹ Убывание на верхних уровнях связано с испарением в вершинах облаков.

Отсюда следует, что капля, растущая только за счет конденсации, при выпадении через основание облака имеет радиус

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

Стоксова скорость падения равна в этот момент удвоенной скорости восходящего потока. При $u = 10$ см/сек. капли могут вырасти в облаке за счет конденсации только до $r \approx 40 \mu$, а при $u = 1$ м/сек. — до $r \approx 120 \mu$.

Верхняя точка траектории, в которой $\frac{dz}{dt} = 0$, определяется условием

$$u - \frac{2}{9} \frac{\rho g}{\eta} r^2 = 0, \quad (6)$$

которое после подстановки в (4) дает:

$$H = \frac{9\eta u^2}{8\rho g \epsilon D}. \quad (7)$$

При $u = 10$ см/сек. $\epsilon = 3 \cdot 10^{-10}$; при $u = 1$ м/сек. $\epsilon = 3 \cdot 10^{-9}$. Полагая $\eta = 1,74 \cdot 10^{-4}$ г/см · сек., $D = 0,22$ см²/сек., получим для максимальной высоты над основанием облака, достигаемой каплей при $u = 10$ см/сек. и при росте ее только за счет конденсации, $H \approx 3$ км, а при $u = 1$ м/сек. $H \approx 30$ км.

Когда капли достигнут радиуса 15—20 μ [7], они начинают коагулировать друг с другом. Рост за счет одновременного действия конденсации и коагуляции можно рассчитывать, пользуясь формулой:¹

$$\frac{dz}{dt} = \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}} + \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}}, \quad (8)$$

где первый член справа определяется формулой (2), а второй член вычислен в [7]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{коаг}} = & \frac{\rho g}{18\eta} \frac{q_w r_m^4}{r^2} \left\{ \left(1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}}\right) \frac{r^4}{r_m^4} + 2 \left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\gamma\left(\frac{7}{3}, \frac{5}{3}\right) - \frac{5}{3} \gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{A}{r_m^3} \right] \frac{r^3}{r_m^3} - \right. \\ & - \left. \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{A}{r_m^3} \left[4 \gamma\left(\frac{5}{3}, \frac{5}{3}\right) - \frac{5}{3} \gamma\left(\frac{2}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{A}{r_m^3} \right] \frac{r^2}{r_m^2} - 2 \left[\frac{6}{5} \left(1 - \frac{73}{18} e^{-\frac{5}{3}}\right) + \left(1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3}}\right) \frac{A}{r_m^3} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{5}{3} \left(1 - e^{-\frac{5}{3}}\right) \frac{A^2}{r_m^6} \right] \frac{r}{r_m} - \left[\left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{4}{3}} \gamma\left(\frac{10}{3}, \frac{5}{3}\right) - 2 \left(\frac{5}{3}\right)^{\frac{2}{3}} \gamma\left(\frac{4}{3}, \frac{5}{3}\right) \frac{A^2}{r_m^6} \right] \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь $A = \frac{1,214}{g} \left(\frac{9\eta}{2\rho}\right)^2 = 7,59 \cdot 10^{-10}$ см³, а r_m — радиус капель, дающих наибольший вклад в водность облака.

Выражение (9) вычислено при предположении, что крупная капля радиуса r сталкивается лишь с мелкими каплями, радиус которых не превышает r_m .

Вычисления произведены также и для роста крупной капли при слияниях с каплями любого размера (до r) методом численного интегрирования.

Пользуясь выражением (1) и переходя в левой части к дифференцированию по r , получим для $\frac{dz}{dr}$ выражение:

$$\frac{dz}{dr} = - \frac{4}{q_w} \frac{\frac{r^4}{r_m^4} - \frac{9\eta u}{2\rho g r_m^2} \cdot \frac{r^2}{r_m^2}}{\frac{18\eta \epsilon D}{\rho g q_w r_m^3} \cdot \frac{r}{r_m} + P_4\left(\frac{r}{r_m}\right)}, \quad (10)$$

где $P_4\left(\frac{r}{r_m}\right)$ — полином 4-й степени относительно $\frac{r}{r_m}$, стоящий в фигурных скобках в формуле (9).

¹ Формула может служить лишь для грубой оценки, так как выражение (2), входящее в (8), справедливо лишь при больших расстояниях между каплями, тогда как второй член в (8) предполагает наличие столкновений капель.

Мы можем проинтегрировать это выражение, если считать q_w и r_m постоянными. Возможность такого приема базируется на сравнительно медленном изменении с высотой этих величин по сравнению с изменением радиуса крупной капли.

Порядок решения следующий. Сначала находят корни выражения, стоящего в знаменателе, затем обычным путем производят разложение на простейшие слагаемые [4]. Получаются выражения вида $\frac{B}{x-x_0}$, $\frac{Cx+D}{x^2+bx+a}$, которые элементарно интегрируются.

Решения при $u = 10$ см/сек. и при разных значениях r_m имеют вид:

$$z - z_0 = - \frac{4}{1 - \frac{8}{3} e^{-\frac{5}{3} x}} \frac{r_m}{q_m} \left[\Phi\left(\frac{r}{r_m}\right) - \Phi\left(\frac{r_0}{r_m}\right) \right]. \quad (11)$$

Вид функции $\Phi(x)$ для нескольких значений r_m дан в табл. 2.

Вид функции $\Phi(x)$, входящей в формулу (11)

Таблица 2

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

При вычислении по формуле (11) нужно учесть, что за начальные нужно брать такие значения радиуса капли r_0 , при которых выражение над знаком логарифма положительно. Это ограничение связано с выбором значения для коэффициента соударения [7].

Результаты расчета роста радиуса капли с высотой по формулам (4) и (11) приведены на рис. 1.

Кривые в левой части графика представляют только конденсационный рост. Более пологие кривые соответствуют росту при одновременном действии обоих эффектов (конденсации и коагуляции). Рассчитаны они по этапам, причем для каждого интервала вычислялись значения высот при верхнем и нижнем значениях r_m (и соответственно q_w), а затем производилась интерполяция.

Рис. 1. Рост капель за счет конденсации и коагуляции в облаке с равномерным потоком $u = 10$ см/сек.

Пунктирные кривые представляют результат численного интегрирования, учитывавшего столкновение капли радиуса r со всеми каплями меньшего размера, а также и отклонения скорости падения капель от стоксова значения.

Мы видим из графика, что капли, которые в начальный период существования облака имеют радиус 10μ на высоте 100 м от основания облака (наибольший

встречающийся радиус в большинстве наблюдений В. А. Зайцева), вырастают за время пребывания в облаке до 600 μ , а капли, имевшие при возникновении облака радиус r_m , возрастают до 900 μ . Наши значения могут быть несколько завышенными, так как не при каждом столкновении капли будут сливаться. Этот вопрос требует еще дополнительных исследований.

Время пребывания капли в облаке может быть рассчитано для конденсационного этапа по формуле (3), а в дальнейшем либо путем вычислений по формулам для $t(r)$, получаемым аналогично формулам для $z(r)$ из (9), либо путем вычисления по экспериментальным значениям скорости падения.

Оказывается, что при $u = 10$ см/сек. дождь может начаться приблизительно через 7 час. после возникновения облака, а капли, имевшие при возникновении облака радиус r_m , будут выпадать лишь через 9 час.

Верхняя точка траектории для капель, имевших при возникновении облака радиус r_m , дает эффективную высоту облака [6]. Она равна в нашем случае 2,1 км.

Для случая $u = 1$ м/сек. расчеты выполнены аналогично и результат их представлен на рис. 2.

Радиус капель, выпадающих через основание облака в начале дождя, оказывается порядка 2200 μ . Дождь начинается уже примерно через 2 часа после возникновения облака. Через 15—20 мин. максимальный размер его капель достигает 2800 μ .

Ускорение процесса образования дождевых капель связано с сокращением конденсационного периода роста при увеличении скорости восходящего потока. Эффективная высота облака составляет в этом случае 4,2 км.

Таким же путем можно рассчитать рост капель для любой другой скорости потока, в том числе и для случая, когда в некоторый момент восходящий поток прекращается или переходит в нисходящий.

Расчет числа дождевых капель и интенсивности дождя

Мы можем произвести грубый подсчет числа дождевых капель, предположив, что капли, достигшие своей максимальной высоты при данной скорости восходящего потока, не сталкиваются друг с другом при последующем падении по отношению к земле. Это предположение вполне разумно, так как число дождевых капель в единице объема мало, а разности скоростей их падения относительно велики.

Столкновения падающих капель друг с другом ускоряли бы их выпадение и, следовательно, увеличивали бы интенсивность осадков в начальный период дождя, который и рассчитывается нами.

Таким образом, для определения числа дождевых капель, выпадающих через единицу площади основания облака за единицу времени, достаточно подсчитать число капель, достигающих за единицу времени максимальной высоты, на которой их радиус равен

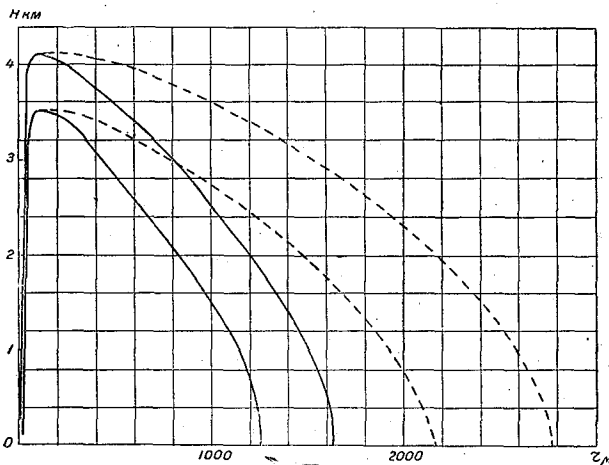


Рис. 2. Рост капель за счет конденсации и коагуляции в облаке с равномерным восходящим потоком $u = 1$ м/сек.

$$r_{кр} = \sqrt{\frac{9\eta u}{2\rho g}} \quad (12)$$

При скорости восходящего потока $u = 10$ см/сек. радиус капель $r_{кр} = 28 \mu$; при $u = 1$ м/сек. он равен $r_{кр} = 88 \mu$. Пользуясь формулой Смолуховского [6] для распределения капель по размерам, что допустимо для оценки порядка величины, получим для числа капель N в единице объема, радиус которых $r > r_{кр}$:

$$N = \int_{r_{кр}}^{\infty} \frac{25q_w}{4\pi r_m^6} r^2 e^{-\frac{5}{3} \frac{r^3}{r_m^3}} dr = n e^{-\frac{5}{3} \frac{r_{кр}^3}{r_m^3}}. \quad (13)$$

Величина $n = \frac{5q_w}{4\pi r_m^3}$ представляет собой общее число капель в единице объема на соответствующем уровне. Ее можно либо вычислить по значениям q_w и r_m на этом уровне, либо брать из данных наблюдений.

Так, при $u = 10$ см/сек. для момента, когда капли, имевшие на высоте 100 м от основания облака радиус $r = 10 \mu$, достигнут уровня 1600 м, общее число капель в единице объема будет (экстраполируем усредненные значения В. А. Зайцева [3]) равно 30 см^{-3} , а радиус капель, дающих наибольший вклад в водность, $r_m = 17 \mu$. Тогда число капель с радиусом $r > r_{кр} = 28 \mu$ будет $N = 0,02 \text{ см}^{-3}$.* При скорости восходящего потока 10 см/сек. на 1 см^2 этого уровня будет приходить 0,2 капли в 1 секунду. Примерно такое же количество капель будет выпадать в соответствующий момент и через единицу площади основания облака за 1 сек. Так как радиус выпадающих в начальный период дождевых капель равен 600μ , то мы получим для интенсивности осадков:

$$J = \frac{4}{3} \pi r^3 N u = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ г/см} \cdot \text{сек.} = 6 \text{ мм/час.} \quad (14)$$

Согласно данным наземных наблюдений, при умеренном дожде радиус капель — порядка 500μ , а интенсивность дождя — порядка 4 мм/час . Таким образом, наши расчетные данные хорошо согласуются с опытными данными для умеренного дождя.

Для последующих моментов дождя мы можем рассчитывать число дождевых капель соответствующего размера следующим образом. Из общего числа капель на данном уровне с радиусом $r \geq r_{кр}$, которое получается вычислением по формуле (13), мы должны вычесть число капель с $r \geq r_{кр}$, отставших от данной облачной массы на более низких уровнях и определенных на предыдущих этапах расчета. Таким образом, число дождевых капель k -го интервала размеров будет равно:

$$N_k = n_k e^{-\frac{5}{3} \frac{r_{кр}^3}{r_m^3}} - \sum_{l=0}^{k-1} N_l. \quad (15)$$

Суммирование распространяется на все этапы расчета, притом чем мельче брать интервалы, тем более точным будет расчет.

Ясно, что при непрерывном восходящем потоке, помимо капель радиуса r_k , в данный момент в дожде будут участвовать и капли всех более мелких размеров, от минимального (капли начального периода дождя) до r_k . После того как критического размера достигнут капли радиуса r_m , число дождевых капель начнет резко убывать, и вклад их в общую интенсивность будет незначителен.

Таким образом, интенсивность дождя в момент, когда через основание облака выпадут дождевые капли, имевшие при возникновении облака радиус r_m , дает, по порядку величины, максимально возможную интенсивность дождя при данных условиях.

* Начинается дождь с малых значений N и в его начальный период происходит постепенное возрастание числа капель до полученного значения.

Однако было бы нецелесообразно вести расчеты указанным способом для длительного дождя. После начала дождя восходящие потоки, как правило, прекращаются, и нужно вести дальнейший расчет при $u=0$ или даже при отрицательных значениях скорости вертикального движения воздуха.

Если бы восходящий поток не прекращался, то при $u=10$ см/сек. мы получили бы рост интенсивности дождя до 150 мм/час за 2 часа при максимальном радиусе дождевых капель к этому моменту 900 μ .

Для случая восходящего потока $u=1$ м/сек. дождь начнется с очень небольшого числа капель радиусом порядка 2200 μ . Уже через 10 мин. при продолжающемся восходящем потоке число дождевых капель в единице объема достигло бы значения $2 \cdot 10^{-4}$ см⁻³. Капли дождя имели бы радиус от 2200 до 2600 μ , а интенсивность дождя достигла бы 50 мм/час.

Фактически после начала дождя восходящие потоки прекратятся и рост интенсивности его будет более медленным.

Таким образом, характер дождя определяется главным образом степенью развития в облаке восходящих потоков: чем больше их скорость, тем крупнее капли дождя и тем быстрее нарастает его интенсивность.

Рост частиц в облаках смешанного строения

В первоначальной теории осадков Бержерона — Финдейзена утверждалось, что интенсивные осадки могут идти лишь из облаков смешанного строения, содержащих и водяные капли и ледяные частицы. В последние годы авторы этой теории отказались от такого утверждения. Так, Бержерон [8], ссылаясь на исследования тропических ливней, указывает, что весьма часто эти ливни выпадают из чисто водяных облаков. Финдейзен [9] описал в 1942 г. „морсящие ливни“ из чисто водяных облаков над морем.

Из сказанного нами выше следует, что в чисто водяных облаках, при наличии в них развитых восходящих течений воздуха, имеется достаточно эффективный механизм укрупнения капель, могущий приводить к образованию дождя значительной интенсивности.

Факт преимущественного выпадения осадков в средних широтах из облаков смешанного строения связан с тем, что здесь появление ледяных частиц в облаках наступает раньше, чем произойдет рост капель до размеров дождевых.

Рассмотрим, какое влияние на процесс образования осадков может оказать появление в облаке твердой фазы. Известно, что рост ледяных частиц, находящихся в окружении водяных капель, происходит за счет перекачки водяного пара с капель на кристаллы гораздо быстрее, чем конденсационный рост капель в естественных условиях.

Пересыщение e для ледяных частиц вблизи капель достигает значений порядка 10^{-7} , в то время как пересыщения у поверхности водяных капель, связанные с понижением температуры при подъеме облачной массы, порядка $10^{-10} - 10^{-9}$ при восходящих потоках 0,1 — 1 м/сек. и лишь при $u=10$ м/сек. достигает значений порядка 10^{-3} . Скорость роста частицы за счет диффузных процессов пропорциональна $\sqrt{e}$. Следовательно, ледяные частицы могут расти в 10—30 раз быстрее, чем капли такого же размера.

Роль этого ускорения роста особенно важна на начальной стадии существования частиц. Когда радиус частиц достигает значения 50—60 μ [7], то коагуляционный рост (при $q_w=1$ г/м³) обгоняет рост за счет диффузии, и роль последней быстро падает. Для дальнейшего роста почти безразлично, является ли частица жидкой или твердой (вплоть до размеров, когда происходит разбрызгивание жидких капель, в то время как твердые частицы могут расти и дальше).

