А. И. ГВЕЛЕСИАНИ

КИНЕТИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ВОДЫ В ЧИСТОЙ И ОБЛАЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

$$RR'' + 1{,}5R'^2 = 0, \quad R \sim t^{2/3}$$

$$R^2 R'' = -2\pm\ /\ {}^{\circ}{}_{L}, \quad R \sim t$$

$$r \sim G^{-1/2}$$

К 85-летию Института геофизики им. М. Нодиа и

100-летию Тбилисского государственного университета им. Ив. Джавахишвили

უნივერსიტეტის გამომცემლობა

А. И. Гвелесиани. Кинетика фазовых переходов воды в турбулентной атмосфере. Тбилиси: Изд. ТГУ, 2018. 200 С.

Представлены результаты собственных и известных исследований в обасти физики атмосферы и облаков за последние десятилетия (теория-эксперимент-наблюдения). В первой части рассматриваются эксперимент и теория моделирования процессо роста и таяния ледяных сфер, их деформация в закреплённом и свободновзвешенном состояниях. Изучен спектр срываемых капель и их дробление при различных скоростях обдува, верно описывающий известные спектры облачных капель. Во второй части изучается и теоретически объясняется внутренняя структура искусственных и естественных градин: прозрачность, пузырьчатость, губчатость, как результат смены режимов “сухого” и “мокрого” роста градин на основе развитой теории роста градин сферической формы. Подробно рассмотрены случаи градобитий на основе развитой теории эволюции градин в вертикальных турбулентных струях конвективного облака и даётся интерпретация многослойной структуры градин в свете развитой теории. В третьей части теоретически изучается эволюция парового пузырька в переохлаждённой перегретой воде, как вариационная задача. Получены соотвествующие уравнения и их решенияв аналитической форме и эмпирические формулы, обобщающие известные классические результаты. Монография рассчитана на научных работников, аспирантов и студентов старших курсов физических факультетов университетов.

Табл. 4. Илл. 65. Библиогр.150 назв.

Редактор Анзор Иосифович Гвелесиани

Кинетика фазовых переходов воды в турбулентной атмосфере

Редактор: д-р физ.-мат. наук Амиранашвили А. Г.

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук Деметрашвили Д. И.,

д-р наук Кириа Дж. К.

ISBN 978-9941-13-957-4

П Р Е Д И С Л О В И Е

Несмотря на многолетнюю практику активного воздействия на градовые процессы, до сих пор в теории как естественного образования града, так и искусственного управления его развитием остаётся ещё много неясного, что тормозит достижение дальнейших успехов в этой области. В частности, возможности радиолокационного метода индикации облаков в значительной мере ограничиваются незнанием струтуры поверхностных слоёв градин при различных термодинамических параметрах облаков. Более того, в связи с получением большого материала во время работ по борьбе с градом, выяснились новые, неизвестные ранее моменты, связанные с эволюцией градовых облаков, которые необходимо объяснить в свете современной теории фазовых переходов. Богатый материал, полученный в результате противоградовых работ, должен быть осмыслен, кроме того, с использованием современной теории конвекции.В настоящей работе предпринята попытка исследовать оптимальные условия образования градин опасных размеров, выполнить комплексный анализ развития градовых облаков, принимая во внимание, с одной стороны, реальное развитие конвекции облака в целом, с другой – фазовые переходы в самой градине, притом с учётом электрического поля, в котором может оказаться градина в реальных условиях. Работа состоит из трёх частей: Часть I (обзорная) и Часть II (оригинальная) охватывают работы до 1970 г., Часть III последние результаты и достижения за период (1970-2019).

В первых двух главах дано краткое изложение состояния вопроса. В первой главе рассматриваются теории и эксперименты, касающиеся роста градин и ледяных отложений. Во второй главе рассматриваются работы, посвящённые теоретическому исследованию процесса таяния градин и его моделированию в лабораторных условиях. В третьецй главе теория обледенения самолётов (Качурин. 1962) применяется к росту градин сферической формы и экспериментально изучается процесс столкновения и замерзания переохлаждённых капель воды на ледяной подложке при наличии электрического поля. В последнем параграфе данной главы описываются эксперименты по процессу соударения капель воды с жидкой и твёрдой поверхностью при больших скоростях столкновения с подложкой. В четвёртой главе решается задача о таянии градин сферической формы в тёплой части атмосферы с учётом действительной толщины слоя аккумулированной и талой воды на ней, в отличие от работ (Мучник, Шмуклер, 1954; Ludlam, 1958). В пятой главе на основе совместного решения уравнения конвекции и кинетики процесса кристаллизации анализируются некоторые случаи градобитий, имевших место в Алазанской долине Грузии в 1966-1968 гг. Приводятся подтверждающие результаты (Гзиришвили, Карцивадзе, Окуджава, 1984; Хоргуани,1984; Блиадзе, 2005). В шестой главе приводятся новые собственные теоретические и экспериментальные результаты по специфике фазовых переходов воды в атмосфере и лаборатории (Гвелесиани, 2018, 2019).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

Блиадзе Т. Г. Экспериментальное моделирование процесса роста града. Диссертация на соиск.уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Тбилиси: Фонды биб-ки ин-та геофизики АН Грузии, 2005, 160 с.

Гвелесиани А. И. Статистические и тепловые свойства параметров геофизических термодинамических систем. Труды Института геофизики им. М. Нодиа при ТГУ им. Ив. Джавахишвили, 2018, т. LXIX, сс. 153-174.

Гвелесиани А. И. Особенности образования и роста пузырьков воздуха при замерзании и кипении воды в ограниченном объёме. Труды Института геофизики им. М. Нодиа при ТГУ им. Ив. Джавахишвили, 2019, т. LXX (в печати).

Гзиришвили Т. Г., Карцивадзе А. И., Окуджава А. М. Гетерогенная нуклеация льда. Тбилиси: Мецниереба, 1984, 140 с.

Качурин Л. Г. К теории обледенения самолётов. Изв. АН СССР, сер. Геоф., 1962, № 6.
Мучник В. М., Шмуклер А. К. О таянии градин при падении. Тр. Укр. НИГМИ, 1954, вып. 1.
Хоргуани В. Г. Микрофизика зарождения и роста града. Л.: Гидрометеоиздат, 1984, 188 с.
Ludlam F. H. The hail problem. Nubila, 1958, anno 1, N 1.

Kachurin L., G.Karev A. Radar reflectivity of hailstones band as a function of environment’s parameters. VI WMO Sci. Conf. Cloud Phys. Wea. Mod., 1994, v. 1, pp.177-180.

Karev A. R. Towards the physical explanation for different growth regimes of hailstones. 13th Int. Conf. on Clouds and Recipitation. 14-18 August 2000, Reno, Nevada USA, Proceedings, 2000, v. 2, pp. 1069-1072.

ЧАСТЬ I. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

ГЛАВА 1. РОСТ ГРАДОВЫХ ЧАСТИЦ

1а. Теоретическое исследование процесса роста градин

Первая попытка построения теории роста сферических градин была предпринята Шуманом (1938). С целью объяснения разнообразия форм и внутреннего строения градин, он принимает, что формирование градин определяется большим количеством факторов, среди которых основным в процессе роста является осаждение переохлаждённых капель воды на ледяную частицу. Он при этом полагает, что в процессе роста градина сохраняет сферическую форму и “выметает” на своём пути падения всю воду (что равносильно допущению равенства коэффициента захвата E = 1 для капель любого размера). Так как градины диаметром 0,5 см и менее обычны в природе, Шуман допускает, что они могут встречаться вблизи вершины кучевого облака на высоте 9-10 км. Пренебрегая ранними стадиями образования градин, он исследует механизм их роста, начиная с диаметра 0,5 см. Он подсчитывает предельный размер градины при определённых водностях q и скоростях восходящих потоков воздуха U. Между радиусом R градины и пройденным путём S по отношению к окружающему воздуху была получена зависимость (уравнение записано в более общем виде, чем в статье (Schumann1938):

$$qS = 4\rho_г (R - R_0),$$

где $\rho_г$ – средняя плотность градины. Например, для $q = 5 г/м^3$, $\rho_г$ = $0{,}6 г/см^3$ и R = $4 см$, пройденный градиной путь составляет 18 $км$. Зависимость между размером и временем движения градины (R, t) даётся выражением

$$t = \sqrt{3\rho_0 c_D / g}\ (\rho_г \rho)^{1/2} 4(R^{1/2} - R_0^{1/2}),$$

где g – ускорение силы тяжести, ρ_0 – плотность воздуха при $0^o C$ и давлении $1000 мб$, ρ – отношение плотности воздуха $\rho_в$ к ρ_0, C_D – коэффициент лобового сопротивления градины.

Вводя восходящие потоки воздуха с постоянной скоростью движения U по высоте, между радиусом градины и действительным проходимым ею расстоянием (R , z) имеем зависимость:

$$q z = 4\rho_г (R - R_0) - \sqrt{3\rho_0 C_D / g}\ (\rho_г \rho)^{1/2} 4U(R^{1/2} - R_0^{1/2}).$$

Отсюда видно, что при условии сохранения одного и того же размера градины бóльшим значениям восходящих потоков соответствуют меньшие величины водности. При фиксированной скорости восходящих потоков размер градин увеличивается с увеличением водности. При данной водности, чем больше скорость восходящих потоков, тем больше размер градины. Чем с большей высоты в облачной массе падает градина, тем большего размера она достигает к концу роста. Расчёты показывают, что большие градины ($R = 4 см$) возможны лишь при больших высотах ($7 - 9 км$), очень больших водностях (7-30 $г/м^3$) и сильных восходящих потоках (до $20 м/с$). Во второй части своей статьи Шуман выводит важное условие терморавновесного роста градины:

$$qv(L_л - c\Delta T) = 4(\text{а}_в \Delta T + LD\Delta e)/B, \qquad (1)$$

где v – скорость движения градины относительно воздуха, $L_л$ – скрытая теплота плавления льда, c – удельная теплоёмкость воды, $\Delta T = (T_1 - T_в)$ – перепад температуры между поверхностью градины и окружающей средой, $B = 3«v/(\text{°}_г gR)$ – толщина пограничного слоя, « – динамическая вязкость воздуха, L – скрытая теплота конденсации (сублимации) водяного пара, D – коэффициент диффузии водяного пара в воздухе, Δe – перепад упругости водяного пара между поверхностью градины и окружающим воздухом.

Из соотношения (1) видно, что при определённом значении водности $q_к$ температура градины становится равной точке плавления льда. При значениях $q > q_к$ на градине не может замёрзнуть вся захватываемая вода, и часть её остаётся в жидком состоянии. Излишек жидкой воды тогда по предположению Шумана будет сдуваться с поверхности градины. Из его расчётов следует, что способность градины удерживать воду падает с уменьшением высоты. На высоте 4 км градина не может удержать воду и превратить её в лёд. выше уровня 6 км вода идёт на рост градины, так как здесь может быть захвачена вода при значениях водности, превышающих $20г/м^3$, а ниже всё меньше и меньше. Интересно, что эта способность не зависит ни от радиуса, ни от её плотности.

Вегенер (1935), исходя из того, что наблюдаемая температура градин доходила до -5^o, -15^oC, полагал, что градина всегда холоднее окружающего воздуха, и поэтому приписывает их рост конденсационному механизму. Шуман показал, что так как температура поверхности градины, благодаря выделению скрытой теплоты плавления льда, больше температуры окружающей среды, должно иметь место испарение, а не конденсация, и, стало быть, основным, если не единственным, механизмом роста градин является коагуляция капель с градиной. Проведя расчёты для средней температуры ледяной сферы, падающей в атмосфере, Шуман получил, что даже при условии равенства температуры поверхности градины 0^oC, внутренняя температура будет значительно ниже 0^oC, что и наблюдалось на естественных градинах Вегенера (1935). Теоретические оценки, сделанные Шуманом, требовали экспериментальной проверки на движущихзся сферах. Ошибка, допущенная им в теоретических расчётах, кроется в выражении для толщины пограничного слоя, которая на несколько порядков меньше средней действительной толщины пограничного слоя на наветренной стороне сферы (Билхем, Рэлф (1937)). Поэтому выводы Шумана (1938) являются лишь качественно верными.

Эксперименты Фресслинга (1938) для коэффициента вентиляции испаряющейся капли дали зависимость $f_1 = 1 + 0.229\ \mathrm{Re}^{0.5}$; согласно более поздним экспериментам Крамерс (1946) для охлаждающегося пара имеем $f_2 = 1.6 + 0.295\ \mathrm{Re}^{0.5}$.

Эти выражения были учтены Ладламом (1950), записавшем уточнённое уравнение баланса тепла для растущей градины сферической формы. (Для случая обледенения цилиндров Ладлам (1951

) пользуется эмпирической формулой Фишендена и Саундерса (1950): $f = 0.12\,\mathrm{Re}^{0.6}$. Подобное выражение раньше было выведено теоретически Лейбензоном (1940) для остывающего шара в газовом потоке $f = 1 + 0.136\,\mathrm{Pr}^{-1/3}\,\mathrm{Re}^{0.6}$ при числах Рейнольдса $\mathrm{Re} \sim 10^3$ (где Pr – число Прандтля):. Для критической водности $q_к$ Ладламом (1950) было получено :

$$®R^2 q_к E v (L_л + cT_в) = 4®R[ª_в(1.6 + 0.293\,\mathrm{Re}^{0.5})(T_1 - T_в) + LD(1 + 0.229\,\mathrm{Re}^{0.5})\Delta e], \qquad (2)$$

где E – эффективность захвата капли градиной.

В отличие от Ладлама (1950**),** Шишкин (1950**)** не делает различия между коэффициентами вентиляций (см. (2)), они полагаются равными в анализах фазовых превращений частиц осадков в безоблачной среде. В дальнейшем такое же допущение делалось рядом других авторов (см. Ладлам, 1958). В работе (Ладлам, 1958) даётся развитие теории роста и таяния градин. При значениях водности $q < q_к$ все капли, сталкивающиеся с градиной, остаются на ней и успевают замёрзнуть до прибытия следующих капель. Ладлам называет этот режим режимом “сухого” роста. При $q > q_к$ капли, прибывающие к поверхности градины, не успевают полностью замёрзнуть, и градина покрывается жидкой плёнкой воды. Это – режим “мокрого” роста. При $q = q_к$ режим роста называется критическим. Ладлам (1958)**,** как и Шуман (1938)**,** полагает, что при критическом и режиме “мокрого” роста градина покрыта жидкой плёнкой воды, под которой отлагается прозрачный лёд плотностью 0.9 $г/см^3$; в последнем случае излишек воды сливается в кильватер. Скорость роста сферической градины (изменение радиуса в единицу времени) находится из уравнения:

$$4®R^2 °_{сл}(L_л + cT_в)\,dR = 4®R \cdot 0.3\sqrt{\mathrm{Re}}\,(ª_в \Delta T + LD\Delta e)\,d²\ ,$$

где $°_{сл}$ – плотность отлагающегося льда.

Очевидно, что в режиме “сухого” роста, согласно настоящему рассмотрению, рост градины протекает быстрее как за счёт того, что вся осевшая вода остаётся на градине, а также из-за низкой плотности отлагающегося льда $°_{сл}$.

Как мы видели выще, модель градового облака, рассмотренная в **(),** весьма проста: наличие восходящихь потоков соднородной скоростью и однородной водностью по высоте. Нетрудно видеть, что в обоих рассмотрениях, (Шуман (1938) и Ладлам (1958), при учёте непрозрачного ядра расчётная градина за один цикл подъёма и опускания в облаке до уровня нулевой изотермы, максимум, может оказаться четырёхслойной. Многослойность градины Ладлам связывает с пульсационным характером восходящих потоков воздуха, вызванным прохождением следующих друг за другом воздушных пузырей (термиков) внутри облака. Наибольшие значения скорость восходящих потоков и водность имеют в центральной части термика, где ввиду этого имеются условия для “мокрого” роста градин. Между термиками, ввиду малости U и q, более вероятен режим “сухого” роста градин. Если градина на своём пути проходит через несколько термиков, то она будет многослойной, точнее, будет иметь более 4-х слоёв, и тогда отпадает необходимость о допущении колебательного движения градин вверх-вниз по Шуману**.**

Согласно этим теориям сферический град возникает благодаря замерзанию крупных капель воды радиусом более $50\,мк$, для которых коагуляционный рост значительно превосходит сублимационный рост. При этом сохраняется сферическая форма на всех стадиях эволюции градины. Частицы могут вырасти до значительных размеров при условии, что их концентрация во много раз меньше, чем концентрация переохлаждённых капель.

Согласно расчётам (методом слоя по данным радиозондирования атмосферы), для облака с переменной по высоте скоростью восходящих потоков размеры градин ограничены и область максимальной скорости играет роль задерживающего слоя для выпадения града. И, следовательно, из облака должен выпадать град только определённого размера.

Впервые изменение воздушных потоков с высотой было учтено в работах Бибилашвили (1964**).** В них было показано, что зависимость конечного радиуса градины от скорости воздушного потока и существенна. При относительно малых скоростях восходящих потоков водность облака сильно влияет на размер выпадающих градин. При больших восходящих потоках ($25-30\,м/с$) размеры градин мало зависят от водности.

Рассмотрим несколько упрощённые расчёты эволюции градин в моделях ячеек конвекции, данных Женевым (1961). Величины U, $A=v/\sqrt{R}$ и q полагаются постоянными и заменены их средними значениями. Рост градины происходит по типу “сухого” роста, Если z_0 – уровень нулевой изотермы, то на этом уровне, после подъёма и опускания, градина будет иметь радиус, равный

$R=2(\overline{U}/\overline{A}-\sqrt{R_0/2})^2$.

Итак, результат не зависит от z_0, q и σ_z. Далее делается попытка проверить данные наблюдений Харпера (1959). По его данным из обособленнойт ячейки выпали градины диаметром ~ 15 мм. Промежуток времени между появлением первого радиолокационного эхо-сигнала и выпадением града на землю составил приблизительно 700 с. Учитывая, что радиоэхо может быть обнаружено при размере частиц около 500 мк, этот размер брался за начальный диаметр градового зародыша. Температура и водность ячейки задавались адиабатические по данным радиозондирования атмосферы. Далее исходный уровень, средняя скорость выбирались так, чтобы за 700 с, с учётом таяния получить на земле градины желаемого размера.

Модель кучевого облака была уточнена в работе Махарадзе (1964), посвящённой экспериментальному исследованию скоростей вертикальных потоков воздуха. Более тонкий метод обработки данных радиолокационных наблюдений за движением шаров-пилотов с уголковым отражателем внутри кучевых облаков, чем метод Бибилашвили (1964), позволил обнаружить пульсации скоростей восходящих потоков воздуха и наличие нескольких максимумов в вертикальном профиле скоростей.

В работе Орджоникидзе (1964) на основе анализа картины радиолокационной отражаемости, полученной при вертикальном зондировании мощных кучевых облаков, предполагается, что чередующиеся по высоте полосы высокой отражаемости связаны с дискретным характероом

накопления облачных капелек в –областях максимумов скоростей. Количество полос соответствует количеству этих максимумов. Теоретические расчёты, проведённые автором методом частицы, дают, в зависимости от стратификации атмосферы, несколько максимумов скоростей движения восходящих потоков.

Детальная картина конвективных движений в мезомасштабных конвективных системах (МКС) дана в недавней большой обзорной статье Хаузе (2004) для тропических широт.

Не будем останавливаться на схемах Воейкова (1964) и Дессана (1965), они детально обсуждаются в монографии Сулаквелидзе (1967). Расчёты размеров градовых частиц, проведённые по этим схемам, дают неоднозначные результаты.

В работе Браунинга и Ладлама (1962) на основе анализа данных радиолокационных, визуальных и аэросиноптических наблюдений грозы с градом в Уокингхеме было показано, что сдвиг ветра образуется не в результате изменения с высотой градиента горизонтальной составляющей ветра, как это предполагал Ньютон, а вследствие конвергенции в районе границы двух потоков с различными направлениями скорости ветра. Авторы полагают, что градины в облаке ипытывают циркуляцию, причём вначале выпадают крупные градины, а лишь затем мелкий град и ливневые осадки. Во время циркуляции в облаке градины проносятся через зоны с различной водностью, давая соответственно мутные и прозрачные слои льда.

В последние годы всё больше стали склоняться к струйной модели конвективного облака. В работах (Качурин, Бекряев, Дыдина, 1964; Качурин, Бекряев, 1965) кучевое облако рассматривается как вертикальная неизотермическая (турбулентная) струя относительно тёплого воздухав сносящем потоке. Сравнение результатов расчётов, основанных на данных наблюдений радиозондирования, нефелометрических и радиолокационныхъ измерений высот вершины облаков, даёт удовлетворительное согласие между ними (Качурин, Воробьёв, 1968).

Коротко рассмотрим основные результаты теории обледенения самолётов (Качурин, 1962), в которой учтены гтдродинамика течения жидкой плёнки воды под действием обтекающего объект воздушного потока и кинетика процесса кристаллизации жидкой плёнки. Получено выражения для термодинамического параметра $h_р$ – толщины плёнки воды, соответствующей условию на плоской поверхности

$$h_р = \rho\lambda(\rho_л L_л v q\bar{E})^{-1}\left[T_0 - T_1 - (v q\bar{E}/\rho\alpha)^{1/b}\right],$$

$$h_у = \left\{const \cdot q\bar{E} \cdot Re^{0.6}\left(v^5[T_0 - T_1 - (v q\bar{E}/\rho\alpha)^{1/b}]\right)\right\}^{1/4}.$$

При толщине плёнки, превышающей равновесное значение, устанавливается турбулентный режим течения плёнки, и теплообмен ускоряется, сопровождающийся быстрым замерзанием воды и образованием непрозрачного льда (закритический режим). При толщине, меньшей $h_р$, кристаллизация жидкой плёнки протекает медленно, откладывается прозрачный лёд (докритический режим).

ЛИТЕРАТУРА

Гейвандов Э. Л., Мазин И. П. Простой метод расчёта градин при падении. Тр. ЦАО, вып. 51, 1963.

Женев Р. Град. Л.: Гидрометеоиздат, 1966.

Качурин Л. Г. К теории обледенения самолётов. Изв. АН СССР, сер. Геоф., 1962, № 6.

Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории нагретых турбулентных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1964, № 12.

Качурин Л. Г., Бекряев В. И. Моделирование нагретых турбулентных струй в сносящем потоке. Изв. АН СССР, ФАО, 1965, № 8.

Качурин Л. Г., Бекряев В. И. Исследование процесса электризации кристаллизующеяся водой. ДАН СССР, 1960, т. 130, № 1.

Качурин Л. Г., Воробьёв Б. М. Особенности вертикальной структуры радиоэха градовых облаков, обусловленные кристаллизационными процессами. Изв. АН СССР. ФАО, 1968, т. 4, № 5.

Лейбензон Л. С. Об испарении капли в газовом потоке. Изв. АН СССР, сер. геоф. геогр., 1940, N 3.

Махарадзе Г. М. Экспериментальное исследование скоростей вертикальных движений в облаке. Тр. Всес. науч. сов. по акт. возд. на град. процессы. Тбилиси, 1964.

Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л.: Гидрометеоиздат. 1961.

Мучник В. М., Шмуклер А. К. О таянии градин при падении. Тр. Укр. НИГМИ, 1954, вып. 1.

Орджоникидзе А. А. К вопросу оценки термической неустойчивости атмосферы. Тр. Всес. науч. сов. по акт. возд. на град. процессы. Тбилиси, 1964.

Сулаквелидзе Г. К. Ливневые осадки и град. Л.: Гидрометеоиздат. 1967.

Шишкин Н. С. Исследование роста сферического града. Изв. АН СССР, сер. геоф., 1952, N. 6.

Bilham E. G., Relf E. F. The dynamics of large hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1937, v. 63, p. 149.

Ludlam F. H. The composition of coagulation elements in cumulonimbus. Quart. J. R. Met. Soc., 1950, v. 76, N 327, p. 52.

Ludlam F. H. The heat economy of a rimed cylinder. Quart. J. R. Met. Soc., 1951, v. 77, N 334, p. 663.

Ludlam F. H. The production of showers by the growth of ice particles. Quart. J. R. Met. Soc., 1952, v. 78, p. 543.

Ludlam F. H. The hail problem. Nubila, 1958, anno 1, N 1.

Schumann T. E. W. The theory of hailstone formation. Quart. J. R. Met. Soc., 1938, v. 64, N 273, pp. 3-21.

Weickmann H. K. The hailstorm. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968

I.Б. Экспериментальное исследование процесса роста льда на градинах и других объектах

1.1. Закритический режим роста ледяного отложения (“сухой” рост)

Осборн Рейнольдс в лаборатории моделировал процесс роста градин. Наблюдаемый им лёд был молочным, неплотным. Меняя скорость столкновения капель, по его мнению, можно менять плотность ледяного отложения (О. Рейнольдс, 1879), Брикард (1940) наблюдал в естественных условиях “сухой” рост градин. Он заметил, что для капель радиусом от 3 до 6 мк при умеренном ветре и низкой температуре происходит их индивидуальное замерзание, и образуется иней хрупкий,

непрозрачный с малой плотностью, содержащий воздушные включения. Для капель диаметром более 8-10 мк при сильном ветре не имеет места более индивидуальное замерзание капель, и получается однородное, твёрдое, прозрачное, с плотностью такой же как у льда. Согласно его наблюдениям $\rho_{сл} = f(T, r_к, v)$ или $\rho_{сл} = f(T, q)$. Зависимость от температуры усложняется рядом факторов, таких как смачиваемость водой, скорость кристаллизации и повторное замерзание. Ленгмюр (1944) проводил эксперименты на цилиндрах различных размеров в пределах от 0,2 см до 7,6 см и вывел ряд эмпирических формул. Он получил, что плотность инея является функцией температуры окружающей среды, радиуса капли и скорости столкновения капли с цилиндром. Плотность увеличивалась с у величением каждой из этих величин. Никакой зависимости от скорости аккреции не было обнаружено. Таким образом, по Ленгмюру $\rho_{сл} = f(T, r_к, v)$, $\rho_{сл} \neq f(dm/d\tau)$, где v – относительная скорость между каплей и градиной, $dm/d\tau$ – скорость изменения массы градины. Аренберг (1943) утверждал, что в первом приближении плотность инея не зависит от размера капель и определяется только скоростью наращивания льда и температурой окружающей среды, т.е. $\rho_{сл} = f(dm/d\tau, T)$. Лоуборо (1946), используя данные, полученные на горе Вашингтон, утверждал, что плотность инея может быть выражена просто как функция эффективности захвата коллектора, $\rho_{сл} = f(E)$. Для тела, имеющего различные значения E в различных частях поверхности, плотность ледяного отложения будет меняться от одной части к другой. Кларк (1948) отмечает также, что параллельно с отложением чистого льда в средней части подложки на краях его происходи отложение (образование) молочного цвета льда. Таким образом, при неизменных условиях окружающей среды параметром управления структурой ледяного отложения может явиться коэффициент захвата. Этот параметр, как увидим ниже, остался вне внимания Маклина (1962). Кларк (1948) разделяет осадки инея, наблюдавшиеся им на горе Вашингтон, на два основных семейства: гололёда и изморози. Кларк показал, что в широких пределах имеется взаимосвязь между типом обледенения и его плотностью. Плотность уменьшается от 0,9 $г \cdot см^{-3}$ для чистого льда примерно до 0,2 $г \cdot см^{-3}$ для пористого инея. Тип обледенения зависит от температуры окружающей среды, скорости воздуха, водности, размера капель и диаметра цилиндра, на котором отлагается лёд. Плотность увеличивается с увеличением скорости воздушного потока, водности, размера капель и с повышением температуры, но уменьшается с увеличением диаметра цилиндра. Но, тем не менее, Кларк не смог установить точной взаимосвязи между этими параметрами; итак, по Кларку $^{\circ}_{сл} = f(v, q, r_к, d, T)$. Мелхер (1951) разбрызгивал переохлаждённые капли воды с эффективным диаметром 100 мк в аэродинамической трубе и наращивал лёд на неподвижном стержне. Измеряя с помощью термопары температуру поверхности инея, он показал, что плотность льда зависит от температуры окружающей среды и водности. Но он не исследовал влияния скорости воздушного потока и диаметра стержня на $\rho_{сл}$, и вывод, сделанный Мелхером, состоял в том, что при увеличении водности, в силу повышения интенсивности освобождения скрытого тепла замерзающих капель,

отлагающийся лёд становится более прозрачным. Имеем, что $\rho_{сл} = f(T,q)$, но $\rho_{сл} \neq f(v,d)$. Фрезер, Руш и Бакстер (1952) проводили эксперименты в аэродинамической трубе при различных водностях. Они земетили, что переход инея в гололёд имел место при приближении температуры замерзания ледяного отложения к 0^0C .Их экспериментами была подтверждена правильность условия Ладлама для терморавновесного роста льда на поверхности цилиндра; можно считать, что $\rho_{сл} = f(T_1)$.