Мы не будем вдаваться в детали вопроса о происхождении частиц твердой фазы, а выясним, какой результирующий эффект даст их появление в водяном облаке.

Рассмотрим несколько возможных случаев. Пусть в верхней точке траектории (рис. 1) произошло замерзание капли. Предположим, что скорость диффузного роста с этого момента определяется постоянным параметром $\epsilon = 3 \cdot 10^{-7}$, что соответствует наиболее благоприятным условиям роста при перекачке пара с капель на ледяные частицы (при температуре около -12°C). При таком предположении мы определим наибольшее возможное влияние эффекта диффузии.

Расчет для сферической ледяной частицы, растущей за счет диффузных процессов и коагуляции с каплями, выполняется совершенно аналогично случаю водяной капли (если не учитывать температурных эффектов, которые могут лишь уменьшить скорости роста при температурах выше -12°C).

Оказывается, что замерзание капель в верхней точке траектории приводит лишь к незначительному увеличению радиуса выпадающих частиц и к очень малому ускорению выпадения осадков.

Пример для скорости восходящего потока $u = 10$ см/сек. приведен на рис. 3. Сплошные линии дают рост водяной капли, пунктирные — рост ледяной частицы.

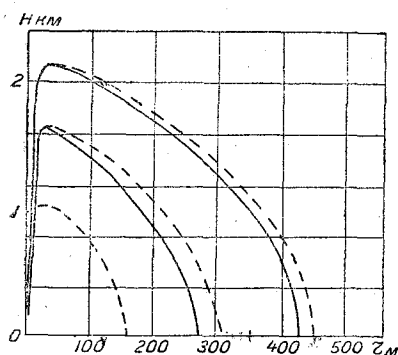


Рис. 3. Рост водяных капель и сферических ледяных частиц за счет диффузии водяного пара и коагуляции в облаке с восходящим потоком $u = 10$ см/сек.

Как видно из графика, радиус выпадающих из облака частиц, благодаря их замерзанию, увеличится лишь на 20—30 μ ; начало выпадения дождя (мы предполагаем, что ледяные частицы успевают растаять при падении через область положительных температур) ускорится на несколько минут.

Расчет выполнен для случая, когда учтена коагуляция лишь с мелкими каплями (до $r = r_m$). В случае коагуляции с каплями любых размеров относительная роль диффузных процессов будет несколько меньше.

Гораздо более заметный эффект диффузных процессов достигается при замерзании капель на более низких уровнях.

Предположим, например, что замерзание наиболее крупных капель происходит на уровне изотермы 0°C , которая лежит при выбранных нами условиях на высоте около 1000 м над

основанием облака.¹ Если водяная капля должна была подняться до высоты 1600 м от основания облака, чтобы ее радиус достиг значения $r = r_{кр} = 28 \mu$ при $u = 10$ см/сек. (рис. 1), то замерзшая капля вырастает при $\epsilon = 3 \cdot 10^{-7}$ до такого же размера очень быстро, находясь практически на уровне замерзания. Для роста от 16 μ до 28 μ ей требуется подняться в восходящем потоке лишь на 1,5 м.

Ускорение начала дождя по сравнению со случаем чисто водяного облака составит при этих условиях около 1,5 часа. Дождь начинается через 5 час. 30 мин. после возникновения облака и через 25 мин. после замерзания капель.

Выпадающие из облака частицы, как видно из графика на рис. 3, в начальный период дождя будут иметь радиус порядка 170 μ .

При меньших значениях ϵ и более высоких уровнях замерзания (до 1600 м) размеры выпадающих капель и время начала дождя будут иметь промежуточные между указанными выше пределами значения.

Если считать, что первоначальные размеры ледяных частиц очень малы, то оказывается, что рост их до $r = 28 \mu$ в восходящем потоке со скоростью $u = 10$ см/сек. при $\epsilon = 3 \cdot 10^{-7}$ на пути подъема около 6 м происходит за 1 мин. Если ледяные частицы возникли на уровне 1000 м от основания облака, то дождь начинается через 30—35 мин.

¹ Как показывают опыты и данные наблюдений в естественных условиях, замерзание капель происходит при гораздо более низких температурах. Поэтому наша оценка даст предельно возможное при данных условиях ускорение выпадения осадков.

При скорости восходящего потока $u = 1$ м/сек. замерзание наиболее крупных капель на высоте 2800 м над основанием облака при температуре -12°C ускорило начало выпадения дождя на 15—20 мин. по сравнению со случаем чисто водяного облака.

Замерзание капель на высоте 2000 м над основанием облака при температуре -6°C привело бы к выпадению дождя на 30—40 мин. раньше, чем при отсутствии ледяных частиц. Таким образом, дождь может выпасть через 1 час 20 мин. — 1 час 30 мин. после образования облака.

Помимо ускорения выпадения дождя, существенное значение имеет то, что при образовании ледяных частиц на верхних уровнях дождь может идти из облаков значительно меньшего вертикального развития, чем требовалось бы для выпадения осадков из чисто водяных облаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерягин Б. В. и Тодес О. М. Сб. Новые идеи в области изучения аэрозолей. Изд. АН СССР, 1949.
2. Зайцев В. А. Труды ГГО, вып. 13, 1948.
3. Зайцев В. А. Труды ГГО, вып. 19 (81), 1950.
4. Окунев Л. Я. Высшая алгебра. ГТТИ, 1940.
5. Честная И. И. Труды ГГО, вып. 7, 1948.
6. Шишкин Н. С. Труды ГГО, вып. 7, 1948.
7. Шишкин Н. С. Статья в данном сборнике „О слиянии облачных капель“.
8. Bergeron T. Tellus. Q. J. Geoph. 1, 32, Stockholm, 1949.
9. Findeisen W. Forsch. u. Erf. Ber. d. Reichswetterdienstes. Re. B., № 8, 1942.

УПРУГОСТЬ ВОДЯНОГО ПАРА НАД ЖИДКОЙ И ЗАМЕРЗШЕЙ КАПЛЯМИ РАСТВОРА

В обширной литературе [1, 2, 3], посвященной атмосферной конденсации, этот процесс в большинстве работ рассматривается при температурах выше 0° .

Как теперь установлено наблюдениями, при отрицательных температурах в облаках наряду с кристалликами льда и замерзшими каплями часто встречаются и переохлажденные жидкие капли. При наличии в облаке частичек твердой и жидкой фаз воды в зависимости от концентрации (упругости) пара над их поверхностью может происходить процесс конденсации или сублимации.

В связи с этим необходимо уточнить определение упругости пара над каплей раствора и кристалликом льда тех же размеров. Этим вопросам и посвящена настоящая статья.

Упругость пара над каплей раствора

Упругость пара над каплей раствора E_k зависит от ее температуры T_k , радиуса кривизны поверхности r , концентрации раствора c и наличия электрического заряда q . Учитывая их совместное влияние, следует найти:

$$E_k = f(T_k, r, c, q). \quad (1)$$

В метеорологической литературе [4, 5] указанная зависимость (за исключением поправки на радиус кривизны) обычно приводится без выводов, причем в окончательном виде получаются довольно громоздкие выражения, затрудняющие вычисление. В последних работах Я. И. Френкеля [6, 7], в частности, показано, что интересующая нас зависимость легко выясняется при помощи современного понятия о термодинамическом потенциале. Воспользуемся этим методом и приведем вывод, более удобный для расчетов приближенной формулы.

Допустим, что имеется система, состоящая из взвешенных в воздухе электрически заряженных капель раствора и водяного пара, тогда общий термодинамический потенциал

$$\Phi = \varphi_n N_n + \varphi_{ж} N_{ж} + F + \Delta\varphi(c) + Q, \quad (2)$$

где φ_n и $\varphi_{ж}$ — удельные потенциалы, отнесенные к одной молекуле для пара и жидкости, N_n и $N_{ж}$ — число молекул, F — поверхностная энергия капель, $\Delta\varphi(c)$ — изменение потенциала в зависимости от концентрации, Q — электрическая энергия заряженной капли.

Рассмотрим изотермический процесс конденсации, в результате которого некоторая часть пара переходит в жидкую фазу и осаждается на каплях. Для удобства будем пользоваться удельным потенциалом, рассчитанным не на одну молекулу, а на единицу массы, и выраженным в механических единицах. Тогда изменение потенциала при переходе dm граммов водяного пара в жидкость можно представить в виде:

$$d\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = (\varphi_n - \varphi_{ж}) dm - dF - dQ - \frac{\partial}{\partial m} \varphi(c) dm. \quad (3)$$

Изотермическое равновесие системы наступит при минимуме термодинамического потенциала, т. е. при $d\Phi = 0$. Если рассматривать равновесие между паром и жидкостью для случая плоской поверхности раздела над дистиллированной водой и не учитывать указанных выше поправок, то

$$(\varphi_{\text{п}})_0 = (\varphi_{\text{ж}}). \quad (4)$$

Следовательно, изменение потенциала, вызванное влиянием всех остальных факторов, может быть определено как разность (3) и (4):

$$(\varphi_{\text{п}})_{\text{к}} - (\varphi_{\text{п}})_0 = \frac{dF}{dm} + \frac{\partial}{\partial m} \varphi(c) + \frac{dQ}{dm}, \quad (5)$$

где $(\varphi_{\text{п}})_{\text{к}}$ — удельный потенциал пара для равновесия системы, состоящий из капель, $(\varphi_{\text{п}})_0$ — то же для плоской поверхности чистой воды.

Выясним теперь, что представляет собой левая и правая части уравнения (5). При изотермическом процессе

$$d\Phi = vdp = RT \frac{dp}{p}.$$

Следовательно, разность удельных потенциалов, входящих в левую часть равенства (5), может быть представлена в виде некоторой разности интегралов

$$(\varphi_{\text{п}})_{\text{к}} - (\varphi_{\text{п}})_0 = RT \left(\int_{p_0}^{p_{\text{к}}} \frac{dp_{\text{к}}}{p_{\text{к}}} - \int_{p_0}^{p_0} \frac{dp_0}{p_0} \right), \quad (6)$$

где R — газовая постоянная для пара, T — температура системы. Вводя принятые в метеорологии обозначения для упругости насыщенного пара над каплей $p_{\text{к}} = E_{\text{к}}$ и над водой $p_0 = E_0$, найдем:

$$(\varphi_{\text{п}})_{\text{к}} - (\varphi_{\text{п}})_0 = RT \int_{p=E_0}^{p=E_{\text{к}}} \frac{dp}{p} = RT \ln \frac{E_{\text{к}}}{E_0}. \quad (7)$$

Переходя к правой части уравнения (5), следует учесть, во-первых, что величина поверхностной энергии представляет собой работу, необходимую для превращения жидкости в капли радиуса r . Эта работа для одной капли может быть выражена как произведение из ее поверхности S на коэффициент поверхностного натяжения σ эрг/см². Если считать, что все количество пара dm , перешедшее в жидкость, сконденсировалось на одной капле, увеличив при этом ее радиус на dr , то

$$dF = \sigma dS = 8\pi\sigma r dr,$$

но так как изменение массы капли

$$dm = d\left(\frac{4}{3}\pi\rho r^3\right) = 4\pi\rho r^2 dr,$$

то

$$\frac{dF}{dm} = \frac{2\sigma}{\rho r}, \quad (8)$$

где ρ — плотность жидкости (для воды $\rho = 1$).

Кроме того, конденсация водяного пара на поверхности капли вызовет уменьшение концентрации раствора и приведет к некоторой перегруппировке молекул жидкости. Для „идеальных“ растворов эта энергия, согласно теореме Гиббса—Дюгема, подробно рассмотренной в обстоятельной работе Сторонкина [8], пропорциональна логарифму концентрации раствора:

$$\frac{\partial}{\partial m} \varphi(c) = RT \ln c = -RT \ln \frac{N+n}{N}, \quad (9)$$

где $c = \frac{N}{N+n}$ представляет молярную концентрацию раствора, в которой N — число молей воды (растворителя) и n — число молей соли.

Если капля имеет заряд $q = \nu e$, где ν — число элементарных зарядов, а e — заряд электрона, то электростатическая энергия заряженного шара, соответствующая работе перенесения заряда из бесконечности в центр капли,¹ выражается через заряд и емкость шара $c_{\text{ш}}$ следующим образом:

$$Q = \frac{1}{2} \frac{q^2}{c_{\text{ш}}} = \frac{\nu^2 e^2}{2r}.$$

Взяв производную и подставляя значение dm , получаем:

$$\frac{dQ}{dm} = - \frac{\nu^2 e^2}{8\pi\rho r^4}. \quad (10)$$

Подставим в (5) значение отдельных членов уравнения из (7), (8), (9) и (10), тогда

$$RT \ln \frac{E_{\text{к}}}{E_0} = \frac{2\sigma}{r} - RT \ln \frac{N+n}{N} - \frac{\nu^2 e^2}{8\pi\rho r^4}. \quad (11)$$

Вводя обозначения $C_r = \frac{2\sigma}{\rho RT}$, $C_q = \frac{e^2}{8\pi\rho RT}$ и считая

$$\ln \frac{N+n}{N} \approx \frac{n}{N},$$

что вполне допустимо, так как $N \gg n$, получим:

$$E_{\text{к}} \approx E_0 \exp \left(\frac{C_r}{r} - \frac{n}{N} - \frac{C_q \nu^2}{r^4} \right). \quad (12)$$

Если не заменять $\ln \frac{N+n}{N}$ его приближенным значением, то, меняя перед логарифмом знак, получим обычную формулу:

$$E_{\text{к}} = \frac{N}{N+n} E_0 \exp \left(\frac{C_r}{r} - \frac{C_q \nu^2}{r^4} \right). \quad (13)$$

Основное затруднение при вычислении упругости пара над каплей по формуле (13) вызывает изменение концентрации в зависимости от радиуса.

По Оболенскому [2]:

$$\frac{N}{N+n} = \frac{\frac{4}{3} \pi \rho r^3 - m}{\frac{4}{3} \pi \rho r^3 - m \frac{\mu_1}{\mu_2}} = \frac{r^3 - \alpha m}{r^3 + \beta m}, \quad (14)$$

где m — масса ядра конденсации, растворенного в капле, μ_1 и μ_2 — молекулярные веса воды и соли, ρ — плотность раствора.

Такая зависимость для определения концентрации раствора справедлива, когда масса капли больше ядра конденсации, но она совершенно не применима при $r^3 \approx \alpha m$, так как в этом случае из (14) вытекает, что упругость пара над раствором неограниченно уменьшается и при $r = \alpha m$ стремится к нулю.

Фактически упругость пара понижается до некоторого предела, соответствующего концентрации насыщенного раствора данного вещества.

Другими словами, выражение (14) было бы справедливо при неограниченной растворимости соли, что на самом деле не имеет места. Поэтому вычисления по формуле (14) при $r^3 \rightarrow \alpha m$ не согласуются с опытными данными и приводят часто к ошибочным результатам [4], вызывающим недоразумения. Для устранения их найдем более простую зависимость, вытекающую из экспериментальных данных.

¹ В работе Я. И. Френкеля [6] показано, что такое определение не совсем точно; более правдоподобно расположение заряда на поверхности капли, но поправка, получаемая при этом, количественно невелика.

С этой целью рассмотрим относительное понижение упругости пара $\frac{\Delta E_n}{E_0}$, которое для „идеальных“ растворов, по закону Рауля, пропорционально молекулярной концентрации $\frac{n}{N}$:

$$\frac{\Delta E_n}{E_0} = \frac{n}{N} \text{ или } \Delta E_n = \frac{n}{N} E_0, \quad (15)$$

где n и N — попрежнему число граммолей соли и воды.

При росте капли в результате конденсации или уменьшении ее размеров при испарении масса растворенной в ней соли $m = n\mu$, а следовательно, и число граммолей соли n остаются постоянными. В этих процессах происходит изменение N , пропорциональное массе, а значит и объему капли, точнее говоря, объему капли без объема растворенной в ней соли. Но так как объем растворенной соли значительно меньше объема капли, то приближенно

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{M_1 - m}{M_2 - m} = \frac{r_1^3 - \frac{m}{\alpha \rho_1 \rho_2}}{r_2^3 - \frac{m}{\alpha \rho_1 \rho_2}} \approx \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3, \quad (16)$$

где M — масса капли, m — масса ядра конденсации, $\alpha = \frac{4}{3}\pi$; ρ_1 и ρ_2 — плотность воды и соли.

Обозначим максимальное понижение упругости пара, соответствующее насыщенному раствору, ΔE_m , радиус капли при этих условиях — через r_0 и число молей воды — N_0 , тогда, используя (15) и (16), мы найдем:

$$\frac{\Delta E_n}{\Delta E_m} = \frac{N_0}{N} \approx \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \text{ или } \Delta E_n = \Delta E_m \left(\frac{r_0}{r}\right)^3. \quad (17)$$

Максимальное понижение упругости пара ΔE_m соответствует радиусу капли r_0 , при котором на заданной массе ядра конденсации образуется насыщенный раствор этого вещества. Так как растворимость соли, например для NaCl, составляет около 30% ($300 \frac{\text{грамм (соли)}}{\text{литр (H}_2\text{O)}}$), то размер такой начальной капли практически мало отличается от размера ядра конденсации:

$$r_0 = \sqrt[3]{\frac{r_{\text{я}}}{0,3}} \approx 1,4 r_{\text{я}},$$

где $r_{\text{я}}$ — радиус ядра конденсации, приближенно принятый, сферической формы.

Упругость пара для насыщенного раствора является табличной величиной [9], тем самым удастся на основании экспериментально установленных данных исправить ошибки, происходящие при применении закона Рауля для больших концентраций и получающиеся при расчетах по формуле (14).

Так, для насыщенного раствора NaCl по экспериментальным данным $\Delta E_m = 0,22 E_0$, в то время как вычисления по формуле (14), с учетом полной диссоциации молекул (т. е. $n' = 2n$), дают только $0,18 E_0$.

Максимальное понижение упругости пара для данного вещества остается величиной постоянной; обозначая его через C_n , имеем из (17):

$$\Delta E_n \cong \Delta E_m \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \approx C_n \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 E_0. \quad (18)$$

Тогда (15) можно переписать в виде:

$$\frac{n}{N} = \frac{\Delta E_n}{E_0} \cong C_n \left(\frac{r_0}{r}\right)^3. \quad (19)$$

Подставляя значение $\frac{n}{N}$ в приближенную формулу (12), окончательно получаем:

$$E_k = E_0 \exp \left[\frac{C_r}{r} - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \frac{C_q y^2}{r^4} \right]$$

или

$$E_k \approx E_0 \left[1 + \frac{C_r}{r} - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \frac{C_q y^2}{r^4} + \dots \right]. \quad (20)$$

Используя выражение (19) и делая небольшие преобразования, а именно, считая, что

$$\frac{N}{N+n} = \frac{1}{1+\frac{n}{N}} \approx 1 - \frac{n}{N},$$

получаем из (13):

$$E_k \approx E_0 \left(1 - \frac{n}{N} \right) \left(1 + \frac{C_r}{r} - \frac{C_q y^2}{r^4} + \dots \right)$$

или

$$E_k = E_0 \left[1 - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right] \left(1 + \frac{C_r}{r} - \frac{C_q y^2}{r^4} + \dots \right). \quad (21)$$

Приближенные формулы (20) и (21), в которых не учитываются вторые члены разложения в ряд, могут быть использованы только при малых значениях поправок. В целях количественной оценки рассмотрим их более подробно.

Поправка на кривизну поверхности определяется из (11) следующим образом:

$$\Delta E_r = E_r - E_0 = \frac{C_r}{r} E_0,$$

где

$$C_r = \frac{2\sigma}{\rho R_w T} = \frac{2 \cdot 75 T_0}{4,6 \cdot 10^6 \cdot 273 T} \approx 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ см.}$$

Здесь принято: поверхностное натяжение воды $\sigma = 75 \text{ эрг/см}^2$; плотность жидкости в капле $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $R_w = \frac{R_v}{\mu_w}$ и $\frac{T_0}{T} \approx 1$. Более точное значение C_r приведено в табл. 1.

Таблица 1

C_r \ T°	-20	-10	0	10	20	Насыщенный раствор NaCl (при 10°)
10^{-7} см	1,3	1,25	1,2	1,18	1,16	1,2

При размере каплей $r < 10^{-6} \text{ см}$ величина поверхностного натяжения σ экспериментально не была определена, и точность вычисления мало поможет делу.

При $r > 10^{-4}$ поправка $\Delta E_r < 0,1\%$ и ею можно практически пренебречь.

Поправку на понижение упругости пара над раствором получаем из (11) и (19):

$$\Delta E_n = E_0 - E_n = C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 E_0.$$

В начальный момент образования зародышевой капли, когда $r = r_0$, поправка $\Delta E_n = C_n E_0$.

По мере роста капли отношение $\left(\frac{r_0}{r}\right)^3$ быстро возрастает и при $r=10r_0$ составляет 10^{-3} , т. е. вызывает уменьшение ΔE_n в тысячу раз. Если принять за ядра конденсации частички NaCl, для которых $C_n = 0,22$ (т. е. $\Delta E_n = 0,22 E_0$), то при $r > 10r_0$ поправка на понижение упругости пара над раствором не играет никакой роли.

Поправки на влияние электрических зарядов подробно рассмотрены В. Н. Оболенским [1].

Так как

$$C_q = \frac{e^2}{8\pi\epsilon R_w T} = \frac{(4,77 \cdot 10^{-10})^2}{8\pi \cdot 4,6 \cdot 10^6 \cdot 273} = 7,3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^4,$$

величина этой поправки

$$\Delta E_q = E_0 - E_q = \frac{C_q v^2}{r^4} E_0.$$

При одном элементарном заряде капли ($v=1$) эта поправка отпадает при $r > 10^{-6}$, так как составляет менее тысячной доли процента от E_0 .

При наличии в атмосфере ядер конденсации с $r \geq 10^{-6}$ см, на которых обычно обнаруживается один элементарный заряд, эта поправка может не учитываться. Она играет роль при больших пересыщениях, когда конденсация происходит на ионах, и может сказываться в том случае, когда на мелких каплях $r < 10^{-5}$ см имеется более 10^8 зарядов.

Таким образом, количественная оценка поправки позволяет сделать вывод, что в диапазоне размеров капель, относящихся к области атмосферной конденсации, можно пренебрегать поправкой на заряд капли и отбрасывать поправку ΔE_n , как только капля вырастает от r_0 до $(8 \div 10)r_0$. Кроме того, поправка ΔE_r для интересующих нас размеров $r > 10^{-6}$ см всегда меньше $0,1 E_0$, поэтому в большинстве случаев вполне можно пользоваться приближенной формулой (20), пренебрегая в ней поправкой на заряд капли, т. е. принять:

$$E_k = E_0 \left[1 + \frac{C_r}{r} - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right]. \quad (22)$$

Подставляя численные значения и принимая за ядра конденсации частички NaCl, найдем:

$$E_k = E_0 \left[1 + 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{1}{r} - 0,22 \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right]. \quad (22_1)$$

Анализ выражения (22) дает общее представление о ходе кривой упругости пара над каплей раствора в зависимости от ее радиуса. Для частичек NaCl отношение упругостей $\frac{E_k}{E_0}$ может быть меньше единицы только для ядер с размером $r > 5 \cdot 10^{-7}$ см. В этом случае конденсация начнется при относительной влажности менее 100%, но даже при $r \rightarrow \infty$ влажность, необходимая для начала конденсации, должна быть не меньше 78%; $E_0 = (1 - 0,22) \cdot 100 E_0$. При росте капли, по мере увеличения r , сильнее уменьшается поправка ΔE_n , поэтому $\frac{E_n}{E_0} \rightarrow 1$ при

$r = \sqrt{\frac{C_n}{C_r}} r_0^3$. При дальнейшем увеличении r , $\frac{E_k}{E_0}$, перейдя через максимум при $r_m = \sqrt{3 \frac{C_n}{C_r}} r_0^3$, стремится к E_r , которое в свою очередь при $r \rightarrow \infty$ переходит к 1, т. е. к 100% влажности. На рис. 1 изображено семейство таких кривых; из

них видно, что роль примесей заключается в том, чтобы перевести каплю через некоторый максимум $\frac{E_k}{E_0}$, так как для ее дальнейшего роста требуется все меньшая и меньшая относительная влажность.

Все сказанное относится к каплям раствора как при положительных температурах, так и при температурах ниже 0° .

Упругость пара над замерзшей каплей

При температуре ниже 0° облачные капли, содержащие гигроскопические при-

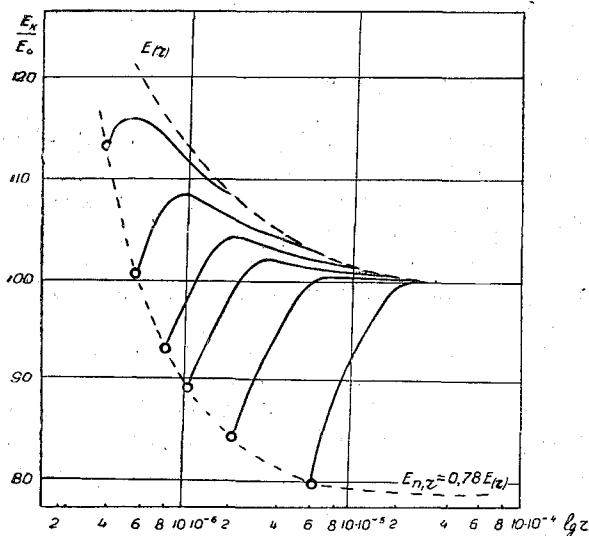


Рис. 1. Упругость пара над каплей раствора NaCl с учетом кривизны поверхности.

меси, могут находиться в жидком состоянии до температуры их замерзания. Если не учитывать переохлаждение, которое наблюдается в облаках и туманах и обнаружено в лабораторных опытах при определении температуры кристаллизации каплей [10], тонких пленок и воды в капиллярах [11], то температура замерзания каплей определялась бы только концентрацией раствора. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

Как известно из физической химии [12], понижение температуры замерзания раствора ΔT по сравнению с чистым растворителем зависит от концентрации раствора и может быть найдено из соотношения

$$\Delta T = \frac{AR T^2}{L_{пл}} \frac{n}{N} = C_k \frac{n}{N}, \quad (23)$$

где $AR = 0,11$ кал/г · град; теплота плавления $L_{пл} = 79$ кал/г, C_k — так называемая криоскопическая постоянная (для воды $C_k = 1,86$).

Максимальное понижение температуры замерзания T_m соответствует насыщенному раствору данного вещества:

$$\Delta T_m = C_k \left(\frac{n}{N} \right)_n. \quad (24)$$

Учитывая, что концентрация раствора при росте капли изменяется пропорционально ее объему, приближенно можно положить:

$$\Delta T = \Delta T_m \frac{N_0}{N} \approx \Delta T_m \left(\frac{r_0}{r} \right)^3, \quad (25)$$

где r_0 — радиус капли насыщенного раствора, N_0 — соответствующая ей концентрация.

Формула (23) выводится исходя из тех соображений, что при температуре замерзания упругость пара над раствором равна упругости пара над растворителем в твердой фазе (т. е. льдом). Так как при этом упругость пара над раствором определяется по закону Рауля (15), то, как уже было сказано, при больших концентрациях, даже и при учете диссоциации молекул на ионы, соотношение (24) дает расхождение с опытом на 5—10%. Эту ошибку проще всего исключить, если воспользоваться табличными данными для ΔT_m . Так, например, для раствора NaCl максимальное понижение температуры замерзания составляет $21,1^\circ$ вместо

18,7°, получающихся из (24). Пользуясь в (25) табличным значением ΔT_m для NaCl, найдем:

$$\Delta T = 21,1 \left(\frac{r_0}{r} \right)^3. \quad (26)$$

Из соотношения (26) непосредственно вытекает, что примеси солей сказываются на понижении температуры замерзания капель лишь в самый начальный период их образования. Достаточно первоначальной капле вырасти настолько, чтобы $r > 3r_0$, как ΔT становится меньше 1° и практически может уже не учитываться.

Температуру замерзания капель в зависимости от концентрации можно, пользуясь соотношением (26), представить графически. На рис. 2 приведены температуры замерзания капель, соответствующие разным концентрациям раствора. Для сравнения на графике указана температура льда, при которой упругость пара над ним равна упругости пара над раствором NaCl соответствующей концентрации.

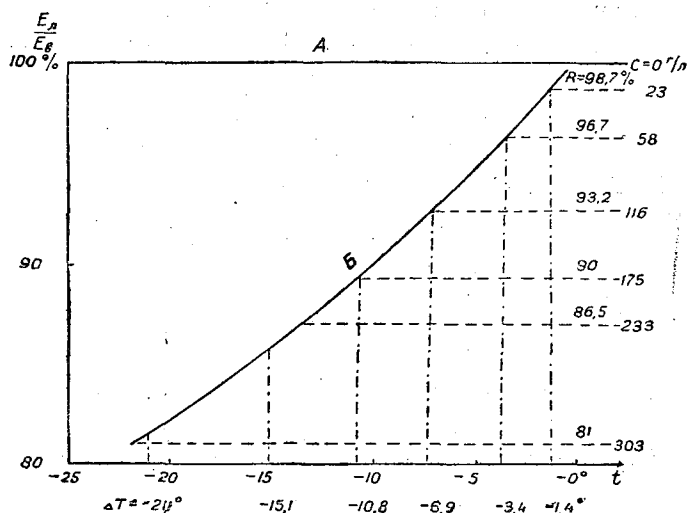


Рис. 2. Понижение упругости пара и температуры замерзания растворов NaCl.

А — относительная влажность над водой, Б — относительная влажность над льдом.

Однако такой метод определения температуры замерзания применительно к естественным условиям нельзя признать правильным, так как в нем не учитывается переохлаждение, которое, в зависимости от условий, дает дополнительное понижение температуры на несколько градусов. Значение ΔT , вычисленное по формуле (26), является верхним пределом, при котором происходит замерзание наиболее крупных капель при медленном их охлаждении или при соприкосновении с кристалликами льда. Эти значения ΔT характеризуют равновесное, устойчивое состояние и позволяют при сравнении с фактическими данными оценить, таким образом, степень переохлаждения.

В случае переохлажденных капель упругость пара над ними определяется приведенными выше уравнениями (20) или (21). Для замерзших капель раствора необходимы дальнейшие уточнения.

Допустим, что имеются условия, обеспечивающие начало кристаллизации капель при табличной температуре их замерзания. Замерзание капель раствора представляет собой сложный процесс выделения твердой фазы растворителя. Как только температура раствора станет ниже температуры его замерзания, то при заданной концентрации часть растворителя (воды) перейдет в лед с тем, чтобы

новая концентрация раствора соответствовала этой температуре. Так будет происходить до тех пор, пока раствор не достигнет насыщения. При дальнейшем охлаждении ниже этой температуры из раствора начнется выделение соли и, наконец, при понижении температуры ниже его криогидратной точки ΔT_m в твердое вещество переходят обе составные части раствора.

В процессе замерзания на поверхности капли могут быть вкраплены элементы незамерзшего раствора, хотя более вероятно, что раствор, как более плотный по отношению ко льду, должен концентрироваться внутри капли. Расположение частиц раствора в капле не меняет дела, так как упругость пара над раствором равна упругости пара над твердой фазой растворителя. Если это условие нарушается, то либо часть льда перейдет в раствор с тем, чтобы концентрация уменьшилась, либо выделится часть льда, чтобы увеличить концентрацию. Таким образом, в обоих случаях расположения частиц можно принимать, что упругость пара над замерзшей каплей устанавливается по отношению к растворителю в твердой фазе, т. е. ко льду.

Упругость насыщенного пара над льдом, определяемая экспериментальным путем, хорошо согласуется с соотношением, вытекающим из уравнения Клаузиуса — Клапейрона:

$$\ln \frac{E_v}{E_l} = \frac{L_{пл}}{AR_w} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right), \quad (27)$$

где E_v и E_l — упругость насыщенного пара над водой и льдом.

Из (27), заменяя

$$L_{пл} = L_{суб} - L_{исп}$$

и

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} = \frac{T_0 - T}{TT_0} = \frac{\Delta t}{TT_0} = \frac{-t}{TT_0},$$

где t — температура в °C, и считая $T \approx T_0$, получаем приближенно:

$$E_l = E_v \exp C_t t \approx E_v \left(1 - C_t \Delta t + C_t^2 \frac{(\Delta t)^2}{2} + \dots \right), \quad (28)$$

где

$$C_t = \frac{L_{пл}}{AR_w TT_0} \approx 0,01.$$

Выражение (28) дает упругость пара над льдом, отличающуюся от табличных данных менее, чем на 1%. Так, например, упругость пара над льдом при различных температурах приведена в табл. 2.