Из приведённых работ видно, что количественная зависимость между параметрами среды и растущего объекта ещё не установлена, пока не появилась работа Маклина (1962). Он показал, что плотность льда возрастает с увеличением скорости столкновения водяных капель с ледяной подложкой, с повышением температуры воздуха, с увеличением размера капель и величины водности. При этом влияние диаметра цилиндрической подложки едва заметно, и лишь в случае водного аэрозоля с максимумом распределения, находящимся в области малых капель, оно довольно велико. Этот вывод совпадет с выводом Ленгмюра (1944), состоящим в том, что падение плотности льда можно отнести на счёт уменьшения скорости столкновения капель с поверхностью цилиндра. Как показывают эксперименты, при низких температурах зависимость плотности ледяного отложения от температуры подложки, близка к линейной. Тогда в аналитической зависимости плотности льда $\rho_{сл}$ от параметров среды температурная часть выделяется в виде поправочного множителя $f(T_1)$, а именно $\rho_{сл} = f(T_1)(r\ V_0)^{\alpha}$. Величина α колеблется между 0.65 и 0.77 в пределах значений температуры от –5 ^{0}C до –30 ^{0}C, а $f(T_1) \sim 1/T_1^{0.7}$. Маклин получил следующую формулу зависимости между плотностью ледяного отложения, радиусом капли, скоростью её столкновения с подложкой и средней температурой поверхности подложки:

$$\rho_{сл} = 0.11\ (-r\ V_0\ T_1^{-1})^{0.76}. \qquad (3)$$

Известно, что в закритическом режиме роста градины переохлаждённые капли, сталкивающиеся с ледяной подложкой примерзают к ней индивидуально (Маклин, 1962). Верний предел плотности слоя льда, $\rho_{сл}$, можно определить в случае плотной упаковки малых шаров на поверхости сферы (Иванов, 1964):

$$\rho_{сл} = \frac{2}{3}\frac{d_Г}{d_Г + 2d_к}\rho_0,$$

где $\rho_0 = 0.92$ г/см^3, $d_г$ – диаметр градины, $d_к$ – диаметр капли. При $d_г >> 2\ d_к$, $\rho_{сл} = 0.61$ г/см^3. Автор получил $\rho_{сл} = 0.58$ г/ см^3. Однако неверно утверждение автора о скачкообразном изменении плотности $\rho_{сл}$ отложения льда, при переходе от высокой плотности губчатого льда ко льду с малой плотностью. Анализ экспериментов показал отсутствие скачка плотности и наличие непрерывности в зачениях плотности отлагающегося льда от 0.92 г/ см^3 до 0.58 г/ см^3.
В работе Качурина, Гашина и Осипова (1962) экспериментально было найдено значение критической толщины слоя воды на плоской поверхности $h_{кр}$, принимаемое величиной h_p для воды. Анализ

опытных данных и измерений в облаках (Мазин, 1957) показал, что при отложении прозрачного льда на подложке $h_p < 0.1$ см, а при отложении непрозрачного льда и инея $h_p > 0.1$ см. Можно заключить, что 0.1 см является критической толщиной для воды, при которой происходит смена режимов “сухого” и “мокрого” роста, или же, в терминах авторов, вблизи толщины слоя воды около 0.1 см происходит переход от закритического режима к докритическому и наоборот. В работе Качурина и Гашина (1968) дан детальный сравнительный анализ результатов экспериментов Маклина (1962) и собственных экспериментов. Показано, что параметр rv_0 / T_1, найденный Маклиным для определения плотности отлагающегося льда, получается как частный случай из теории обледенения самолётов Качурина. Если

$$a^{-1/b}\left(vq\overline{E/°}\right)^{1/b}/\left(T_0 - T_1\right) << 1, \qquad (4)$$

где a и b – постоянные, тогда

$$h_p = a°\left(T_0 - T_1\right)/°_{л}L_{л}vq\overline{E}. \qquad (5)$$

В тех случаях, когда среднекубический радиус капель меняется пропорционально величине водности воздушного потока

$$r \approx const\, q\overline{E} \qquad (6)$$

и, кроме того, $a°/°_{л}L_{л} = const$, то нетрудно видеть, что

$$h_p \sim rv_0 / T_1 \qquad (7)$$

Если одно из условий (4) или (6) окажется невыполненным, то критерии h_p и rv_0 / T_1 перестают быть эквивалентными. Отсюда следует, что формула Маклина (3) выполняется в некоторых частных случаях. Было показано, что какой-либо определённой зависимости между среднекубическим радиусом капель и эффективной водностью не существует. Для случаев: (а) $r \sim q\overline{E}$; (б) $r \sim 1/q\overline{E}$; (в) общий случай с учётом всех имеющихся данных по Маклину (1962), было показано, что в случае (а) корреляция $(°_{сл}, h_p)$ на 0.3 больше корреляции $(°_{сл}, rv_0 / T_1)$, в случае (б) выше на 0.65, а в случае (в) примерно на 0.26. На рис. 1 представлена графическая зависимость $(°_{сл}, 1/h_p)$, построенная по известным к тому времени данным. При значении $1/h_p$ = 5 см$^{-1}$ или h_p = 0.2 см наблюдается спад плотности, соответствующий переходу от монокристаллической структуры льда к поликристаллической. Этот переход, как видим, происходит при значении h_p большем, чем критическая толщина $h_к$ = 0.1 см, так как она разделяет чистый лёд от всех других видов ледяных отложений. Из-за малых различий в плотностях отложений льда в окрестностях h_p = 0.1 см не удаётся обнаружить эту границу, так как разность между значениями соответствующих плотностей меньше, чем средний разброс точек.

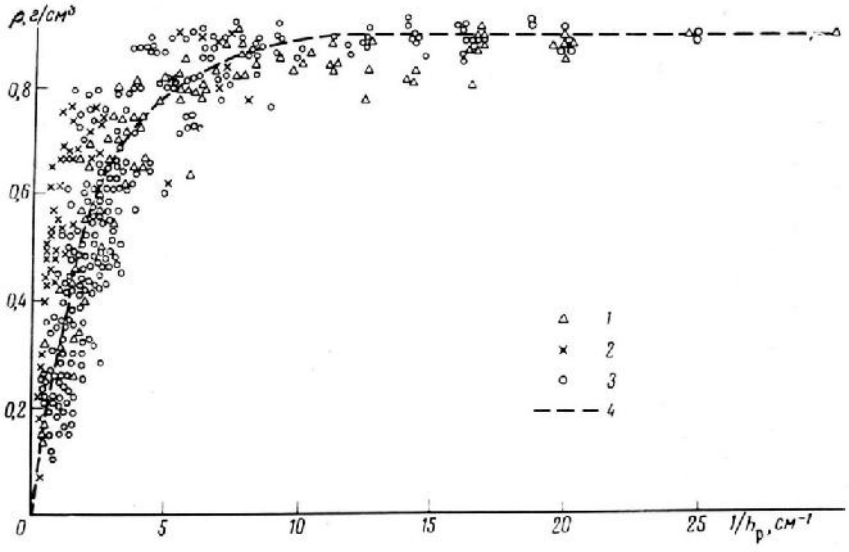


Рис. 1. Зависимость плотности отлагающегося льда от величины $1/h_p$ (Качурин, Гашин, 1968).

Вид зависимости $(\rho_{сл}, h_p)$ аппроксимируется эмпирической формулой

$$\rho_{сл} = \rho_0\left(1 - e^{-0.4/h_p}\right). \qquad (8)$$

Резюмируя, авторы заключают, что параметр Маклина (1962) не позволяет судить о структуре и плотности ледяного отложения, образующегося в естественных условиях при обледенении объектов в облаках и в аэродинамических трубах и образовании града, так как условие (6) выполняется лишь в отдельных частных случаях.

Из формул (3') и (8) видно, что между размерами капли и градины можно установить связь вида:

$$d_к = \frac{2 - 3(1 - e^{-0.4/h_p})}{6(1 - e^{-0.4/h_p})} d_Г. \qquad (8')$$

В работе Браунскоума и Халлета (1967) изучался рост крупы и инея. На ранних стадиях роста, благодаря статистической флюктуации скорости поступления облачных капель на предмет, появляются неровности, эффективность захвата которых выше, чем у гладкой поверхности, и они продолжают расти, очевидно, быстрее. Образование цепочек и, соответственно, малая плотность льда, наблюдаемая Маклиным (1962, 1968), основана на этом эффекте. При отсутствии этого эффекта в случае крупных капель плотность будет зависеть от степени деформации капель. Не рассматривая здесь вопроса образования инея из паровой фазы, отметим всё же, что иней с низкой плотностью можно образовать в результате следующих трёх процессов:1) при случайном осаждении на кристаллах, растущих в основном из паровой фазы; 2) повышенной эффективностью осаждения на выступах; 3) роста из пара, образованного в соседстве с замёрзшей каплей.

1.2. Докритический режим роста ледяного отложения (“мокрый” рост)

Когда скорость отложения льда достаточно велика, поверхность льда становится мокрой и характер отложения меняется. Избыточная незамёрзшая вода не сливается в кильватер, а включается в ледяную структуру: обзуется “губчатый” или “пористый” лёд, содержащий незамёрзшую воду. Такой тип льда наблюдается при определённых условиях и на самолётах, пролетающих через переохлаждённые облака (Брун, 1957). Это явление хорошо известно операторам аэродинамической трубы. Фрезер, Лист (1959), проводя опыты в аэродинамической трубе для исследования процесса градообразования, обнаруживает в наростах льда незамёрзшую воду. Руш и Бакстер (1965) получили отложения льда, из которых можно было выжать воду, как из мокрой губки.

В существующих же теориях (Шуман, 1938; Ладлам, 1958) полагалось, что прирост массы растущей градины осуществляется за счёт замёрзшей части капель, в то время как жидкая вода срывается воздушным потоком. Хотя и можно наблюдать этот отрыв, но количество сорванных капель не так велико (Маклин, 1962).

Лист придаёт большое значение опытам с водо-ледяной смесью для физики образования града, а именно – изучению обнаруженного им особенно быстрого “губчатого” механизма роста градин. В следующих работах Листа (1961а, б) обсуждаются трудности применения полученных результатов к естественным. Для модели “нормального” градового облака, предложенного Ладламом, Лист строит диаграмму зависимости водности градин $q_r(h)$ различных размеров высоты в облаке над уровнем моря. Из последней следует, что фактически каждая градина в природе должна расти отложением “губчатого” льда, тем сильнее выраженным, чем больше градина по размеру. Когда вода, захваченная объектом, не замерзает полностью, то его поверхность покрывается жидкой плёнкой, под которой прогрессирует замерзание со стороны ледяной поверхности. Измерить её скорость никак не удавалось. По расчётам для скоростей обдува в экспериментах, равным 13 м/с, толщина водяной плёнки составляла ¼ мм и менее. При обдуве потоком слабо переохлаждённых капель жидкая вода, стекая с цилиндрической подложки, отрывалась в виде капель диаметра 1-2 мм. В этой работе Маклин (1961) отмечает, что ещё мало известно, как кристаллизуется вода под плёнкой в условиях “мокрого” роста. Он отмечает, что лёд не растёт в виде плотной компактной массы, как полагал Ладлам (1958), а наращивается в виде перелетённой сети дендритов в плёнке.

Вышерассмотренные работы показывают, что при моделировании процесса роста градин, обдуваемых, например, потоком капель размера 2-30 мк коэффициент захвата *E* капель градиной должен отличается от единицы, и вместо q следует брать эффективное значение $q\overline{E}$.

1.3. Рост ледяных отложений в потоке, содержащем жидкие капли и ледяные частицы.

В своих экспериментах Кларк (1948), Маклин (1961) замечали, что ледяные кристаллы, случайно находящиеся в воздушном потоке, обнаруживались в структуре инея, и их можно было видеть сверкающими на его поверхности. Причём, количество захваченных кристаллов зависело от состояния поверхности, и оно заметно возрастало с появлением жидкой плёнки на ледяной поверхности, что подтверждалось в экспериментах других исследователей также. Минервин (1956)

утверждает, что при измерениях водности в переохлаждённых облаках с помощью ловушек, величина её, из-за вмерзания кристаллов в новообразующийся лёд, может оказаться критической для м (зашкаливание). Бигг, Дей и Мак Наутон (1959) в экспериментах и при полётах в облаках обнаружили, что при наличии в набегающем на объект потоке смеси переохлаждённых капелек и ледяных кристаллов эффективность их захвата возрастает. Гавиола и Фуэртес (1947) утверждают, что снег, как строительный материал для градин, и переохладённые капли должны облегчить рост градин до больших размеров. Заметим, что таким образом они объясняют концентрические слои прозрачного молочного льда в градинах. Ландис (1907) описывает большие сплющенные градины, в которых, по утверждению автора, имелись слои льда из “мокрого” снега. Поллард (1936), описывая наблюдаемые им градины, также приходит к выводу, что в них имеются слои, представляющие собой “сильно замёрзший снег". Однако, такие категорические утверждения о природе ледяных отложений недостаточно обоснованы. Как показали последующие исследования, такие же слои могут получаться и при “сухом” росте, когда отлагается иней. Лист (1961) изучал скорость роста ледяного шарика в потоке водного аэрозоля при условиях спонтанной и искусственно вызванной кристаллизации в каплях потока. В отличие от экспериментов Маклина (1961), где при неизменной водности добавлялась определённая концентрация ледяных частиц, здесь за счёт кристаллизации части водного аэрозоля водность потока уменьшается, а лёдность соответственно растёт. С учётом кристаллизации капель уравнение баланса тепла для градин примет вид (Лист. 1962):

$$4\pi Rf(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})(\alpha_в \Delta T + LD\Delta e) + \pi R^2 v T_в \overline{E}(cq + c_л q_л) = \pi R^2 v q \overline{E} L_л, \qquad (10)$$

где $q_л$ – лёдность потока (масса частиц льда в единице объёма воздуха); $f(Re, Pr)$ – коэффициент вентилляции, Re, Pr – соответственно, числа Рейнольдса и Прандтля; D – коэффициент диффузии пара; e – упругость пара; c –удельная теплоёмкость воды, $c_л$ – удельная теплоёмкость льда.

Граничное условие (10) даёт ту максимальную часть жидкокапельной водности, q, при которой поверхность растущей градины, имеющей $0^0 C$, ещё является “сухой”. Таким образом, в работах Листа ставится задача ограничения роста градин благодаря тому, что кристаллизация части капель уменьшает водность, за счёт чего рост их происходит в “сухом” режиме. Количественные измерения были сделаны Маклиным (1961). Халлет (1960) считает, что, когда кристаллик льда падает на поверхность переохлаждённой воды, рост его происходит как вдоль поверхности, так и внутрь жидкости, причём в последнем направлении растёт система разветвлённых дендритов льда. Так как поверхность жидкой плёнки в режиме “мокрого” роста холоднее ледяной поверхности, для кристаллизации с поверхности имеются благоприятные условия. Если количество захваченных ледяных частиц, следовательно, и центров поверхностного зародышеобразования, сравнительно велико, можно предположить образование переплетённой сети дендритной структуры льда внутри жидкой плёнки, что способствует удержанию избыточной воды. В результате может образоваться слой пористого или губчатого льда на поверхности градны, различной механической прочности дендритной системы.

Маклин исследовал срезы около 60 градин из одного шторма. Центральная часть градин состояла из нескольких отдельных монокристаллов длиной иногда больше одного сантиметра, в то время как наружные части состояли из кристаллов в несколько микрон в поеречнике. В некоторых градинах кристалл доходил до её поверхности даже для градин диаметром от 3 до 5 см. Размеры градин указывают на возможность “мокрого” роста на последних стадиях их развития. Единственными эффективными ядрами кристаллизации могли быть небольшие ледяные частицы, но ничего определённого нельзя сказать в этом аспекте о возникновении наблюденной структуры градин.

1.4. Дискретная природа процесса роста и характер расплющивания капель на поверхности градин

Ещё в 1861 Дюфо провёл некоторые эксперименты с капельками переохлаждённой воды с диаметром между 3 и 5 мм, взвешенными в охлаждённой органической жидкости. Он наблюдал характер замерзания капли, когда она приводилась в соприкосновение со сферической ледяной частицей (замёрзшей каплей). Он нашёл, что при температурах от 0^0 до -3^0 ,– 4 ^{0}C капля растекалась по поверхности ледяной частицы достаточно сильно, а при -1^0 –2 ^{0}C капля полностью обволакивала её до окончательного замерзанияа. Таким образом, из этих экспериментов следует, что смачивание льда водой существенно зависит от температуры капли и температуры ледяной поверхности. С точки зрения механизма образования градовых зародышей представляют интерес первые в Советском Союзе работы Никандрова (1951, 1956, 1959) по изучению взаимодействия переохлаждённых капель воды между собой и с ледяными частицами. Как следует из этих работ, коагуляция переохлаждённых капель воды (размера ~ 1мм) сопровождается их замерзанием при температуре воздуха – 20 ^{0}C. Процесс слияния переохлаждённых капель не оказывает заметного влияния на их замерзание, по крайней мере, до – 15 ^{0}C. В случаях, когда по соседству оказывались капля и ледяная частица, то в результате переконденсации пара с капли на ледяную частицу, на последней начинался рост кристаллического ответвления. Прикосновение отростка льдинки к капле немедленно приводило к замерзанию капли. Причём, замерзание происходило двояким образом: либо капля по отростку льда переливалась на льдинку (в большинстве случаев), образуя укрупнённую ледяную частицу в виде градинки, либо капля примерзала к льдинке, в виде гантели. После Дюфо (1861) Рейнольдс (1879) также рассматривал скорость столкновения капель с ледяной частицей, как важный фактор, влияющий на структуру гидрометеоров. При малых скоростях столкновения с ледяной частицей сила удара невелика, поэтому и строение ледяного отложения рыхлое. Но по мере увеличения скорости столкновения их между собой будет образовываться более компактная масса.

Это явление должно быть сложнее в случае столкновения переохлаждённых капель воды с градиной. Вейкман (1953) провёл лабораторные эксперименты с каплями различных размеров, падающих на ледяную поверхность. Он нашёл, что температура – 5 ^{0}C является границей, ниже которой капли, растекаясь, образуют небольшой нарост. При значениях температуры между 0^0 и – 5 ^{0}C капли, захваченные градиной, могли сливаться, образуя чистый или мутный лёд, но не

содержащий воздушных пузырьков. При температуре – 14 ^{0}C капли радиусом до 150 μ затвердевали в виде сфер.

Исследование структуры ледяных отложений при более широком диапазоне температур было проведено Маклиным (1962). Он выявил, что при температуре – 16.5 ^{0}C и малых скоростях столкновения капельки имели тенденцию к индивидуальному замерзанию. При высоких скоростях (v > 10 м/с), когда капельки упаковываются очень плотно (можно различить отдельные замерзшие капли). Плотность отложения льда лежит между 0.28 и 0.80 г/см^3 при скоростях между 2 и 11.4 м/с. При температуре – 4 ^{0}C наблюдается соответствующее возрастание плотности льда от 0.62 и 0.89 г/см^3. При температуре – 10 ^{0}C капельки начинают сливаться, хотя отдельные всё же различимы. При температурах, близких к 0 ^{0}C, элементы структуры представляют собой группы десятков, сплавленных вместе и практически неразличимых, отдельных капель. Мейсон и Мейбанк (1960) показали, что капли диаметром от 60 μ до 2 мм образуют ледяную оболочку за 0.1 с при полном времени замерзания около 1-2 мин. Маклин (1960) наблюдал такое же замерзание в условиях столкновения капель с ледяной подложкой. Коль скоро это выполняется, каплю можно считать замёрзшей с точки зрения её влияния на плотность отложения. Предположение Маклина, что капли замерзают в виде сфер и что их замерзание управляется непосредственно температурой поверхности подложки, позволяет приемлемо объяснить плотности ниже 0.6 – 0.7 г/см^3.Более высокие плотности получаются за счёт деформации и растекания капель.

Опыты по растеканию капель, сталкивающихся с ледяной подложкой, были проведены Браунскоумом (1966) на каплях с r = 10, 18 и 40 μ при температурах – 10 ^{0}C и – 20 ^{0}C и скорости столкновения ~ 13.5 м/с. При скоростях столкновения капель с подложкой, равных установившимся скоростям их падения, Браунскоум нашёл, что капли замерзают в виде полусфер. При скоростях столкновения порядка нескольких м/с расплющивание капель возрастало с увеличением размера капель. Детальнее оно было исследовано в работе (Браунскоум, Халлет, 1967) см. далее. Главную роль в контролировании процесса замерзания капель Маклин и Пейн (1967) отводят средней температуре поверхностного слоя подложки. Уравнение теплового баланса, хотя и игнорирует физические процессы отложения в условиях установившегося состояния. Локальные отличия температуры важны при рассмотрении локальной пузырьковой структуры и кристаллической переориентации. Анализ показывает, что за исключением температур, близких к 0 ^{0}C, время замерзания водяной плёнки мало по сравнению с полным временем τ, необходимым для удаления теплоты плавления формирлованной конвекцией; при низких температурах поверхности скорость замерзания отдельных капель высока, но при увеличении скорости захвата капель температура поверхности повышается и скорость замерзания уменьшается. В этой же работе Маклина и Пейна были проведены расчёты времён замерзания капель на поверхности растущей градины, где при высоких скоростях столкновений, капли сильно расплющиваются. Однако, не было сделано попытки рассмотреть случай образования низкой плотности инея, когда частицы сохраняют более сферическую форму, и не был принят в расчёт статистический характер процесса захвата. Эти стороны задачи были рассмотрены в другой их работе (Маклин и Пейн, 1968). При низких

температурах структура открытая и даёт низкую плотность осадка, в то время как при температурах около 0 ^{0}C структура более плотная. Наибольший эффект температуры отложения проявляется вне области от – 10 ^{0}C до 0 ^{0}C. Сравнение различных осаждений однако показывает, что имеется дополнительная зависимость от температуры окружающей среды. Маклиным (1962) такой же вывод был сделан для температуры среды – 5 ^{0}C и – 10 ^{0}C. В случае инееобразного осадка с тенденцией образования цепообразной структуры Маклин и Пейн (1968) изучают замерзание полусферической капли на конце ледяного стержня.

В работе Браунскоума и Халлета (1967) изучалась динамика сепени расплющивания капли отдельной капли, её поведение в процессе замерзания и деформации на ледяной поверхности в лабораторных и природных условиях. Прослеживалось за развитием отдельного снежного кристалла при захвате капелек и росте его в качестве крупы. Показано, как механика столкновения облачной капли и расход тепла во время замерзания их влияют на кристаллическую и механическую структуру крупы и градин и на процесс образования воздушных пузырьков различных размеров в отложенном льду и условиями их роста (Рис. 2).

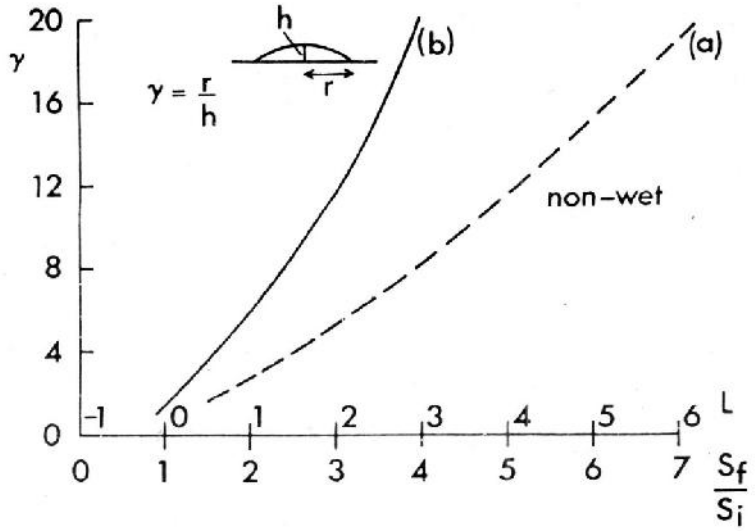


Рис. 2. Зависимость степени расплющивания капли (γ = r/h) от отношения (S_f /S_i) величины поверхностной энергии капли, расплющенной на ледяной поверхности капли к её значению до столкновения с ней (a) для смачивающей поверхности и (b) несмачивающей поверхности (Браунскоум, Халлет, 1967).

Процесс столкновения и деформации капель изучался ранее Уортингтоном (1877). Он сообщал о опытах по разбрызгиванию капель радиусом 3 мм при толкновении с поверхностью стекла, покрытого сажей. Ленгмюр (1944, 1961), работая с каплями радиусом 1 мм, обнаружил, что капли не смачивали поверхности там, где оказывался захваченный воздух. Последний при выходе из капли образовывал многочисленные каналы. Капля после столкновения сначала сплющивалась так, что её поверхность приближалась к подложке, а затем сжималась и принимала почти полусферическую форму, которая иногда разрушалась. При скоростях столкновений более 3 м/с капли разрушались

после начальной деформации. Добавление смачивающего вещества Сейвик и Боулт (1955) применяли камеру с вращающейся плёнкой с искровым освещением с интервалами 0.2 мкс для фиксации начальной стадии дефрмации капель с радиусом 0.24 см, сталкивающихся с твёрдой поверхностью со скоростью около 6 м/с. Оказалось, что капли растекаются по поверхности с горизонтальной скоростью, почти равной скорости)столкновениява , а вершина капли не уменьшала скорости, пока не достигала удаления от поверхности равного $0.1r_0$, где r_0 – начальный радиус капли. Фото капель, растекающихся горизонтально более, чем на $4r_0$, не получались, но было заметно утолщение на краях капли из-за поверностной капиллярной волны, предшествующей разрушению капли. Грегори, Гудри и Банс (1959) изучали разрушение капель радиусом 0.25 см при их столкновеннн с сухой поверхностью стекла со скоростью 80 см/с, когда образовывалосьогда образовывалось 30 капель-сателлитов. Когда поверхность была покрыта плёнкой воды, образовывалось намного больше капелек; плёнка толщиной 0.01 см давала около 1000 капелек, а при 0.1 см получалось около 500 капелек.

Указанные выше работы преследовали гидродинамическую цель и не учитывался фактор фазового перехода вода-лёд. Представляет интерес сопоставление этих результатов с теми, которые получаются при ударе переохлаждённых капель воды с ледяной поверхностью. Как мы видели выше согласно работам Маклина и Пейна и других авторов, этот вопрос довольно сложен и в нём ещё много неясностей.

Критерий разбрызгивания капли, предложенный Латамом и Мейсоном (1961), $2r_к U_0 = 1000$ ($r_к$ – радиус капли, U_0 – скорость столкновения), хорошо выполняется для случая без процесса кристаллизации капель при их столкновении с подложкой. В экспериментах Браунскоума и Халлета (1967) этот эффект не был подтверждён (по фотографиям при больших деформациях не обнаруживался). По-видимому, противоречие или согласие с результатами Латама и Мейсона (1961) зависит от степени гладкости захватывающих поверхностей в обоих их экспериментах, т.к. гладкие поверхности могут вызвать разрушение капель.

В экспериментах Браунскоума и Халлетта (1967) капли радиусом 0.1 см падали на слой жидкости различной толщины на стеклянной пластинке. При скорости столкновения, равной половине установившейся скорости падения, наблюдалась следующая картина: (1) на сухой поверхности образовывались брызги – около 100 капелек; (2) при толщине плёнки 0.5 см брызги не образовывались; (3) при толщине 0.2 см наблюдались боковые брызги – около 200 капелек; (4) при толщине более 1 см наблюдались обычные для глубокой жидкости брызги с короной и струёй.

1.5. Непрозрачность льда, вызванная наличием в нём воздушных пузырьков

Непрозрачность, молочность природных ледяных отложений объясняли (Кейв, 1939, Кост, 1940) присутствием воздуха, захваченного при осаждении капель. Наблюдения замёрзшей воды на морозе дают красивые формы полых жгутообразных каналов, исходящих из одной точки, названных Гюнтером (1917) “цветами мороза”. Он отмечал трудность получения чистого льда и призывал

внимание исследователей к упомянутому явлению. Ещё в 1906 году Ледук, изучая кипение воды, в Трудах Французской Академии высказал предположение, что вода содержит в себе большое количество растворённого воздуха, часть которого может выделяться при замерзании. Известны также сообщения о непрозрачности крупных дождевых капель, содержащих большое количество пузырьков земли).

Не отрицая возможности захвата воздуха при образовании инея, Кост (1940) считает, что так как вода в равновесии с водухом при нормальных условиях содержит около 5 % её объёма растворённый в ней воздух, то при замерзании он выделяется в газообразном виде. Высказывается возможность объяснения непрозрачности появляющегося инея за счёт растворённого в воде воздуха. Кост предполагает, что при больших скоростях замерзания пузырь воздуха фиксируется во льду, а при малых скоростях воздушные пузыри проходят от центра капли к наружной границе с воздухом, оставляя за собой чистый лёд. Тонкий лёд обычно чистый, в толстом же слое льда пузырьки воздуха встречаются в отдельных слоях.

Карте (1961) изучал процесс зарождения и эволюции воздушных пузырьков при замерзании тонких плёнок воды в зависимости от степени их переохлаждения и скорости пермещения фронта кристаллизации. Основные выводы, сделанные Карте, следующие: (1) при продвижении фронта кристаллизации воздух вытесняется к нему и к твёрдым включениям; (2) средний размер и концентрация пузырьков зависят не только от скорости замерзания, но также от количества растворённого воздуха, изменения давления во время замерзания, движения воды и, в меньшей, от всплывания пузырьков; (3) толщина слоя воды перед льдом также может оказать влияние. Растворённый воздух может выйти, если вода граничит с атмосферой. Это может произойти при больших скоростях замерзания и толщине плёнки воды меньше 0.1 мм. При скорости замерзания 1 мм/мин толщина плёнки должна 0.2 мм, чтобы предотвратить потерю воздуха в атмосферу. При меньших скоростях нужна большая толщина плёнки. (4) При температуре ниже –10 ^{0}C пузырьки во льду теряют характерную форму со временем, в частности, в области температурного градиента или если они находятся близко друг к другу. Некоторые выводы, правда не в такой отчётливой форме были сделаны в работах Вейкмана (1953) и Маклина (1962). В зависимости от температуры и характерного размера подложки Маклин (1962) получал слои нарощенного льда различной степени прозрвчности. Когда температура поверхности подложки (цилиндра) приближалась к 0 ^{0}C, лёд, отложенный на наибольшем цилиндре, был более прозрачным, чем лёд, отложенный на наименьшем цилиндре. В некоторых случаях лёд, отложенный на наименьшем цилиндре, представлял собой белый непрозрачный иней, в то время как на наибольшем цилиндре слой льда был прозрачный.

Как показали расчёты Браунскоума и Халлетта (1967), визуальная оценка непрозрачности льда сильно зависит от распределения пузырьков воздуха по размерам. Как и растворимость воздуха в воде, величина поперечного сечения рассеяния будет зависеть от давления и температуры и медленно будет увеличиваться с подъёмом капли воды вверх в атмосфере.

Из даваемых Карте (1961) значений критической глубины (0.01 см) слоя, свободного от зарождения воздушных пузырьков, в массе воды должны образовываться пузырьки радиуса 25 мкм.

Однако, так как толщина слоя воды, покрывающего градину, сравнима с этим пересыщенным слоем, то зародышеобразования не произойдёт и это приведёт к образованию чистого льда. В лабораторных экспериментах скорости 0.01 м/сек соответствует переохлаждение в 0.3 ^{0}C и характеризуется ростом притупленных дендритов в виде параллельных пластин толщиной 0.05 см, разделённых слоем воды 0.1 см (см. также Найт, 1968). Если в градинах губчатый лёд имеет таку же структуру, то после его затвердевания растворённый воздух будет освобождаться в виде не очень больших пузырьков. Это ясно можно видеть на срезах затвердевшего “губчатого” льда, полученного Листом (1959).

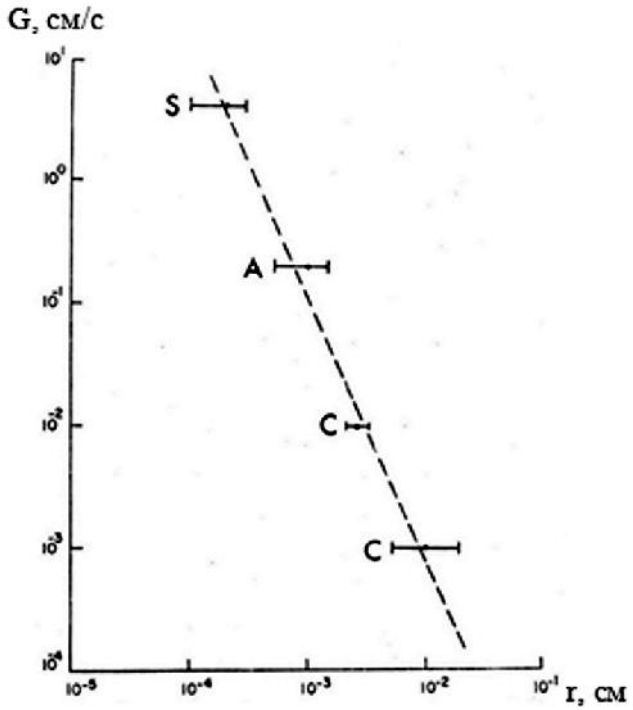


Рис. 3. Зависимость между скоростью роста льда (G) и радиусом воздушных пузырьков (r), (Браунскоум и Халлетт, 1967).