Таблица 2

Упругость пара	—50°	—40°	—20°	—10°	0°
По психрометрическим таблицам E_l , мб .	0,038	0,13	1,028	2,60	6,11
$E_l = E_0 (1 - 0,01 \Delta t)$	0,03	0,114	1,00	2,57	6,11
$E_l = E_0 \left(1 - 0,01 \Delta t + 10^{-4} \frac{(\Delta t)^2}{2} \right)$	0,037	0,13	1,025	2,594	6,11

Применяя (27) или (28) к определению упругости пара над замерзшей каплей, следует еще учесть и поправку на кривизну поверхности, которая, аналогично выводу (8), имеет вид:

$$E_r = E_0 + \Delta E_r = E_0 \exp \frac{C_r'}{r}, \quad (29)$$

где $C_r' = \frac{2\sigma}{\rho RT}$; значение σ для льда экспериментально не установлено. Теоретически можно принимать, что

$$\sigma_{\text{л}} = \sigma_{\text{в}} \frac{L_{\text{суб}}}{L_{\text{исп}}} \approx 1,1 \sigma_{\text{в}},$$

поэтому, согласно табл. 1, $C_r' \approx 1,3 \cdot 10^{-7}$ см.

Пользуясь (28) и (29), находим:

$$E_{\text{л}} \approx E_0 \left(1 - C_t \Delta t + \frac{C_r'}{r} + C_t \frac{(\Delta T)^2}{2} \right), \quad (30)$$

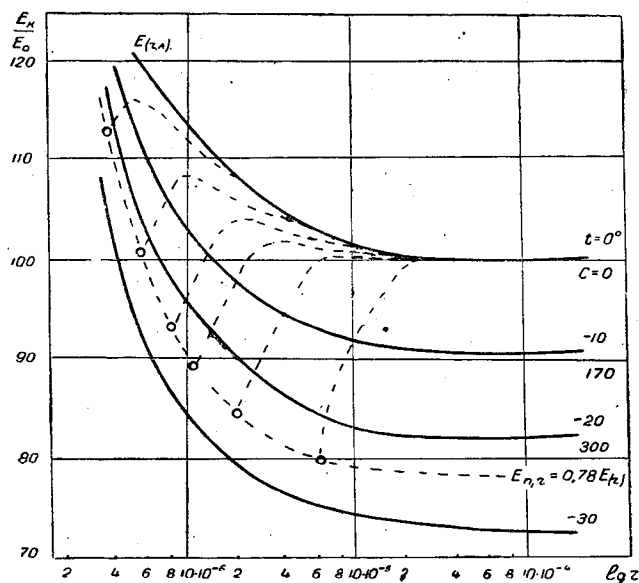


Рис. 3. Упругость пара над замерзшей каплей воды и каплей раствора NaCl.

или приближенно, с точностью до 0,1 мб:

$$E_{\text{л}} \approx E_0 \left(1 - C_t \Delta T + \frac{C_r'}{r} \right), \quad (31)$$

где $C_t = 0,01$; $C_r' = 1,3 \cdot 10^{-7}$.

На рис. 3 по уравнению (31) построено для разных температур несколько кривых $E_{\text{л}}$ в зависимости от их радиуса; пунктиром показана упругость пара над каплей $E_{\text{к}}$, в зависимости от концентрации раствора.

Как видно из этого графика, упругость пара над замерзшей каплей — градинкой или частичкой снежной крупы — зависит не только от температуры, но и от кривизны поверхности, что обычно не принималось во внимание.

Сопоставляя (31) с выведенным ранее выражением (22) для упругости пара над каплей раствора, по которому

$$E_{\text{к}} \approx E_0 \left[1 + \frac{C_r}{r} - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 + \dots \right],$$

можно найти условия, благоприятные для конденсации и сублимации водяного

пара. А именно, конденсация пара должна преимущественно происходить при $E_k < E_d$, наоборот, при $E_k > E_d$ имеет место сублимация.

Сравнивая (22) и (31), т. е. считая, что $E_k = E_d$, и обозначая радиус капли r_k , градинки r_d , имеем:

$$\frac{C_r}{r_k} - C_n \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 = \frac{C_r'}{r_d} - C_t \Delta t. \quad (32)$$

Учитывая, что $C_r' \approx 1,1 C_r \approx C_r$,

$$\frac{C_r}{C_t} \left(\frac{1}{r_k} - \frac{1}{r_d} \right) = \frac{C_n}{C_t} \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \Delta t$$

или

$$\frac{C_r}{C_t} \frac{1}{r_k r_d} (r_d - r_k) = \frac{C_n}{C_t} \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \Delta t. \quad (33)$$

Подставляя в это выражение численные значения коэффициентов $C_n = 0,22$ и $C_t = 0,01$ и считая, что $r = r_0$, т. е. рассматривая процесс с начала конденсации, получаем:

$$r_d - r_k = (22 - \Delta t) A, \quad (34)$$

где

$$A = \frac{C_r}{C_t} \frac{1}{r_d r_k}.$$

Так как для конденсации необходимо, чтобы $E_k < E_d$, то, решая (34) как неравенство, получаем:

$$r_d - r_k < (22 - \Delta t) A \quad (35)$$

или

$$r_k > r_d - (22 - \Delta t) A. \quad (36)$$

В диапазоне температур от 0° до $t = -22^\circ$ ($\Delta t = 22^\circ$) правая часть неравенства (35) всегда положительна. Поэтому при $r_k > r_d$ левая часть неравенства всегда будет меньше правой. Значит, даже при одинаковых размерах капли и градинки $r_k = r_d$ упругость пара над каплей меньше, чем над льдинкой, следовательно должна вначале происходить конденсация. Более того, из неравенства (36) вытекает, что размер капли r может быть и несколько меньше, чем градинки, на величину $(22 - \Delta t) A$. Эта поправка зависит от температуры и концентрации раствора. При понижении температуры более 22° ниже нуля знак поправки меняется. Ниже этой температуры размер капель для конденсации должен быть значительно больше, чем кристаллика льда.

Таким образом, из рассмотрения вопроса об упругости пара над каплей раствора и кристалликом льда тех же размеров можно сделать следующее заключение.

Если в атмосфере имеются наряду с ядрами конденсации частички льда или замерзшие капли, то при одинаковых размерах до температуры -22° более активными являются ядра конденсации NaCl, и вначале должны появляться капли раствора.

При температуре ниже -22° более активными являются кристаллики льда, условия для сублимации пара оказываются более благоприятными, чем для конденсации.

Подобные расчеты можно привести и для другой природы ядер конденсации, при этом изменится температурная граница, но основной вывод сохранится. Учет формы кристаллика льда и температуры замерзания капель растворов представляет самостоятельную задачу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оболенский В. Н. Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химических активных ядер при образовании туманов и облаков. Журн. геоф. 4, 1934.
2. Оболенский В. Н. Дополнения и уточнения к теории атмосферной конденсации. Метеорол. и гидрол. 3, 1941.
3. Тверской П. Н. Нерешенные вопросы физики облаков и осадков. Вестник ЛГУ 1, 1947.
4. Оболенский В. И. Курс метеорологии, 1944.
5. Белинский В. А. Динамическая метеорология, 1948.
6. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей, 1945.
7. Френкель Я. И. Статистическая физика, 1948.
8. Сторонкин А. Об условиях термодинамического равновесия многокомпонентных систем, 1948.
9. Справочник физико-химических величин, т. VI.
10. Боровик-Романова Т. Ф. Переохлаждение водяных капель. Труды ЛИЭМ, вып. 1, 1937.
11. Вейнберг Б. П. Лед, 1940.
12. Раковский. Введение в физическую химию, 1938.

Ленинградский гидрометеорологический институт.

А. Д. ЗАМОРСКИЙ

КОАГУЛЯЦИОННЫЙ РОСТ СНЕЖИНОК

Возрастание размера снежинки происходит тремя различными путями. Снежинки увеличиваются посредством сублимации, коагуляции с каплями облака и соединения кристаллов друг с другом в хлопья. При сублимации водяного пара и коагуляции кристаллов с облачными каплями происходит общее увеличение количества льда в воздухе. Коагуляция снежинок в хлопья не сопровождается новообразованием льда, но заключается лишь в его перераспределении в пространстве. Сублимационный рост кристаллов уже описывался нами ранее [1]. Здесь будут рассмотрены только коагуляционные процессы роста снежинок.

Изучение коагуляции снежинок с каплями облака и между собой систематически проводилось нами зимой 1942—1943 гг. под Свердловском и в 1945—1947 гг. в Ленинграде попутно с наблюдением снежинок вообще. Эти наблюдения, несмотря на их малочисленность, позволили несколько уточнить представление о коагуляции снежинок в сравнении с отображенным в современной литературе. Наряду с приведением фактов, во многих случаях дается их объяснение в форме предварительных рабочих гипотез.

Статья разделена на две в значительной степени самостоятельные главы: коагуляцию снежинок с каплями облака и коагуляцию снежинок между собой.

Глава I

КОАГУЛЯЦИЯ СНЕЖИНОК С КАПЛЯМИ ОБЛАКА

Снежинки представляют собой ледяные кристаллы с правильной огранкой. Во многих случаях они покрыты ледяными шариками, размер которых совпадает с размером капель облака (рис. 1). Это намерзание при отрицательной температуре капель облака на ледяные кристаллы аналогично образованию плотной изморози. Капли намерзают на кристалл в виде округлых зерен. В связи с этим в дальнейшем ледяные капли на кристалле называются зернами, процесс их оседания на кристалл — обзёрнением, а результат — зернистым кристаллом.

Микроскопическое, изучение снежинок показало, что число зерен на кристалле сильно варьирует. Иногда на кристалле находятся единицы зерен (рис. 1), иногда же их так много, что форма базисного кристалла становится почти неразличимой (рис. 2). Такая снежинка выглядит, как „толстая, массивная звезда“ или подобно „обсахаренному кристаллику“.

При дальнейшем отложении зерен происходит полное погребение правильного кристалла и снежинка приобретает шаровую или коническую форму. В наблюдательной метеорологии такие снежинки называются снежной крупой (рис. 3).

Снежная крупа, вследствие обледенения от переохлажденных крупных капель, типа капель мороси, переходит в ледяную крупу (рис. 4). Последняя при благоприятных условиях может перейти в град. Таким образом, имеется непрерывная

цепь преобразования правильного снежного кристалла в градину. Промежуточными состояниями являются различные степени обзёрнения кристаллов. Чем ниже температура облака, тем, в среднем, ограниченнее процесс обледенения снежинки. При сильных морозах выпадают почти только правильные кристаллы, при слабых — уже часто встречаются обзёрненные формы, при температуре у земли около 0° выпадает снежная крупа, при небольших положительных температурах — ледяная крупа и при более значительных — град.

История постепенного выяснения наукой процесса отложения переохлажденных капель облака на кристаллическую снежинку и формирования снежной крупы — очень стара. По некоторым данным описания и рисунков можно предположить, что



Рис. 1. Звездчатая снежинка, покрытая небольшим числом облачных капель. Увеличение ~ 60 раз.

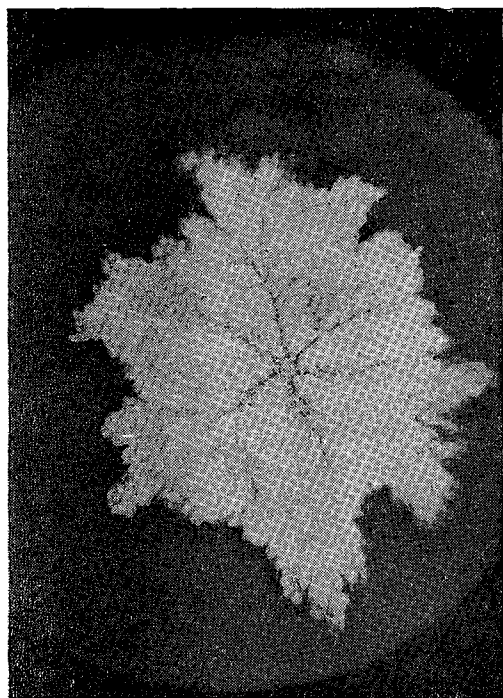


Рис. 2. Звездчатый кристалл, покрытый многими слоями померзших облачных капель. Звездчатая форма базисного кристалла заметна по шести лучам в центре снежинки и по ее угловатости. Увеличение ~ 25 раз.

обзёрнение кристалла, как особая форма снежинок, отмечалось Росетти еще в 1681 г. Значительно позднее (в 1820 г.) Скоресби очень нечетко описал „толстые“ звезды, т. е. густо, в несколько слоев обзёрненные сублимационные кристаллы в форме звезд. В 1861 г. Рорер на основании микроскопических наблюдений выделил форму снежинок — „комочки снега, состоящие из звезды, покрытой ледяными шариками размером 30μ “.

В 1893 г. Пенар сделал сообщение о своих наблюдениях снежинок в Москве [2]. Он отметил процесс отложения капель облака на кристалл, односторонность обзёрнения плоских кристаллов, различные степени зернистого обледенения снежинок и последовательный переход сублимационного кристалла в снежную крупу водного льда, т. е. льда, образовавшегося при замерзании жидкой воды. К. Н. Жук в 1902 г. отделил снежную крупу от ледяного дождя и крупы [3].

Два явления — видимая невооруженным глазом снежная крупа и различимое под микроскопом покрытие кристалла ледяными шариками — еще долго после-

Пенара не связывались вместе. Крупа все чаще стала объясняться „скатанностью, обломками снежинок“ и т. п. Мысль о происхождении ледяных зерен на снежинках в результате оседания капель облака лишь с трудом проникала в обиход метеорологии. Оседание капель воды на кристаллах льда и образование таким путем снежной крупы было изучено Келером (1922), Добровольским (1923) и рядом более поздних исследователей.

Форма и размер зерен льда на снежинках

Зерна льда, осевшие на снежинках, имеют весьма различные размеры и особенности формы. Данные об этом крайне скудны и разнородны. По Рореру, диаметр зерен $30\text{ }\mu$, на фотографиях Бентлея по нашим измерениям диаметры зерен



Рис. 3. Снежная крупинка, в которой еще можно различить шесть выступов, отвечающих шести лучам базисной звезды. Увеличение 20 раз.

наиболее частый диаметр капель облака только $10\text{--}15\text{ }\mu$, то 2—3-кратное превышение диаметра и почти 10—30-кратное превышение массы не подлежит сомнению. Поэтому приходится признать за факт избирательность оседания капель на кристалл. Это может быть следствием прохождения капель мимо кристалла вместе с потоком воздуха и испарения капель при их сближении с кристаллом (перекачка пара на кристалл).

Избирательность осаждения капель на кристалл льда приводит к невозможности изучать спектр размеров капель по спектру зерен на кристаллах. Это можно иллюстрировать примером отсутствия обзёрнения кристаллической изморози, растущей в сильно переохлажденном тумане большой густоты. Делать заключение об отсутствии тумана по отсутствию зерен на кристаллах изморози было бы ошибочным.

равны $40\text{--}80\text{ }\mu$. Штюве дает преобладающий размер $25\text{--}33\text{ }\mu$, а в пределе — до $100\text{--}200\text{ }\mu$. Накайя указывает границы $14\text{--}45\text{ }\mu$ с максимумом частоты в $28\text{ }\mu$. Однако на его фотографиях можно найти капли до $67\text{ }\mu$. На фотографиях А. И. Касаткина размер зерен колеблется от 21 до $65\text{ }\mu$ [4, 5]. В 1948 г. Дим нашел величину диаметра зерен не опускающейся ниже $19\text{ }\mu$. Наши многочисленные измерения дали размер диаметра зерен на снежинках от 11 до $80\text{ }\mu$.

Судя по опубликованным в литературе материалам, размеры зерен в среднем в 2—3 раза превышают средний размер капель облака. Если учесть, что наиболее частый диаметр зерен на снежинках $30\text{ }\mu$, а



Рис. 4. Схема последовательного перехода сублимационного кристалла в снежную крупу вследствие коагуляции с переохлажденными крупными каплями облака, затем в ледяную крупу при коагуляции с переохлажденной моросью, и, наконец, в град — при коагуляции крупы с переохлажденным дождем.

Аналогичным образом, при положительной температуре мелкие капли тумана не осаждаются на предметы, в то время как более крупные капли дают водяной налет.

Форма ледяных зерен лишь условно в ряде случаев может быть названа шаровой. Общепринято мнение, что шар — естественная форма зерна, раз оно происходит из капли. Рассмотрение фотографий и непосредственные наблюдения в микроскоп подтверждают это мнение, но с рядом оговорок. Некоторые фотографии зерен Бентлея и Норденшельда (1893) при увеличении около 120 раз показывают их граненость, параллельность граней гексагонального зерна граням пластинки.

Есть некоторый оптимальный размер зерен, зависящий, повидимому, от температуры, который сохраняет форму шара. По нашим наблюдениям и измерениям на фотографиях — это 30—70 μ . Мелкие капли приобретают гексагональную огранку, а крупные кристаллизуются в более сложных полуправильных формах.