От того, как начнётся процесс замерзания отдельных капель, будет зависеть конечное распределение пузырьков по размерам. В случае симметричного замерзания капли распределение пузырьков зависит от изменения давления в процессе замерзания. Этот процесс детально исследовался в работе Джонсона и Халлетта (1968). В случае невращающейся капли, обдуваемой с установившеся скоростью (Re = 300), теплоперенос довольно асимметричен для того, чтобы вынудить фронт роста двигаться от ведущего края капли к заднему без образования оболочки и нарастания давления. В этом случае пузырьки одинаково распределяются во всей капле. Произвольное различие между непрозрачным и прозрачным льдом делается для пузырьков радиусом 50 мкм.

В работе Качурина и Бекряева (1960) изучалась кристаллизация облачных капель в пределах температур от 0 до – 35 ^{0}C. Наблюдения показали, что можно различать два типа замерзания: (1) кристаллизация начинается где-то в одной точке на поверхности, и капля в течение нескольких секунд покрывается тонким прозрачным слоём льда; (2) скорость распространения фронта кристаллизации столь велика, что трудно отметить место появления зародышевого кристалла, и капля практически мгновенно покрывается неровным матовым слоем льда. Граничной температурой переохлаждения, выше которой для капель диаметром от 0.5 до 2 мм наблюдается замерзание первого типа, а ниже –второго, является температурный интервал $T_в$ (– 6, – 8) ^{0}C. По-видимому, одной из причин такого различия в характере кристаллизации является обусловленное различной скоростью кристаллизации изменение характера выделения растворённого в воде воздуха. При медленном замерзании избыток растворённого воздуха успевает выделиться перед фронтом кристаллизации, и образуется ледяная корка из прозрачного льда. При большой скорости кристаллизации образуется лёд, содержащий большое количество мельчайших пузырьков воздуха. Такой лёд обладает меньшей прочностью; при дальнейшем продвижении фронта кристаллизации в глубь капли сквозь него на поверхность выступает вытесненная изнутри вода. После того, как эта вода замерзает, поверхность капли становитсягладкой. Эти различия в типах начального замерзания объясняют взрыв капель, кристаллизующихся по первому типу. Капли, кристаллизующиеся по второму типу, в последней стадии кристаллизации пересекаются многочисленными трещинами, но, как правило, не взрываются. При $T_в > – 6$ ^{0}C замерзание происходило по первому типу, когда на поверхность капли извне попадал ледяной кристалл. Если капля переохлаждалась ниже – 8 ^{0}C, а затем либо спонтанно замерзала в результате соприкосновения с ледяным кристаллом (замерзание по второму типу) и взрыва не происходило. При высоких температурах (– 1 ^{0}C) взрывов не наблюдалось, что связано, очевидно, с малой линейной скоростью кристаллизации воды.

В работе Андерсона и Фрейера (1968) изучается замерзание больших сферических объёмов воды и показывается, что наблюдаемая у градин слоистая структура может быть получена при замерзании водяных сфер с поверхности. Отметим, что подобное явление наблюдал Санна-Соларо, замораживавший воду в резиновыз пузырях (Женев, 1967). Андерсон и Фрейер основываются на наблюдениях Аренберга (1941), согласно которым градины диаметром 2-3 см замерзали снаружи. Сферические полости с содержанием жидкой воды наблюдались и другими исследователями (Лист, 1963; Гойер и др., 1967) при исследовании срезов свежевыпавших градин. Однако, Андерсон и Фрейер не попытались связать количество пузырьков с концентрацией еромрастворённого в воде возчтечено, духа. Замечено, что пузырьки имели тенденцию к однородности в диаметре. Наружный слой всегда был прозрачным. Один чёткий круг имелся всегда. Количество слоёв доходило до 28, но в среднем оно колебалось между 3 и 5. Рсстояние между следующими друг за другом молочными слоями уменьшалось по направлению к центру. Сомнительно, чтобы предлагаемый авторами механизм роста градин был верен для градин размером более 1 см.

1.6. Кристаллизация в большом объёме и критерии “губчатого” роста льда

Скорости роста льда в направлениях параллельном и перпендикулярном к базисной плоскости в зависимости от внутреннего переохлаждения были измерены Костом (1935) и Хиллингом (1958). Последний показал, что в области переохлаждений от 0.02 ^{0}C до 0.2 ^{0}C кристаллизацией двумерной решётки (Кан, 1967; Кан, Хиллинг, Сиерс, 1967), в то время как при больших переохлаждениях кристалл становится недостаточно самопроизвольным. Это согласуется с наблюдениями винтовой дислокации при переохлаждениях более 0.5 ^{0}C. Однако, экстраполяция кривых Коста и Хиллинга к большим переохлаждениям затруднена, так как не известен молекулярный механизм затвердевания.

Рост льда в объёме переохлаждённой воды при больших переохлаждениях изучался Линденмейером (1959), Чалмерсом (1961), Маклиным и Рианом (1962, 1966, 1968), Пруппахером (1967), Найтом (1968). В экспериментах Халлетта (1964) замерзание переохлаждённой воды в стеклянных трубках диаметром 2 мм вызывалось соприкосновением с концом трубки куска сухого льда. От места соприкосновения росли дендриты, часто следующие зигзагообразным путём вдоль трубки, когда переохлаждение превышало 2 ^{0}C. Лёд был в этих случаях поликристаллическим. При –5 ^{0}C образуются кристаллы с несколькими ориентациями (трёхмерные структуры). Отсюда Халлетт заключает, что образование “губчатого” льда наиболее благоприятно при температурах ниже –5 ^{0}C. Исследование кристаллической структуры капель диаметром от 50 до 200 мкм показало, что и в этих случаях порождались кристаллы новых ориентаций. Маклин и Риан (1962) показали, что при переохлаждениях больших 5 ^{0}C образуются трёхмерные структуры и что ниже –5.5 ^{0}C они достаточно сложные и содержат незамёрзшую воду. Для исключения влияния стенок стеклянных трубок на процесс кристаллизации переохлаждённой воды Маклин и Риан (1964) изучали замерзание воды в больших сосудах (куб с внутренним размером 4.2 см). Кристаллы льда, применяемые для травления, представляли собой тонкие дендриты, выращенные в слабо переохлаждённой воде (от –0.3 до –1 ^{0}C). Наблюдаемые при температурах –3.7 ^{0}C , – 4.6 ^{0}C и –5.2 ^{0}C структуры были подобны сообщаемым Ямайи (1959) и Чалмерсом (1964). При переохлаждениях больше 5.5 ^{0}C наблюдалось вторичное расщепление на главных плоскостях роста. Главные сегменты имели гексагональную симметрию. Каждый вновь образующийся сегмент загибался относительно предыдущего, но, насколько можно было установить визуально и под микроскопом, каждый сектор был явно плоским. Ввиду того, что кристаллизация происходила от поверхности жидкости, получаемые структуры представляли часть полной трёхмерной структуры, наблюдаемой, например, при образовании и росте гексагогальных пластинок в переохлаждённом тумане в естественных условиях.

При кристаллизации слабых растворов сахара (Маклин, Риан, 1968) наблюдались такие же формы кристаллических структур, но с той разницей, что удаётся кристаллизовать раствор внутри объёма сосуда и ролучить полные трёхмерные структуры. Причём, углы расщепления между соответствующими главными направлениями роста увеличились от 11^0 при – 3 ^{0}C до 30^0 при – 6 ^{0}C. Выше – 2.9 ^{0}C расщепления не наблюдалось. При температурах ниже – 6.5 ^{0}C ледяные структуры были слишком усложнёнными, чтобы можно было в них разобраться и сделать надёжные измерения.

Если для начального сегмента требуется “критическое” переохлаждение, то для начала вторичного роста требуется соответствующая более низкая температура жидкости.

Применяя полученные результаты к росту льда в потоке переохлаждённых капель воды, Маклин и Риан (1965) заключают, что ледяные структуры, образованные в переохлаждённой воде ниже – 5.5 ^{0}C, – 6 ^{0}C сохраняют незамёрзшую жидкость. Прибытие капель со скоростями в несколько м/с, по-видимому, вызывает разрывы и переориентации существующих ледяных структур, и от локальных температурных градиентов в плёнке последовала бы асимметрия в их развитии. Картина усложнится также последующей модификацией структур и от возможных отражений ледяных плоскостей на границах лёд-вода и воздух-вода. Эта картина также усложнится захватом ледяных и прочих инородных частиц наряду с жидкими каплями. В работе (Маклин, Риан, 1965) была уточнена “критическая” температура, при которой наблюдается нерациональный рост: вместо – 2.9 ^{0}C олучено – 2.7 ^{0}C. Пруппахер (1967) изучал кристаллизацию переохлаждённых капель, помещаённых в масло, методом травления ледяным монокристаллом. Согласно его наблюдениям, скорость роста ледяного кристалла в переохлаждённой капле при – 6 ^{0}C равна 2 см/с, при – 25 ^{0}C равна 8 см/с, в то время как скорость роста градин порядка 10^{-3} до 10^{-2} см/с. .

Пруппахер приходит к известным выводам о природе “губчатого” льда (Лист, 1959; Маклин, 1961). Пруппахер заметил, что частички пыли, взвешенные в воде, действуют как новые центры трёхмерного роста, когда они приходят в соприкосновение с растущим ледяным сегментом. Отметим также, что Козловский (1960) наблюдал, как новая круговая дислокация инициируется в результате захвата инородной частицы в процессе роста кристалла из расплава. Как и Халлетт (1964), Пруппахер для температур между 0 и – 5 ^{0}C получил, что капли замерзают с той же ориентацией кристалла, что и затравочный кристалл, а при – 5 ^{0}C и ниже образуется поликристаллический лёд. В каплях водных растворов уже при малых переохлаждениях (3 ^{0}C) поликристаллическим.

Райт (1968) ставит задачей объяснить механизм “губчатого” роста градин и найти способ, по которому можно будет, анализируя срезы градин, выпавших на землю, судить о режиме их роста. Он считает неправильным допущение Маклина и Риана (1965) о том, что “губчатый” лёд, образованный при свободном росте льда в объёме переохлаждённой воды, можно сравнить с “губчатым” градом. Не верна также по его предположению и листовская модель “губчатого” роста градин (1960), считая, что она является довольно общей для предсказания структурных особенностей. Циркуляции, требуемые для того, чтобы приносить переохлаждённую воду к поверхности раздела лёд-вода, Найт не считает реальными, так как при этом не принимается в не принимается в расчёт ориентация кристаллов. Он считает, что лучшим аналогом “губчатого” роста градин является рост при условиях конституционного переохлаждения. Но, возможно, что при “губчатом” росте града градиент переохлаждения круче, и тогда только в этом отношении рост при конституционном переохлаждении будет более подобен свободному росту. В Таблице 1 придведены значения величин скоростей свободного роста льда G (мм/с), скоростей роста кристаллов в направлении a- и c-осей, G_a и G_c, и

угла $\sim \left(^{0}\right)$ между базисной плоскостью и направлением роста дендрита при зазличных температурах, $T\left(^{0}C\right)$.

Таблица 1. Параметры роста кристаллов льда в переохлаждённой воде (Найт, 1968)

T (^{0}C)	G (мм/с)	α (^{0})	G_c (мм/с)	G_a (мм/с)
-1	0.25	1.5	0.4	15
-3	3.1	7	23	185
-5	10.9	12	136	634

Из этих данных видно, что сомнительно, чтобы циркуляции в жидком слое растущей “губчато” градины могли преодолеть анизотропию естественного роста. Циркуляции могли быть вызваны гидродинамическим давлением или столкновениями капель. Тогда вознигают ледяные выступы с жидкими заполнениями между ними. Независимо от того, имеются или нет циркуляции, если c-ось параллельна направлению роста градины, ожидается скорее тангенциальный тип выступов, в результате чего жидкие каналы будут перекрываться, уменьшая тем самым “губчатость” ледяного отложения. Если же c-ось тангенциальна, то жидкие каналы изменялись бы сравнительно мало и коль скоро преимущественно рост будет происходить на концах выступов, достигается более или менее устойчивая губчатость.

Таким обраром, направлением быстрейшего роста в этом случае будет радиальное. Отсюда следует, что “губчатый” рост связан с выбором ориентации кристаллов. Эксперименты, проведённые в Давосе в Швейцарии на градовой трубе, показали, что между экспериментом и моделью существовало хорошее соответствие. Индивидуальные кристаллы были пластинчатыми с c-осями тангенциальными. Сравнение с замерзанием морской воды с “губчатыми” сосульками даёт основание считать, что так как “губчатый” град может расти с существенно большими переохлаждениями, то: (1) чем более высок градиент переохлаждения, тем тоньше пластинки, и тем ближе они друг к другу; (2) если градиент переохлаждения достаточно велик, ледяные пластинки не могут быть точно базисными, но проявляли бы отклонение, наблюдаемое при свободном росте.

Анализ кристаллической структуры градин размером до 5 см и более показал, что в них должен был иметь место тяжёлый рост. Хотя в них не так отчётливо выражена ориентация, почти все большие кристаллы ориентируются своей c-осью, не сильно отличающейся от радиального направления.

В работе Найт, Найт (1968) обсуждаются последствия замерзания “губчатого” ледяного отложения на внутренней структуре градин. Замерзание жидкого включения в губчатом льду производит ряд механических эффектов: трещины, определённое расположение субграниц и воздушных пузырьков. Эти механические эффекты также являются критериями губчатого роста. Хотя о трещинах внутри нрадин упоминали многие авторы (Лист, 1961; Киддер и Карте, 1964), их детальным изучением никто не занимался. При исследовании тонких слоёв льда, параллельных

поверхности воды в сосуде, полученных при -5^0C, Найт, Найт (1968) наблюдали дискообразные следы воздушных пузырьков в базисных плоскостях материнских ледяных кристаллов. Трещина вначале может оставлять пустое плоскостное пространство, которое имеет тенденцию к разделению в серию трубчатых пузырьков, а затем цепочки сферических пузырьков. Скорость этих превращений зависит от толщины трещины, от температуры и давления. При толщине в несколько микрон и температуре, близкой к точке плавления, разрушение плоскостного "пузырька" в более сферические может произойти в течение нескольких минут – явление, характерное для отжига трещин. Дискообразные трещины, являющиеся признаком замерзания водяного включения, параллельны базисной плоскости материнского кристалла. Однако, если включение находится внутри зерновой границы, то все эти признаки будут обнаружены внутри этих границ или, в некоторых случаях, в одном или обоих смежных кристаллов. При размере кристалла порядка 1 мм^3 либо трудно, либо невозможно обнаружить следы трещин, так как возникают усложняющие факторы, связанные с границами зёрен. Сравнение трещин в зародышах естественных градин и трещинв замерзших переохлажденных капель в лабораторных условиях показывает, что замерзание жидкого включения в зародыше градин должно произойти до момента захвата следующих облачных капель. Трещины в градинах наблюдаются при довольно чистых больших сферических зародышах. Они не были обнаружены в градинах с зародышами из крупы и во внешних частях градин. Далее авторы показывают, что наличие субструктур является другим критерием "губчатого" роста и они лучше всего видны в поляризованном свете. Исследование естественных градин показало, что из предлагаемых критериев "губчатого" роста выплняется пока первый.

1.7. Форма и аэродинамические характеристики искусственных градин

Форма, принимаемая градиной в процессе роста, зависит от режима роста. Это уже видно из первой попытки моделирования процесса роста градин, сделанной Осборном Рейнольдсом (1879). Из описания роста ледяной частицы, даваемого О. Рейнольдсом, видно, что имел место закритический режим роста, сопровождающийся образованием градин конической формы. Вейкманн (1953) во время полётов в 1941 году на самолёте наблюдал отложение льда на цилиндрах различных размеров и фотографировал их из окна самолёта. При полёте в облаках типа Sc с температурой $T = -13^0C$ и размерах облачных частиц $\bar{r}_1 = 4.5 мк$ и $\bar{r}_2 = 5-7 мк$, наблюдался треугольной формы профиль ледяных отложений с вершиной, обращённой в сторону движения самолёта. Лёд – непрозрачный. Как видим, это – "сухой" рост. При более высоких температурах, $\sim 0^0C$, и $\bar{r} = 8-9 мк$ были заметная распространённость, выровненность льда по всему цилиндру. В результате коническая форма заглаживалась и поверхность, обращённая к потоку облачных капель, была почти плоской, несмотря на тот факт, что эти отложения образовывались при непрерыном наращивании льда. Лёд был целиком прозрачный (докритический режим роста). Наблюдения в последнем случае показали, что скорость кристаллизации была так мала, что облачные капли могли коагулировать до замерзания; некоторая часть жидкой воды сдувалась к задней части цилиндра, где она замерзала. Во время

переохлаждения частей облака с более высокой водностью некоторое количество воды сдувалось к краям отложения льда и частично разбрызгивалась или замерзала в виде больших капель. Этот процес в результате даёт необычные сплющенные формы.

Лист (1959–1961) наблюдал сплющивание первоначально сферических ледяных частиц в докритическом режиме роста. При возрастании доли жидкой воды в “губчатом” льду имеется тенденция к переходу от колоколообразной к дискообразной форме, так как вследствие наинизшего значения статического давления у периферии на эти участки засасывается жидкая вода. Наслоенная вода (Лист, 1960) при высоких скоростях воздушного потока попадает на место низкого статического давления на периферии шарика и образует кольцо. В то время как при малых значениях скорости сила тяжестти играет роль при скоплении воды в точке сбора на наветренной стороне. Отсюда следует, что образование различной формы наслоений льда на первоначально сферической частице сильно зависит от вариации скорости воздушного потока.

Эволюция искусственных градин во времени при различных режимах роста изучалась Моссопом и Киддером (1962) и Киддером и Карте (1964). Искусственнык градины различных форм выращивались на ледяных сферах диаметром 0.2 и 2 см в вертикальной аэродинамической трубе с открытым концом. Конические градины получались на маленьких зародышах в условиях закритического режима роста. Углы при вершине конуса были близки к 40^0 в отличие от наблюдаемых Листом (1958) в природе от 60^0 до 70^0. На больших сферах (1 см и 2 см) отлагался лёд в форме усечённого конуса суглом при вершине около 40^0. В докритическом режиме роста воздушный поток сдувает незамёрзшую воду к экватору градины так, что происходит её сильное сплющивание. Нужно значительное время после прекращения разбрызгивания воды для затвердевания “губчатого” льда в воздушном потоке. Замерзание может вызвать растрескивание градины. На маленьких зародышах идёт образование дискообразных градин, что наблюдается также на естественных градинах. Результаты экспериментов представлены на рис. 4.

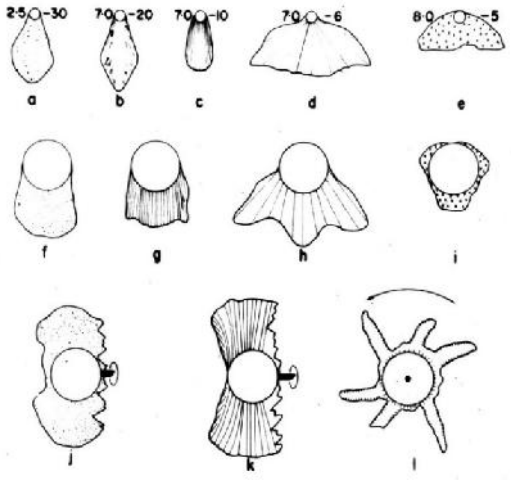


Рис. 4. Основные формы ледяных отложений на сферических подложках, полученные Киддером и Карте (1964)

Мейером (1957) были проведены эксперименты по отложению капель расплавленного парафина на стеклянной сфере. Когда сфера вращалась вокруг перпнендикулярной к потоку оси, в результате захвата и дальнейшего затвердевания капель парафина получались яблокообразные формы. Подобные результаты были получены позднее Моссопом и Киддером (1962) в случае с ледяными сферами в потоке переохлаждённых капель воды (температура и скорость обдува были постоянны). Более подробно вопрос формирования ледяных отложений иследовался в работе Киддера в различных режимах роста, описанных выше. Наблюдения Саррика (1965), Браунинга (1966) и Махарашвили (1967) показали, что неровности поверхности градин развиваются в виде трёхмерных долек на сравнительно ранних стадиях роста градин $(d \sim 1-2см)$.

Бейли и Маклин в экспериментах по выращиванию гигантских искусственных градин $(537\ г)$, свободно парящих в затопленной струе воздуха, получили градины с сильно развитыми неровностми, увеличивающимися с увеличением размеров градин. Дольковая трёхмерная структура наиболее ярко была выражена в режиме роста, близком к критическому. В режиме “сухого” роста неровности переходили в протуберанцы. В режиме роста “губчатого” льда неровности поверхности сглаживались. Это было замечено в работе Бартишвили (1964). Остроумные эксперименты были проведены Саррикой (1968). Он наблюдал замерзание воды в теплоизолированном сосуде от охлаждающейся $\left(-10^0 C\right)$ поверхности металлической цилиндрической трубки. Образованный в результате лёд имел дольковую структуру. Саррика заключает, что образование дольковой структуры обусовлено кривизной поверхности. Далее Саррика заливал сечение есатественной градины, помещённой на дне сосуда с температурой дна $-27^0 C$, водой. После замерзания дольковая структура градины с поразительной точностью воспроизводилась как внутри образовавшегося льда, так и на его поверхности. Исследование среза в поляризованном свете показало, что развитие долек обусловлено сохранением направления роста в воде ледяных кристаллов подложки и кривизной её поверхности.

Изучая падение тел конической формы, Л. Бух (1814) обнаружил, что они падали вершиной, направленной вертикально вверх. Аренберг (1941) высказал мнение, что так растут и падают маленькие снежные шарики. Лист (1959) на основе экспериментов в аэродинамической трубе вывел, что конусы должны падать основанием вниз и на мягких градинках наблюдал такое падение в сосудах с водой.

В работе Нагеля (1963) обсуждается вопрос образования и роста крупы и града. На основе экспериментов по падению соответствующих моделей он нашёл, что крупинки появлялись в виде конической формы с вершиной, ориентированной вниз. Изменение скорости ветра и турбулентность могут заставить крупинки вращаться вокруг дополнительной оси и поэтому становиться круглыми.

В работе Джайаратны и Мейсона (1965) было показано, что конической формы модели в вязкой жидкости могли падать с устойчивой ориентацией вершиной вверх или вниз в зависимости от угла конуса. Если этот угол больше, чем $0,68h/r+®/4,$ где $0,2 \le h/r \le 1,0,h-$ высота конуса, $r-$

радиус его основания, то модель падала вершиной вниз. При числах Рейнольдса меньше 200 конус падал с устойчиво стоячим вихрем; при $200 < Re \leq 800$ этот вихрь срывался в кильватер, точка соприкосновения вихря с моделью вращается вокруг неё и заставляет её колебаться. При больших числах Рейнольдса конус начинал кувыркаться. В случае с большими градинами, которые рассматриваются здесь, необходимо, чтобы кувыркания не происходили до тех пор, пока их размер не достигал от $1,0\ см$ до $1,5\ см$, что даёт число Re, намного превышающее 800. Это расхождение может быть вызвано или низкой плотностью вершины естественных градин, или, возможно, неровностью поверхности на боках конуса, что препятствует соприкосновению с пограничным слоем до тех пор, пока не достигается большая скорость падения. В случае снежных шариков, описанных Аренбергом (1941), с углом вершины 90^0, $h/r \sim 0.20$, задавая критический угол $\bar{}_{кр} = 53^0$, окажется, что положение вершиной вниз может быть более устойчивым. Для маленьких частиц с числом $Re \leq 100$ частица не будет колебаться, она может расшириться в основании и затем расти в виде усечённого конуса. Впоследствии она может повернуться на 180^0 и найти более устойчивое положение и расти, как в случае с большими градинами. Этот процесс может произойти только при размере $0,2\ см$, и этот процесс трудно проследить в вершинах больших частиц (см. Рис. 56) (фото П. И. Махарашвили).

Измерения коэффициентов сопротивления и скоростей падения искусственных и естественных градин проводились рядом авторов (Билхем и Рэлф, 1937; Гольдштейн, 1938; Вейкман, 1953; Лист, 1959; Маклин, 1968a, 1968b). Вейкман (1953) предполагает, что гладкие градины правильной формы имеют коэффициент лобового сопротивления C_d, равный единице, в то время как у градин неправильной формы он может увеличиваться в три раза. По наблюдениям Гольдштейна (1938) при числах Рейнольдса, соответствующих сферическим градинам с диаметром более 1 см коэффициент $C_d = 0.45 \pm 0.03$, а при числах $\mathrm{Re} = 2 \times 10^5$ происходит сильное уменьшение сопротивления градин из-за турбулентности пограничного слоя. Соответствующий верхний предел диаметра градин, как установили Билхем и Рэлф (1937), равен 10 см.

Лист (1959) для грубо сферических ледяных частиц получил получил для лобового сопротивления значение $C_d \approx 0.6$, в то время как для сплющенных частиц с отношением осей 1:0.8:0.6 величина $C_d \approx 0.7$. Отсюда видно, что предполагаемые Вейкманом значения C_d слишком завышены. Увеличение сопротивления уравновешенных в воздушном потоке ледяных частиц сплющенной или неправильной формы с неровностями на поверхности отмечается и в работе Моссопа и Киддера (1961). В работе Маклина и Ладлама (1961) приведены обобщающие данные известных экспериментов и даны результаты измерений величины C_d и скоростей падения ледяных частиц, моделей градин и естественных градин в аэродинамической трубе и при падении в атмосфере под локационным наблюдением. Показано, что отклонение от сферичности сопровождается увеличением коэффициента лобового сопротивления. Измерения, проведённые на естественных

градинах, с достаточной точностью совпадают с измерениями Листа (1959). Однако в этой работе не было сделано попытки определения условий, при которых происходит турбулизация пограничного слоя, из-за трудностей определения числа Рейнольдса.

Измерения коэффициентов сопротивления для искусственных градин, свободно взвешенных в вертикальной струе воздуха сечением до 12 см проводились Бейли и Маклиным (1968). Гладкие сферы из слоновой кости и оргстекла диаметром от 4 до 9 см даже при числах Re около $3 \cdot 10^5$, имели $C_d \approx 0.45$. Но значения C_d для ледяных сфер диаметром 3.7 см, 4.9 см и 7.3 см были несколько ниже, чем для гладких сфер. Ледяная сфера диаметром 7.3 см при $Re = 2.7 \cdot 10^5$ вошла в критический режим роста. Поведение каждой искусственной градины своеобразно. Некоторые входили в критический режим роста, что можно было ожидать ввиду неровностей их поверхности. У некоторых градин имеется тенденция к увеличению коэффициент лобового сопротивления с последующим его уменьшением. Однако, исключительно высоких коэффициентов трения нет. Интересно, что самые большие градины с протуберанцами не обнаруживают тенденции к внезапному изменению C_d даже при $Re > 3 \cdot 10^5$. Например, у наибольшей градины C_d уменьшается от 0.66 до 0.46 при возрастании чисел Рейнольдса от $5 \cdot 10^4$ до $4 \cdot 10^5$, что превосходно согласуется с данными измерений Маклина и Ладлама (1961), Киддера и Карте (1964) на моделях с большими выступами. Наиболее сильно меняется C_d у градин среднего размера (диаметр ~ 5 см) с умеренной неровностью поверхности, при которой коэффициент лобового сопротисления имеет наибольшее значение. Действительно, в некоторых случаях невозможно было вырастить градины диаметром более 4-6 см, так как они не удерживались в потоке воздуха со скоростью 40 м/сек. Как замечают Бейли и Маклин (1968), это является своего рода отборочным механизмом для образования гигантских градин.

ЛИТЕРАТУРА

Бартишвили Г. С. К вопросу термодинамики роста градин. Тр. Всес. науч. сов. по акт. возд. на град. процессы. Тбилиси: Инст. научно-техн. информ. и пропаг. госком. сов. мин. ГССР по коорд. НИР, 1964, сс. 109-117.

Иванов В. В. Термодинамические условия образования и роста града. Тр. Всес. науч. сов. по акт. возд. на град. процессы. Тбилиси: Инст. научно-техн. информ. и пропаг. госком. сов. мин. ГССР по коорд. НИР, 1964, сс. 271-280.

Карцивадзе А. И., Махарашвили П. И. Некоторые данные о физических характеристиках градин. Тр. ИГАН ГССР, Сб. Физика облаков, 1967, т. 25, вып. 1.

Качурин Л. Г. К теории обледенения самолётов. Изв. АН СССР, сер. Геоф., 1962, № 6.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Осипов Ю. Г. Управление структурой кристаллов, растущих в потоке переохлаждённого аэрозоля. ДАН СССР, 1962, № 4.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И. Кристаллизация тонких плёнок жидкости. Труды III совещания по росту кристаллов. М.: Изд. АН СССР, 1965.

Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Изд. ЛГУ, 1965.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлаждённого аэрозоля. Изв. АН СССР. ФАО, 1968, т. 4, № 1.

Мазин И. П. Физические основы обледенения самолётов. Л.: Гидрометеоиздат. 1957.

Махарашвили П. И. Некоторые результаты исследования структуры градин. Тр. ИГ АН ГССР, 1972, т. 28, с. 131-144.

Минервин В. Е. Об измерениях водности и обледенения в переохлаждённых облаках и о некоторых ошибках этих измерений. Тр. ЦАО, 1956, вып. 17.

Гидрометеоиздат. 1959. Никандров В. Я. Опыты с переохлаждёнными каплями воды. Тр. ГГО, вып. 31 (93), 1951.

Никандров В. Я. О взаимодействии переохлаждённых водяных капель ствёрдыми частицами. Тр. ГГО, 1956, вып. 57 (119).

Чалмерс Б.Теория затвердевания. М.: Металлургия, 1968.

Anderson F. J. Freezing of hailstones. Proc. Int. Conf.on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968.

Arenberg D. L. Determination of icing conditions for airplanes. Rep. N 7. Blue Hill Observ., Harvard Univ., 1943.

Bailey I. H., Macklin W. C. The surface configuration and internal strurcture of artificial hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1968, v. 94, N 399.

Bernal J. D. Geometry of the strurcture of monatomic liquids. Nature, 1960, v. 185, N 4706.