Как показывают наши измерения фотографий, опубликованных рядом авторов, и непосредственные наблюдения кристаллов, относительный размер зерен составляет от 1/30 до 1/200 диаметра звезды или пластинки. Если принять соотношение 1/100, то на площади разветвленной звезды или крупной пластинки могут уместиться в один слой до нескольких тысяч зерен. На самом же деле капли не садятся равномерно. Все же этот приблизительный расчет показывает многочисленность капель, улавливаемых кристаллом в процессе обзернения: в крупинку среднего (4 мм) размера входит более сотни тысяч капель. То же число получим при сравнении веса капли диаметром 30 μ и веса 4-мм крупинки с плотностью 0,2.

Переход кристалла в крупу

Теория коагуляции водяных капель, разработанная в 1948 г. Н. С. Шишкиным [6], показывает, что рост крупных облачных капель происходит главным образом за счет слияния с мелкими каплями при соударениях. Причина соударения капель заключается в разности скоростей движения их в воздухе за счет разности масс. Этот же процесс должен иметь место в облаке, состоящем из капель и снежинок.

Падающая крупинка под влиянием сопротивления воздуха вращается вокруг вертикальной оси и приобретает устойчивость в полете. При падении она сталкивается с все новыми и новыми каплями, которые и намерзают на ней, придавая ей форму тела вращения. Наблюдавшие на крупинках отростки из бисера зерен, направленные против встречного потока, т. е. вниз (рис. 5), убеждают в простом налипании и примерзании переохлажденных капель к падающей крупинке. Напомним, что соотношение масс крупинки и крупных облачных капель превосходит 10 000, а масса начального кристалла превосходит массу капли в сотни и тысячи раз. Обзернение плоского кристалла идет преимущественно с одной его стороны и вблизи ребер недалеко от его периметра, отчего плоский кристалл принимает форму чаши. Чаще всего эти чаши образуются из 6 горок на концах (или вблизи них) звезд, состоящих из неразветвленных лучей. Во многих случаях, кроме 6 концевых горок, часто слившихся в один сплошной барьер, имеется еще центральная горка той же высоты. В профиль этот окраинный барьер и создает впечатление „толстой белой пластинки“.

В ряде случаев у пространственно разветвленных форм обзернение бывает на внутренних частях снежинки, но иногда — только на наружных. Например, у ежей [7] зерна иногда бывают сосредоточены в центральных частях, а наружу выступают необзерненные части пластин. Напрашивается объяснение подобных особенностей, встречающихся сразу у всех экземпляров в данный момент времени, раз-

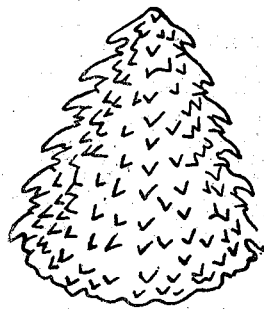


Рис. 5. Снежная крупинка большого размера (7 мм). Отростки направлены против встречного потока. Подобные конические крупинки падают шаровым основанием вниз.

личием порядка процессов сублимационного и водного роста кристаллов. Наружное обзернение показывает, что сформированный кристалл лишь впоследствии покрывался каплями воды и в таком состоянии выпадал из облака. Внутреннее обзернение показывает, что кристалл в начальной стадии развития был покрыт зернами, но затем падал в такой части облака, где происходил только сублимационный рост его без обзернения. В природе иногда наблюдается усложнение этого явления. Одни формы (например, пластинчатые ежи) имеют внутреннее обзернение, а другие формы, выпадающие совместно с ними в том же снегопаде (например, звезды), имеют наружное обзернение. Возможно, что это показывает происхождение снежинок

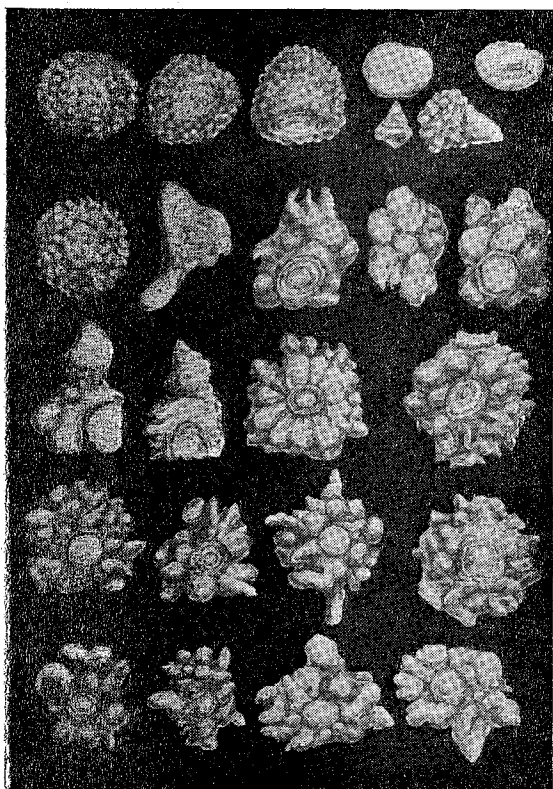


Рис. 6. Сложные формы градин, состоящие из многих смерзшихся более мелких градин. (Рисунок А. Колтановского.)

ключается только в размере: снежные зерна имеют размер до 1 мм, крупа — с 2 мм. Однако этот признак недостаточен, так как часто наблюдается целый спектр размеров зерен от доли миллиметра до нескольких миллиметров, аналогично тому, как в крупнокапельном дожде имеются и мелкие капли. Обычно считается, что снежные зерна не выпадают ливнями и связаны со слоистыми облаками. Но это не согласуется с наблюдениями снежных зерен в Ленинграде, когда неоднократно имели место их ливни.

Микроскопическое изучение крупы показало, что чем меньше крупинка, тем она неправильнее (рис. 7). Конические формы наблюдаются преимущественно лишь у крупных экземпляров (более 5 мм в поперечнике) и при высокой температуре, когда крупа имеет наибольшую плотность. Какого-либо различия в строении мелких и крупных густообзерненных кристаллов замечено не было. Бергерон указывает на морфологическое их различие: крупа имеет форму града, а зерна — форму

разной формы из разных уровней облака (а, может быть, и из разных облаков).

Конечный продукт обзернения — крупа — имеет различные формы. Наши наблюдения показали наличие очень мелких, неправильных амёбовидных крупинок (снежных зерен). В некоторых случаях они происходили от слипания нескольких крупинок, являясь своеобразными хлопьями снежной крупы, в других случаях они представляли собою бесформенный комочек коагулировавших между собой зерен льда без заметной кристаллической основы. Коагуляция крупных ледяных частиц в атмосфере — явление обычное. Например А. Колтановский (1891) описал град, состоящий из очень многих смерзшихся кусков льда (рис. 6, [8]). Для смерзания крупы в атмосфере существуют те же причины, что и для смерзания града, поэтому сборные частицы крупы — явление, по видимому, не редкое.

Отдельно стоит вопрос о различии „снежной крупы“ и „снежных зерен“, наменном Бергероном в 1932 г. и принятом Международной метеорологической организацией в 1937 г. Согласно „Наставлению“ [9], если брать только морфологические признаки, это различие за-

снежных звездочек. Выше было показано, что „форма града“, учитывая многообразие его форм, понятие очень неопределенное. Обзеренные же звезды имеют различный размер, в том числе и значительно превышающий 2 мм, т. е. могут дать не „зерна“, а крупу.

Выпадение густой снежной крупы со средним диаметром 1 мм и предельно большим 1,5 мм наблюдалось нами 29/X 1947 г. в Ленинграде. Крупа имела шаровую форму. Она падала с переменной густотой и с малой скоростью; температура при этом была между 0 и $+1^{\circ}$. Не исключено, что проходила слабая ливневая облачность. Финдейзен, приводя пример развития крупы, указывает на ее размер только в 1 мм (1939). В американском метеорологическом словаре указывается даже размер крупы — 0,5 мм (1946).

О выпадении снежных зерен существует различие мнений. Бергерон считал, что зерна никогда не выпадают ливнями, но обычно в одиночку, как весьма разреженный снег. Наши наблюдения показали, что, действительно, иногда наблюдаются в снегопаде отдельные крупинки, но не обязательно в 1 мм и меньше: иногда они имели 2 мм. Кроме них, как это было указано выше, выпадает ливневая снежная крупа малого (меньше 2 мм) размера. Например 20/1 1947 г. в Ленинграде снегопад из весьма мелкой крупы размером 0,3—1,0 мм длился более 2 час., причем интенсивность его заметно колебалась; нижняя облачность была разорванная, в 3 балла, выше имелся покров высококучевых облаков, переходящих в высокослоистые.

Совершенно непонятно выпадение снежных зерен из ледяного тумана, отмеченное А. В. Бианки в 1944 г. [10]. Учитывая условность наименования „ледяной туман“ и общность наружного вида зерен с ежами и другими кристаллическими формами снежинок, вероятнее всего, что А. В. Бианки принял одну из этих кристаллических форм за снежные зерна.

Исходя из отсутствия генетического различия мелкой и крупной крупы, разделять снежные зерна и снежную крупу как два различные явления только по размеру — нецелесообразно. Выделение из снежной крупы форм непосредственной коагуляции капель представляет технические трудности для массового наблюдения.

Разделение крупы и снежных зерен по величине напоминает разделение по величине капель дождей из Ns и Cb и мороси из St. Нами неоднократно наблюдалась типичная морось с размером капель 0,3 мм, выпадавшая из Cb при низкой положительной температуре воздуха. Это показывает, что следует строго разграничивать синоптические (морось, дождь, ливень) и морфологические (0,1—0,5 мм — морось, 0,5 мм и больше — дождь) виды дождя. Понятие „морось“ имеет два значения: генетическое и морфологическое, иногда не совпадающие между собой. Морфологическое разделение крупы и зерен имеет смысл аналогично разделению града и ледяной крупы. Не исключено, что в дальнейшем, с общим развитием метеорологических наблюдений, будет иметь место детализация наблюдений снежной крупы и по генетическим признакам.

Нижний предел величины крупинок нами не установлен. Отдельные экземпляры были весьма малы — меньше 0,5 мм. Учитывая малую величину некоторых форм

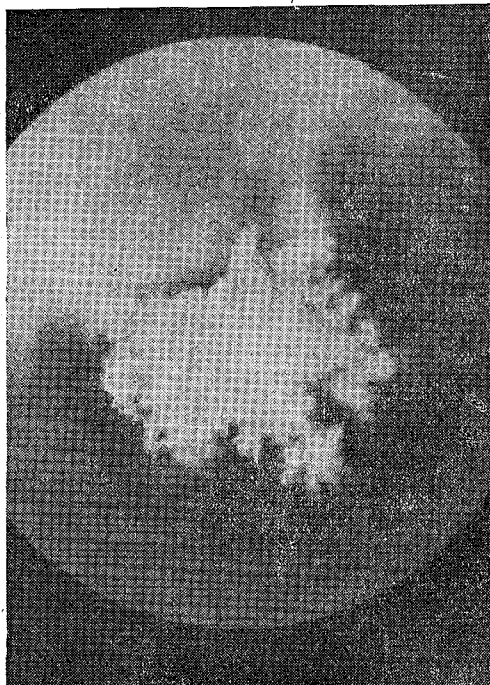


Рис. 7. Мелкая снежная крупинка неправильной формы. Увеличение в 50 раз.

снежинок (например, пластинок) и еще меньшую — переохлажденных капель, вполне возможно допустить существование крупинок размером в 0,1 мм. Верхний предел отмечался несколькими авторами. В СССР Д. Ф. Нездуров (1927, [11]) и В. Долгошов (1927, [12]) наблюдали крупу размером до 10 мм. В горах на высоте 2660 м Вегенер видел короткий ливень снежной крупы. Ее частицы размером от 6 до 12 мм имели форму шарового сектора и падали полушарием вниз (1935). Нами в Ленинграде 28/X 1949 г. наблюдалась типичная снежная крупа размером до 15 мм.

Очень крупные зерна крупы выпадали в Ленинграде 24/IV 1948 г. Проходили отдельные ливневые облака, чередующиеся с ясным небом. Ливни крупы наблюдались на территории ГГО 5 раз, на территории городской метеостанции — 4 раза (с 8.10 до 8.18, с 8.30 до 8.55, с 9.40 до 10.30 и с 11.40 до 12.10). Размер крупинок во время одного шквала достиг 9 мм. Зерна крупы имели форму угловатого шарового сектора. Эти пирамиды имели типичное лучистое строение и разламывались на части. Основание пирамиды обычно распадалось на шесть частей, служивших основаниями шести почти равным обломочным пирамидкам. Было похоже, что каждая такая пирамидка покоилась на одном луче звезды, давшей большую пирамиду. В некоторых случаях большие крупинки состояли из нескольких мелких. Температура была в день с крупой в 7 час. $+0,6^{\circ}$, в 14 час. $-0,9^{\circ}$ и в 20 час. $-0,6^{\circ}$. На земле, в затененных местах, покров крупы удержался почти двое суток — до утра 26/IV (снега в это время на земле не было). По характеру падения и величине зерен эту крупу можно было бы назвать снежным градом.

Надо отметить, что размер крупы связан с температурой: чем выше температура воздуха, тем крупнее бывают частицы крупы (табл. 1). Здесь и дальше дается, по необходимости, только наземная температура, по которой до некоторой степени можно судить о температуре в свободной атмосфере, где формируются снежинки.

Непрерывность перехода кристаллического снега в крупу и выпадение всех промежуточных форм обзрения, начиная с нескольких зерен на кристалле и кончая бесформенной крупой, требует при необходимости раздельной отметки снега и снежной крупы какой-то условной границы между ними. Эта граница может быть только морфологической, так как ряд форм кристаллического снега, не говоря о значительно обзренных снежинках, связан с ливневыми процессами так же, как и крупы. Таким образом, генетические, погодные признаки могут лишь частично помочь в разделении снега и крупы.

„Наставление“ 1946 г. называет крупой „непрозрачные крупинки белого или матовобелого цвета“. Более ранние руководства и международные определения имели более подробные описания отличительных черт крупы — шарообразность или коничность формы, иногда наличие тонкой ледяной оболочки и т. п. Однако эти определения были направлены главным образом на отличие снежной крупы от ледяной, с которой она часто смешивалась.

Нам кажется удобным отличать крупу от снега по следующим визуальным признакам. Снежинки, размер которых позволяет различать форму (а это бывает с размера в 1—2 мм), можно считать крупой, если они шаровидны, плотны, матовы и не кристаллически, т. е. не имеют признаков правильной гексагональной формы, не имеют кристаллических зеркальных плоскостей и в то же время не представляют собою бесформенных полупрозрачных кусочков льда, характерных для подтаявшего и затем замерзшего снега или для ледяной крупы.

Явление оседания капель на кристалл льда в виде бисерной сетки наблюдается не только на снежинках, но и у изморози. Это привело ряд авторов к уподоблению отдельных видов снежинок некоторым формам изморози. К сожалению, при этом были допущены неточности. Они встречаются у Вегенера, Бержерона и других. Пожалуй, основной причиной, вызывавшей это, явилось неудачное, полное неопределенности понятие ледяного сферокристалла, введенное Вегенером в 1911 г.: одни под сферокристаллом стали понимать снежные кристаллики пушистой формы, другие — снежную крупу. Отсутствие четкости в разграничении этих

форм осадков повело ко все более увеличивающейся путанице в этом вопросе. В связи с этим в принятых Международной метеорологической организацией определениях форм осадков, предложенных Бергером, встречаются противоречия. Именно, там дается описание снежной крупы, как оно понимается сейчас нами, т. е. густо обзерненного кристалла, а рядом указывается, что мягкая изморозь, которая является кристаллической, есть аналог снежной крупы. То же находится и в учебнике Ганна—Зюринга издания 1939 г. (стр. 431 и 434). Это показывает, насколько еще неустойчиво представление о процессах формирования осадков и вызываемых ими своеобразиях формы, насколько трудно без самостоятельных наблюдений выяснить, кто прав в этой разногласии описаний.

Таблица 1

Зависимость размера крупы от температуры воздуха у земли. Ленинград, 1945—1949 гг.

Температура воздуха	от 3 до 2°	1 —1°	—2 —5°	—6 —10°	—11 —15°
Наибольший размер частиц, мм	15	9	6	5	3

Два вида изморози, соединенные непрерывным переходом всех степеней обзернения, — кристаллическая и зернистая — являются аналогами кристаллического снега и крупы. Однако среди кристаллических снежинок встречается одна форма, внешне несколько напоминающая крупу, это — пушинка. Она обычно связана с ливневыми процессами в облаках и выпадает часто непосредственно за крупой [13]. Вот эту форму кристаллического снега, названную неправильно Вегенером сферокристаллом, и путают часто со снежной крупой. Эта кристаллическая пушинка является аналогом кристаллической изморози, но является аналогом не исключительным, а наряду со всеми остальными формами заиневения кристаллического снега.

Отсутствие в мировой литературе четкого разделения снега и снежной крупы, кристаллической и зернистой изморози объясняет отсутствие в нашем „Наставлении“ раздельного описания двух видов изморози. Но поскольку снег все же разделен на снег и снежную крупу, то необходимо для последовательности разделять изморозь на кристаллическую и зернистую.

Закономерности обзернения снежинок

Рассмотрение снежинок под микроскопом показывает большую распространенность явления обзернения. Суммарно для всех снегопадов, только около половины снежинок (44%) не несет ни одного зерна (табл. 2). Столь же часто встречается слабое однослойное обзернение. Сильное обзернение, хорошо различимое невооруженным глазом, отмечалось значительно реже — в 12% от всех наблюдавшихся снежинок за весь период наблюдения.

В результате наблюдений, проведенных в Ленинграде, можно считать количество выпадающего водного льда равным льду сублимационному. Если же вспомнить, что с водным льдом связаны наиболее

вредные для деятельности человека формы атмосферного льда (град, гололед, плотная изморозь, обледенение самолетов и т. п.), то необходимость изучения переохлажденной воды в облаках и условий ее осаждения всеми доступными способами, в том числе и методом микроанализа снежинок, должна стать очевидной.

Обзернение кристаллов имеет некоторые статистические закономерности. В табл. 3 показана связь формы кристалла с его обзернением. Реже всего оседают капли на

Таблица 2

Частота обзернения разной степени, %	
Без обзернения	44
Слабое обзернение	44
Сильное обзернение	12
Всего	100

столбчатых кристаллах: 80% их наблюдалось вовсе без зерен и лишь на 4% имелось многослойное покрытие. Чаще всего несут зерна пушинки: 89% из них имеют зерна на разветвлениях кристаллов, выросших на базисной плоскости. Почти столь же часто обзёрневают иглы, которые, как и звезды, имеют обзёрнение наиболее сильной степени, переходное к крупе. Пластинки и звезды занимают по частоте обзёрнения промежуточное положение.

При снежной крупе или вообще при выпадении сильно обзёрненных снежинок чаще всего наблюдаются обзёрненные плоскостные формы кристаллов (табл. 4). Вдвое реже бывают обзёрненные иглы. Столбчатые формы отмечались лишь в 6% случаев, а неправильные — в 2%.

Таблица 3

Связь степени обзёрнения с формой снежинки

Форма	Степень обзернения, %						Всего, %
	без обзер- нения	баллы обзернения				круповид- ные кри- сталлы	
		1	2	3	4		
Искаженный пластинчатый еж	22	—	—	78	—	—	100
Остроконечная игла	26	8	14	46	—	6	100
Звезда	31	11	13	31	14	—	100
Звездчатая пушинка	11	33	26	22	4	4	100
Пластинка	46	17	20	17	—	—	100
Звездчатая батарея	80	10	10	—	—	—	100
Столбик	80	5	11	4	—	—	100

Эта избирательность снежных кристаллов к обзёрнению может иметь несколько объяснений. Самое вероятное из них заключается в общности причины, вызывающей оба явления: одни и те же микрофизические условия (например температура и размер капель облака) создают благоприятные условия и для обзёрнения и для роста данной формы кристалла. Поэтому бедное переохлажденной водой облако, с одной стороны, порождает медленно растущие столбчатые кристаллы, а с другой — не может дать обзёрнения. Если богатое переохлажденной водой облако дает бурный рост звезд и опушения на них, то одновременно оно способствует осаждению капель на кристаллах.

В литературе почти нет снимков столбчатых кристаллов с зернами на них. Лишь в одном случае у Бентля можно предположить наличие зерен на столбике.

Таблица 4

Формы кристаллов, вне зависимости от степени их обзёрнения при выпадении сильно обзёрненных форм и крупы

Формы обзёрненных базисных кристаллов	Частота их выпадения при крупе, %
Плоскостные и столбчато-плоскостные	45
Иглы	23
Столбчатые	6
Неправильные	2

Это объясняется, кроме общего пренебрежения столбчатыми формами кристаллов, крайней редкостью обзёрнения столбиков. Наши наблюдения 1947 г. показали, что по мере совершенствования наблюдений число обзёрнутых столбчатых кристаллов сокращается. Не исключено, что табл. 3 дает несколько преувеличенную частоту обзёрнения столбчатых форм.

Крупные кристаллы до известного предела обзёрнуты сильнее, чем мелкие. Это легко объяснить большей скоростью падения или большей мощностью слоя переохлажденного водяного облака, на пути прохождения которого растет кристалл, а мощные облака скорее имеют крупные капли, чем маломощные облака. Но встречаются также случаи, когда бывают покрыты зернами именно мелкие пластинки или звезды, а крупные звезды не имеют зерен. Это показывает трудность приложения каких-либо простых и всеобщих объяснений к отдельным явлениям обзёрнения. Несколько одновременно влияющих причин могут значительно усложнить картину.

Характерным свойством обзёрнения является его „полярность“. Обе, казалось бы, одинаковые поверхности звезды или пластинки имеют совершенно различное обзёрнение. „Полярность“ обзёрнения отмечалась давно. Объяснения ей не давалось. Повидимому, упорядоченность нарастания зерен на кристалле вызывается аэродинамическими причинами. Однако на оседание первого слоя капель на кристалл может влиять и „полярность“ самого кристалла вдоль его главной оси (гемиморфизм).

В табл. 5 показана частота обзёрнения плоских форм снежинок. Обзёрнение только с одной стороны встречается в 94% случаев, а одинаковое с обеих сторон не встречалось ни разу. При обзёрнении одной стороны другая сторона не остается зеркальной — она бывает сильно покорежена. Здесь не исключено тепловое воздействие оседающих капель, диаметр которых в среднем больше толщины пластинки звезды.

Кристаллическая снежинка при оседании на ней каплей переохлажденной воды находится, казалось бы, в очень благоприятных условиях для бурного сублимационного роста параллельно с ростом за счет кристаллизации осевших капель воды, так как непосредственно вблизи ледяной поверхности находятся капли воды, упругость пара над которыми должна превышать упругость пара над льдом. Между тем, некоторые наблюдения показывают незаметность сублимации при обильном обзёрнении. На это указывали Бентлей в 1907 г., Накайя в 1936 г. и Финдейзен в 1939 г.

Наши наблюдения показали отсутствие как малочисленных, так и многочисленных сублимационных кристаллов на зернах. Лишь однажды на одной крупинке была замечена большая папоротниковая ветвь плоского кристалла (наблюдение зимой 1947/48 г.) и то в этом случае не исключен простой захват звездочки при ударе о нее крупинки. Вывод Келера (1937) о заинеении крупинки на пути падения, повидимому, связан с не раз упоминавшейся путаницей зернистой крупы с сублимационными пушинками. На большую быстроту обзёрнения сравнительно с сублимационным ростом указывает и факт превышения массы крупинки над массой сублимационной снежинки в десятки и сотни раз.

Повидимому, причина этого явления заключается в том, как это показывают, например, расчеты А. Х. Хргиана [14], что процесс обзёрнения количественно несравненно интенсивнее процесса сублимационного роста. То же показывает срав-

Таблица 5
«Полярность» обзёрнения плоских форм

Форма обзёрнения	Частота, %
Обзёрнение только с одной стороны	94
Обзёрнение, неравномерное с двух сторон	6
Обзёрнение, одинаковое с двух сторон	0
Всего	100

нение роста кристаллической и зернистой изморози. Поэтому при одновременности обоих процессов заметен бывает только более интенсивный процесс.

Сублимационному и коагуляционному росту благоприятствуют различные микрофизические условия: чем ниже температура, тем чаще встречается заиневение и реже обзернение; чем больше скорость ветра, тем у изморози чаще бывает обзернение и реже заиневение. Отсюда понятно, что сильные движения внутри облака способствуют обзернению, которое чаще встречается в ливневых облаках, в которых, к тому же, капли крупнее и их больше. Обзернение, в противоположность заиневению снежинок, несколько чаще встречается в сильных снегопадах, чем в слабых.

Явление обзернения многими авторами связывалось с определенным состоянием атмосферы. В ряде случаев эти наблюдения были отрывочны и не имели статистической ценности, но в некоторых случаях они основывались на довольно большом материале.

Почти полное единогласие имеется по связи сильного обзернения с относительно высокими, близкими к 0° наземными температурами. Выпадение крупы вблизи нуля отмечал в 1820 г. Скоресби, позже то же получил на богатом материале Гейгер (1944).

Н. П. Георгиевский (1938) отметил выпадение крупы на мысе Шмидта в начале и в конце зимы, когда температуры наиболее высокие.

Таблица 6

Наземная температура при выпадении обзерненных снежинок

Температура, град.	от 0 до -5	-6	-11	-16	-21	0
Вероятность обзернения, %	87	47	54	75	50	66

Из таблиц частоты снежной крупы по месяцам, приведенных Арендтом в 1922 г., видно, что в Германии максимум частоты этого осадка падает на зиму, т. е. на месяцы со средней температурой около 0° . Однако зимой, в морозную погоду и при снежном покрове, выпадение снежной крупы теряется среди выпадения других форм снежных осадков. В более теплые месяцы переходного времени года, когда снежного покрова нет, выпадение снежных форм осадков обычно происходит в форме именно снежной крупы. Поэтому в теплые месяцы весны и осени снежная крупа производит более сильное впечатление и невольно считается не зимним явлением, а осадками при положительной температуре воздуха. Этот психологический эффект еще усиливается тем, что чем выше температура, тем крупнее частицы и гуще их выпадение. Таким образом, в местах без суровых зим снежная крупа по частоте — зимнее явление, но по яркости отдельных случаев — явление весенне-осеннее.

Как видим, снежная крупа выпадает в интервале температур от $+4^{\circ}$ до -10° , а возможно, и в несколько более широком интервале, с максимумом частоты при 0° .

В 1939 г. Б. С. Гапонов [15] уточнил температурные границы обзернения указанием верхнего предела зернистой изморози в $1,2^{\circ}$, выше которого уже наблюдается гололед. Нижний температурный предел обзернения довольно неопределен. Нами в Свердловске наблюдались зерна на плоских кристаллах изморози при температуре -30° . Общая частота обзернения уменьшается с понижением температуры. Так, наблюдения над изморозью довольно четко показывают наличие этой закономерности. У снегопада эта зависимость имеется только в пределах первых 10° ниже нуля, а дальше связи нет (табл. 6). Нечеткость связи обзернения с наземной температурой и другими характеристиками снегопада может быть объяснена обилием элементов, влияющих на обзернение, что вуалирует действие каждого из них.

Степень обзернения связана прямой зависимостью с интенсивностью снегопада (табл. 7): вероятность обзернения увеличивается от 58% у слабых снегопадов до 87% — у сильных.

Существенно, что усиление обзернения идет одновременно не только с усилением снегопада, но и с укрупнением его снежинок (табл. 8). Однако зависимость эта очень нечеткая.

Связь обзернения с родом облаков указывалась в различных вариантах. Очень широко распространено мнение о постороннем заносе кристалла в водяное облако и обзернении его там вплоть до образования крупы или снежных зерен. Такой точки зрения придерживались Бергерон, Накайя и Келер. Накайя даже перенес сюда гипотезу об уровне ледяных ядер Бергерона. Он считал, что обзернение наступает лишь при наличии двух слоев облаков (внизу — водяного иверху — ледяного), когда они соприкасаются между собой при конвекции. На самом деле, начальный кристалл может возникать внутри того же самого переохлажденного облака.

Необходимость ливневых облаков для выпадения крупы была установлена многими наблюдателями вследствие четкой связи этих явлений между собой. Это даже вошло в международное определение крупы 1937 г. Однако ливневые облака не обязательно дают крупу [13].

В выпадении крупы имеется еще одна генетическая особенность — это закономерность перехода ливня крупы в снегопад. Эта закономерность имела свидетельства ряда исследователей, как еще не понимавших сути природы крупы, так и уже знавших ее зернистую природу. Поэтому

оно отмечено в международном определении, принятом и последним изданием „Наставления“ [9]. Обычность выпадения крупы в начале снегопада, постепенная замена ее слабообзерненными формами и заканчивание снегопада чисто субlimационными снежинками проявляются не только при кратковременных ливнях крупы, но и при более длительных снегопадах. Например, Накайя приводит случай снегопада 28/XII 1934 г., где видна постепенная замена сильно обзерненных форм слабо обзерненными и, наконец,

простыми плоскими кристаллами. Здесь, как и во многих других случаях, отчетливо видна несовместимость выпадения сильно обзерненных форм с пушинковыми формами: пушинковые формы начали выпадать лишь с прекращением выпадения густо обзерненных кристаллов. Такой порядок перехода крупы в снег объясняется тем, что передняя часть ливневого облака имеет наиболее сильное восходящее течение, которое и вызывает формирование крупы именно в головной части облака. При отсутствии вертикальных движений, например в радиационном тумане, обзернения выпадающих кристаллов обычно не наблюдается. Разделение снежинок по форме в ливневом облаке вполне аналогично различию дождя из него: крупный — в голове, мелкий — в тыловой части. Анализ снежинок вскрывает подробности этого.

Упорядоченность выпадения снежинок, имеющих различную степень обзернения при движении ливневого облака, а также нахождение в снеге равнинных мест всех промежуточных форм обзернения от чистого кристалла до бесформенной крупы,

Таблица 7

Зависимость обзернения от интенсивности снегопада

	Интенсивность снегопада		
	слабая	умеренная	сильная
Вероятность обзернения, %	58	72	87

Таблица 8

Связь размера хлопьев со степенью обзернения (число случаев)

Степень обзернения	Размер хлопьев, мм		
	1—4	5—6	7—10
Без обзернения . . .	8	4	1
Слабое	6	6	6
Сильное	2	2	2

опровергает мнение Финдейзена (1939) о возможности наблюдения начальных форм крупы лишь на горах. Наши наблюдения велись в Москве, на равнине за Уралом (В. Дубрава), в Ленинграде и в котловине Тегерана. Во всех этих, совсем не горновершинных местах, встречались переходные формы обзернения, промежуточные между крупной и кристаллическим снегом (табл. 3).

Связь степени обзернения кристаллов снега с ливневым характером его выпадения можно хорошо иллюстрировать на случае 17/XI 1946 г. в Ленинграде. Из плоских неустойчивых низких облаков, подобных густому полю кучевых облаков, при -5° выпадал снегопад колеблющейся силы. Когда выпадение было особенно неравномерным, ливневым, то отмечались сильно обзерненные звезды, когда снегопад был более ровным — выпадали пушинковые звезды с незначительным обзернением. Здесь, как и во многих других случаях, отчетливо видна близость пушинковых форм к зернистым из-за общей связи с ливневыми облаками.

Сильно обзерненные формы, крупа в особенности, в силу их связи с ливневыми облаками могут выпадать многократными короткими ливнями. Б. Н. Чирвинский ссылается на подобный случай для горных условий (1931), однако на равнине наблюдается то же. Подобные ливни ежегодно наблюдаются в Ленинграде. В течение дня могут проходить 4—7 ливней, чередующихся с солнечным сиянием. Подобная погода была и во время одного из весьма поздних снегопадов — 2/VI 1941 г. при температуре $+3 - +4^{\circ}$. Особенно часты ливни крупы над морями осенью. В Баренцовом море они называются „зарядами“.

Степень однородности снегопада по обзернению можно оценить, рассматривая степень обзернения снежинок в данный момент при выпадении крупы и сильно обзерненных форм. Оказывается, что наличие сильно обзерненных форм в снегопаде сопровождается почти поголовным обзернением всех снежинок (табл. 9), лишь 4% их не имеют зерен. В то же время сильно обзерненные формы составляют почти половину всего снегопада. Большая однородность снегопада из обзерненных форм вообще согласуется с наблюдающейся однородностью снегопадов по другим элементам (по форме кристаллических снежинок и т. п.).