Bigg E. K. The supercooling of water. Proc. Phys. Soc., B, 1953, v. 66.

Bricard J. Contribution a l'etude des brouillards naturels. Ann. Phys., 1940, ser. 14, N 11.

Browning K. A. The lobe structure of giant hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1966, v. 92, N 391, pp. 1-14.

Brownscombe J. L., Hallett J. Experimental and field studies of precipitation particles formed by the freezing of supercooled water. Quart. J. R. Met. Soc., 1967, v. 93, N 398.

Carte A. K. Air bubbles in ice. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 77, N 495.

Chalmers B. Principles of solidification. Krieger Publ. Company, 1982, 320 p.

Coste J. H. The trapping of air in the formation of rime. Quart. J. R. Met. Soc., 1940, v. 66, N 286.

Frazer D., Rush C. K., Baxter D. Thermodynamic limitation of ice accretion instruments. Lab. Res. Rep. LR-32, NAE, Canada, 1952.

Gaviola E., Fuertes F. A. Hail formation, vertical currents and icing of aircraft. J. Meteorol., 1947, v. 4, N2.

Gunther R. T. A frost thistie:a beautiful effect of freezing. Nature, 1917, v. 98, N 2463.

Hallett J. Experimental studies of the crystallization of supercooled water. J. Atmos. Sci., 1964, v. 21, N 6.

Hillig W. B. Kinetics of high temperature. Technology Press, MIY, 1959, 127 p.

Kidder R. E., Carte A. E. Structures of artificial hailstones. J. Rech. Atm., 1964, v. 1, N 4

Knight Ch. A. On the mechanism of spongy hailstone growth. J. Atm. Sci., 1968, v. 25, N 3.

Kramers H. Heat transfer from spheres to flowing media. Physica, 1946, v. 12, N 1.

Langham E. I., Mason B. J. The heterogeneous and homogeneous nucleation of supercooled water. Proc. Roy. Soc., 1958, A, v. 247, N 1248.

Langmuir I. Supercooled water droplets in rising currents of cold saturated air. Gen. El. Co., Schenectady, New-York, 1944.

List R. Zur Aerodynamik von Hagelkornern. ZAMP, 1959a, v. 10, N 2.

List R. Wachstum von Eiswassergemischen im Hagelkanal. Helv. Phys. Acta, 1959b, v. 32, N 4.

List R. List R. Structure and growth of hailstones. Geoph. Mon.,1960a, N 5.

List R. Zur Thermodynamik Teilweise Wassriger Hagelkornern. ZAMP, 1960b, v. 11, N 4.

List R. New development in hail research. Science, 1960c, v. 132, N 3434.

Zum Wachstum von Reifgraupeln. Verh. Schweis. Nat. Ges.,1961a, N 141.

List R. On the growth of hailstones. Nubila, 1961b, anno 4, N1.

List R. Zur Beenflussung des Hagelkornernwachstums. ZAMP, 1962a, v. 13, N 4.

List R. Hail test tunnel. Weather, 1962 b, v. 12, N 10.

List R. General heat and mass exchange of spherical hailstones. J. Atm. Sci., 1963, v. 20, N 3.

Loughborough D. L. The density of ice collecting on rotating cylinders. Res. Rep. B. F. Googdrich a. Co., 1946.

Ludlam F. H. The composition of coagulation elements in cumulonimbus. Quart. J. R. Met. Soc., 1950, v. 76, N 327, p. 52.

Ludlam F. H. The hail problem. Nubila, 1958, anno 1, N 1.

Macklin W. C. Accretion in mixed clouds. Quart. J. R. Met. Soc. , 1961, v. 87, N 373.

Macklin W. C., Ludlam F. H. The fallspeeds of hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1961, v. 87, N 371.

Macklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion. Quart. J. R. Met. Soc., 1962, v. 88, p. 375.

Macklin W. C., Payne G. S. A theoretical study of the ice accretion process. Quart. J. R. Met. Soc. , 1967, v. 93, p. 396.

Macklin W. C., Payne G. S. Some aspects of the ice accretion process. Quart. J. R. Met. Soc., 1968, v. 87, p. 373.

Macklin W. C., Ryan B. F. The structure of ice grown in bulk supercooled water. J. Atm. Soc., 1965, v. 22, N 4.

Mason B. J., Maybank J. The fragmentation and electrification of freazing water drops. Quart. J. R. Met. Soc, 1960, v. 86, N 368.

Melcher D. Experimentelle Untersuchung von Vereisungsercheinungen. ZAMP, 1951, v. 2, N 4.

Mossop S. C., Kidder R. E. Artificial hailstones. Bull. Obs. Puy de Dome, 1962, ser. 2, N 2.

Polland A. E. Large hailstones of Northapthon. Met. Mag., London, 1936, N 71.

Reynolds O. On the manner in which rain drops and hailstones are formed. Mem. Lit. and Phil. Soc. Manchester, 1879, ser. 3, v. 6.

Sarrica O. Experimental evidence in hail structure. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968.

Schumann T. E. W. The theory of hailstone formation. Quart. J. R. Met. Soc., 1938, v. 64, N 273, pp. 3-21.

Weickmann H. K. The hailstorm. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968.

ГЛАВА 2. ТАЯНИЕ ГРАДОВЫХ ЧАСТИЦ

2.А. Теоретическое исследование процесса таяния градин

Рассмотрим, следуя Мучнику и Шмуклеру (1964), потоки тепла в градине при её свободном падении ниже уровня нулевой изтермы. Для насыщенной паром атмосферы отношение количества тепла Q_e, вызванного конденсацией водяного пара на градину в единицу времени, к количеству тепла, потерянному из-за теплопроводности атмосферы

$$Q_e / Q_T \approx LD\Delta e / \mathrm{a}_в \Delta T, \qquad (1)$$

где L – скрытая теплота парообразования, e – упругость водяного пара, $\mathrm{a}_в$ – коэффициент теплопроводности воздуха, D – коэффициент диффузии водяного пара в воздухе.

Подставляя известные численные значения величин, входящих в уравнение (1), получим

$$Q_e \approx Q_T \ . \qquad (2)$$

Для отношения количества тепла Q_q, приносимого в единицу времени к поверхности градины захваченными градиной теплыми каплями воды, к количеству тепла Q_T имеем:

$$Q_q / Q_T = q\overline{E}Rvc / 4\mathrm{a}_в f_T(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}), \qquad (3)$$

где $q\overline{E}$ – эффективная водность облака, $\overline{E}$ – коэффициент коагуляции капель, R – радиус градины, v – скорость движения градины, $f_T(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})$ – коэффициент вентилляции градины, Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля.

Подставляя в (3) типичные значения:

(а) при $R = 1\,см$, $v = 2\cdot 10^3 см/с$, $\mathrm{a}_в = 6\cdot 10^{-5}\dfrac{кал\cdot град}{см\cdot сек}$, $f_T(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}) = 50$ R (Лейбензон, 1940), $c = 1\,кал/г$, $q\overline{E} = 10^{-6} г/см^3$, получаем:

$$Q_q / Q_T = 0{,}17; \qquad (3а)$$

(б) при $R = 0{,}3\,см$,

$$Q_q / Q_T = 0.08. \qquad (3б)$$

С уменьшением радиуса градины величина Q_q быстро уменьшается пропорционально произведению vR^2.

Рассмотрим нагревание градины, вызываемое $Q_{тр}$ и радиационным излучением $Q_{рад}$. В первом случае изменение температуры поверхности пропорционально v^2 / c_p, (где c_p – теплоёмкость воздуха при постоянном давлении) что составляет десятые доли градуса и поэтому $Q_{тр} / Q_T$ мало. Во втором случае

$$Q_{рад} / Q_T = 4£F\pm\overline{T}^3 R / \mathrm{a}_в f_T(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}), \qquad (4)$$

где ε – степень черноты градины, F – угловой коэффициент, σ – постоянная Стефана-Больцмана, $\overline{T}$ – средняя температура между градиной и средой.

Численный рачёт по (4) для $\pm = 1{,}38 \cdot 10^{-12} кал/(см^2 \cdot сек \cdot град^4)$, $\overline{T} = 2.8 \cdot 10^2\ {}^0K$, $a_в = 6 \cdot 10^{-5}$ кал/(см·сек·град), даёт значение

$$Q_{рад} / Q_T = \ 0{,}037. \qquad (4а)$$

Как видим, вклад, вносимый теплоизлучением, не превосходит 4 % от Q_T. Что касается запаса холода градины, то даже при температуре $-20\,^0C$ в центре градины и линейном распределении температуры внутри градины со значением 0 ^{0}C на поверхности, средний запас холода равен примерно 2 кал/г, что по сравнению с теплотой плавления льда малая величина.

Наконец, рассморим $Q_{q'}$ тепло, уносимое срываемыми с поверхности градины капельками талой воды. Поскольку температура талой воды на градине мало отличается от 0 ^{0}C, то плёнка воды обладает малым запасом тепла по сравнению с общим количеством тепла. Как мы видели, основную роль в балансе тепла градины,

$$Q \ = \ Q_T + \ Q_e + \ Q_q + \ Q_{mp} + \ Q_{рад} + Q_{q'}, \qquad (5)$$

играют первые три члена. Для большего упрощения задачи оставляют только первые два члена. По расчётам Ладлама (1958) значение радиуса тающей градины после прохождения пути z от уровня нулевой изотермы по направлению к земле равно:

$$R^{7/4} = R_0^{7/4} - \int_0^z \frac{2.1\sqrt{2/\neg}}{4\sqrt{A} L_л \circ_{сл}} \left(a_в \Delta T + LD\Delta e\right) dz, \qquad (6)$$

где R_0 – радиус градины на уро вне нулевой изотермы; A = const. Интеграл в правой части разбивается на два слагаемых: (а) падение градины внутри облака, где температура меняется по влажно-адиабатическому закону, а упругость водяного пара подчиняется формуле Магнуса; (б) падение градины ниже основания облака в чистой атмосфере, где температура меняется по сухо-адиабатическому закону (е меняется линейно с высотой).

Полагая z = 5.4 км, что численно равно нулевой изотерме, давление равным 900 мб, $T_в$ = 20 ^{0}C, получаем для радиуса градины на поверхности земли

$$R = \left(R_0^{7/4} - 0.51\right)^{4/7}. \qquad (7)$$

В случае захвата облачных капелек при падении в обаке при q = 1 г/м^3, $\gamma_{ва}$ = 5 ^{0}C/км, $\gamma_а$ = 6.5 ^{0}C/км имеем:

$$R = \left(R_0^{7/4} - 7.6 \cdot 10^{-2} R_0^{3/4} - 0.51\right)^{4/7}. \qquad (8)$$

При падении в нисходящих потоках воздуха, имеющих скорость, равную U/3, где U –скорость восходящих потоков воздуха в облаке, будем иметь

$$R = \left(R_0^{7/4} - 0.38\right)^{4/7}. \qquad (9)$$

Численные расчёты, проведённые по двум последним формулам, показывают, что с увеличением радиуса градины разница в значениях размеров градин на земле уменьшается. Например, градина радиусом $R = 0.75\ см$ тает полностью, в то время как градина с $R = 3,2\ см$ оттаивает всего на 1 мм. При постоянных по скорости восходящих потоков воздуха внутри облака (U) и под облаком (U') расчёты дают следующие результаты (см. Табл. 2):

Таблица 2. Суммарный эффект таяния градин при падении внутри и вне облака от уровня нулевой изотермы до поверхности земли (Ludlam, 1958).

$R_0,\ см$	$R,\ см$	$U,\ м/с$	$U',\ м/с$
0.5	0.00	10	5.0
1.0	0.82	10	5.0
1.0	0.77	15	5.0
1.0	0.68	15	10.0
2.0	1.88	20	5.0
2.0	1.86	20	10.0

В случае непрерывно вращающейся сферической градины Атлас и Ладлам (1960) предлагают другую формулу для таяния градины:

$$R = \left(R_0^{7/4} - 0.535\right)^{4/7}. \qquad (10)$$

Задача таяния ледяных шариков с $R_0 < 3\ мм$ была решена теоретически Мейсоном (1956). Так как отрыва талой воды не происходит при этих размерах ледяных шариков, то Мейсон полагает, что размеры частиц с покрывающим их слоем воды не меняются в процессе их падения. Тогда коэффициент вентилляции $f_T(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}) =$ const, и основное уравнение переноса тепла легко интегрируется для случая таяния градины в безоблачной среде. В частности, при полном таянии имеем:

$$\left[1/6 + \text{а}/3 f(\text{а}_{в} + LD\ )\right]R_0^2 = (\text{а}T_{в}/L_{л}\text{°}_{л})\text{²}\ , \qquad (11)$$

где β – постоянная, τ – время полного таяния градины.

Выражая ² через z – путь, пройденный градиной при падении, получаем, что он пропорционален её начальному радиусу. Расчёты с учётом захвата облачных капель усложняется. Интегрирование ведётся численным методом. Если ледяная частица падает через облако с нулевой изотермой на высоте 700 мб с водностью $2\ г/м^3$ и ¥$_{ва} = 5\ ^0C/км$, то частица радиусом 3 мм при падении от уровня нулевой изотермы, расположенной на высоте 3 км, растает полностью до падения на землю. При таянии же от уровня 2 км ледяные частицы размером должны быть чуть более $R_0 = 2.5\ мм$. Крупа плотностью $= 0.3\ г/см^3$ должна быть по крайней мере дважды больше по размеру, чтобы сохранить нерастаявшее ядро. С уровня таяния, равного 1 км, “выживают” только твёрдые частицы радиусом большим 1 мм и крупа с $R_0 > 2\ мм$. Так что, в то время как можно было

ожидать дождь с градом из кучево-дождевого облака, то из средних ливневых облаков, имеющих слабые восходящие потоки, более вероятно выпадение только дождя.

Эти значения слабо зависят, как и в расчётах Ладлама (1958) для крупных частиц, от значения водности. Наличие жидкой воды незначительно влияет на перенос тепла между частицей и окружающей средой независисмо от того, что последняя насыщена и градиент температуры влажноадиабатический.

Усредняя размеры, коэффициент вентилляции, перепады температуры и упругости пара между окружающей средой и поверхностью градин и полагая постоянным вертикальный градиент температуры, γ, Шишкин (1964) получает следующие выражения для Q_T, Q_e, и Q_q:

$$Q_T = 2\pi Rf(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})(a_в - a) z^2 / v;\quad Q_e = 2\pi Rf(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}) LDc z^2 / v;\quad Q_q = \frac{\pi R^2}{2} c\rho q z^2. \qquad (12)$$

Из уранения баланса тепла можно найти толщину тёплой части облака, необходимую для полного таяния градины радиусом R_0. В частности, для случая, когда приращение радиуса градины в тёплой части облака мало, Шишкин получает

$$z \cong \sqrt{2\rho_г L_л \nu \left[3\rho f(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})(a_в + \gamma LDc)\right]} R_0. \qquad (13)$$

В случае наличия восходящих потоков в формуле (13) вместо v будет стоять (v – U). Если фактическая толщина тёплой части облака превышает полученное значение, то в облаке произойдёт таяние градины радиуса R_0 полностью и осадки выпадут в виде дождя. В присутствии восходящих токов воздуха выпадут осадки в виде града. Подобную зависимость позднее получил Мейсон (1956) для мелких градин (см выше).

В общем случае падения ледяной частицы в облаке (z) и под облаком (z_1) при R = R_0 и $\rho = \rho_1 = const$ Шишкин получает следующее соотношение:

$$\frac{\nu R_0^2}{f(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})} = \frac{3}{2\rho_г L_л}\left[a_в \rho (z + z_1)^2 + LDc\left(\gamma\rho z^2 + 2\Delta e z_1\right)\right]. \qquad (14)$$

При γ = 6 ^{0}C/км, Δe = $2.4 \cdot 10^{-6}$, $z = z_1$ = 1 км, $\frac{\nu R_0^2}{f(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})}$ = 4.50 частица радиусом 2 мм растает полностью.

В работе Гейвандова и Мазина (1963) не затрагивается вопрос о таянии градин при их падении сквозь тёплую часть облака, считая (см. выше Ладлам, 1958), что эффект столкновения градин с тёплыми облачными каплями мал. Авторы полагают, что влажность и температура воздуха меняются линейно с высотой. Решения уравнения баланса тепла для моделей Мейсона (1956) (R < 0.3 см) и Мучника и Шмуклура (1954) (R > 0.3 см) номограммированы. Упрощения, сделараминные авторами, могут привести к ошибке в случае высоко расположенной нулевой изотермы и более сложного распределения температуры и влажности воздуха по высоте (Гейвандова и Мазина, 1963).

Расчёты таяния градин заданной плотности и размера с целью прогнозирования их размеров на уровне поверхности земли проводились также в работе Зименкова и Иванова (1966). Исходя из того,

что из всех коэффициентов, входящих в уравнение баланса тепла градины, наиболее сильно меняющимся по высоте является коэффициент диффузии D водяного пара в воздухе, авторы учитывают только функцию диффузии. Для величины D они получают выражение

$$D = D_0\left(1 - gz/273R\right), \qquad (15)$$

где g – ускорение силы тяжести, R – универсальная газовая постоянная.

Расчёты показывают, что при высоте нулевой изотермы 4 – 5 км над поверхностью земли градины радиусом 0.8 см тают полностью; градины радиусом 1.5 см в результате таяния даже при высоте нулевой изотермы 5 км достигают поверхности земли, имея радиус 1.2 – 1.1 см, соответственно. Более крупные градины тают ещё меньше. Ещё раз отметим, что этот вывод, к которому приводит теория, оказывается неверным в случае гигантских градин (Бейли и Маклин, 1968). Теория трёхмерной траектории нуждается в обосновании.

2. Б. Экспериментальное исследование процесса таяния градин

Выяснению количественных соотношений между величинами Q_T, Q_e, Q_q и $Q_{рад}$ посвящена работа Химач (1954), в которой приводятся результаты 23 опытов на закреплённых ледяных сферах радиусом (1 ÷ 2) мм. Опыты проводились в аэродинамической трубе, помещённой в мосфере, заполненной туманом. Скорость обдува сфер соответствовала установившейся скорости их падения в атмосфере. Опыты подтверждают правильность оценок, сделанных в начале данной главы. Средние значения потоков тепла к градине в процентах таковы:

$$\overline{Q_T} = 49.2 \pm 2.7\,,\ \overline{Q_e} = 47.2 \pm 1.6\,,\ \overline{Q_q} = 1.7 \pm 0.2\,,\ \overline{Q_{рад}} = 1.4 \pm 0.1\,. \qquad (16)$$

В работе Мейсона (1956) полученная им формула для полного времени таяния была проверена экспериментально на ледяных шариках радиусом 0.5 мм и 1.5 мм, взвешенных на поверхности раздела между парафином и карбоном тетрахлоридом при комнатной температуре в стеклянном сосуде с плоскими стенками. Наблюдения велись с помощью микроскопа с малым увеличением. Время релаксации рассчитывалось по формуле (11):

$$\left[1/6 + \text{а}/3 f(\text{а}_в + LD\ \ )\right]R_0^2 = (\text{а}T_в / L_л \text{°}_л)^2\ . \qquad (11)$$

При расчётах времён таяния, естественно, член LDβ был отброшен и вместо $\lambda_в$ была подставлена теплопроводность рассматриваемой жидкости $\overline{\text{а}}$. Согласие теории с экспериментом оказалось приемлемым. Разброс экспериментальных точек мог быть вызван неопределённостью точного момента начала таяния и тем, что ледяное ядро в процессе таяния всплывает к вершине капли, нарушая тем самым радиальную симметричность теплового потока. В некоторых случаях можно было обнаружить еле заметную конвекцию внутри жидкой плёнки. Расхождение между расчётной и наблюденной величинами времени таяния равно 8%. Это расхождение мало, так как для коэффициента вентилляции f в (11) бралось значение $f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) = 1.6$ для неподвижной частицы Re = 0, в то время как формула Краммерса (1945) верна для Re > 8. Мейсон заключает, что настоящий эксперимент наводит на мысль, что даже для неподвижных частиц из-за разности температур между

поверхностью ледяной частицы и окружающей средой существует конвекция, и поэтому теплопередача должна возрасти.

Результаты некоторых экспериментов по таянию неподвижных крупных ледяных сфер при различных температурах и влажности воздуха приводятся в работе Мучника и Шмуклера (1954). Установлена пропорциональная зависимость скорости таяния от ΔT и Δe. В последнем случае, однако, разброс точек велик.

В работе Дрейка и Мейсона (1966) описываются эксперименты по изучению таяния ледяных шариков диаметром от 0.2 мм до 5 мм и равновеликих по объёму конусов в потоке воздуха. Эксперименты проводились при четырёх различных скоростях (0.5 ÷ 4.0) м/с, при влажности (20 ÷100) %. В процессе таяния ледяное ядро всплывало к верхушке капли и наблюдались значительные конвективные движения в жидкой части. Конвективные потоки, которые иногда непредвиденным образом вращали ледяное ядро, могли быть вызваны движением воздушных пузырьков, выделяющихся из тающего льда. Скорости течений возрастали при увеличении градиентов температуры и влажности и скорости воздушного потока, но никогда не превышали нескольких см/с. Большие воздушные пузырьки ($d > 0.1$ мм), выделенные в процессе таяния, имели тенденцию всплывать к вершине капли, в то время как меньшие пузырьки уносились вниз конвективными потоками и часто взрывались около точки застоя. В конечной стадии таяния ледяное ядро обычно окружалось слоем пузырьков, которые всё ещё существовали около минуты после исчезновения ядра.

Анализ причин расхождения между теоретическими и экспериментальными временами таяния ледяных сфер показал, что роль радиации, теплопроводности волокон, поддерживающих ледяную частицу, и размеров пузырьков воздуха в жидкой её части должна быть много меньше случайных ошибок. Если учесть, что на нагревание ледяной частицы до 0 ^{0}C после внесения её в аэродинамическую трубу итакже частьдёт часть тепла, а тепла идёт на нагревание её жидкого слоя, то эти два фактора вполне могут объяснить 10 % расхождение между наблюденными и расчётными временами таяния при высоких температурах и влажностях, а также меньшее расхождение при меньших температурах и влажностях.

Опыты с малыми искусственными градинами, полученными замораживанием чистой воды в конических латунных формах, показали, что расхождение во временах таяния различных типов конической формы ледяных частиц и равновеликих сферических ледяных частиц лежит в пределах 10 %. При низких относительных влажностях чем сильнее вытянута конической формы ледяная частица, тем быстрее она тает (чем если б она была сферической формы). С увеличением влажности эта тенденция выражена слабее. Хотя в некоторых случаях свободно падающие конусы должны были бы ориентироваться основанием вниз, навстречу воздуному потоку (Джайаратне, Мейсон, 1965; Халлетт, 1965). Авторы (Дрейк, Мейсон, 1966) пренебрегают возможными изменениями формы, полагая, что “приближение равновеликой сферы” является достаточным для расчётов времён таяния малых конических градин в атмосфере.

Бланчардом (1957) было показано, что ориентированная в воздушном потоке градина сферической формы в экваторе опоясывается талой водой, откуда изредка отрываются капли воды.

Отрыва не наблюдалось при диаметре градин d < 1 см. В работе Моссопа и Киддера (1952) было проиллюстрировано сплющивание тающей ледяной имеющих сферы радиусом 1.5 см, обусловленное наличием н ней жидкого экваториального слоя талой воды. Обдув градин осуществлялся со скоростью, равной установившейся скорости падения градин в атмосфере. В обоих вышеупомянутых работах исследование носило лишь качественный характер (количественные измерения и теоретические расчёты были проведены Гвелесиани (1967, 1968)).

Детальное исследование сплющивания и теплообмена градин в процессе таяния проведено в работах Маклина (1963, 1964). В них изучался теплообмен сплющенных эллипсоидов вращения с воздушным потоком в зависимости от степени сплющенности α (отношение малой полуоси к большой), влияние вращения и колебаний и турбулентности тьвоздушного потока на скорость теплообмена градин различной степени сплющенности. Увеличение теплообьена, связанное с вращением градины (проведено 37 экспериментов), лежит в пределах точности определения величины λ, поэтому им пренебрегают. В работе Крюковой (1960) раньше получен этот результат, а именно вращения, в ней отмечается, что влияние вращения эквивалентно колебаниям скорости обдува с амплитудой, равной линейной скорости вращения на поверхности сферы. Например, при 540 об/мин, имеющих место в экспериментах Маклина (1964), линейная скорость вращения для градин рассматриваемого размера равнялась 40 см/с, что значительно меньше, чем установившаяся скорость их падения. Увеличение степени турбулентности до 10 % повышает теплообмен на 20 % в случае сферы и на 10 % в случае сплющенных форм. Это, по крайней мере, находится в качественном согласии с измерениями других авторов. Шорт, Браун и Сейдж (1960) нашли, что при числах Рейнольдса Re = $3.6 \cdot 10^3$ теплообмен возрастает на 20 %, когда степень турбулентности $£ = \sqrt{\overline{|\Delta v^2|}} / \bar{v}$ доходит до 15 %. Каммингс, Клапп и Тейлор (1948) показали на цилиндрах, что при числах Рейнольдса, равных Re = $5.8 \cdot 10^3$ скорость теплообмена увеличивается на 25 % при увеличении ε от 1 % до 7 % ; дальнейшее увеличение ε до 22 % увеличило скорость теплообмена дополнительно всего лишь на 5 %. Шорт и др. (1960) сообщают, что увеличение теплообмена происходит на тыльной стороне сферы из-за турбулентности. Скорость теплообмена на наветренной стороне сферы существенно падает, когда степень турбулентности существенно повышается. Это противоречит результатам, полученным на цилиндрах (Гайдт, 1951; Кестин, Маедер и Согин, 1961). Согласно Кестину и дслах чир. (1961) при Re = (1.4 ÷ 2.2) $\cdot 10^5$ скорость теплообмена в точке застоя поднимается (60 ÷70) %, в то время как степень турбулентности увеличивается от (0 ÷ 2.7) %. Примерно такой же результат получили Лойцянский и Шваб (1935). Причина столь большого эффекта вероятно в том, что эти авторы работали при Рейнольдса, близких к значению $3 \cdot 10^5$, когда в пограничном слое происходит скачкообразный переход от ламинарного течения к турбулентному.

Маклин (1963) провёл расчёты изменения сплющивания эллипсоидов вращения в процессе таяния их при падении в тёплой части атмосферы. Градины диаметром от 4 см до 6 см могли бы измениться в размерах примерно на 10 % в зависимости от условий, в которых они падают. Если градина сохраняет ориентацию, то степень сплющивания может измениться на 20 %. Изменение

размеров градин диаметром от 2 см до 3 см могло быть значительно больше (20 ÷ 40) % и, следовательно, величина α могла бы уменьшаться менее, чем на половину своего начального значения. Отсюда исходя Маклин заключает, что вывод Моссопа и Киддера (1962) об образовании дискообразных или чечевицеобразных градин целиком за счёт таяния не верен; более вероятно, что при определённых условиях таяние играет важную роль в определении формы градин,

Вопросы теплопроводности, нагрева и таяния ледяных сфер экспериментально изучались в работах Пикка (1964а, 1964б), Пикка Мазаччи (1964). В отношении температуры поверхности градины отмечено хорошее согласие между экспериментальной кривой нагрева и кривой, выведенной теоретически. Термопара, помещённая в центре градины, даёт значение большее, чем теоретическое значение. Экспериментальная кривая для центра оказалась заключённой между теоретическими кривыми для поверхности и для центра. Это вызвано притоком тепла через нити термопары. Автор заключает, что центральная термопара указывает в основном “среднюю” температуру градины. В опытах по подогреву крупных искусственных градин Пикка Мазаччи (1964) пришли к заключению, что в спокойной атмофере коэффициент теплообмена можно считать постоянным, а в потоке воздуха результаты находятся в полном согласии с законами форсированной конвекции. Для числа Нуссельта было получено выражение:

$$Nu = 0,4\,\mathrm{Re}^{0,57}, \quad 2\cdot 10^3 < \mathrm{Re} < 7.6\cdot 10^4. \qquad (17)$$

В работе Пикка (1964б) по таянию искусственных сферических градин экспериментально было показано, что радиус градины уменьшается линейно со временем. Показано, что коэффициенты теплообмена для проводимости воздуха (h) и для конденсации (h') зависят только от скорости обдувающего воздушного потока v и соответственно имеют вид:

$$h = 5.5\cdot 10^{-6}\, v^{0.85}, \quad h' = 3.0\, v^{0.4}. \qquad (18)$$

Предлагаемая автором формула для расчёта размеров градин не даёт существенно отличных значений от результатов, рассмотренных выше теорией.

В работе Гаэра и др. (1968) описываются эксперименты по изучению таяния ледяных сфер при значениях температуры воздуха (9 ÷ 18) ^{0}C. Опыты проводили, помещая градины в вертикальную струю воздуха, в которой они свободно парили. Получена прямопропорциональная заисимость массы талой воды от времени. Результаты Гаэра и др. (1968) количественно согласуются с известными. Исключение представляют градины радиусом более 3 см. Таяние гигантских градин (Бейли. Маклин, 1968б) происходит примерно трижды более интенсивно, чем это следует из расчётов, что связано с турбулентностью пограничного слоя градин. В Табл. 3 приведены результаты расчётов по формуле Атласа и Ладлама (1960) для непрерывно вращающихся градин:

$$R = \left(R_0^{7/4} - 0.535\right)^{4/7}; \qquad (10)$$

и для гигантских градин по формуле Бейли и Маклина (1968):

$$R = \left(R_0^{7/4} - 1.605\right)^{4/7}. \qquad (20)$$

Табл. 3. Результаты расчётов таяния градин по формулам (10) и по (20).

R_0, см	R, см	ΔR, %	Δm, %
	$R = \left(R_0^{7/4} - 0.535\right)^{4/7}$		
3	2.9	5	13
4	3.9	3	8
5	4.9	2	6
	$R = \left(R_0^{7/4} - 1.605\right)^{4/7}$		
3	2.6	16	35
4	3.7	9	22
5	4.7	6	15

В заключение отметим, что Браунинг (1966) наблюдал гигантские градины, которые по-видимому сильно обтаяли с наветренной и подветренной частей. Он заключает, что конечная форма даже больших градин несомненно определяется степенью их таяния.

ЛИТЕРАТУРА

Гейвандов Э. Л., Мазин И. П. Простой метод расчёта градин при падении. Тр. ЦАО, вып. 51, 1963.

Крюкова П. Г. Интенсивность теплообмена газа с твёрдыми частицаза с твёрдыми частицами. Энерг. исп. Топлива. М.: АН СССР, 1960.

Мучник В. М., Шмуклер А. К. О таянии градин при падении. Тр. Укр. НИГМИ, 1954, вып. 1.

Bailey I. H., Macklin W. C. Heat transfer from artificial hailstones. Quart. J. R. Met. Soc.,1968a, v. 94, N 399.

Bailey I. H., Macklin W. C. The surface configuration and internal strurcture of artificial hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1968b, v. 94, N 399.

Blanchard D. G. Artificial stimulation of rain.Weeickman et Smith ed. Pergamon Press, 1957.

Browning K. A. The lobe structure of giant hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1966, v. 92, N 391, pp. 1-14.

Drake J. C., Mason B. J. The melting of small ice spheres and cones. Quart. J. R. Met. Soc., 1966, v. 92, N 394.

Goyer G. G., Lin S. S., Gitlin S. N., Plooster M. N. The rate of heat transfer to dry and wet hailstone surfaces and its application to the freezing of spongy hail in a cloud model. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968.

Hallett J. Experimental studies of the crystallization of supercooled water. J. Atmos. Sci., 1964, v. 21, N 6.

Hallett J. Crystal growth and the formation of spikes in the surface of supercooled water. J. Glaciology, 1965, v. 3.

Jayaratne O. W., Mason B. J. The coalescence and bouncing of water drops at an air/water interface. Proc. Roy. Soc., A, 1964, v. 200, N 1383.

Kramers H. Heat transfer from spheres to flowing media. Physica, 1946, v. 12, N 1.

Ludlam F. H. The hail problem. Nubila, 1958, anno 1, N 1.

Macklin W. C. Heat transfer from hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1963, v. 89, p. 381.

Macklin W. C. Factors affecting the heat transfer from hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1964, v. 90, p. 383.

Mason B. J. On the melting of hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1956, v. 82, N 352.

Mossop S. C., Kidder R. E. Artificial hailstones. Bull. Obs. Puy de Dome, 1962, ser. 2, N 2.

Picca R. Le rechuffement d'une sphere de glace. J. Rech. Atm., 1964, v. 1, N 1.

Picca R., Mazzaschi J. Conduction de la chaleur al'interieur d'un grelon spherique. J. Rech. Atm., 1964, v. 1, N 1.

Picca R., Moulet J. Fusion d'un grelon artificial. J. Rech. Atm., 1964, v. 1, N 3.

ЧАСТЬ II. С О Б С Т В Е Н Н Ы Е И С С Л Е Д О В А Н И Я

ГЛАВА 3. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОСТА ГРАДИН

3А. Приложение теории обледенения самолётов Качурина к ледяным телам сферической и цилиндрической форм.

Возможнось управления структурой льда, отлагающегося на плоской поверхности в потоке переохлаждённого водного аэрозоля, была показана в работе Качурина (1962) теоретически, и подтверждена экспериментально на плоской и цилиндрической поверхностях (Качурин, Гашин и Осипов, 1962). Было установлено, что плотность слоя ледяного отложения ($°_{сл}$) зависит от температуры окружающей среды ($T_в$), скорости столкновения частиц водного аэрозоля (v) с ледяной поверхностью и эффективной водности ($q\overline{E}$). Была показана многослойность структуры ледяного отложения. С целью применения теории обледенения самолётов к расчётам роста градин перед автором была поставлена задача нахождения связи между параметрами облачной среды и градины сферической формы с учётом кинетики процесса кристаллизации водяной плёнки на ней (Гвелесиани, 1968).

Пренебрегая изменением теплосодержания градины и потока тепла, направленного внутрь неё, систему уравнений, описывающую перемещение фронта кристаллизации, запишем в виде:

$$°_л L_л dR'/d² + ª dT'/dR = 0\,, \qquad (1)$$

$$dR'/d² = ¨(²')\,, \qquad (2)$$

где R' – радиус кривизны ледяной поверхности, $¨(T')$ – линейная скорость кристаллизации воды, T' – температура фронта кристаллизации.

Вблизи фронта кристаллизации градиент температуры внутри жидкого слоя будем считать соответствующим стационарному распределению температуры:

$$dT'/dR = \frac{T_1 - T'}{h}\frac{R'+h}{R'}\,, \qquad (3)$$

где h – толщина жидкой плёнки воды, T_1 – температура поверхности водяной плёнки. Для T' воспользуемся выражением Хиллинга и Тёрнбулла (1950):

$$¨(T') = a(T_0 - T')^b\,, \qquad (4)$$

где a и b – постоянные, T_0 – температура стабильной кристаллизации воды.

Используя (2) – (4) и дифференцируя (1) по времени, для второй производной радиуса ледяной части градины получаем выражение:

$$\frac{d^2R'}{d²^2} = \frac{dR'}{d²}\frac{R'}{R''h}\frac{\dfrac{R''}{R'}\left(2-\dfrac{R''}{R'}\right)\dfrac{dR'}{d²} - \dfrac{dR''}{d²}}{1+\dfrac{ª}{°_л L_л}\dfrac{R''}{R'h}\dfrac{(dR'/d²)^{1/b-1}}{ba^{1/b}}}\,. \qquad (5)$$

Из уравнения (5) для $d^2R'/d\tau^2 = 0$, соответствующего кристаллизации под плёнкой воды равновесной толщины h_p, получаем, что скорость пермещения фронта кристаллизации $(dR'/d\tau)_p$ связана со скоростью перемещения жидкой поверхности $dR''/d\tau$ соотношением:

$$dR''/d\tau = \left[1-(h_p/R')^2\right](dR'/d\tau)_p \qquad (5)$$

Исключая T' из (1) с помощью (2) – (4), для h_p будем иметь кубическое уравнение:

$$\left(\frac{h_p}{R'}\right)^3+\left(\frac{h_p}{R'}\right)^2-\left[\frac{\rho_л L_л R'(dR''/d\tau)}{a\left[T_1-T_0+\left(\frac{1}{a}(dR'/d\tau)_p\right)^{1/b}\right]}+1\right]\left(\frac{h_p}{R'}\right)-1=0, \qquad (6)$$

Решение которого имеет вид:

$$\frac{h_p}{R'}=\sqrt[3]{\frac{1}{2}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)+\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)^2-\frac{1}{27}\left(-+\frac{1}{3}\right)^3}}+$$

$$+\sqrt[3]{\frac{1}{2}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)-\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)^2-\frac{1}{27}\left(-+\frac{1}{3}\right)^3}}-\frac{1}{3}, \qquad (7)$$

где

$$-=1-\frac{\rho_л L_л}{a}\frac{R'dR''/d\tau}{T_0-T_1-\left[\frac{1}{a}(dR'/d\tau)_p\right]^{1/b}} \qquad (8)$$

Полагая, что захваченная градиной облачная вода равномерно распределяется по всей её поверхности, будем иметь:

$$dR''/d\tau = vq\overline{E}/4\rho, \qquad (9)$$

где v – скорость столкновения капелек воды с градиной, ρ – плотность воды. Тогда

$$-=1-\frac{\rho_л L_л}{4\rho a}\frac{R'vq\overline{E}}{T_0-T_1-(vq\overline{E}/4\rho a)^{1/b}}$$

Составим отношение $dR'/d\tau\ /(dR'/d\tau)_p$, когда поверхность градины покрыта слоем воды толщиной h b с помощью соотношения (5) приведём его к виду:

$$K = dR'/d\tau\ \ dR''/d\tau\ \frac{dR'/d\tau}{dR''/d\tau}=\frac{R'^2}{R'^2-h_p^2}\frac{R'+h}{R'+h_p}\frac{h_p}{h}.$$

Отсюда для толщины плёнки h^*, при которой $K = 1$, имеем:

$$h^*=\frac{h_p}{1-(h_p/R')^2-(h_p/R')^3}. \qquad (10)$$

Нетрудно видеть, что если толщина плёнки в данный момент больше h^*, то скорость перемещения фронта кристаллизации будет меньше скорости перемещения поверхности водяной

плёнки, и ускорение фронта кристаллизации будет отрицательным. Это значит, что толщина плёнки будет со временем возрастать. Если же $h < h^*$, то $dR'/d^2 > dR''/d^2$, и ускорение фронта кристаллизации будет положительным, и плёнка со временем должна будет исчезнуть.

Рассмотренный нами случай соответствует вязкому режиму движения плёнки. Как видим, равновесный вязкий режим течения является неустойчивым; отклонение толщины плёнки от h^* в ту или иную сторону будет выводить систему из равновесия. Критическая толщина плёнки для плоской поверхности равна 0.1 см. При h_p < 0.1 см кристаллизация идёт под жидкой плёнкой с отложением плотного прозрачного льда, а при h_p > 0.1 см откладывается неплотный непрозрачный лёд. Подставляя эту величину в (10), для критической толщины плёнки, соответствующей сферической поверхности, получим:

$$h_k^* = \frac{0.1}{1-(0.1/R')^2-(0.1/R')^3}. \qquad (11)$$

При R', стремящемся к бесконечности, все написанчныеные выше соотношения переходят в известные выражения для плоскости, полученные Качуриным (1962). Облачные капельки, оседающие на поверхности градины, сливаются между собой, образуя плёнку, которая под действием касательного напряжения трения $F \approx const \cdot {}_в v^2$ между плёнкой и воздушным потоком течёт от наветренной части к подветренной.

При отсутствии объёмных сил и равенстве радиальной и широтной составляющих скорости нулю уравнение движения жидкой плёнки в сферических координатах имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial R^2}+\frac{1}{R^2}\frac{\partial^2 u}{\partial \bar{}^2}+\frac{2}{R^2}\frac{\partial u}{\partial R}+\frac{ctg\bar{}}{R^2}\frac{\partial u}{\partial \bar{}}-\frac{u}{R^2\sin^2\bar{}}=0. \qquad (12)$$

Граничные условия запишем в виде (для $\sin\bar{} = 1, \bar{} = ® / 2$):

(а) на внешней жидкой поверхности с радиусом кривизны R'' имеем:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial R}-\frac{u}{R}\right)_{R=R''} = \frac{F}{«}; \qquad (13а)$$

(б) на твёрдой поверхности градины радиусом кривизны R' имеем:

$$u_{R=R'} = 0. \qquad (13б)$$

Решение уравнения (12) меет следующий вид:

$$u = \frac{F}{3«}\left(\frac{R''}{R'}\right)^3\left(R-\frac{R'^3}{R^2}\right).$$

Средняя скорость течения воды в плёнке толщиной h равна:

$$\bar{u} = \frac{F}{3«}\left(\frac{R''}{R'}\right)^3\frac{1}{h}\left[\frac{R''^2-R'^2}{2}+\left(\frac{R'^3}{R''}-R'^2\right)\right] \qquad (14а)$$

$$\bar{u} = const\left(\frac{2R'+h}{2}-\frac{R'^2}{R'+h}\right)h. \qquad (14б)$$

Воспользуемся для пульсационной скорости и для коэффициента турбулентной теплопередачи выражениями:

$$u_n = \sim u\,,\quad K_T = u_n^3 \frac{\circ (R-R')^2}{2\pm}\,. \qquad (15)$$

Подставляя известные выражения в K_T, получаем:

$$K_T = \frac{\circ}{2\pm}\left[\frac{\sim F_1}{3\ll}\left(\frac{R''}{R'}\right)^3\right]^3\left[(R'+z)-\frac{R'^3}{(R'+z)^2}\right]^3 z^2\,, \qquad (16)$$

где z – расстояние между ледяной поверхностью и произвольной точкой внутри жидкой плёнки. Усредняя (16) по всей толщине плёнки, будем иметь:

$$\overline{K_T} = \frac{\circ}{2\pm}\left[\frac{\sim F_1}{3\ll}\left(\frac{R''}{R'}\right)^3\right]^3\left\{h^2\left(-\frac{2R'^3}{3}+\frac{3R'^2h}{4}+\frac{3R'h^2}{5}+\frac{h^3}{6}\right)+\right.$$

$$\left.\frac{3R'^6}{h}\left(\ln\frac{R''}{R'}-\frac{2h}{R'+h}+\frac{R''^2-R'^2}{2R''^2}\right)-\frac{R'^9}{h}\left[\frac{R''^3-R'^3}{3R'^3R''^3}-\frac{R''^4-R'^4}{2R'^3R''^4}+\frac{R''^5-R'^5}{5R'^3R''^5}\right]\right\}. \qquad (17)$$

В работе Качурина (1962) было показано, что при турбулентном течении жидкой плёнки она обладает устойчивостью и толщина её колеблется около некоторой величины h_y, определяемой параметрами окружающей среды. Подставляя найденные соотношения в уравнение баланса тепла

$$\circ_л L\,dR'/d\text{²} + c\circ K_T\,dT'/dR = 0\,, \qquad (18)$$

после некоторых преобразований для установившейся толщины плёнки h_y^* в случае сферы получаем выражение:

$$h_y^* = \sqrt[4]{3\circ_л L_л \nu q\overline{E}\pm \Big/ \left(\frac{\sim F_1\circ}{\ll}\right)^3 c\,(T'-T_1)}\,. \qquad (19)$$

Сопоставление (19) с выражением h_y для плоской поверхности показывает, что в первом приближении $h_y^* \approx h_y/\sqrt{2}$. Как следует из формулы (11), критическая толщина жидкой плёнки, покрывающей градину сферической формы, существенно зависит от её радиуса в пределах от 0.13 см до 0.5 см. При значениях $R' > 0.5\,см$ для $h_к^*$ можно пользоваться формулой для плоской поверхности. На рис. 5 приведена зависимость безразмерного параметра $H_к^* = h_к^*/R'$ от радиуса ледяной сферы. Видно, что при прочих равных условиях с искривлением поверхности режим обледенения и, в частности, режим отложения льда на морских судах или режим роста в случае градин направлен в сторону докритического режима, и при $R' < 0.13$ см должно идти образование “губчатого” льда.

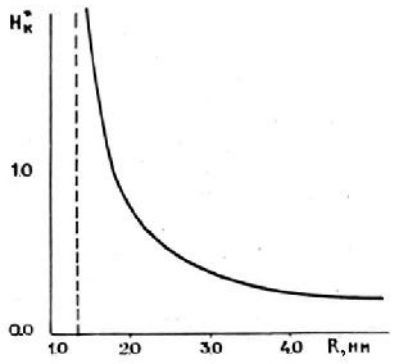


Рис. 5. Зависимость безразмерного параметра $H_к^*$,
соответствующего критической толщине плёнки
воды от радиуса градины R.

Здесь нас также будет интересовать θ-составляющая скорости течения плёнки. Рассмотрим уравнение Навье-Стокса

$$\frac{d^2u}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{du}{dR}-\frac{u}{R^2}=0 \qquad (20)$$

при граничных условиях:

$$\left(\frac{du}{dR}-\frac{u}{R}\right)_{R=R''}=\frac{F}{\text{«}},\quad \text{u}\,|_{\text{R=R}'}=0. \qquad (21)$$

Отсюда для u-составляющей скорости течения плёнки имеем:

$$u=\frac{F}{2\text{«}}\left(\frac{R''}{R'}\right)^2\left(R-\frac{R'^2}{R}\right),\quad R-R'+z. \qquad (22)$$

Подставляя последнее выражение в уравнение (15), получим для коэффициента турбулентной теплопередачи формулу:

$$K_T=\frac{\circ}{2\pm}\left[\frac{\sim F}{2\text{«}}\left(\frac{R''}{R'}\right)^2\right]^3\left[\left(R'+z\right)-\frac{R'^2}{R'+z}\right]^3 z^2 \qquad (23)$$

Для отношения усреднённых значений коэффициента турбулентной теплопередачи для цидлиндра и для плоскости

$$\frac{\overline{K_{T,ц}}}{\overline{K_{T,пл}}}=\left(\frac{R''}{R'}\right)^4\left(1+\frac{2h}{3R'}\right). \qquad (24)$$

При $R'_{\to\infty}, \overline{K_{E,ц}}\to\overline{K_{T,пл}}$; такой же результат получится при $h\to 0$. Очевидно, что при тонких плёнках можно пользоваться формулами для плоской поверхности. Результаты численных расчётов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Значения коэффициента турбулентной теплопередачи K_T в случае цилиндрической и плоской ледяной подложек при различных скоростях обдува (v) и толщинах плёнок воды (h).

	Цилиндр			Плоскость		
h \ v	5×10^4	10^4	10^3	5×10^4	10^4	10^3
			L = 1 см			
5×10^{-1}	9.2×10^{10}	1.6×10^{8}	6.5×10^{2}	2.4×10^{10}	4.0×10^{6}	1.6×10^{-3}
10^{-1}	2.6×10^{7}	4.6×10^{3}	5.0×10^{4}	5.0×10^{4}	5.0×10^{4}	5.1×10^{4}
10^{-2}	1.1×10^{2}	1.9×10^{-2}	7.7×10^{-8}	7.6×10^{1}	1.3×10^{-2}	5.1×10^{-8}
10^{-3}	1.1×10^{-3}	1.6×10^{-7}	7.7×10^{-13}	7.6×10^{-4}	1.3×10^{-7}	5.1×10^{-13}
			L = 2 см			
5×10^{-1}	8.6×10^{10}	1.4×10^{7}	5.8×10^{1}	1.6×10^{10}	1.6×10^{6}	1.0×10^{1}
10^{-1}	8.7×10^{6}	2.1×10^{3}	8.2×10^{-3}	5.0×10^{6}	8.4×10^{2}	3.4×10^{-3}
10^{-2}	8.0×10^{1}	1.4×10^{-2}	5.3×10^{-8}	5.0×10^{1}	8.4×10^{-3}	3.4×10^{-13}
10^{-3}	7.6×10^{-4}	1.3×10^{-7}	5.1×10^{-13}	5.0×10^{-4}	8.4×10^{-8}	3.4×10^{-13}

Здесь L – длина объекта. Из таблицы видно, что теплообмен через жидкую плёнку между окружающей средой (воздушным потоком) и ледяным основанием в случае цилиндра идёт более интенсивно, чем в случае плоской поверхности.

Температурное поле в жидкой плёнке будем считать стационарным, т.е.

$$dT'/dR = (T_1 - T')R'\ln(R''/R'). \qquad (25)$$

Из (1), (2) и (25) для завивимости между скоростями dR''/d^2 и $(dR'/d^2)_p$ получаем:

$$dR''/d^2 = \left(1+\frac{h_p}{R'}\right)\left[1-\ln\left(1+\frac{h_p}{R'}\right)\right](dR'/d^2)_p. \qquad (26)$$

Для баланса массы жидкости, прибывающей на поверхность цилиндра, имеем:

$$dR''/d^2 = vq\overline{E}/®°. \qquad (27)$$

В случае тонких плёнок в первом приближении получается выражение (5). Повторяя известные операции, для h_p/R' получаем следующее выражение

$$h_p/R' = -\Sigma + \sqrt{\Sigma^2+1}, \qquad (28)$$

где

$$\Sigma = \frac{°_л L_л}{®°a}\frac{R'vq\overline{E}}{T_0 - T_1 - \left(vq\overline{E}/®°a\right)^{1/b}}.$$

Отношение $\dfrac{dR'}{d^2}/\left(\dfrac{dR'}{d^2}\right)_p$ после преобразований приводится к следующему виду:

$$\frac{dR'/d^2}{dR''/d^2} = \frac{\ln(1+h_p/R')}{(1+h_p/R')\left[1-\ln(1+h_p/R')\right]\ln(1+h/R')}. \qquad (29)$$

В явном виде h_y не отыскивается; для тонких же плёнок выражение приводится к “плоской” формуле. По этой же причине из (29) мы не можем найти выражение для критической толщины плёнки $h_к^+$ в случае цилиндра. В последнем случае при тонкой плёнке со стороны больших значений $h_к^+ \to h_к$ = 0.1 см.

Расчёты, проведённые по формуле (28) для цилиндра на основе экспериментальных данных Маклина (1962), показали, что наблюдаемое в этой работе увеличение прозрачности отложенного льда по мере перехода от цилиндра большого диаметра к меньшему происходит только из-за различной степени теплоотвода через металлические цилиндры, а также и за счёт уменьшения их диаметра. В частности, для v = 2.6 м/с, $q\overline{E}$ = 3.64 г/м^3, $T_в$ = – 10 ^{0}C получаем зависимость равновесной толщины h_p жидкой плёнки воды на ледяной поверхности цилиндра от величины его радиуса R' (Таблица 2).

Таблица 2. Расчётная толщина h_p плёнки воды на поверхности цилиндра радиуса R′, соответствующая условиям экспериментов Маклина (1962).

R′, см	1.0	0.7	0.3	0.1	0.05
h_p, см	0.65	0.57	0.28	0.1	0.07

Подставляя значения h_p в формулу Качурина-Гашина (1968),

$$°_{сл} = 0.92\left(1 - e^{-0.4/h_p}\right), \qquad (30)$$

получаем, что плотность льда для указанных пределов изменения радиуса цилиндра возрастает от 0.7 г/см^3 до 0.92 г/см^3, что согласуется с данными Маклина (1962). Увеличение критической толщины плёнки в интервале 0 < R' < 0.5 см означает, что имеются условия, благоприятствующие установлению докритического режима роста и, возможно, образованию “губчатого” льда.

Исследования Найта и Найт (1968) показали, что именно в пределах этих размеров в естественных градинах наблюдается “губчатый” лёд (режим “губчатого роста”), а не в наружных слоях крупных градин, как полагал, например, Лист (1961), Кроме того, как видно из расчётов, величина K_T существенно зависит от толщины жидкой плёнки, покрывающей градину. Эксперименты по таянию градин показывают, что толщина жидкой плёнки имеет наибольшее значение на их экваторе, в экваториальном пояске (Глава 4).

Анализ крупных естественных градин (Браунинг, Беймерс, 1967) заметили, что сплющенные градины имели срезанные края в экваторе, что могло быть результатом таяния в тёплой части атмосферы. На рис. 6 показаны срезы естественных градин Найта и Найт (1968), в центре которых (в пределах R' = 0.5 см) чёткие признаки “губчатого” льда, подтверждающие сделанный выше вывод.

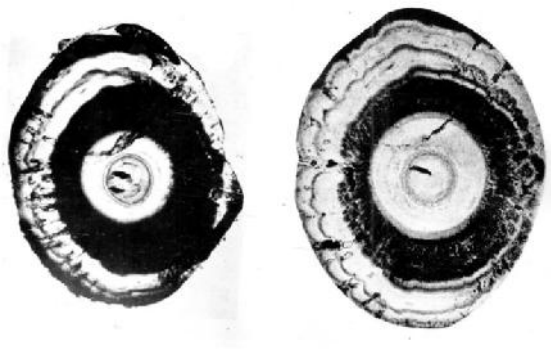


Рис. 6. Срезы естественных градин с трещинами в центральной части, свидетельствующие о “губчатом” режиме роста (Найт, Найт, 1968)

В указанных пределах размеров Халлетт (1965) наблюдал образование прозрачного слоя льда в основании крупинок конической формы. Образование прозрачного льда в экваторе сплющенной градины и “губчатого” льда в центре видно на рис. 7, где показана градина, выпавшая на Алазанской долине (Грузия) в 1967 году. Эти признаки наблюдаются не во всех случаях, но и не очень редко.

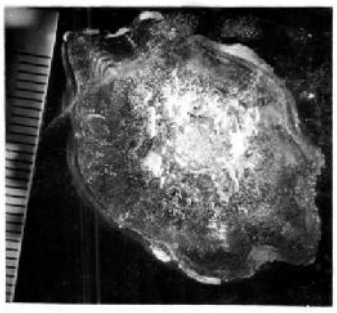


Рис. 7. Градина сплющенной формы, выпавшая вАлазанской долине летом 1967 года.

3Б. Эксперименты по изучению процесса замерзания переохлаждённых капель воды, при контакте с ледяной подложкой во внешнем электрическоме поле

Во второй части первой главы были изложены результаты экспериментов, в которых вполне удовлетворительно был изучен вопрос осаждения и замерзания капель переохлаждённой воды на искусственных градинах и шаблонах в лабораторных и природных условиях (см., например, Маклин, 1962; Браунскоум, Халлетт, 1967; Бейли, Маклин, 1968; Качурин, Гашин, 1968) и было показано, что осаждение и замерзание капель на искусственных градинах носит индивидуальный характер. Однако в известных работах отсутствовал важный параметр – электрическое поле. Уместно вспомнит статью Фетериса с тревожным названием: “Объяснение образования больших градин в грозовых облаках до сих пор ещё не найдено”.Как известно, процессы кристаллизации воды одновременно

сопровождаются электрическими явлениями (Мейсон, Мейбанк, 1960; Качурин, Бекряев, 1960) и способствуют созданию в облаках больших электрических полей, могущих вызвать дополнительные эффекты при столкновениях и кристаллизации переохлаждённых капель воды на градинах. Возникает необходимость экспериментального изучения особенностей кристаллизации переохлаждённых капель воды, при столкновении с ледяной подложкой, выяснения роли внешнего электрического поля в этих процессах в свете коагуляционного роста градин в естественных условиях.

3.1. Методика эксперимента. Деформация капель в электрическом поле.

Опыты проводились в малой облачной камере (Габарашвили, Гвелесиани, 1968), в центральной части которой создавалось вертикально-направленное электрическое поле.

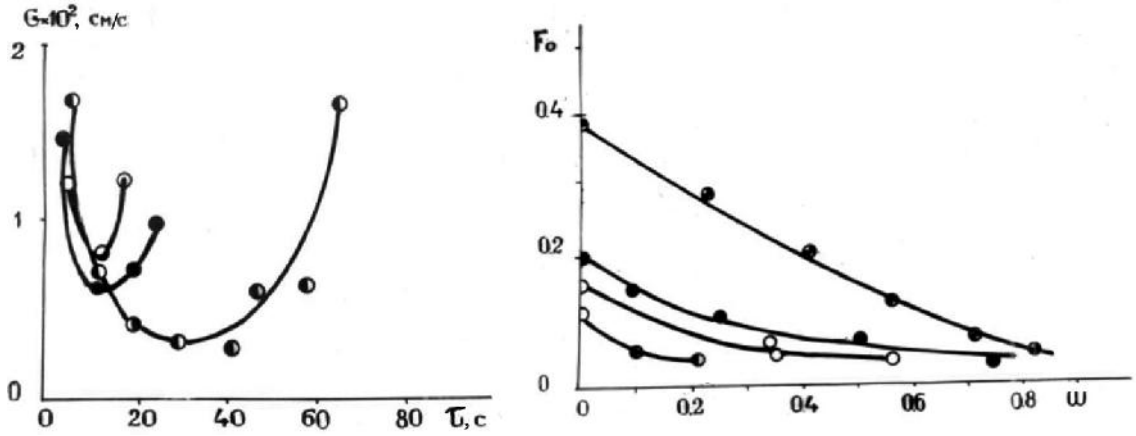
Электроды представляли собой круглые латунные пластинки диаметром 2 см и толщиной 2 мм. На нижний электрод намораживался слой льда толщиной 3.5 мм. Капля дважды дистиллированной воды (d ~ 3 мм) подвешивалась на металлическом волоске, покрытом тонким слоем вазелина, и помещалась между электродами. Включением электрического поля осуществлялся сброс капли на близко расположенную ледяную подложку. В момент отрыва капля вытягивалась и в большинстве случаев мгновенно покрывалась тонкой ледяной оболочкой, которая после столкновения с подложкой принимала различную форму в зависимости от величины приложенного поля. Эксперименты проводились при переохлаждении капель воды около – 14 ^{0}C. Наблюдались следующие формы ледяных оболочек: сочетание цилиндрического основания со сферической шапкой, цилиндра с конусом, эллипсоида вращения и т.п. Многообразие получаемых форм ледяных оболочек с переохлаждённой в них водой можно было регулировать величиной прикладываемого электрического потенциала, расстоянием между каплей и ледяной подложкой и степенью переохлаждения капель. Скорость столкновения капель с подложкой была порядка нескольких см/с. На рис. 8 представлены все наблюдаемые формы примёрзших к ледяной подложке капель воды. Формы расположены сверху вниз в порядке увеличения их сплющивания. Все случаи выше нижнего ряда свидетельствуют о наличии кристаллизации капель до столкновения с ледяной подложкой. Случаи полностью сферических капель есть результат образования прочной ледяной корки на капле до осуществления сброса (такие случаи будем называть поздним сбросом).

Рис. 8. Формы, принимаемые каплями в электрическом поле после замерзания на ледяной подложке (Габарашвили, Гвелесиани, 1968).

3.2. Скорость кристаллизации воды в ледяных оболочках различной формы.

В каждой из ледяных форм было проведено не менее 15 наблюдений за продвижением фрота кристаллизации при различных значениях электрического потенциала на подложке. Процесс замерзания капель наблюдался в полностью или частично поляризованном свете с одновременной фото- и киносъёмкой. Были проведены расчёты скорости перемещения воды $\mu = 1 - m/m_0$, где m – масса льда, m_0 – полная масса осевшей капли; чисел Фурье для каждой формы, $Fo = \frac{a}{L^2}t$, где a – температуропроводность льда, L – характерный размер капли, t – время. Построены графики зависимостей (Fo, ω) и (G, t). При обработке опытных данных был введён параметр S, равный отношению площади основания расплющенной на ледяной подложке капли к площади её внешней поверхности.

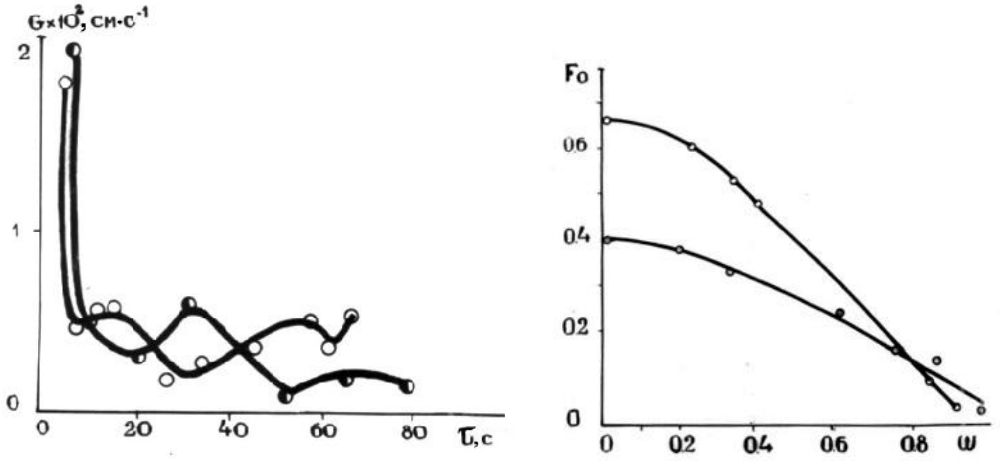
Кривые зависимости Fo от ω группируются с помощью данного параметра следующим образом. Для значений $S \geq 10^{-1}$, независимо от величины электрического поля, они имеют вид, приведённый на рис. 9. Из рисунка видно, что смещение вверх кривых друг относительно друга сопровождается уменьшением величины S. В случае, когда $S \leq 10^{-2}$, вид кривых не зависит от параметра S и определяется знаком и величиной приложенного потенциала (U) к ледяной подложке.