Таблица 9

Степень обзернения снежинок
при выпадении сильно обзерненных
форм и крупы

Степень обзернения	Частота, %
Сильное, в том числе крупа	45
Умеренное	45
Слабое	6
Без обзернения	4
Всего	100

Таблица 10

Соотношение степени обзернения форм
в неоднородных снегопадах

Соотношение обзернения	Частота, %
Обзернены все формы, притом одинаково	40
Ни одна форма не обзернена	38
Обзернены все формы, но часть не одинаково сильно .	8
Обзернена только часть форм	14
Всего	100

Массовое рассмотрение обзернения различных одновременно выпадающих форм показало значительное преобладание одинакового обзернения всех этих форм (табл. 10). Так, однородность обзернения наблюдалась в 78% всех случаев, лишь в 14% была обзернена только часть форм. Одинаковость обзернения различных форм может быть объяснена обычно наблюдающейся близостью между собой выпадающих одновременно кристаллических форм. Данные табл. 9 также показывают обычную однородность снегопада.

Эта одинаковость степени обзернения заметна и на приводимом Накайя материале: в снегопаде 15/II 1935 г., продолжавшемся почти 10 час., в течение которого выпало большое количество различных форм, а в каждый момент времени наблюдалось в среднем 3,1 формы из 16 выделенных, чередование слабо обзернен-

ных плоских кристаллов с сильным круповидным обзернением шло закономерно: эти группы форм „избегали“ друг друга.

Этот пример важен тем, что он приведен Накайя как случай большой неоднородности и хаотичности снегопада. Существенно, что закономерность чередования двух крайних степеней обзернения проявлялась на фоне выпадения других форм, т. е. наблюдалось независимое выпадение нескольких групп форм, возможно, связанное с прохождением независимых слоев облачности на различных уровнях (случай фронта окклюзий). Некоторая нечеткость несвязанности слабого и круповидного обзернения объясняется как неточностью наблюдений, так и физическими причинами — смещением форм на пути падения или просто отсутствием полной однородности процесса.

ВЫВОДЫ

В результате процесса коагуляции сублимационных кристаллов с переохлажденными облачными каплями создаются разные формы снеговидных осадков, начиная от сублимационного кристалла с несколькими ледяными зернами и кончая снежной крупой.

Зерна, имеющие диаметр меньше 10 μ , не обнаруживаются на кристаллах снега; обычно зерна имеют диаметр около 30 μ . В процессе часто наблюдающегося превращения кристалла снега в крупу происходит его коагуляция с огромным числом капель, зачастую превышающим 10^5 . Поэтому масса водного льда среди массы выпадающего снега (в условиях Ленинграда) велика: приблизительно равна массе сублимационного льда.

Размер частиц снежной крупы колеблется от доли миллиметра до 15 мм. Разделение „снежной крупы“ и „снежных зерен“ по размеру и условиям образования, принятое Международной метеорологической организацией, не обосновано. „Крупа“ и „зерна“ — генетически одинаковые образования, которые только условно можно разделять по размеру. Граница между кристаллическим снегом и крупой, вследствие наличия переходных форм обзернения кристаллов, может быть проведена лишь условно: по неразличимости у крупы форм кристаллической основы. Аналогия, проведенная Международной метеорологической организацией между крупой и изморозью, частично неверна: кристаллическая изморозь подобна кристаллическому снегу, а не крупе.

Частота обзернения и форма снежинок имеют коррелятивную связь, что, повидимому, связано с зависимостью и формы кристалла и обзернения от определенного состояния атмосферы. Сильное обзернение наблюдается преимущественно у плоских форм кристаллов, особенно у пушинок, и редко — у столбчатых кристаллов.

Обзернение снежинок при выпадении одновременно различных форм иногда бывает избирательным — одни формы обзернены, другие — нет, но чаще всего бывают обзернены все формы и притом равномерно. Выпадения крупы среди необзерненных кристаллов не наблюдалось.

Обзернение плоских кристаллов бывает односторонним. Во время обильного намерзания капель на кристалл роль одновременного сублимационного роста несоразмерно мала. Обзернению кристалла благоприятствуют более высокая температура и неустойчивость воздуха, оно развивается параллельно с усилением снегопада и с развитием в нем хлопьев.

Глава II

КОАГУЛЯЦИЯ СНЕЖИНОК МЕЖДУ СОБОЙ

Снегопады состоят из двух существенно различных элементов: из монолитных снежинок и из их хлопьев. Снежные хлопья как результат коагуляции снежинок между собой изучены еще меньше, чем индивидуальные снежинки. Само понятие термина „снежный хлопок“ имеет несколько толкований. Например, Г. А. Любославский (1900) отождествлял хлопок с монолитной снежинкой [1], то же отожде-

ствление приводится и в Малой советской энциклопедии (1930), только с еще большей конкретизацией: хлопок приравнивается к звезде. Обычно же под хлопьями подразумеваются частицы, механически составленные из нескольких элементов. Процесс коагуляции в хлопья может иметь диагностическое значение для суждения о состоянии атмосферы. Поэтому Международная метеорологическая организация в 1933 г. рекомендовала отмечать наличие хлопьев при наблюдении снежинок. Однако вопрос о том, какое именно диагностическое значение имеют хлопья, не был ясен и это являлось естественным тормозом в деле введения в практику наблюдений отметки наличия хлопьев снега.

Снежные хлопья — явление частое: около 28% снегопадов Ленинграда за исследованные неполные два года имели в своем составе хлопья. Частота хлопьев в снегопаде зависит от преобладающих типов погоды, а не от географической широты пункта наблюдений. Например, по данным Добровольского (1903) в Антарктике частота хлопьев составляет 24% [2], а Н. П. Георгиевский (1938) наблюдал их в Арктике — один раз за зиму [3]. В очень крупнохлопьевых снегопадах самостоятельные снежинки встречаются в небольшом числе. Все же число самостоятельных, монолитных снежинок редко бывает меньше числа хлопьев, хотя, ввиду малого размера этих снежинок, зрительно кажется, что их почти нет. В годовом итоге число хлопьев в снегопадах составляет только 8% от числа всех снежинок (монолитных и хлопьев).

Размер снежных хлопьев колеблется в очень широких пределах. На минимальные размеры хлопьев обычно не обращалось внимания, и только Н. Е. Долгов (1909) отметил размер в 0,5 мм, но нет уверенности, что это был именно хлопок, а не монокристалл. Предельно малый размер хлопьев, наблюдавшийся нами, был несколько менее 1 мм. Максимальная величина снежных хлопьев привлекала внимание даже не метеорологов. Хлопья размером до 8—10 см отмечались в нашей стране Н. А. Хитковым (1893) [4] и нами (1946) [5]. Предельно большие хлопья, отмеченные в мировой литературе [наблюдения Газена (1891) и Локвуда (1887)], достигали „диаметра блюда“ или даже „объема молочного бидона“ (поперечник около 40 см).

Н. Е. Долгов определил, что хлопок, у которого наибольшая протяженность равна 3—4 см, весит более 0,1 г. Ченстон нашел вес хлопка размерами 9·9·4 см в 1,4 г. Этот хлопок дал „16 капель воды“. Три хлопка наблюдавшегося Эвансом (1900) снегопада давали „столовую ложку воды“.

Плотность хлопьев при их полете составляет по нашей оценке в среднем меньше 0,01, т. е. она значительно меньше плотности самого рыхлого снежного покрова, которая, по измерениям Г. А. Любославского (1887), составила 0,02 [6]. Чем крупнее хлопья, тем меньше их объемная плотность. Этим объясняется одинаковая скорость падения и мелких и крупных хлопьев. Как это следует из опытов с бумажными моделями и из наблюдений падения хлопьев снега, плотность очень крупных хлопьев всего в 2—3 раза больше плотности воздуха. К этому выводу независимо и одновременно пришли в 1947/48 г. Росман [7] и мы.

Мнение Б. П. Рейнберга (1909), что величина хлопьев в умеренных широтах составляет только 1—2 см, а в высоких широтах доходит до 8 см, противоречит фактам. В средних широтах хлопья могут иметь размер, превышающий 10 см. В высоких же широтах, когда температура низкая, можно ожидать меньшей предельной величины хлопьев. В Арктике Макклинток (1859) отмечал размер хлопьев только в 2,5 см. Конечно, при более высоких температурах в Арктике летом размер хлопьев может быть там столь же велик, как и в умеренных широтах.

Форма хлопьев обычно описывалась лишь для самых крупных экземпляров. При размере 8—12 см хлопья имели (согласно литературным данным и нашим наблюдениям) вид шаров, дисков с загнутыми вверх краями, страусовых перьев. Вследствие большой массы и тихой погоды подобные снежинки падали вертикально вниз без каких-либо колебаний, но обычно вращаясь вокруг вертикальной оси.

В зависимости от формы составляющих снежинок и от других факторов, форма хлопка бывает шаровидной, перьевидной и цепочной: иглы дают шаровидную

форму — комочек игл; звезды и их производные дают перьевидную форму; сильно развитые пушинки могут соединяться в хлопья, имеющие вид пушистых страусовых перьев; пластинчатые и столбчатые ежи соединяются в цепочки — хлопья, у которых длина превышает ширину в несколько раз, мелкая крупа также иногда соединяется между собой в хлопья и образует цепочки. Сочетание пушинок со звездами дает промежуточную форму хлопьев в виде ключев ваты. Самые крупные хлопья, наблюдавшиеся нами, имели форму пустотелого шарового сегмента — перевернутого парашюта.

Хлопья отличаются от сложных снежинок (сростков), кроме беспорядочной внешности, еще и малой механической связанностью — они легко рассыпаются на составные элементы при падении на землю.

В каждый момент времени размер хлопьев бывает различным у различных экземпляров, но преобладает определенный размер, который можно называть характерным. Поэтому одни снегопады по составляющим единицам более мелки, другие более крупны. Хлопья состоят из различного числа снежинок — от нескольких единиц до нескольких сотен и даже тысяч. Величина хлопьев определяется в первую очередь количеством сцепившихся снежинок, размер последних имеет вторичное значение.

Хлопья состоят из снежинок разного размера, что указывает на рост хлопьев за счет разности скоростей падения частиц снега. Соприкосновение звезд обычно бывает по плоскости, иглы же перекрещиваются между собой под разными углами, ежи входят друг в друга своими лучами.

Хлопья из звезд составляются обычно параллельным наложением звезд эксцентрично одна на другую. Иногда звезды имеют близкие размеры, но часто на большой звезде встречаются мелкие. Пушинки уже не дают таких плоских хлопьев. Их хлопья более утолщены. Хлопья из ежей отличаются большей прочностью из-за сцепления кристаллов лучами.

Беспорядочное расположение снежинок в хлопьях — явление обычное, бросающееся в глаза и служащее характерным отличительным признаком хлопьев. Однако в ряде случаев звезды соединяются вместе несколько упорядоченно. Это явление было впервые отмечено нашим выдающимся соотечественником Н. А. Морозовым (1936), наблюдавшим наложение звезд друг на друга центрами. Нами неоднократно наблюдалось расположение звезд так, что лучи их оказывались параллельными друг другу. Не исключено здесь простое аэродинамическое влияние. Роль аэродинамики вообще здесь должна быть очень большой. Отмечались случаи расположения мелких снежинок поверх крупных звезд, хотя первые падали медленнее вторых, что аналогично нахождению зерен именно сверху звезд (для большинства случаев). Форма снежинок в хлопьях чаще всего бывает поразительно одинаковая, показывающая полную однородность условий формирования кристаллов в ограниченном объеме воздуха и являющаяся частным случаем распространенной однородности форм снежинок в снегопаде.

Наблюдение падения хлопьев показывает их значительную механическую прочность: несмотря на сопротивление воздуха, хлопья не разваливаются при падении. О силах связи, удерживающих снежинки в составе хлопьев, делались различные предположения. Б. П. Вейнберг в 1909 г. полагал, что снежинки смерзаются краями при ударе [8]. Позднее он приводит расчет повышения температуры от такого удара на $0,000014^{\circ}$ [9]. Однако фактически это смерзание не осуществляется. При температуре -10° , когда хлопья еще часты, для смерзания требуется давление в 1100 кг/см^2 . Вряд ли при ударе снежинок развиваются такие давления, а меньшее давление не дает расплавления льда. К тому же, наблюдение показывает отсутствие жесткой связи между снежинками в хлопьях: любой кристалл может быть вынут из хлопья без разрушения.

А. В. Клоссовский в 1918 г., Добровольский в 1923 г. и Бергерон в 1937 г. полагали, что соединение снежинок происходит посредством капель переохлажденного облака. В некоторых случаях это безусловно имеет место. Однако в огромном большинстве случаев хлопья образуются на пути падения снежинок под обла-

жом или из снежинок, не носящих следов обзёрнения. В этих случаях сцементирование снежинок в хлопья каплями облака не имеет места. К тому же даже обзёрненные звезды, входящие в состав хлопьев, оказываются не имеющими жесткой связи друг с другом, т. е. они не сцеплены каплями, а просто покоятся друг на друге. Штюве в 1929 г. считал, что хлопья возникают лишь при положительной температуре, что противоречит фактам наблюдения, так как после замерзания подобного хлопка его снежинки были бы прочно связаны друг с другом, а это фактически не наблюдается.

При аэрологических и самолетных зондажах, а также при наблюдении в горах на разных уровнях неоднократно отмечалось систематическое уменьшение числа хлопьев с увеличением высоты на 1—2 км, хотя температура воздуха от земли и выше была отрицательной. Существенно важно, что мелкокристаллическое ледяное облако As иногда постепенно и незаметно переходит в снегопад вследствие укрупнения монокристаллических снежинок в хлопья. Это, заметим попутно, показывает с несомненностью, что подобное As представляет собой не только облако, но и одновременно является снегопадом.

Ряд ученых (Монж в 1790 г. и в последнее время — Шмаус) сравнивали хлопья снега с хлопьями саж и других химических веществ. Добавим, что пылинки сцепляются в длинные нити в силу дипольности малых частиц, по той же причине, по мнению Росмана (1948), образуются хлопья снега. Роль электрического заряда снежинок в их сцеплении не ясна, но, по видимому, мала.

Подводя итог, следует признать главными силами, удерживающими снежинки в хлопке, молекулярные силы и механическое зацепление. Причиной соприкосновения частиц служат разные скорости и направления падения, обеспечивающие достаточную частоту соударений.

Рассмотрение условий погоды, сопутствующих образованию аномально больших хлопьев, приводит к выводу, что благоприятствующими условиями для выпадения хлопьев является высокая температура (около 0°), затишье, большая густота снегопада, большая высота зарождения, конвективность облаков и большая поверхность скелетных форм снежинок. Некоторые из этих условий зависят друг от друга.

Все случаи выпадения хлопьев размером в 10 см и крупнее наблюдались при температуре $\pm 0^{\circ}$, причем обычно преобладало полное затишье. Правда, в одном случае была отмечена метель, но, может быть, наблюдатель под ней подразумевал просто аномально густой снегопад? Аномально крупные хлопья выпадали обычно весьма разреженно, но если учесть вхождение в состав каждого такого хлопка многих тысяч монокристаллов, то интенсивность снегопада окажется большой. Отметок высоты облаков не делалось, но ливневой характер погоды, о котором можно судить по кратковременности выпадения крупнейших хлопьев или даже по непосредственным описаниям, указывает на возможность значительного удлинения пути снежинок из-за вертикальных токов внутри облака. О развитии хлопьев в ливневых облаках можно судить и по их частой связи с крупой, которая предшествует им.

Отсутствие очень крупных хлопьев при ветре, возможно, объясняется разрывом их мелкими вихрями воздуха. Все хлопья размером свыше 5 см, по литературным данным и нашим наблюдениям, проходили при скоростях ветра 1—2 м/сек. или даже при затишье. Таков, например, случай 29/IV 1948 г. в Ленинграде, когда хлопья, имевшие размер в 5 см, выпадали при ветре 1—2 м/сек.

Размер снежных хлопьев возрастает вместе с усилением снегопада, как это видно из табл. 11. Так, у разреженно выпадающих снежинок хлопья бывают лишь в 14% случаев, а при сильных снегопадах — уже в 92%. Таким образом, почти все сильные снегопады проходят в форме хлопьев. Наличие хлопьев у отдельных выпадающих снежинок при крайней разреженности снегопада — явление любопытное. Зависимость размера снежных хлопьев от интенсивности снегопада небольшая: наблюдается лишь незначительное укрупнение хлопьев с усилением выпадения снега. Прохождение части сильных снегопадов без хлопьев показывает своеобразие и самостоятельность процесса сцепления снежинок.