(а) (б)

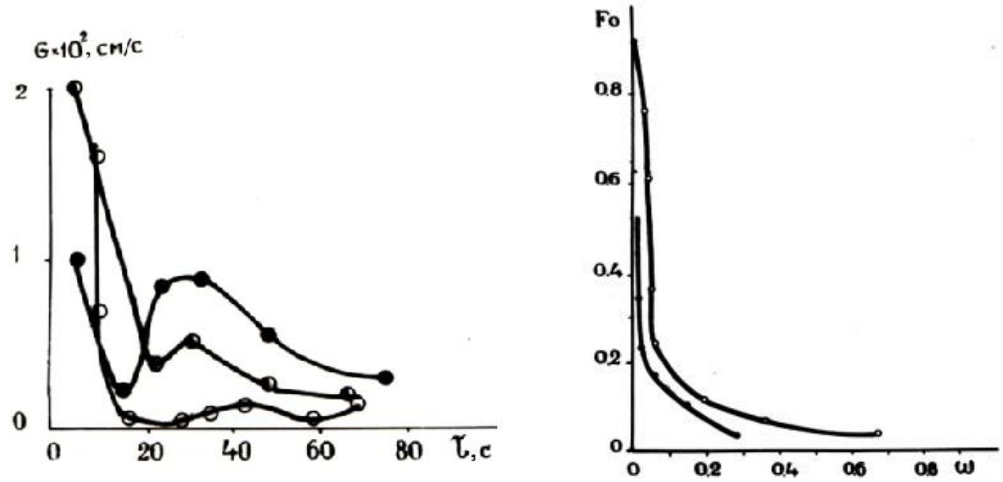
Рис. 9. (а) – зависимость скорости перемещения фронта кристаллизации G в сплющенных каплях ($S \geq 10^{-1}$) от времени τ; (б) – зависимость соответствующих чисел Фурье (Fo) от относительной массы (ω) жидкой части в замерзающей капле. В случае (а): пустые кружочки соответствуют U = 0, $S = 8.0 \cdot 10^{-1}$; чёрные кружочки соответствуют U = – 6000 В, $S = 8.4 \cdot 10^{-1}$; получёрные соотвествуют U = + 3000 В, $S = 0.9 \cdot 10^{-1}$. В случае (б): пустые кружочки соответствуют U = – 6000 В, $S = 1.3 \cdot 10^{-1}$; чёрные кружочки соответствуют U = + 3000 В, $S = 2.9 \cdot 10^{-1}$; получёрные соотвествуют U = 0, $S = 8.4 \cdot 10^{-1}$.

В данном случае по мере возрастания S кривые имеют тенденцию к смещению вверх друг относительно друга (рис. 10 и 11).



(а) (б)

Рис. 10. (а) – зависимость скорости перемещения фронта кристаллизации G в каплях с величиной $S \sim 10^{-2}$ от времени τ; (б) – зависимость чисел Фурье (Fo) от относительной массы (ω) жидкости в замерзающей капле. В случае (а): пустые кружочки соответствуют U = – 10000 В, $S = 1.7 \cdot 10^{-2}$; получёрные кружочки соотвествуют U = + 3000 В, $S = 0.9 \cdot 10^{-2}$. В случае (б): пустые кружочки соответствуют U = – 6000 В, $S = 2.9 \cdot 10^{-2}$; чёрные кружочки соответствуют U = – 6000 В, $S = 1.8 \cdot 10^{-2}$



(а) (б)

Рис. 11. (а) – зависимость скорости перемещения фронта кристаллизации G в каплях с величиной S ~ 10^{-3} от времени τ; (б) – зависимость чисел Фурье (Fo) от относительной массы (ω) жидкости в замерзающей капле. В случае (а): пустые кружочки соответствуют U = + 3000 В, S = $8.9 \cdot 10^{-3}$; получёрные соотвествуют U = + 3000 В, S = $0.9 \cdot 10^{-2}$. В случае (б): пустые кружочки соответствуют U = – 6000 В, S = $2.9 \cdot 10^{-2}$; чёрные кружочки соответствуют U = 0, S = $4.1 \cdot 10^{-3}$.

Графики зависимости (G, τ) по параметру S и по внешнему виду можно разделить на две главные группы: (1) от последней формы третьего ряда рис. 8 и ниже (G, τ)-кривые имеют параболический вид (рис. 9); (2) для вытянутых форм первого и второго ряда рис. 8 (G, τ)-кривые имеют волновой характер (рис. 10). В промежуточных формах типа первых трёх в третьем ряду рис. 8 изменение скорости также имеет волновой характер, но с меньшим количеством экстремумов (рис. 11). Причём, в первом случае с увеличением S кривые (параболы) смещаются влево вверх с одновременным уменьшением их фокального параметра. Чёткое смещение кривых (G, τ) по параметру S, но в обратном порядке, наблюдается лишь на первых минимумах скоростей (в этих случаях U = 0).

Характер процесса затвердевания воды в ледяных оболочках с $S \leq 10^{-2}$ зависит от знака и величины приложенного к ледяной подложке электрического потенциала. Если S ~ 10^{-3}, то наблюдается направленное к центру замерзание капли с образованием матового льда. При значениях S ~ 10^{-2} и U < 0 на ледяной подложке кристаллизация направлена от основания капли к её вершине. В этом и во всех случаях замерзания капли от её основания в вершине капли остаток жидкой части вытесныется наружу с последующим замерзанием в виде нароста. При $U \geq 0$ и S ~ 10^{-2} к концу процесса затвердевания капли наблюдается продвижение вторичного фронта кристаллизации со стороны вершины капли, в результате чего происходит образование трещин на её поверхности (первая, третья и четвёртая формы второго ряда рис. 8).

3.3. Внутренняя структура замёрзших капель

Изучение структуры льда, образованного в замёрзших каплях, обнаруживает различие в кристаллическом и пузырьковом строении. Видно многократное чередование слоёв прозрачного и мутного льда для ледяных оболочек капель со значением S ~ 10^{-2}, что нашло отражение в волновом характере кривых скоростей движения фронта кристаллизации. При положительных значениях электрического потенциала на подложке в непрозрачных слоях льда ледяные кристаллы ориентированы довольно беспорядочно; воздушные пузырьки сравнительно мелкие и имеют сферическую форму, в то время как при U < 0 их размеры и концентрация пузырьков значительно превосходит их значения в случае U > 0. Кроме того, в последнем случае воздушные пузырьки сильно вытянуты в направлении движения фронта кристаллизации. Ширина прозрачного и непрозрачного слоёв льда при U < 0 несколько больше, чем в случае U > 0. Диаметр наибольшего пузырька при $G \cong 3.8 \cdot 10^{-3} см/с$ и U = – 10 000 В равен 0.16 мм; при U = 0 равен 0.12 мм; при U = + 3000 В –оказывается ещё меньше. Заметим, что недостаточность наблюдений мешает сказать что-либо относительно влияния электрического поля: (а) на растворимость воздуха в воде; (б) на зародышеобразование пузырьков; (в) характер взаимодействия пузырьков друг с другом. Сравнение ширины зон с величиной D/G, где D – коэффициент диффузии воздуха в воде, даёт хорошее согласие лишь в начальныхом слоях льда. Это по-видимому происходит ввиду справедливости величины D/G в больших объёмах жидкости. В случае ледяной оболочки цилиндрической формы (последняя форма в третьем ряду рис. 8) воздушные пузырьки и ледяные кристаллы распределены довольно однородно (участок минимума на параболической кривой (G, т) рис. 9а).

Во всех случаях основание капли начинается с прозрачного слоя льда толщиной (0.1÷0.2) мм в контакте с ледяной подложкой. Прозрачными выглядят и наружные слои расплющенных капель (см. также Халлетт, 1964).

Эксперименты по кристаллизации капель, спонтанно замёрзших снаружи (поздний сброс) до столкновения с ледяной подложкой, показали, что они замерзали почти так же, как изолированные капли – снаружи к центру (Рис. 12-13).

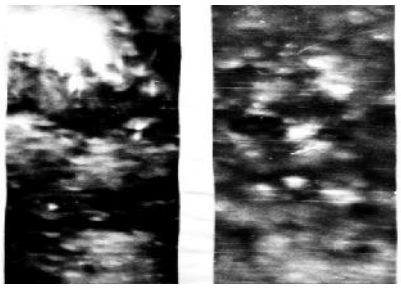
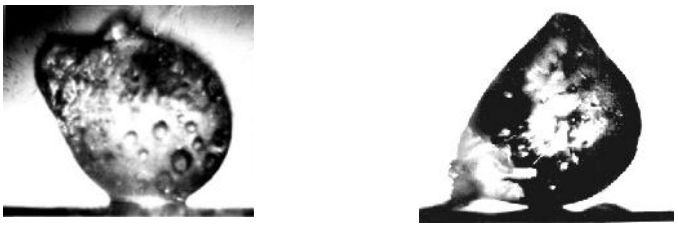


Рис. 12. Внутренняя структура средней части замёрзшей капли (×45): (а) S ~ 10^{-2}; (б) S ~ 10^{-1}.

При положительных потенциалах на подложке вблизи основания капли образуются крупные сферические воздушные пузырьки максимального диаметра 0.3 мм (рис. 13а). При отрицательном потенциале пузырьки воздуха вытянуты и заострены в сторону движения фронта кристаллизации (рис. 13б). При положительных потенциалах на подложке вблизи основания капли образуются крупные сферические воздушные пузырьки максимального диаметра 0.3 мм (рис. 13а). При отрицательном потенциале пузырьки воздуха вытянуты и заострены в сторону движения фронта кристаллизации (рис. 13б). Тонкие воздушные нити вдоль трещин свидетельствуют о низкой скорости затвердевания ($G \sim 10^{-4}$ см/с) и образовании “губчатого” льда. Белое непрозрачное ядро есть результат быстрого замерзания воды в центре и скопления мелких вытесненных пузырьков воздуха. Взгорбления на поверхности капель появляются с момента замерзания 2/3 объёма капель и увеличиваются по мере их дальнейшего затвердевания. Скорость перемещения границы взгорблений порядка ($10^{-4} \div 10^{-3}$) см/с. Но в некоторых случаях, когда замерзает вода, заключённая в узком коридоре, направленном от центра к основанию взгорбления, скорость её перемещения может возрасти на несколько порядков, доходя до $G \sim 10^{-1}$ см/с.



(а) (б)

Рис. 13. Пузырьковая структура капли, покрывшейся ледяной оболочкой и сохранившей сферическую форму после столкновения с подложкой (×20): (а) на подложке $U > 0$ (фото в обычном свете); (б) на подложке $U < 0$ (фото в поляризованном свете).

В случае частиц неправильной формы (первый верхний ряд рис. 8) наблюдается одновременная кристаллизация в различных частях капли в нескольких направлениях, сопровожающаяся образованием “губчатого” льда в маклиновском понимании (Маклин, 1968). Ледяные кристаллы, достигающие обледеневших стенок капли, отражаются от них, меняя свою ориентацию.

3.4. Теплоотвод в системе капля – ледяная подложка

Как известно, процесс кристаллизации зависит от поверхностных эффектов и условий теплоотвода. Величина S, введённая нами, определённым образом отражает физическую сторону этого процесса, а именно, соотношение между тепловыми потоками через подложку и через внешнюю поверхность капли. В зависимости от значения S превалируют либо поверхностные, либо теплоотводные эффекты. Для больших значений S ($\sim 10^{-1}$) кристаллизация не зависит от формы

капли, знака и величины электрического поля; поверхностные эффекты подавляются тепловыми. При меньших значениях S ($\leq 10^{-2}$), из-за ухудшения теплоотводных условий, роль поверхностных эффектов процессах теплоотвода возрастает. В данном случае поверхностные эффекты управляются полярностью и величиной приложенного потенциала (Рис. 10 и 11).

Рассмотрим каплю, замёрзшую на ледяной поверхности в типичной форме сферы с через воздух ($^2_в$) ко времени отвода этого тепла целиком через ледяное основание ($^2_л$), получим:

$$\frac{^2_в}{^2_л} = \frac{3^a_л^2(\Delta T)^2}{16®°(L_k - c\Delta T)(^a_в\Delta T + LD\Delta e)}\left(\frac{r}{R}\right)^4, \qquad (31)$$

где r – радиус основания цилиндра, R – радиус сферы.

Если r = 0, то время, необходимое для отвода тепла в лёд через точку контакта, будет бесконечно большим, если же r бесконечно велико, что соответствует полностью расплющенной капле, то произойдёт мгновенная передача тепла ледяной подложке. В случае r = R отношение $¢ = ^2_в/^2_л$ не зависит от размера капли, и процесс затвердевания воды должен протекать одинаково в каплях любых размеров. Вводя параметр S в (31) и принимая во внимание пропорциональность r/R корню квадратному из степени расплющивания капли S, будем иметь:

$$¢_0 = \frac{3^a_л^2(\Delta T)^2 const}{16®°(L_k - c\Delta T)(^a_в\Delta T + LD\Delta e)}. \qquad (32)$$

В тепловых анализах затвердевания переохлаждённых капель воды на градинах (любых еханика подложках) можно исходить из соотношения (32). Изучаемые явления тесно связаны с атомной топографией поверхности раздела лёд-вода. Как известно, поверхность раздела фаз содержит полимолекулярные выступы, которые способствуют созданию высокоградиентных электростатических полей при наличии на них электрических зарядов. При отрицательном потенциале на подложке, U < 0, адсорбируемые на ней молекулы воды имеют бóльшую вероятность образовать водородные связи с поверхностью раздела, и, тем самым, встроиться в кристаллическую решётку льда, чем при U = 0. При U > 0 застройка решётки льда затрудняется по сравнению с U = 0 в силу уменьшения вероятности образования водородных связей с адсорбентом. Действительно, относительное уменьшение жидкой воды в ледяной оболочке при U < 0 происходит с возрастающей скоростью, в то время как при $U \geq 0$ изменение её происходит с отрицательным ускорением.

3.5. Особенности движения и вытягивания капли в электрическом поле

Рассмотрим поведение переохлаждённой капли до столкновения с ледяной поверхностью при наличии и отсутствии внешнего электрического поля. Согласно Левичу (1959) скорость падения крупной капли не зависит от её радиуса, так как при своём падении с установившейся скоростью в воздухе она сплющивается:

$$v = \sqrt[4]{\frac{4 \cdot g \pm}{c_D \cdot {}^2_{вх}}}, \qquad v_{точн} = \sqrt[4]{\frac{8 \cdot g \pm}{3 c_D \cdot {}^2_{вх}}}. \qquad (33)$$

Найдём степень сплющивания капли при свободном падении, $\sim_к = a/b$, где a и b большая и малая полуоси сплющенного эллипсоида вращения соответственно. Из очевидного равенства объёмов сферы и сплющенного эллипсоида вращения получаем:

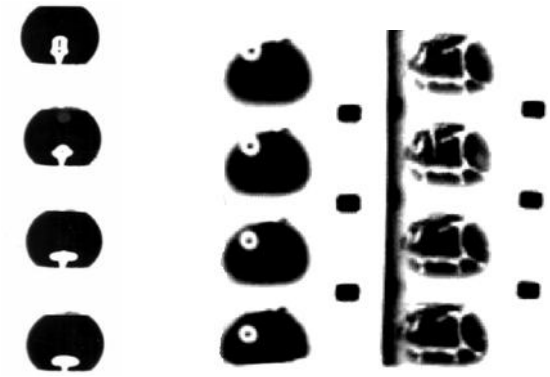
$$\frac{4}{3}®a^2 b = \frac{4}{3}®r_к^3 \quad h = 2b = 2\frac{r_к^3}{a^2}; \qquad (34)$$

$$\sim_к = a/b = \left(\frac{{}^\circ_{вх}}{\pm} r_к\right)^{3/2} v^3. \qquad (35)$$

Окончательно для сплющенного эллипсоида вращения имеем формулы

$$\sim_к = \left(\frac{4 \cdot g}{c_D \pm}\right)^{3/4} r_к^{3/2}; \quad \sim_{к,точн} = \left(\frac{8 \cdot g}{3 c_D \pm}\right)^{3/4} r_к^{3/2}. \quad (36)$$

Чем крупнее капля, тем больше она сплющена и тем легче она сольётся с градиной при столкновении с ней. Расчёты по формуле (36) для капель различных размеров и сравнение с наблюдениями (Мейсон, 1961) показывают, что формула (36) пригодна для капель радиусом $r_к \le 0.1$ см. Во внешнем электрическом поле капля уже вытянута ещё до приближения к ледяной подложке. Непосредственно близ подложки образуется тонкая ножка, примерзающая к ней. Степень вытянутости капли возрастает при наличии неровностей на поверхности подложки. До и, некоторое время, после столкновения с подложкой капля пульсирует в вертикальном направлении (Рис. 14).



(а) (б) (в)

Рис. 14. Первый солбец слева (а): Деформация переох лаждённой капли в электрическом поле при осаждении на ледяную подложку; r = 1.5 мм, 1500 кадров/с. Рис 15, б-в. Столкновение тёплой капли воды с металлической поверхностью в электрическом поле; r = 1.5 мм, 1500 кадров/с.

Если до столкновения капля покрывается ледяной оболочкой, то при большом grad E напряжённости электрического поля струя жидкости пробивает ледяную оболочку и примерзает к

подложке до прихода остальной массы капли. В зависимости от прочности ледяной оболочки капля либо расплющивается, либо сохраняет вытянутую форму (рис. 8).

При падении в неоднородном электрическом поле уравнение движения капли можно записать в виде:

$$\rho V \frac{dv}{d\tau} = \rho Vg + F_{эл} - c_D \frac{\rho_{вх} S'}{2} v^2, \qquad (37)$$

где $F_{эл} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} VE \frac{dE}{dz}$ – сила действия эдектрического поля на каплю; ε – диэлектрическая проницаемость воды; V – объём капли; ρ и $\rho_{вх}$ – плотность воды и воздуха, S' – площадь миделева сечения капли. При условии $F_{эл}$ = const уравнение (37) имеет вид:

$$v = W th\left(\frac{c_D \rho_{вх}}{2 \rho L} W\tau \right), \quad W = \sqrt{2\left(g + \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E \frac{dE}{dz} \right) \frac{L}{c_D \rho_{вх}}}, \qquad (38)$$

где L – характерный размер капли.

3.6. Некоторые особенности столкновения и расплющивания капель воды на ледяной подложке

Эксперименты по столкновению крупных капель воды с тёплой металлической поверхностью, к которой приложен высокий потенциал (~ 40 кВ), показали сильное разбрызгивание капель и колебания их в воздухе и на поверхности подложки (рис. 15). В случае капель растворов от заряженой поверхности, после столкновения, был направлен поток мельчайших капелек (рис. 15 г). При столкновении же с холодной ледяной поверхностью выброс жидких капелек с верхней части осевшей капли не наблюдался.

Опыты показали, что степень расплющивания капли, S, определяется главным образом температурой ледяной подложки, T. На рис. 16 представлена зависимость (S, T), построенная по данным экспериментов Маклина и Пейна (1967) и Браунскоума и Халлетта (1967). Эта кривая является верхним пределом степени расплющивания капель (последняя форма справа в нижнем ряду рис. 8).

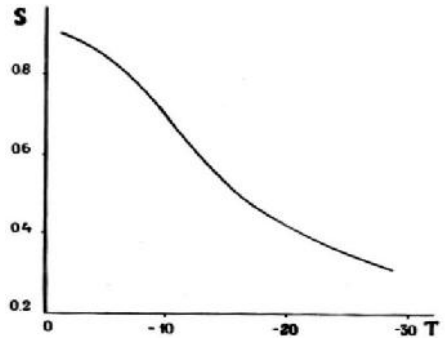


Рис. 16. Зависимость степени расплющивания капель S на ледяной подложке от температуры T на основе усреднённых данных Маклина и Пейна (1967) и Браунскоума и Халлетта (1967).

Как мы видели выше, довольно сильное отклонение от данной закономерности, наблюдается при внешнем электрическом поле. Однако, решающая роль всё же принадлежит температуре ледяной подложки, а затем – электрическому полю и температуре капли. В первый момент соприкосновения капли с ледяной подложкой дендритная кристаллизация переохлаждённой капли препятствует её растеканию на подложке, причём, тем сильнее, чем ниже температура ледяной подложки. Дендриты в основании примерзающей к подложке капли создают механическую преграду для неё. Этому процессу способствует наличие электрического поля, а также изученное Халлетом (1963) возрастание вязкости воды с понижением её температуры.

На границе раздела фаз, как известно, между жидкой и твёрдой фазами возникает разность потенциалов (см. Главу 1). Воздушный пузырёк поэтому представляет собой заряженную частицу с высокой поверхностной плотностью заряда. При отрицательном потенциале, $U < 0$, на подложке пузыри начнут перемещаться от твёрдой фазы в сторону жидкой фазы и, естественно, будут вытягиваться вдоль поля, что и наблюдается в опытах. Положительный потенциал $U > 0$, не даёт пузырьку всплыть вверх, препятствуя тем самым его увеличению в размерах. В этом случае пузырьки воздуха чрезвычайно мелкие и сферические и редко встречаются сравнительно крупные пузырьки. Такая же картина, только с некоторым преобладанием крупных пузырей, наблюдается при $U = 0$. Лёд с богатым содержанием воздушных пузырьков обладает меньшей теплопроводностью, чем прозрачный лёд. Теплоотвод через ледяную фазу будет затрудняться, что вызовет торможение движения фронта кристаллизации. Это в свою очередь вызовет образование прозрачного слоя льда. Затем вновь образовавшиеся и выросшие пузырьки воздуха окажутся захваченными ускорившимся движением фронта кристаллизации, так как под ним находится прозрачный бóльшей прводимости лёд. Таким образом, тепловые потоки, обусловленные выделением скрытой теплоты плавления, периодически будут менять свою интенсивность то в жидкой, то в твёрдой фазах, в зависимости от того, с которой стороны велико содержание пузырьков воздуха. Если слой льда – прозрачный, то пузырьки, пока не вмёрзнут в лёд, будут располагаться в жидкости у поверхности раздела фаз, что ухудшит теплопроводность жидкости. С ускорением же процесса замерзания пузырьки захватятся твёрдой фазой, в результате чего в жидкости их содержание будет сравнительно невелико. Теперь ухудшится теплопроводность льда, а воды будет сравнительно лучшей. Таким образом, процесс перемещения фронта кристаллизации воды является попеременно то самоускоряющимся, то самозадерживающимся.

3.7. Столкновение тёплых капель воды с твёрдой и жидкой поверхностями

Коль скоро на поверхности градины капли воды растекаются и сливаются между собой, она покрывается жидкой плёнкой. Предтавляет интерес изучение столкновения облачных частиц с жидкой плёнкой или со сравнительно крупной каплей воды. В отличие от известных работ по изучению механики столкновения жидких капель воды с жидкой плоской поверхностью (Джайаратне

и Мейсон, 1964; Браунскоум и Халлетт, 1967) нами был проведены эксперименты по изучению столкновения капель воды с искривлённой и плоской поверхностями при движении капель снизу вверх, что соответствует реальной картине столкновения градин с каплями облаках

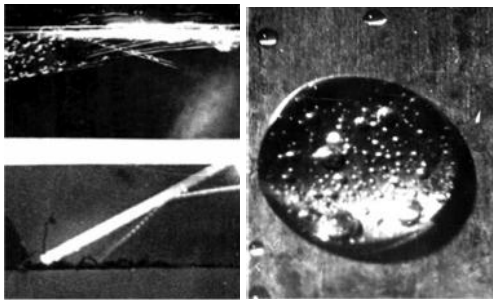


Рис. 17. Столкновение и отскок капелек воды (d ~ 0.1 мм) от жидкой плёнки воды со скоростью около 1 м/с (фото слева).

Рис. 18. Воздушные пузырьки в капле: в результате проникновения мелких капелек (d ~ 0.1 мм) в большую расплющенную каплю воды

С помощью форсунки, установленной под углом к плоской зеркальной поверхности (зеркальная поверхность была использована для освещения капель в отражённом свете для качественной киносъёмки) создавался направленный поток капелек диаметром 0.1 мм, сталкивающихся с сильно расплющенной на зеркальной поверхности крупной каплей. Скорость столкновения капелек с водяной подложкой менялась в интервале была порядка 1÷2 м/с. На рис. 17 чётко зафиксирован один из кадров процесса столковения капель (скорость киносъёмки 16 кадров в секунду (киноаппарат “Киев-16”). Весьма чётко видны треки капель до и после отскока от жидкой поверхности мишени. Процесс слияния мелких капель с крупной сопровождался проникновением воздуха и образованием воздушных пузырьков в ней. Последние всплывали вверх, оседая на стеклянной поверхности – дне большой капли (см. рис. 18). На рис. 18 представлен в увеличенном виде снимок жидкой мишени с воздушными пузырьками различных размеров на дне расплющенной большой капли диаметром около 4 мм. Рядом с нею на зеркальной поверхности лежат четыре капли (пульверизированные) диаметром около 0.1 мм. Три больших пузырька воздуха очевидно результат слияния мелких пузырьков. Размер пузырька, следует полагать, зависит от скорости столкновения и массы налетающей капельки с жидкой мишенью. Полагая, что кинетическая энергия налетающей капельки целиком затрачивается на образование воздушного пузырька, для максимального радиуса воздушного пузырька будем иметь формулу:

$$r_п = v r_к \sqrt{\frac{°_к}{6±}}, \qquad (39)$$

где $r_п$ – радиус воздушного пузырька, $r_к$ – радиус налетающей капли воды на подложку, v – скорость столкновения капли с жидкой плёнкой воды, $°_к$ плотность воды, $±$ – коэффициент поверхностного натяжения воды.

Для указанного диапазона скоростей и размеров капель расчётные радиусы пузырьков (0.02÷0.15 мм) хорошо согласуются с приведёнными на рис. 18. Можно допустить, что согласно рассмотренному механизму, захват воздушных пузырьков возможен в процессе роста градин в докритическом режиме. Процесс столкновения, слияния и отскока капель воды от жидкой и твёрдой поверхностей, важный для изучения процесса эволюции облачных частиц, а также их электризации изучен недостаточно полно. Известны лишь, можно сказать, две работы –это работы Шотланда (1960) и Джайаратне и Мейсона (1964), в которых исследования велись с каплями радиусом около 0.1 мм и движущимися со скоростями менее 2 м/с. Исследования процесса электризации самолётов при полётах в облаках приводят к различным точкам зрения относительно механизма рассматриваемого явления (Имянитов, 1958; Качурин и Розенталь, 1969).

Для моделирования этого вопроса следовало сначала провести эксперименты по изучению механики столкновения капель с твёрдой гладкой поверхностью. Сравнительно высокая скорость столкновения капель с мишенью (~ 50 м/с) достигалась с помощью вращающегося гладкого металлического диска. На рис. 19 приведён общий вид установки, состоящей из диска с мотором (1), кинокамеры СКС-3 (2), генератора капель (4), штатива (5).

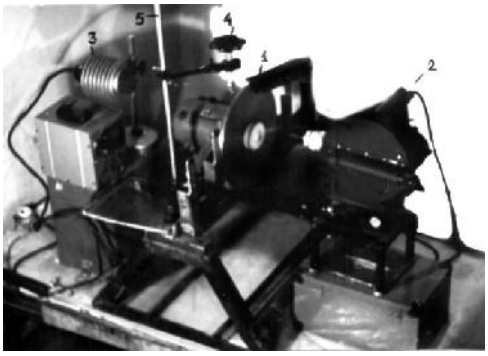


Рис. 19. Вид установки для изучения столкновения капелек с твёрдой поверхностью с большими относительными скоростями движения: 1 – мотор с диском; 2 – кинокамера СКС-3; 3 –осветитель ОИ-24; 4 – генератор капель; 5 – штатив.

Пульверизацией создавался мелкодисперсный поток водного аэрозоля, а с помощью шприца с иглами различной тонкости – однородный спектр крупных капель. Киносъёмка велась в проходящем свете с частотой 750 кадров в секунду. Отметим, что электризация подложки, аккумулировавшей электрический заряд пульверизированного потока капель, здесь наблюдалась. Размеры капель менялись от 100 мк до 2 мм. В таблице 4 приведены значения углов падения (α) и отражения (β) капель примерно 150 мк радиуса при скоростях столкновения около 1 м/с и коэффициента восстановления $k = tg\sim / tg$ и усреднённые значения его $\bar{k} = tg\bar{\sim} / tg\bar{} = tg77^0 / tg81^0 = 0.69$ и $k_{cp} = \overline{tg\sim / tg}$ = 0.65.Анализ результатов измерений, приведённых в таблице 4, показывает, что предельный угол, при котором наблюдается отскок капель от твёрдой гладкой поверхности, приблизительно равен 65^0.

Таблица 4. Расчётные значения коэффициента столкновения капель при известных экспериментальных значениях углов столкновения и отскока каапель от подложки

α	76	77	76	77	76	75	74	75	72	70	70	71	68
β	83	83	82	82	81	79	79	83	77	76	75	80	77
K	0.49	0.53	0.56	0.61	0.64	0.73	0.68	0.46	0.71	0.69	0.74	0.51	0.57
α	80	74	76	84	80	82	80	72	77	74	83	73	78
β	82	84	80	85	81	84	83	76	81	79	84	83	84
K	0.80	0.37	0.71	0.83	0.90	0.75	0.70	0.77	0.69	0/68	0.86	0.40	0.49
α	71	75	72.5	73	74	76.5	70.5	71	72	77	71	76	80
β	76.5	78.5	76	77.5	78	81	81	79	80	81	76	79	84
K	0.70	0.76	0.79	0.73	0.74	0.66	0.45	0.56	0.54	0.69	0.72	0.78	0.60
α	78.5	77	80	79	78.5	78.5	79.5	77	80	76	69	81	72
β	83	85.5	81	83.5	82	82.5	82	83	84	84	80	84	80
K	0.60	0.39	0.90	0.58	0.69	0.65	0.76	0.53	0.60	0.42	0.46	0.66	0.72

При увеличении размеров капель и скорости их движения предельный угол их отскока уменьшался. При относительной скорости v = 50 м/с и значениях радиуса капель более 100 мк наблюдалось разбрызгивание капель, а при меньших размерах – отскок капель. В случаях, представленных на рис. 20 (капли радиусом $r_к$ ~ 250 мк, угол падения α < 10^0), отскок происходил при степени расплющивания капли, не превышающей S = 1/4. В каплях в первом случае после момента наибольшего расплющивания в центральной части образовывалась полусфера, которая, увеличиваясь в размерах, переходила в сферу, – и капля отрывалась от подложки. Джайаратне и Мейсон (1964) наблюдали несколько иную картину при столкновении капель с жидкой поверхностью: там обрзовывалсь гантельная форма и капли меньше и дольше расплющивались.

Среднее время контакта с подложкой капель, движущихся с малыми скоростями, около $5 \cdot 10^{-3}$ с, а при относительных скоростях до 50 м/с оно приблизительно равно 10^{-3}с, т.е. уменьшается быстрее, чем это следует из формулы Герца для случая столкновения твёрдого шара с твёрдой плоской поверхностью (Ляв, 1935):

$$\Delta^2 = 2.9\left[\frac{5®}{2}\frac{1-±}{1-2±}\right]^{2/5}\frac{r}{v^{1/5}v_{зв}^{4/5}}, \qquad (40)$$

где ± – коэффициент Пуассона, $v_{зв}$ – скорость звука в материале шара.

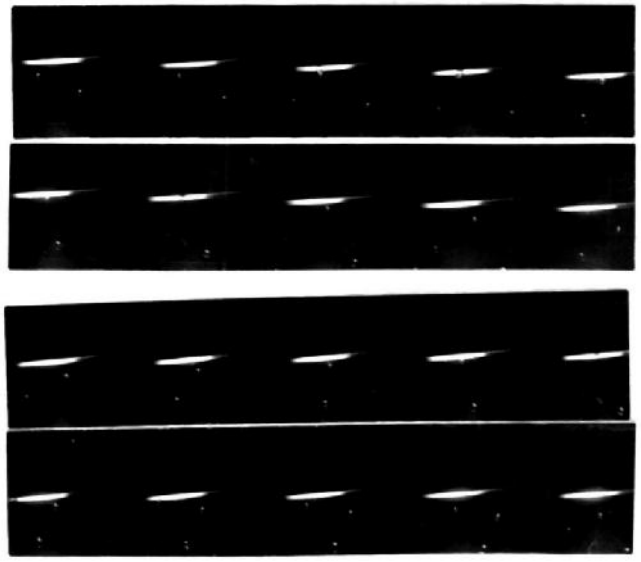


Рис. 20. Столкновение капелек воды с твёрдой поверхностью с большими относительными скоростями движения (v = 50 м/с).

Отношение времени контакта Δ^2_1 для v = 1 м/с ко времени контакта Δ^2_2 для скорости v = 50 м/с по Герцу приблизительно равно 2.2, в то время как эксперимент для капель даёт в 2.5 раз большее значение. Такое расхождение вызвано большим расплющиванием капли, что удлиняет время контакта с подложкой в значительной степени: подставляя численные значения известных величин в формулу Герца (40), соответственно для Δ^2 получаем числа порядка $10^{-5} \div 10^{-6}$ с, что на два и более порядка отличается от наблюденных для капель времён. Тогда ясно, что кривые зависимости потенциала подложки от величины скорости столкновения капель с подложкой, построенные по формуле (Качурин, Розенталь, 1969),

$$\ddot{} = \frac{av}{1+bv}\left(c\Delta^{2\,1/2} - d\frac{v}{\Delta^2} + ev^2 \right), \qquad (41)$$

где a, b, c, d и e – функции характеристик взаимодействующих тел, ввиду большого значения величины Δ^2 будут более пологими и минимум кривой сместится вправо вниз. Таким образом, в результате проведённых предварительных опытов удалось установить приближённую зависимость между скоростью столкновения капель воды с твёрдой подложкой и основными характеристиками степени их упругости. В частности, время контакта является функцией размера капли и скорости столкновения с подложкой вида

$$\Delta^2 = const\, r^n / v^m , \qquad (42)$$

где m и n – показатели степеней, которые нужно уточнить, причём, m > 0.2.

Следует отметить, что, хотя настоящие эксперименты имеют целью выявление механизма электризации самолётов при их полётах в облаках и туманах, по-видимому, полученные выводы можно удет распространить и на эволюцию градин в облаках.

Л И Т Е Р А Т У Р А

Габарашвили Т. Г., Гвелесиани А. И., Карцивадзе А. И. Лабораторные исследования эволюции облачных частиц. Труды Всес. Конф. по физике облаков и активных воздействий. Тбилиси, 1969.

Габарашвили Т. Г., Гвелесиани А. И. Об особенностях замерзания переохлаждённых капель воды, сталкивающихся с градиной в электрическом поле. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, № 9.

Гвелесиани А. И. Об отложении льда, растущего в потоке переохлаждённого водного аэрозоля, на поверхностях различной формы. Сообщ. АН ГССР, 1968, т. 51, № 1.

Качурин Л. Г., Бекряев В. И. Исследование процесса электризации кристаллизующеяся водой. ДАН СССР, 1960, т. 130, № 1.

Качурин Л. Г. К теории обледенения самолётов. Изв. АН СССР, сер. Геоф., 1962, № 6.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Осипов Ю. Г. Управление структурой кристаллов, растущих в потоке переохлаждённого аэрозоля. ДАН СССР, 1962, № 4.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлаждённого аэрозоля. Изв. АН СССР. ФАО, 1968, т. 4, № 1.

Левич А. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд. АН СССР, 1959.

Bailey I. H., Macklin W. C. The surface configuration and internal strurcture of artificial hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1968b, v. 94, N 399.

Browning K.A., Beimers J. G. D. The oblateness of large hailstones. J. Appl. Met., 1967, v. 6, N 6.

Brownscombe J. L., Hallett J. Experimental and field studies of precipitation particles formed by the freezing of supercooled water. Quart. J. R. Met. Soc., 1967, v. 93, N 398.

Hallett J. Experimental studies of the crystallization of supercooled water. J. Atmos. Sci., 1964, v. 21, N 6.

Hallett J. Crystal growth and the formation of spikes in the surface of supercooled water. J. Glaciology, 1965, v. 3.

Hillig W. B., Turnbull D. Theory of crystal growth in undercooled pure liquidsJ. Chem. Phys., 1956, v. 24, N 4.

Knight Ch. A., Knight N. C. Spongy hailstone growth criteria I. Orientation fabrics. J. Atm. Sci., 1968a, v. 25, N 3.

Knight Ch. A., Knight N. C. Spongy hailstone growth criteria II. Microstructures. J. Atm. Sci., 1968b, v. 25, N 3.

Knight Ch. A., Knight N. C. The final freezing of spongy ice: hailstone collection techniques and interpretations of structure. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968c.

List R. Zum Wachstum von Reifgraupeln. Verh. Schweis. Nat. Ges., 1961a, N 141.

List R. On the growth of hailstones. Nubila, 1961b, anno 4, N1.

Mason B. J., Maybank J. The fragmentation and electrification of freazing water drops. Quart. J. R. Met. Soc, 1960, v. 86, N 368.

Г Л А В А 4 ТЕПЛО- И МАССО-ОБМЕН ГРАДОВЫХ ЧАСТИЦ НИЖЕ НУЛЕВОЙ ИЗОТЕРМЫ

4.А. Теория таяния градин с учётом толщины покрывающего их слоя воды

1. До сих пор рассматривалось таяние ледяных сфер, на поверхности которых талая вода либо сохраняется, либо же полностью смывается воздушным потоком. Эксперименты показывают, что срыв талой воды и аккумулированной в потоке водного аэрозоля воды уносится потоком воздуха не полностью, и сохраняется на ней слой воды толщины h. Будем полагать, что градина однородна, с плотностью $\rho_л$, радиусом ледяной части, равной R, и температурой 0 ^{0}C, с учётом покрывающего сферу слоя жидкости полный радиус её будет равен R + h. Кроме того, примем стационарный закон распределения температуры: $T = \{(R+h)/Rh\}T_1$ в жидкой плёнке, где T_1 – температура повехности жидкой плёнки. Ввиду равенства потоков тепла на границах лёд-вода и вода-воздух имеем уравнение баланса тепла:

$$L_л \rho_л 4\pi R^2 \frac{dR}{d\tau} = -\lambda \frac{4\pi R(R+h)T_1}{h} = -2\pi(R+h)[\lambda_в(T_в - T_1)Nu +$$

$$+ LD\Delta eSh + \frac{(R+h)^{3/2}}{2} q\overline{E} Ac(T_в - T_1)], \qquad (1)$$

$$Nu = 0.6\sqrt[3]{\mathrm{Pr}}\left(\frac{2A}{\nu}\right)^{1/2}(R+h)^{3/4};\ Sh = 0.6\sqrt[3]{Sc}\left(\frac{2A}{\nu}\right)^{1/2}(R+h)^{3/4},$$

где Nu – число Нуссельта, Pr – число Прандтля, A = v /$\sqrt{R}$, v – скорость столкновения капель с градиной, Sh – число Шервуда, Sc – число Шмидта, ν – вязкость воздуха, c –удельная теплоёмкость воды, L – скрытая теплота парообразования воды, e – упругость водяного пара в воздухе, D – коэффициент диффузии водяного пара в воздухе.

Перепад упругости водяного пара запишем в виде $\Delta e = \beta(T_в - T_1)$, где β = const. Тогда температура поверхности водяной плёнки будет равна:

$$T_1 = \frac{\left[4\pi\rho_{T,D} + \pi\rho_q(R+h)^{3/4}\right](R+h)^{3/4}}{\left[4\pi\rho_{T,D} + \pi\rho_q(R+h)^{3/4}\right](R+h)^{3/4} + \frac{4\lambda R}{h}} T_в, \qquad (2)$$

$$\rho_{T,D} = 0.3\left(\frac{2A}{\nu}\right)^{1/2}\left[\lambda_в\sqrt[3]{\mathrm{Pr}} + LD\ \sqrt[3]{Sc}\right];\ \rho_q = cAq\overline{E}.$$

Подставляя (2) в (1), получаем дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными относительно R и τ. Для сравнительно тонких плёнок воды в результате интегрирования будем иметь:

$$h(R-R_0) + \frac{4\lambda}{\pi\rho q}\left[2(R^{1/2} - R_0^{1/2}) - \frac{4B^{2/3}}{3}\ln\frac{R^{1/4}+B^{1/3}}{R_0^{1/4}+B^{1/3}} + \frac{2B^{2/3}}{3}\ln\frac{R^{1/2} - B^{1/3}R^{1/4} + B^{2/3}}{R_0^{1/2} - B^{1/3}R_0^{1/4} + B^{2/3}} +\right.$$

$$+\frac{4B^{2/3}}{\sqrt{3}}\left(arc\,tg\,\frac{2R^{1/4}-B^{1/3}}{\sqrt{3}B^{1/3}}-arc\,tg\,\frac{2R_0^{1/4}-B^{1/3}}{\sqrt{3}B^{1/3}}\right)\Bigg]=-\int_0^z\frac{\text{а}T\text{в}}{L_{\text{л}}\,^\circ_{\text{л}}}d\text{²}\;;\quad B=4\P_{T,D}/\P_q\,.\qquad(3)$$

Если z – путь, пройденный градиной при падении от уровня нулевой зотермы, то зависимость R от z будет искаться из уравнения

$$\frac{2h}{3}\left(R^{3/2}-R_0^{3/2}\right)+\frac{4\text{а}}{\P_q}\left\{(R-R_0)+4B^{4/3}\left[\frac{1}{3}\ln\frac{R^{1/4}+B^{1/3}}{R_0^{1/4}+B^{1/3}}-\frac{1}{6}\ln\frac{R^{1/2}-B^{1/3}R^{1/4}+B^{2/3}}{R_0^{1/2}-B^{1/3}R_0^{1/4}+B^{2/3}}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\text{А}\frac{1}{\sqrt{3}}\left(arctg\,\frac{2R^{1/4}-B^{1/3}}{\sqrt{3}B^{1/3}}-arctg\,\frac{2R_0^{1/4}-B^{1/3}}{\sqrt{3}B^{1/3}}\right)\right]-4B\left(R^{1/4}-R_0^{1/4}\right)\right\}=-\int_0^z\frac{\text{а}T_{\text{в}}}{AL_{\text{л}}\,^\circ_{\text{л}}}dz\,.\quad(4)$$

В случае таяния градины в чистом воздухе вместо (3) и (4) имеем

$$h\left[(R-R_0)-h\ln\frac{R+h}{R_0+h}\right]+\frac{\text{а}}{\P_{T,D}}\left\{\frac{4}{5}\left[(R+h)^{5/4}-(R_0+h)^{5/4}\right]-8h\left[(R+h)^{1/4}-(R_0+h)^{1/4}\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{4h^2}{3}\left[(R+h)^{-3/4}-(R_0+h)^{-3/4}\right]\right\}=-\int_0^z\left(\text{а}T_{\text{в}}/L_{\text{л}}\,^\circ_{\text{л}}\right)d\text{²}\,;\qquad(3\text{а})$$

$$h\left\{\frac{2}{3}\left[(R+h)^{3/2}-(R_0+h)^{3/2}\right]-2h\left[(R+h)^{1/2}-(R_0+h)^{1/2}\right]\right\}+$$

$$+\frac{\text{а}}{\P_{T,D}}\left\{\frac{4}{7}\left[(R+h)^{7/4}-(R_0+h)^{7/4}\right]-\frac{8h}{3}\left[(R+h)^{7/4}-(R_0+h)^{7/4}\right]-\right.$$

$$\left.-4h^2\left[(R+h)^{-1/4}-(R_0+h)^{-1/4}\right]\right\}=-\int_0^z\left(\text{а}T_{\text{в}}/AL_{\text{л}}\,^\circ_{\text{л}}\right)dz.\qquad(4\text{а})$$

При h = 0 из (3а) и (4а) иполучаются известные результаты (Ладлам, 1958). С помощью (1) составим отношение скорости изменения радиуса градины без покрывающей её жидкой плёнки $\left(dR/d\text{²}\right)_{h=0}$ к скорости изменения радиуса градины при наличии жидкой плёнки на ней $\left(dR/d\text{²}\right)_{h\neq0}$. После несложных преобразований для h получаем:

$$h=\left[M\sim^{1/4}-f(\sim,R)\right]4\text{а}R^{1/4}\left(4\P_{T,D}+\P_q\sim^{3/4}R^{3/4}\right)^{-1},\qquad(5)$$

$$f(\sim,R)=\left(4\P_{N,D}+\P_q\sim^{3/4}R^{3/4}\right)\left(4\P_{T,D}+\P_qR^{3/4}\right)^{-1};$$

где $\sim=R_{h=0}/R_{h\neq0}$ отношение радиусов тающих градин соответственно при отсутствии и наличии жидкой плёнки на них при прочих равных условиях.

При таянии в чистом безоблачном воздух имеем:

$$h=\text{а}R^{1/4}\left(M\sim^{1/4}-1\right)\left\{0.3\left(\frac{2A}{\neg}\right)^{1/2}\left(\text{а}_{\text{в}}\sqrt[3]{\text{Pr}}+LD\;\sqrt[3]{Sc}\right)\right\}^{-1}.\qquad(5')$$

Так как талая вода накапливается в экваторе градины, в то время как её наветренная и подветренная части покрыты плёнкой воды пренебрежимо малой толщины, можно брать для них

соответственно выражения $\left(dR/d^2\right)_{h=0}$, а для экваториального пояска $\left(dR/d^2\right)_{h\neq 0}$. Тогда для ~ и толщины экваториального слоя воды h будем иметь выражения:

$$\sim = \left[1 + Cp\left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/4}\left(1 - \frac{R_0}{R}\right)\right]^{0.8},\ C = 5\P_{T,D}\left(4^{a}R_0^{1/4}\right)^{-1}; \qquad (6)$$

$$h = \left(\sim^{5/4} - 1\right)\left[C\left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/4}\left(1 - \frac{R_0}{R}\right)\right]^{-1}. \qquad (7)$$

Из выражений (5)-(7) видно, что входящие в них величины (M, ~ ,h) требуют своего экспериментального определения, что и будет сделано далее (4Б).

2. Допущение равномерного распределения воды на поверхности градины, как мы видели, неверно, и она сносится воздушным потоком снизу к экватору градины, а с тыловой стороны градины стекает к нему, образуя жидкий поясок. Из условия равенства сил гидродинамического давления, силы тяжести и сил поверхностного натяжения для случая, когда система координат помещена в центре капли, ось z направлена вертикально вверх, имеем уравнение баланса сил:

$$\frac{°_{в}v^2}{2} - °gz + p = \pm\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),\quad v = \sqrt{\frac{8}{3}\frac{°_{г}}{°_{в}}\frac{g}{C_D}R_{г}} \approx 2\cdot 10^3\sqrt{R_{г}}\ см\cdot c^{-1}, \qquad (*)$$

где v – установившаяся скорость падения градины в воздухе, $°_{в}$ – плотность воздуха, $°_{г}$ – плотность градины, z – координата точек поверхности жидкого слоя, p – атмосферное давление, R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны поверхности экваториального пояска воды, соответственно;

$$R_1^{-1} = -\frac{d}{dx}\frac{z'(x)}{\sqrt{1+\left[z'(x)\right]^2}}, \qquad R_2^{-1} = -\frac{z'(x)}{x\sqrt{1+\left[z'(x)\right]^2}}. \qquad (**)$$

После интегрирования получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{xz'(x)}{\sqrt{1+\left[z'(x)\right]^2}} = \left(p + \frac{°_{в}v^2}{2}\right)\frac{x^2}{2\pm} - \int\frac{x°gz(x)}{\pm}dx + const. \qquad (***)$$

Случай расчёта профиля слоя воды на поверхности вращающейся сферы был рассмотрен в статье Маурина (1969)

4. Б. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТАЯНИЯ ЛЕДЯНЫХ СФЕР В ЛАБОРАТОРИИ И ЕСТЕСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

4.1. Таяние градин в чистом воздухе.

Известные эксперименты по лабораторному моделированию процесса таяния сферических градин в естественных условиях имеют ряд нняющееедостатков, среди которых к основным следует отнести жёсткое закрепление объекта исследования, искажающее характер тепло-и массообмена с обдувающим потоком воздуха в аэродинамической трубе. В настоящем параграфе излагаются результаты опытов по исследованию таяния ледяных сфер, свободно взвешенных в воздушном потоке при различной температуре, влажности и водности. Для краткости, если особо не будет оговорено, ледяная сфера будет называться градиной.

На рис. 21 приведена схема оригинальной установки для исследования процессов таяния и роста градин в свободно взвешенном состоянии в вертикальном потоке воздуха. Рабочей частью установки, в которой проводились опыты, является конический плексигласовый раструб с частыми отверстиями на его боковой поверхности. При отсутствии этих отверстий градину не удавалось взвесить устойчиво в воздушном потоке, она скользила по поверхности конуса. Как видно из рисунка, воздушный поток, создаваемый вентилятором, подавался через трубопровод в раструб с открытой верхней частью. Скорость воздушного потока в конусе убывает с высотой, и градина автоматически занимает в раструбе место, соответствующее установившейся скорости её падения. Опыты проводились на сферических градинах с радиусами, лежащими в интервале (1.1÷1.8) см.Градина вынималась из раструба через равные промежутки времени и взвешивалась, затем вычислялся её среднеобъёмный радиус. Таяние градин проводилось до тех пор, пока более или менее сохранялась их сферичность. Затем та же прцедура проводилась на десятке ледяных сфер одинакового веса. Результаты обработки данных экспериментв отражены в виде графиков на рис. 22-24 зависимости R(τ). На рис. 22 и 23 представлены результаты опытов, в которых абсолютная влажность воздуха в лаборатории была постоянной; на рис. 23 приведены случаи таяния градин с близкими значениями температуры, но с различной влажностью воздуха. В отдельных случаях, когда исходный радиус градины незначительно отличался от 1.8 см, кривые. экстраполируются, поэтому все кривые исходят из одной точки R = 1.8 см при τ = 0.

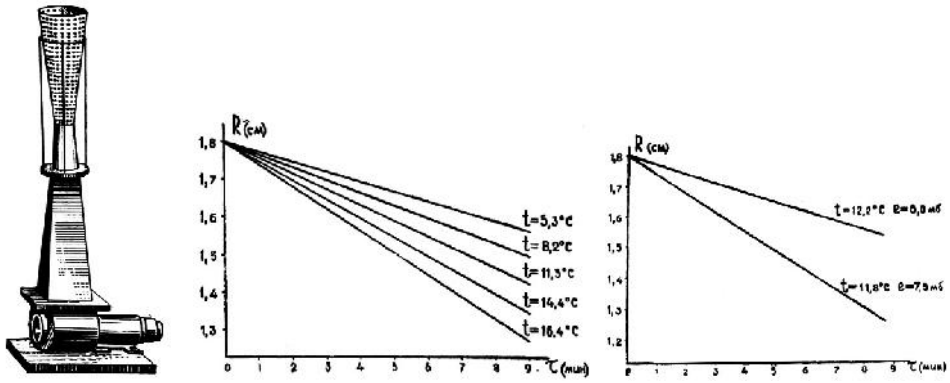


Рис. 21. Схема установки для исследования роста и таяния градин в потоке воздуха.

Рис. 22. Изменение радиуса тающей градины во времени при фиксированной влажности (Δe).

Рис. 23. Таяние градин при различных упругостях пара в окружающей среде.

Для сравнения с теорией были проведены расчёты изменения радиуса градины во времени при равенстве толщины покрывающей градину плёнки воды h = 0. Используя в уравнении баланса тепло-массообмена для кэффициентов вентиляции градин в потоке ламинарного ($f_ф$) и турбулентного ($f_л$) обтекания градины известные формулы Фукса (1960) и Лейбензона (1940):

$f_Ф = 1 + 0.31\sqrt{\mathrm{Re}}$ и $f_л = 1 + 0.136\,\mathrm{Pr}^{-1/3}\,\mathrm{Re}^{0.6}$,

соответственно получаем выражения:

$$R^{1.25} = R_0^{1.25} - 0.33\left(\frac{2A}{\nu}\right)^{1/2} B_1^2\ ,\ R^{1.1} = R_0^{1.1} - \frac{0.15}{\sqrt[3]{\mathrm{Pr}}}\left(\frac{2A}{\nu}\right)^{0.6} B_1^2\ ;\ \text{где}\ \ B_1 = \frac{\rho_в T_в + LD\Delta e}{L_л \rho_л}\ .\ \text{(а)-(б)}$$

На рис. 24 в каждом рассмотренном случае пунктиром проведены теоретические кривые (верхние по формуле (а), нижние по (б)). Как видим, несмотря на подтверждение линейного закона изменения среднеобъёмного радиуса во времени, между экспериментом и теорией существует количественное расхождение. Ближе к экспериментальной кривой располагается лейбензоновская кривая. Изменение величины коэффициента вентиляции, связанное с дискретностью отрыва капель и вращением градины в воздушном потоке, в результате чего неравномерность скорости обдува вдоль поверхности градины будет турбулизировать пограничный слой воздуха, чем это предусмотрено теорией, является незначительным и не может привести к заметному увеличению скорости таяния градины. Основной причиной интенсивного таяния градин в экспериментальной установке (рис. 21) является турбулентность струи воздуха в раструбе, на которую накладывается лейбензоновская турбулентность в пограничном слое градины. Расчёты степени турбулентности, проведённые по формуле по формуле Фукса $f_Ф = 1 + 0.31\sqrt{\mathrm{Re}}$, дают для степени турбулентности потока в нашей установке величину, равную 2.8 % (Гейвандов и Мазин, 1963). Коэффициент теплообмена градины с

обтекающим потоком воздуха ($\sim_T^T$) при частично турбулизированном пограничном слое связан с коэффициентом теплообмена для случая ламинарного пограничного слоя ($\sim_л^T$) соотношениями:

$$\sim_T^T = 0.4\,\mathrm{Re}^{0.1} \sim_л^T \text{ или } \sim_T^T = 1.08 R^{0.15}. \qquad (8)$$

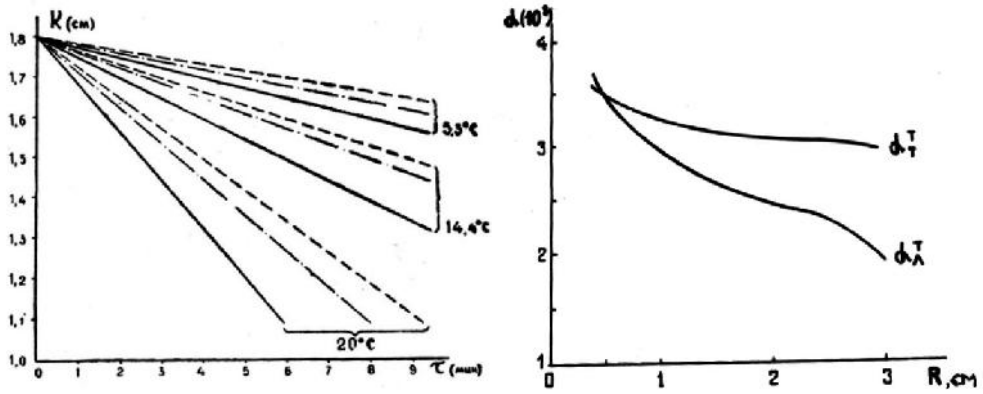


Рис. 24. Сравнение экспериментальных (сплошных) и теоретических кривых. Пунктир при $f_Ф = 1 + 0.31\sqrt{\mathrm{Re}}$; пунктир-точка при $f_Л = 1 + 0.136\,\mathrm{Pr}^{-1/3}\,\mathrm{Re}^{0.6}$.

Рис. 25. Зависимость коэффициентов теплообмена $\sim_Л^T$ и $\sim_T^T$ от радиуса при ламинарном и турбулентном пограничном слоях соответственно.

Расчёты $\sim_T^T$ подтверждают сделанный выше вывод о турбулентности воздушного потока и пограничного слоя воздуха. Изменение коэффициента теплообмена $\sim_л^T$, соответствующего ламинарному обтеканию градины, как видно из рис. 25, с изменением её радиуса существенно, в то время как $\sim_T^T$, соответствующее условию частично турбулизированного пограничного слоя, меняется сравнительно слабо. Относительное изменение $\sim_л^T$ в пределах значений радиуса градины (0.4÷3) см примерно равно 0.92, а относительное изменение $\sim_T^T$ в том же интервале равно примерно 0.23.

Результаты численных расчётов для случаев, приведённых на рис. 24, даны в таблице 5, где $\sim_л^T = 2.92 \cdot 10^{-3} R^{-0.25}$; $\sim_T^T = 3.24 \cdot 10^{-3} R^{-0.1}$.

Таблица 5. Характеристики параметров теплообмена ледяных сфер, обдуваемых потоком воздуха с учётом влажности и температуры воздуха.

$T_в$, ^{0}C	e, мб	R, см	$\sim_э \times 10^3$	$\sim_T^T \times 10^3$	$\sim_л^T \times 10^3$	$\sim_T^T / \sim_э$	$\sim_л^T / \sim_э$
5.3	7.2	1.87	4.39	3.14	2.57	0.717	0.587
5.3	7.5	1.78	4.35	3.14	2.60	0.722	0.599
14.4	7.0	1.78	5.00	3.14	2.60	0.629	0.520
20.0	12.3	1.87	5.00	3.14	2.57	0.717	0.514
20.0	12.3	1.85	4.96	3.14	2.57	0.633	0.51

4.2. Таяние градин в потоке тёплого водного аэрозоля.

Теперь рассмотрим особенности таяния ледяных сфер в потоке капель воды, создаваемых тонкой струёй, дробящейся в воздушном потоке с v ≈ 30 м/с (детали см. ниже). Запишем уравнение баланса тепла для единичной массы градины:

$$Q_m = \frac{B_2}{R^{1.1}}\left(f_{\Delta T} + k_{\Delta e} + l_q R^{0.6}\right); \qquad (9)$$

где $B_2 = 3/4®°_{г}$, $f_{\Delta T} = \frac{0.544®ª_{в}}{\sqrt[3]{3к}}\left(\frac{2A}{¬}\right)^{0.6}\Delta T$; $k\Delta e = \frac{0.544®LD}{\sqrt{\mathrm{Pr}}}\left(\frac{2A}{¬}\right)^{0.6}\Delta e$; $l_q = ®A\left(q\overline{E}\right)c\Delta T -$ известные обозначения. Запись уравнения (9) произведена для лейбензоновского случая теплообмена градины сферической формы с обтекающим его воздушным потоком. Из (9) виидно, что с уменьшением размеров градины вклад третьего слагаемого (тепло, приносимое тёплыми каплями, захваченными градиной при столкновении) заметно убывает. Это дтверждатеся данными экспериментов Химач (1954) на миллиметровых ледяных частицах (Глава 2). В расчётах Мучника и Шмуклера (1954) при оценке роли этого члена эффективная водность принималась в среднем равной 1 г/см^3. В нижней части Cb, дающего ливневые осадки и град, по вей вероятности, водность заметно превосходит принятые значения, и роль третьего слагаемого должна возрасти. В большинстве случаев град выпадает одновременно с жидкими ливневыми осадками, поэтому толщина слоя, где необходимо учесть этот эффект, существенно превосходит те значения, которые приняты в известных работах (Мучник и Шмуклер, 1954; Гейвандов и Мазин, 1953). В условиях Алазанской долины в сезон градобитий длина пути падения градины ниже нулевой изотермы в тёплой части облака и в зоне осадков до поверхности земли составляет около (3 ÷ 3.5) км. Таким образом, толщина слоя, где необходимо учитывать столкновения с тёплыми каплями воды, почти вдвое превосходит максимальные величины, принятые в упомянутых работах. Выполненные по формуле (9) оценки показывают, что вклад водности в общий баланс тепла, расходуемого на таяние градин, может достигать 30 %. В связи с этим представляет интерес исследовать этот вопрос экспериментально. Опыты по изучению таяния градин в потоке тёплого водного аэрозоля проводились с помощью описанной выше установки. В воздуходувную трубу специальным патрубком подводилась и пульверизировалась вода, расход которой можно было регулировать и поддерживать в течение эксперимента на заданном уровне с достаточной точностью. Увлекаемый воздушным потоком водный аэрозоль попадал в рабочую часть установки, конический раструб с частыми отверстиями на боковой поверхности, в котором находилась взвешенная в воздушном потоке сферическая ледяная частица радиусом R = 1/85 см. Опыты проводились при одинаковых температурах и влажности воздуха; расход воды W^* менялся в диапазоне (0.9 ÷ 1.82) г/с. Непосредственных измерений водности и спектра размеров капель в рабочей части установки не производилось. Поэтому на графиках фигурирует не водность, а расход воды W^*. Однако, по результатам измерений скорости таяния ледяных сфер во времени можно установить зависимость между водностью q и величиной W^*: (1) до значений водности, равной 4 г/м^3, зависимость линейная $q = 4.37W^*$; (2) при бóльших

значениях, чем 4 г/м^3, зависимость становится квадратичной $q \sim W$ $q \sim W^{*2}$. На рис. 26 приведены графики зависимости изменения среднеобъёмного радиуса градины от времени при различных W^*. Анализ этих кривых показывает, что скорость уменьшения радиуса возрастает с увеличением расхода W^*. Даже при минимальных значениях W^*= 0.91 г/с изменение радиуса градины в единицу времени, вызванное наличием водного аэрозоля в потоке воздуха, составляет более 20 % от всего изменения. При расходе W^* = 1.81 г/с эта величина достигает 68 %.