С увеличением температуры частота хлопьев увеличивается (табл. 12). Все же хлопья встречаются и при очень низких температурах, до -16 -20° , составляя

Таблица 11

Размер снежных хлопьев и интенсивность снегопада (число случаев)

Интенсивность снегопада	Размер хлопьев, мм					Всего число случаев	Отношение к общему числу снегопадов данной интенсивности, %
	1—2	3—4	5—6	7—8	9—10		
Разреженный . . .	2	—	—	—	—	2	14
Слабый	2	2	4	2	1	11	27
Умеренный	2	4	2	2	1	11	33
Сильный	1	3	5	2	1	12	92

Таблица 12

Размер снежных хлопьев и температура (число случаев)

Температура	Размер, мм		Всего число случаев	Отношение частоты хлопьев к общему числу снегопадов при данной температуре, %
	1—5	6—10		
от 0 до -10°	20	12	32	23
от 11 до -20°	2	3	5	23
Всего	22	15	37	—

Таблица 13

Размер снежных хлопьев и обзернение (число случаев)

Обзернение	Размер, мм					Всего число случаев	Отношение к общему числу снегопадов, %
	1—2	3—4	5—6	7—8	9—10		
Обзернения нет	4	4	4	1	—	13	17
Слабое	2	4	6	3	3	18	24
Сильное	1	1	2	2	—	6	33

Таблица 14

Случай 21/II 1946 г. роста размера хлопьев вместе с усилением снегопада и увеличением обзернения (Ленинград)

Время	8,45	10,00	10,50	12,00
Размер хлопьев, мм . .	8	10	12	8
Интенсивность снегопада, баллы	0	0—1	1	0
Степень обзернения . .	редкое	слабо-умеренное	умеренное	слабое

очень большой процент от всех наблюдавшихся при этой температуре снегопадов. Общая зависимость размера хлопьев от температуры нечеткая: размер увеличивается

с ростом температуры мало. Хлопья размером 5—6 мм наблюдались при температурах —16 —20°, но состояли они из небольшого числа крупных звезд.

Частота обзернения снежинок возрастает параллельно с возрастанием частоты и, в значительной мере, размера хлопьев (табл. 13). При отсутствии обзернения хлопья наблюдались в 17% всех случаев, а при сильном обзернении — при 33%. Небольшая величина возрастания объясняется обычным отсутствием хлопьев у очень сильно обзерненных снежинок средней и большой величины: густо обзерненные кристаллы и крупа выпадают, как правило, монолитными единицами. Лишь иногда эта монолитность внешняя — крупинка обтекаемой формы оказывается состоящей из нескольких десятков мелких крупинок.

Размер хлопьев увеличивается вместе с усилением обзернения лишь незначительно. Повидимому, параллелизм в развитии хлопьев и обзернения зависит не только от цементирующего действия переохлажденных капель, которые вызывают образование уже не хлопка, а плотно спаянной сложной снежинки. Скорее всего и обзернение и хлопья порождаются одной общей причиной: большой конвективной турбулентностью и большим пересыщением внутри ливневого облака. Длительный путь подъемов и спусков, преодолеваемый снежинкой внутри этих облаков, и наличие крупных капель воды обеспечивают и обзернение при столкновении капель со снежинкой и образование хлопьев при столкновении снежинок друг с другом, т. е. в ливневом облаке имеются условия, способствующие коагуляции всех жидких и твердых частиц, находящихся в нем. Конкретный пример совместного действия усиления снегопада и увеличения обзернения на укрупнение хлопьев дан в табл. 14.

Таблица 15

Зависимость частоты хлопьев от формы снежинок

Группа форм	Относительная частота хлопьев, %
Иглы	67
Пушинки	57
Зернистые звезды и пластинки	37
Звезды и их производные	37
Пластинчатые ежи	35
Пластинки	35
Столбики	0

наибольший процент выпадения хлопьев (табл. 15). Вторая форма по частоте хлопьеобразования — это пушинки, затем идут обзерненные звезды, пластинчатые ежи и, наконец, пластинки. Другие формы не рассматривались из-за малого числа их наблюдений. Наличие хлопьев у игл и пластинок показывает, что в этих формах первенствующую роль при образовании хлопьев играют не механические, а какие-то другие силы молекулярного сцепления. Столбики не давали хлопьев, хотя снегопады из них происходили из высоко расположенных облаков и были достаточно густыми, так что число соударений могло быть большим. Правда, столбики имеют наименьшую из всех остальных форм снежинок относительную поверхность, поэтому сцепление у них затруднено.

Приведенные таблицы показывают, что сцепление снежинок коррелятивно связано со многими факторами: силой снегопада, температурой, обзернением, формой кристалла и другими. Вследствие этого, действие каждого фактора в отдельности завуалировано действием других. Для проведения более углубленной статистической обработки с целью выяснения влияния действия каждого фактора в отдельности, как это было сделано нами для обледенения самолетов (1946), материал был слишком мал. Эти факторы влияют лишь косвенно, будучи каким-то образом связанными с основными факторами. Лишь густота снегопада влияет непосредственно, так как от нее зависит число соударений снежинок между собой.

В среднем можно принять, исходя из связанности образования хлопьев с числом соударений, зависимость относительного числа хлопьев в снегопаде от длительности падения снежинок. Однако влияние на эту зависимость формы кристаллов, степени вертикального развития облака и других факторов не позволяет непосредственно связывать обилие хлопьев с большой высотой породившего их облака.

ВЫВОДЫ

В настоящее время в литературе еще нет четкого разграничения понятий „монолитной снежинки“ и „снежинки собирательной — хлопка“. Хлопья снега, отмеченные в СССР, имеют размеры от 1 мм до 10 см, а в мировой литературе отмечались хлопья размером до 30—40 см.

Снежные хлопья — весьма частое явление. Они наблюдались более чем в четверти всех снегопадов и составляют 8% от всех частиц снега.

Хлопья иногда включают в себя несколько сотен снежинок, обычно исключительно близких по форме даже в подробностях. При этом иногда наблюдается упорядоченность расположения кристаллов. Удерживаются снежинки в хлопьях, повидимому, силами молекулярного сцепления, но в ряде случаев наблюдается, что кристаллы зацепляются друг за друга и аэродинамически прижимаются; роль электрических сил неясна.

Образованию снежных хлопьев способствует относительно высокая температура воздуха, густота снегопада, конвективный характер облаков, длительность пути падения и другие факторы. Предельно большие хлопья требуют для своего образования еще одного дополнительного условия — затишья, мелким же хлопьям турбулентность воздуха даже благоприятствует. Частота хлопьев возрастает одновременно с усилением обзрения кристаллов. Хлопьеобразующая способность у различных форм снежинок не одинакова: наибольшая наблюдается у игл и наименьшая — у столбиков.

ЛИТЕРАТУРА

Глава I

1. Заморский А. Д. Сублимационный рост снежинок. Труды ГГО, вып. 13, 1948, стр. 62—70.
2. Renard M. Arch. Sc. phil. et natur., v. 30, p. 658, Genève, 1893.
3. Жук К. Н. Ледяной дождь. Мет. вестн. 1902, стр. 265—279.
4. Касаткин А. Снежинка записывает погоду. Юный натуралист, № 1, 1937, стр. 23—27.
5. Касаткин А. Тайна снежинок. Техника молодежи № 2—3, 1946, стр. 12.
6. Шишкин Н. С. Рост облачных капель благодаря разности скоростей падения. Труды ГГО, вып. 7, 1948, стр. 88—95.
7. Заморский А. Д. Формы снежинок. Труды ГГО, вып. 13, 1948, стр. 53—61.
8. Колтановский А. Град. Мет. вестн. № 10, 1891, стр. 469.
9. Наставление гидрометстанциям, вып. 3, ч. 1, 1946.
10. Бианки А. В. Руководство по обработке материалов метеорологических наблюдений. Изд. ГУСМП, 1944.
11. Нездуров Д. Ф. Редкая форма града. Климат и погода. № 2, 1927, стр. 47—48.
12. Долгошов В. Чрезвычайно крупная крупа 19/IV 1927 г. в г. Белом, Смоленской губ. Мет. вестн. № 12, 1927, стр. 171—172.
13. Заморский А. Д. Снежные формы осадков из зимних ливневых облаков. Труды ГГО, вып. 7, 1948, стр. 135—139.
14. Хргиан А. Х. Физико-метеорологические условия наиболее опасного обледенения. Метеор. и гидролог. № 3, 1937, стр. 35—38.
15. Гапонов Б. С. Температурные границы оседания гололеда и изморози. Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. № 2, 1939.

Глава II

1. Любославский Г. А. Снег. Энциклопед. словарь Брокгауза, СПб., 1900.
2. Dobrowolski A. Expedition antarctique Belge. Anv. 1903.
3. Георгиевский Н. П. Исследование снегового покрова на мысе Шмидта в зимовку 1934/35 г. Проблемы Арктики № 3, 1938, стр. 76.
4. Хитков И. А. Необыкновенный снег. Мет. вестн., 1893, стр. 210.
5. Заморский А. Д. Снежные хлопья-великаны. Природа № 3, 1946.
6. Любославский Г. А. Необычайно пушистый снег. Мет. вестн., 1887, стр. 78.
7. Rossmann F. Ueber die Entstehung der Schneeflocken. Zeitschr. f. Meteor., H. 10, 1948, S. 305; Meteor. Rundschau., H. 1/2, 1949, S. 34.
8. Вейнберг Б. П. Снег, иней, град, лед и ледники. Одесса, 1909.
9. Вейнберг Б. П. Снег, иней, град, лед и ледники. М.—Л., 1936.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗУЧЕНИИ ОСАЖДЕНИЯ ОБЛАЧНЫХ КАПЕЛЬ НА ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В связи с выяснением условий осаждения облачных капель на разных телах возникает интересный вопрос об определении траектории капель воды вблизи этих тел. Находящиеся в облаке чрезвычайно мелкие капли воды движутся вдоль линии тока воздуха. Траектории более крупных капель, обладающих заметной массой (инерцией), могут существенно отличаться от траектории воздушных частиц. Такие капли, встретив на своем пути твердое тело, осядут на его поверхности. Зная положение траектории капель, которые касаются поверхности тела, а также содержание жидкой влаги, можно подсчитать количество воды, осаждающейся на поверхности тела, или определить концентрацию капель в облаке по времени экспонирования и числу осевших капель.

Можно также оценить возможный отбор капель при осаждении их, например, на пластинку для последующего микроскопического измерения размеров.

Очевидно, основная задача теоретического исследования заключается в том, чтобы определить крайние траектории. Но даже если известно поле скоростей воздушного потока, теоретическое рассмотрение движения капли представляется весьма трудным. Дело в том, что уже при наипростейших условиях задачи, интегрирование уравнения движения капли затруднительно, так как это интегрирование может быть выполнено численными методами, которые требуют значительной вычислительной работы. Насколько нам известно, аналитическим способом рассмотрен лишь вопрос о движении капли в потоке воздуха около тела цилиндрической формы. Для этой относительно простой задачи решения получены в результате столь больших упрощений, что не могут считаться убедительными. Поэтому приобретают особое значение экспериментальные исследования.

Однако без выяснения критериев подобия даже хорошо поставленные лабораторные исследования теряют свое значение.

Настоящая работа имеет цель выяснить критерии подобия, знание которых необходимо при лабораторных исследованиях.

Уравнение движения капли

Нетрудно написать уравнение движения капли, если ввести следующие упрощающие предположения:

- 1) на динамику полета капли не оказывает влияния вращение ее вокруг своего центра тяжести;
- 2) никакого взаимодействия между отдельными частицами не существует, т. е. отсутствует коагуляция капель.

Поскольку скорость капли относительно воздуха мала, для вычисления силы сопротивления воздуха движению капли шаровой формы можно применить закон Стокса, согласно которому эта сила равна $3\pi d\mu u$, где u — относительная скорость капли, d — диаметр капли, μ — коэффициент вязкости, ρ — плотность воздуха.

Пусть $\vec{v}$ — абсолютная скорость капли, ρ_k — плотность капли, g — ускорение силы тяжести, $\vec{w}$ — скорость воздуха, тогда дифференциальное уравнение движения капли, если пренебречь силой Архимеда, будет иметь вид:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + A\vec{u} = \vec{g}; \quad \left(A = \frac{18\mu}{d^2} \cdot \frac{\rho}{\rho_k} \right); \quad (1)$$

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u}. \quad (1_1)$$

Моделирование движения капли

Рассмотрим вопрос о моделировании движения капли. Так как концентрация капель в облаках и их диаметр весьма малы, то можно считать, что присутствие их не влияет на характер движения воздуха. Поэтому для осуществления модели движения необходимо удовлетворить двум категориям не связанных между собой условий подобия: 1) подобия относительного движения капель, 2) подобия потоков жидкости.

Условия для моделирования воздушного потока сводятся к следующему: 1) модель должна быть геометрически подобна образцу, 2) число Рейнольдса — $Re = \frac{\rho w l}{\mu}$ должно быть одно и то же для образца и модели (l — характерный размер тела).

Для нахождения правил моделирования относительного движения капель необходимо исходить из тех же предпосылок, какие были использованы при выводе уравнения движения (1). В этом уравнении, наряду с абсолютной скоростью капли, фигурирует ее относительная скорость.

Необходимо считать, как это делается в аналогичных задачах, что для полного кинематического подобия множители подобного преобразования C_v и C_u равны друг другу: $C_v = C_u$. Тем самым, согласно (1₁), определяется множитель C_w , который устанавливает масштаб скорости потока.

Следовательно, необходимым условием осуществления модели будет:

$$C_v = C_w = C_u.$$

Будем считать, что силой тяжести можно пренебречь. Такое пренебрежение вполне допустимо, так как наиболее часто встречающиеся капли имеют радиус, равный 10^{-3} см.

Критерии, необходимые и достаточные для осуществления модели, будут:

$$Re = idem \text{ или } \frac{C_w C_l C_p}{C_\mu} = 1; \quad (2)$$

$$\frac{C_\mu C_t}{C_d^2 C_{\rho_k}} = 1. \quad (3)$$

Последнее соотношение получается на основании уравнения (1). К этим критериям подобия необходимо присоединить еще критерий гомохронности, определяющий правило выбора сходственных моментов времени полета капли:

$$\frac{C_w C_t}{C_l} = 1. \quad (4)$$

Исключая из этих соотношений C_l , имеем:

$$\frac{C_w C_l C_p}{C_\mu} = 1; \quad \frac{C_l^2 C_p}{C_d^2 C_{\rho_k}} = 1. \quad (5)$$

I. Пусть рабочей жидкостью будет воздух, тогда $C_\mu = 1$, $C_p = 1$ и соотношения (5) примут вид:

$$C_w = \frac{1}{C_l}; \quad C_d = \frac{C_l}{\sqrt{C_{p_k}}}, \quad (6)$$

откуда видно, что можно задаваться произвольно лишь двумя множителями преобразования. При работе в трубе с распылителями влаги можно в довольно широком пределе изменять диаметр капель. Полагая $C_{p_k} = 1$, имеем простые соотношения

$$C_d = C_l; \quad C_w = \frac{1}{C_d} \quad (7)$$

только таких тел, которые движутся (или обтекаются) со сравнительно небольшими скоростями и размер модели которых значительно больше их размера.

II. Для определения пучка крайних траекторий возможно заменить воздух другой жидкостью (водой и т. д.).

Пусть рабочей жидкостью будет вода, тогда

$$C_\mu = \frac{\nu_{\text{возд}}}{\nu_{\text{воды}}} \approx 10^{-2}; \quad C_p = \frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho_{\text{воды}}} \approx 10^{-3}$$

и

$$C_w C_l \approx 10; \quad C_d \approx 3 \cdot 10^{-2} \frac{C_l}{\sqrt{C_{p_k}}}.$$

Обозначая диаметр капли через d , а диаметр ее модели через $d_{\text{мод}}$, на основании последнего соотношения будем иметь:

$$d_{\text{мод}} = 33 d C_l \sqrt{C_{p_k}}.$$

Пусть, например, размер модели обтекаемого тела будет в 5 раз меньше размера самого тела, т. е. $C_l = 5$, тогда

$$C_w = 2, \quad d_{\text{мод}} = 165 d \sqrt{C_{p_k}}.$$

Последние соотношения показывают, что при помощи такого моделирования могут быть практически определены крайние траектории лишь для больших тел, движущихся с достаточно малыми скоростями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из предыдущего видно, что при соблюдении обоих критериев можно экспериментально изучать смачивание в облаках тел, движущихся со сравнительно малыми скоростями.

Указанное ограничение можно обойти, если отказаться от условия $Re = idem$.

В большинстве случаев число Re для образца значительно превосходит критическое значение ($Re_{\text{крит}}$), поэтому даже значительное отступление условия $Re = idem$ не исказит движение потока, обтекающего тело.

Следовательно, можно остановиться на одном критерии подобия:

$$\frac{C_l^2 C_p}{C_d^2 C_{p_k}} = 1.$$

Но следует иметь в виду, что применение этого критерия законно только при соблюдении условия, что значения относительных скоростей модели капли должны быть одинаковы, чтобы можно было пользоваться законом Стокса для сопротивления.