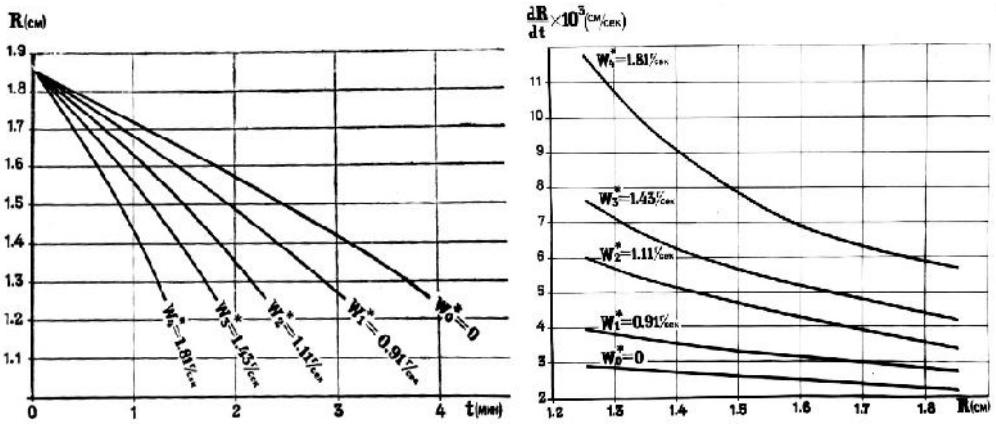


Рис. 26. Таяние ледяных сфер при различных значениях W^*.

Рис. 27. Зависимость скорости изменения среднеобъёмного радиуса от R при различных значениях W^*.

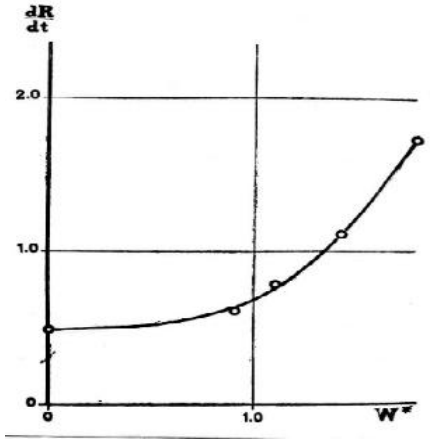


Рис. 28. . Зависимость скорости изменения среднеобъёмного радиуса от величины W^*.

Более чётко зависимость скорости таяния градин от W^* видна на графике рис. 27**.** Характерно, что при больших водностях её малые изменения приводят к значительному изменению скорости таяния градин, в то время как те же изменения при малых водностях практически не влияют на этот процесс. Ход кривых на рис. 26 показывает, что зависимость (R, τ) не является линейной и степень её нелинейности возрастает с увеличением водности. Таким образом, по данным экспериментов при постоянной водности скорость таяния градин с уменьшением их радиуса заметно увеличивается. Это хорошо видно на рис. 28, где приведены графики зависимости dR/d^2 от R при различных расходах

воды W^*. Ход этих кривых не согласуется с данными теоретических расчётов. Как известно, скорость изменения радиуса градин при таянии без учёта покрывающей их плёнки воды выражается формулой:

$$\frac{dR}{d\tau} = -\frac{1}{L_л \rho_л}\left[500\Delta T q \bar{E} R^{0.5} + \left(a_в \Delta T + LD\Delta e\right)R^{-1} + \left(\sim LD\Delta e + \ a_в \Delta T\right)R^{-0.1}\right], \quad \text{(в)}$$

где $\sim = 19.8 D^{-1/3} \nu^{-4/15}$; $= 19.8 a^{-2/3} \nu^{-4/15}$; a^2 – коэффициент температуропроводности воздуха (Мучник и Шмуклер, 1954).

Из этого выражения хорошо видно, что при q = 0 с уменьшением радиуса градины величина $dR/d\tau$ растёт. А отсюда следует, что соответствующая кривая на рис. 27 качественно согласуется с теоретической зависимостью. Иначе обстоит дело для тех кривых, где $W^* \neq 0$. Используя (в), для критического значения водности $q_{кр}$, при $dR/d\tau = const$, легко получить выражение:

$$q_{кр} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{\Delta T}\left[\left(a_в \Delta T + LD\Delta e\right)R^{-1.5} + 0.1\left(\ a_в \Delta T + \sim LD\Delta e\right)^{-0.6}\right]. \quad (10)$$

Если водность среды меньше $q_{кр}$, очевидно, что с уменьшением радиуса градины скорость её будет возрастать. В неизменных условиях с уменьшением радиуса градины значение $q_{кр}$ растёт, и в процессе таяния может так случиться, что сначала $q_{кр}$ < q, а затем с некоторого момента времени окажется $q_{кр}$ > q. Иначе говоря, сначала во время таяния градин скорость их таяния будет убывать, а в последующем – возрастать. В таблице 6 приведены значения $q_{кр}$, рассчитанные по формуле (10) для условий эксперимента.

Таблица 6. Расчётная водность воздушной струи в раструбе установки (Рис. 21).

R, см	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0	0.8	0.6	0.5	0.4	0.3
q, г/м^3	1.84	2.01	2.24	2.50	2.86	3.33	4.30	5.03	7.63	8.16

Легко видеть, что $q_{кр}$ претерпевает изменения и может достигать величин, которые соизмеримы со значениями водности, встречаемых в мощно-кучевых и ливневых облаках.

4.3. Деформация градин в процессе таяния.

О сплющивании закреплённых градин при росте, сообщалось в экспериментальных работах, рассмотренных в главе 2. Теплообмен сплющенных градин с воздушным потоком протекает иначе, чем сферических и рассчитывается с помощью уравнения:

$$L_л \frac{dm}{d\tau} = \frac{\chi \ \mathrm{Re}^{0.5} S}{l}\left(a_в \Delta T \sqrt[3]{\mathrm{Pr}} + LD\Delta e \sqrt[3]{Sc}\right),$$

где χ – фактор формы, m – масса градины, S – площадь поверхности градины, l – характерная длина градины.

Обобщая результаты известных экспериментальных работ по росту градин (Маклин, 1963; Маклин и Ладлам, 1963; Лист, 1960) для зависимости χ от степени сплющенности градины α

(отношения малой полуоси эллипсоида вращения к большой) и коэффициента лобового сопротивления c_D от α, получим:

$$¡ = 1 - 0.25\sim , \quad c_D = 0.86 - 0.41\sim . \qquad (11)$$

Для изучения сплющивания градин в процессе таяния были проведены эксперименты на ледяных сферах, свободно взвешенных и, для сравнения, закреплённых в потоке воздуха. При температуре воздуха 14 ^{0}C продолжительность каждого опыта составляла (3 ÷ 4) мин, что соответствует времени таяния градины с радиусом R = (1 ÷ 2) см при падении в тёплой части чистой атмосферы. Для выяснения роли других факторов, кроме экваториального пояска талой воды, были проведены опыты со снятием этого слоя воды с помощью охлаждённой фильтровальной бумаги.

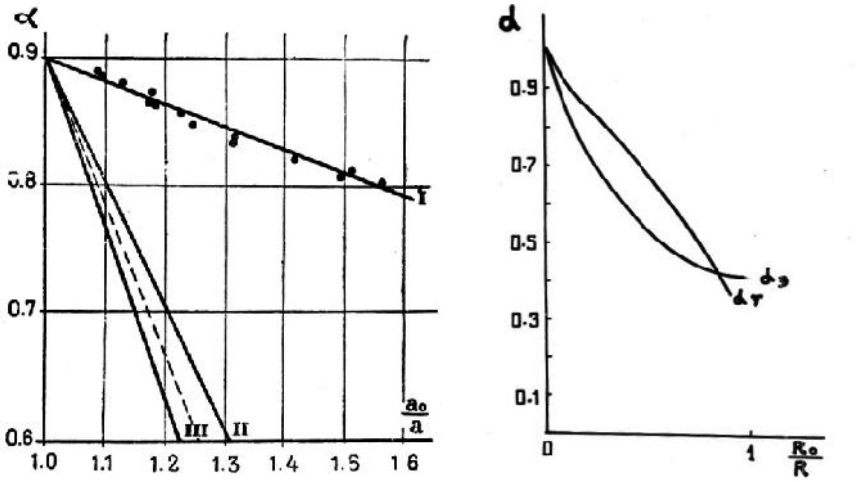


Рис. 29. Зависимость степени сплющивания градины от начального значения большой полуоси к её последующему значению в процессе таяния: I – снимается экваториальный слой талой воды; II – таяние свободно-взвешенной градины в чистом воздухе; III: пунктир – случай свободно-взвешенной градины в потоке водного аэрозоля; сплошная линия – случай закреплённой градины. Рис. 30. Экспериментельная и теоретическая кривые зависимости степени сплющенности градины ($\sim_Э$ и $\sim_T$) в процессе таяния в свободно-взвешенном состоянии от R_0/R.

Результаты представлены на рис. 29 кривой I, которая показывает линейную зависимость степени сплющивания от отношения между начальным значением большой полуоси эллипсоида вращения и изменённым её значением (a_0/a) в процессе таяния. Переходя от геометрии эллипсоида (a_0/a) к геометрии сферы (R_0/R), результаты рис. 29 можно представить в виде эмпирических формул.

В случае таяния ледяной частицы со снятием слоя воды (кривая I) имеем:

$$\sim \approx \sim_0 + 0.18\left(1 - R_0 / R\right); \qquad (12)$$

в случае таяния ледяной частицы, свободно взвешенной в потоке воздуха (сплошная кривая II) и в потоке тёплого водного аэрозоля (пунктирная кривая II), имеем:

$$\sim \approx \sim_0 + \left(1 - R_0 / R\right); \qquad (13)$$

в случае таяния в потоке тёплого водного аэрозоля закреплённой частицы (кривая III) имеем:

$$\sim \approx \sim_0 + 1.2\left(1 - R_0 / R\right). \qquad (14)$$

Анализ двух последних формул показывает, что первоначально сферическая градина в пределе превращается в круглую дискообразную пластинку с диаметром, равным половине своего начального значения. Расчёты по теоретической формуле (6**)** для градин с различными начальными радиусами, с толщиной слоя воды $h \approx 200 / v$ см. Эмпирическая формула получена фиксацией толщины слоя воды в пояске (скоростной киносъёмкой) и скорости обдува ледяной сферы (см. п. 4.4). Результаты представлены на рис. 30. Снизу проведена экспериментальная кривая, полученная доведением до конца таяния одной частицы. Расхождение в изгибе вызвано тем, что теория учитывает только радиальные потоки тепла через жидкую плёнку покрывающей градину воды, в то время как, наряду с радиальными, в экваториальном пояске талой воды имеются имеются и боковые потоки тепла. Кроме того, расчёты температуры поверхности слоя воды по формуле (2), представленные в таблице 7, дают довольно высокие значения для реальных толщин слоя. Ввиду сильного перемешивания воды в последнем, теплообмен в экваториальном сечении должен возрасти, и, стало быть, сплющивание градины должно тормозиться, что и наблюдается в действительности.

Таблица 7. Зависимость температуры поверхности плёнки воды T_1(^{0}C) при различных значениях толщины плёнки воды h (см), радиуса R (см) и температуры воздуха $T_в$(^{0}C)

	R = 0.5						R = 1.0				
T_1/h	0.01	0.02	0.04	0.06	0.10	T_1/h	0.01	0.02	0.04	0.06	0.10
$T_в$= 5	2.81	3.61	4.22	4.46	4.67	$T_в$ = 5	2.56	3.40	4.06	4.33	4.60
= 10	5.61	7.20	8.40	8.91	9.39	= 10	5.12	6.79	8.14	8.72	9.20
= 15	8.44	10.80	12.60	13.40	14.00	= 15	7.67	10.30	12.20	13.00	13.80
= 20	11.20	14.40	16.80	17.85	18.80	= 20	10.20	13.50	16.30	17.40	18.40
	R = 1.5						R = 2.0				
T_1/h	0.01	0.02	0.04	0.06	0.08	T_1/h	0.01	0.02	0.04	0.06	0.07
$T_в$= 5	2.45	3.28	3.97	4.26	4.45	$T_в$ = 5	2.35	3.20	3.92	4.23	4.32
= 10	4.90	6.59	7.95	8.56	8.89	= 10	4.71	6.41	7.83	8.45	8.65
= 15	7.34	9.86	12.00	12.80	13.30	= 15	7.07	9.60	11.70	12.70	12.90
= 20	9.80	13.20	15.90	17.10	17.70	= 20	9.41	12.80	15.60	16.90	17.30

Для отношения скорости уменьшения малой полуоси $\dot{b}$ сплющенного эллипсоида вращения к скорости уменьшения большой полуоси $\dot{a}$ были получены следующие эмпирические формулы: (1) при таянии незакреплённой градины в чистом воздухе $\dot{b}/\dot{a} = 1 + \sim_0$; (2) при таянии градины в потоке тёплого водного аэрозоля $\dot{b}/\dot{a} = 1.1 + \sim_0$; (3) при таянии закреплённой градины в потоке чистого воздуха или в потоке тёплого водного аэрозоля $\dot{b}/\dot{a} = 1.2 + \sim_0$. Итак, слабое изменение степени сплющенности градины в случае со снятием слоя воды (рис. 29, кривая I), очевидно, вызвано турбулентностью следа воздушного потока в кильватере. Вклад, вносимый ею в общую деформацию,

составляет примерно 10 ÷ 15 %. В этом случае градина равномерно обтаивает со всех сторон. Коль скоро градина покрывается слоем воды в экваторе, кривые изменения степени сплющенности ~ в процессе таяния градин расходятся значительно друг от друга: большой наклон кривой III относительно кривой II означает, что в потоке водного аэрозоля градина парит более устойчиво, чем в потоке чистого воздуха. Согласно настоящим данным линейная зависимость между среднеобъёмным радиусом и временем таяния нарушается, так как, сплющиваясь, градина тает быстрее, чем если бы она сохраняла сферическую форму. Кроме возрастания интенсивности теплообмена за счёт сплющивания, интенсивность теплообмена увеличивается также за счёт возрастания количества захватываемой градиной воды в единицу времени по сравнению с равновеликой сферической частицей.

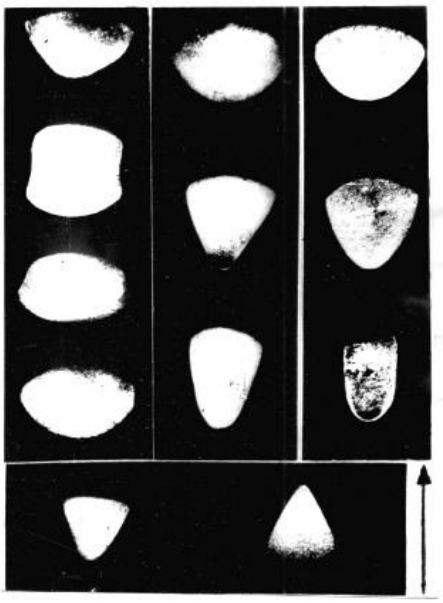


Рис. 31. Формы, принимаемые ледяными сферами при различных условиях обдува. Внизу даны формы, возникающие первоначально коническими ледяными частицами, разноориентированными по отношению к потоку.

Форма, принимаемая градиной в процессе роста или таяния, зависит от распределения жидкой воды на её поверхности. Последнее же главным образом определяется величиной скорости воздушного потока. В опытах (Гвелесиани, 1966), посвящённых изучению эволюции формы и спектра сдутых с поверхности градин капель талой воды при различных условиях обдува, скорости воздушного потока доводились от нескольких м/с до 30 м/с. Воздушный поток в опытах не был ламинизирован. На рис. 31 в левом столбце представлены формы, полученные из ледяных сфер при вертикальном обдуве со скоростями 2.5 м/с, 5 м/с, 10 м/с и 20 м/с. Соответственно сверху вниз расположены коническая, гантельная, эллипсоидальная и полусферическая формы градин. При скоростях обдува 2.5 м/с талая вода накапливается на наветренной стороне градины, представляя собой дополнительное термо-сопротивление. В результате скорость продвижения фронта таяния уменьшается, и градина вытягивается, принимая коническую форму. При бóльших скоростях в

нижней части градины начинает образовываться поясок талой воды. С увелы, как показывают наблюдения, с увеличением скорости поясок поднимается к экватору градины. В частности, при v = 5 м/с жидкий поясок находится в средней части нижней полусферы; за ней возникают завихрения, теплообмен в средней части градины возрастает, и градина суживается, образуя гантельную форму или форму, схожую с катушкой. Сравнивая результаты обдува с v = 10 м/с и 20 м/с и выше, видим, что в первом случае получается именно форма сплющенного эллипсоида вращения, а во втором случае образуется полусфера. Во втором и третьем столбцах рис. 31 представлены формы, принимаемые ледяными сферами в кильватере равной частицы (второй столбец слева) и в кильватере частицы дважды большего радиуса (третий столбец слева). Ледяные частицы, помещённые рядом в контакте, почти не влияют друг на друга. Частицы, находящиеся в гидродинамической тени другой частицы, вытягиваются и принимают сфероконическую форму различной вытянутости в зависимости от расстояния (Δx) между ними. Верхняя форма получена при $\Delta x \geq 3R/2$, а при $0.5R < \Delta x < R$ получена следующая форма. При одинаковой длительности процесса таяния конус, полученный при $\Delta x = 0$ (нижние формы), более , чем 1.6 раз вытянут, чем во втором случае $\Delta x = 3R/4$, где R – радиус передней сферы. При таянии в потоке тёплого водного аэрозоля качественно получается такой же результат, потому что из-за захвата всей массы налетающих капелек воды таяние кильватерной градины происходит фактически так же, как в предыдущих условиях. Интенсивность теплообмена в турбулентном следе вблизи тыловой части градин, как показывают наблюдения, примерно дважды превосхзодит её значение на удалении $0.5R < \Delta x < R$, в то ремя как в последнем случае таяние происходит примерно на (10 ÷ 15) % нее, чем на удалении $\Delta x >$ (1.5 ÷ 2)R. Но образование конических форм вызвано стеканием талой воды к наветренной части градины и отмеченным эффектом турбулентности потока воздуха в тыловой её части. На рис. 31 внизу приведены две разно-ориентированные по отношению к воздушному потоку первоначально одинаковые конические градины. Стрелка указывает направление потока. На частице, ориентированной основанием вниз (левая градина), из-за наличия большого слоя воды обтекание вдоль диаметра основания протекает медленнее, чем во втором случае. Вершина конуса менее притуплена, по всей вероятности, из-за того, что её обтачивает с боков турбулентный след. В случае конуса, ориентированного вершиной вниз, имеет место характерное сплющивание.

4.4. Распределение талой воды на градине. Спектр размеров сорванных воздушным потоком капель воды с поверхности ледяной сферы.

В следующей серии экспериментов изучался спектр размеров капель, сорванных с поверхности ледяных сфер, тающих в в воздушном потоке при различных его скоростях. Снятие проб осуществлялось на масле (рис. 32) и на фильтровальной бумаге. Механика отрыва капелек изучалась применением скоростной киносъёмки.

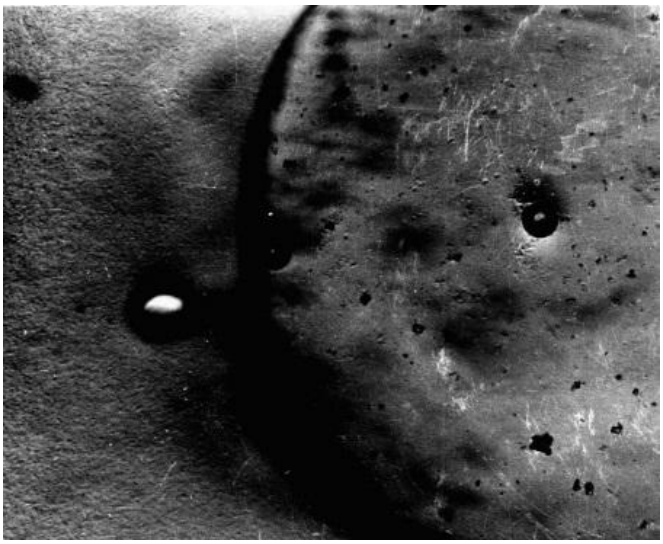


Рис. 32. Проба капель на масле. Чётко очерчена граница крупной капли.
Видны мелкие капли (×120).

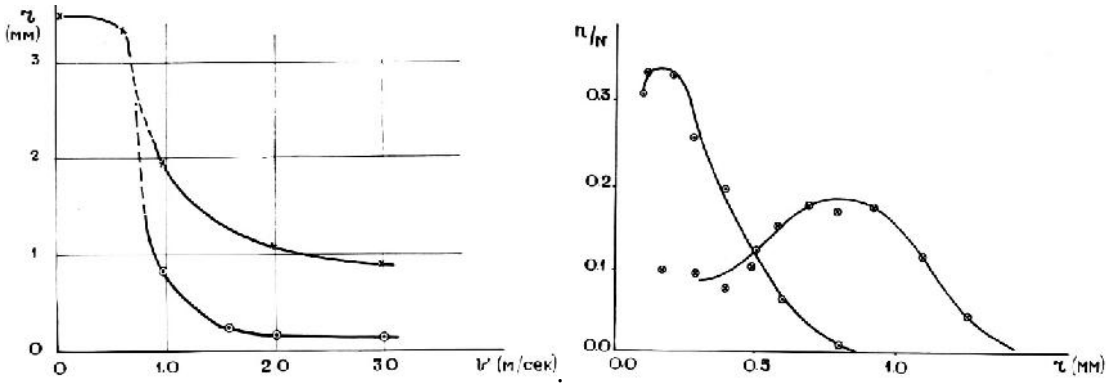


Рис. 33. Зависимость радиуса капель максимального размера (верхняя кривая) и наиболее часто встречаемого размера (нижняя кривая) в данном спектре капель при различных скоростях воздушного потока.

Рис. 34. Спектр размеров капель, сорванных с поверхности градины при таянии. Кривая слева соответствует скорости обдува v = 30 м/с., справа – скорости v = 10 м/с.

На рис. 33 представлена кривая зависимости радиуса капель наибольшего размера в данном спектре от скорости воздушного потока (верхняя кривая) и кривая зависимости радиусов капель модального размера от скорости обдува (нижняя кривая). В промежутке скоростей воздушного потока (15 ÷ 30) м/с отношение диаметров капель наибольшего и модального размеров лежит в пределах (5 ÷ 7). При скорости v = 10 м/с оно равно 2. Дальше, т.е. с уменьшением скорости, дело сводится к отрыву отдельных капель, которые затем разбрызгиваются, давая 2 – 3 крупные капли. В интервале скоростей (0 ÷ 3) м/с отрываются примерно одинаковые гигантские капли с радиусом $r_к$ = 3.5 мм. При очень высоких температурах (~50 ^{0}C) размеры отрывающихся капель несколько меньше данного значения ввиду быстрого таяния ледяных сфер и уменьшения поверхностного натяжения воды, давая значения $r_к$ = (3.1 ÷ 3.2) мм. Наиболее трудно-изучаемые области отмечены пунктирной

линией. На рис. 34 показано распределение капель по размерам при скоростях обдува (15 ÷ 30) м/с. Как видно из графика при v = 10 м/с, кривая сильно размыта и максимум её лежит в области крупных капель, $r_к$ ~ 0.8 мм. При v = 30 м/с кривая суживается и перетягивается к более однородному спектру; максимум её приходится на капли радиусом $r_к$ ~ 0.2 мм. Не приводятся графики для v = (10 ÷ 30) м/с, так как, начиная с 15 м/с и выше, кривые очень близко подходят к графику v = 30 м/с. (Такие детали, как вовлечение мелких капель в гидродинамическую тень крупной градины, их закручивание в турбулентную струю за градиной, наблюдаемые в настоящих экспериментах, могущие оказаться существенными в процессе роста градин – тема специального исследования (см. Глава I и Хоргуани, 1984)).

Для изучения кинетики процесса накопления талой воды на градине и отрыва капелек от её поверхности проводились опыты на охлаждённых до –12 ^{0}C ледяных сферах, свободно парящих в вертикальном потоке воздуха. Температура воздуха в экспериментах была между 5 ^{0}C и 16 ^{0}C. Промежуток времени между отрывами групп капелек зависел от интенсивности таяния градин. При температурах воздуха T > 5 ^{0}C процесс отрыва капелек бытро устанавливался, приближаясь с повышением температуры воздуха к однородному характеру. Первый отрыв при T = (12 ÷ 16) ^{0}C наблюдался в пределах одной миуты. Наименьшее время отрыва капелек равнялось 15 с. После отрыва первых нескольких капелек отрывается примерно 30 капелек, затем – группа из 100 ÷ 150 капель. После этого отрыв капель устанавливается и носит, можно сказать, непрерывный характер. Масса воды Δm, удерживаемая градиной размера, R ~ (0.3 ÷ 3) см и более, свободно падающей в воздухе, – величина постоянная, равная ~ 1.2 г. Любопытно, что она порядка массы леннардовой капли (!).

Обработка кинокадров пульсаций слоя воды в экваторе показывает, что средняя её толщина пропорциональна размеру максимальных капель в спектре сорванных капель, получаемых при заданной скорости обдува. В области скоростей v > 10 м/с толщина экваториального слоя

$$h_{сл} \sim const / v . \qquad (15)$$

С точностью до 30 % средняя толщина экваториального слоя воды, получаемого при обдуве ледяной сферы со скоростями (15 ÷ 20) м/с, соответственно была равна (1.7 ÷ 1.5) мм, что неплохо согласуется со сделанными по формуле (5′), где $\sim^{1/4} \approx 1$, теоретическими оценками:

$$h = (M-1)^{a} R^{1/4} / 0.3 \left(\frac{2A}{\nu}\right)^{1/2} \left(\lambda_в \sqrt[3]{\mathrm{Pr}} + LD \sqrt[3]{Sc}\right). \qquad (5'')$$

Используя экспериментальные значения $M = \dot{b}/\dot{a}$, и полагая для частицы с радиусом R = 1.5 см, получаем h ≈ 1.8 мм. Для закреплённой и свободно взвешенных в воздушном потоке ледяных сфер с радиусом R = 1.8 см величина $h_{сл}$ оказывается соответственно равной 1.7 мм и 1.3 мм. Как видим, в силу условия $h_{сл} \sim v^{-1}$ согласие между теорией и экспериментом вполне удовлетворительное. Отметим, что отрыв капелек из экваториального пояска не происходит одновременно со всех сторон (Бланчард, 1957; Моссоп и Киддер, 1961; Женев, 1966), а носит локальный характер, особенно при скоростях обдува v < 20 м/с. Отрыв капель воды с поверхности

градин сопровождается накоплением на них электрического заряда. С целью измерения его величины были проведены эксперименты с тающими ледяными сферами 3 см размера при различных скоростях их обдува воздушным потоком. Температура и влажность воздуха во время опытов оставались практически неизменными. Измерение потенциала ледяной сферы осуществлялся с помощью динамического электрометра системы ГГО. Опыты показали, что для скоростей между 14 м/с и 23 м/с и температуре воздуха T ~ 20 ^{0}C установившийся электрический потенциал ледяных сфер соответственно менялся от 2 В до 3 В. Зависимость степени заряжения ледяной частицы от размеров срываемых капель пока не установлена, но очевидна её зависимость от интесивности таяния градин (следовательно и интенсивности отрыва капель), а при больших размерах градин, дополнительно, и – от спектра размеров мельчайших срываемых капель воды. Можно полагать, что в процессе разделения зарядов в конвективных облаках немаловажную роль играет электризация отрывающихся от градин и уносимых восходящими потоками воздуха капель в верхние слои облака совместно с переохлаждёнными каплями, сорванными с поверхности градин в режиме их “мокрого” роста в холодной части облака (см. также Блиадзе, 2005).

В экспериментальных работах (Beard, Pruppacher, 1969; Pruppacher, Beard, 1970) детально изучалась как деформация крупных капель, свободно парящих в воздушном потоке, так и циркуляция жидкости в самой капле. Последние результаты были использованы нами в работах (Гвелесиани, 1971; Гвелесиани, 1972).

4.5. Гидродинамика и критерии дробления капель и жидких плёнок воды

1. Гидродинамика и критерии дробления капель и жидких плёнок воды, сдуваемых с поверхности ледяных частиц различной формы (сфера, эллипсоид, конус) и размера, свободно парящих в воздушном потоке, исследовались в работах (Гвелесиани,1967–1973; Маурин, 1969). Для капель воды, деформированных в виде симметричных и антисимметричных сплющенных эллипсоидов вращения, были получены следующие формулы (Гвелесиани, 1971):

$$C_D = \frac{8\rho g}{3\rho_{air} v^2}\, r\varepsilon^{2/3}, \quad C'_D = \frac{4\rho g}{3\rho_{air} v^2}\, r\varepsilon^{2/3}\left[2+\beta(1-\beta)\right], \quad \varepsilon = 1{,}03 - 1{,}24\, r, \qquad (16)$$

где C_D, C'_D, ρ, r, v соответственно коэффициенты лобового сопротивления сплющенного симметричного и антисимметричного эллипсоидов вращения, радиус капли (в см), установившаяся скорость падения капли, g – ускорение силы тяжести, $\varepsilon = c/a$ – степень деформации капли, равная отношению малой полуоси к большой, β – степень асимметрии сплющенной капли, равная отношению расстояния между базисной плоскостью и экваториальным сечением к расстоянию от экваториального сечения до полюса капли.

Соответственно безразмерные критерии (Bond, Laplace, Weber, Reynolds), характризующие деформацию капли её дробление, коэффициент лобового сопротивления для деформированных больших капель $0.15 \div 0.40$ см радиуса выражаются в виде формул (Гвелесиани, 1971):

$$B \approx 36.1\left(1-£\right)^{1,7}, \quad \mathrm{Lap} = \mathrm{We} = 2.58\cdot 10^{-3}\,\mathrm{Re}, \quad C_D \approx 1.21 - 0.79\varepsilon. \qquad (17)$$

В таблице 1, на основе экспериментальных данных (Beard, Pruppacher, 1969; Pruppacher, Beard, 1970) для капель с радиусом r < 0.04 см даны результаты расчётов (Гвелесиани, 1971) гидродинамических характеристик капель при их свободном падении в атмосфере.

Таблица 1. Гидродинамические характеристики капель воды, свободно парящих в вертикальной струе воздуха (Гвелесиани, 1971).

r_o, cm	ε	v, cm/s	Re	Lap	B	C_D	C'_D
0.400	0.534	920	6030	14.12	8.53	0.68	0.76
0.368	0.574	920	5400	12.68	7.23	0.65	0.71
0.290	0.670	917	4050	9.40	4.49	0.58	0.60
0.265	0.700	913	3630	8.41	3.74	0.55	0.57
0.172	0.816	846	2310	4.80	1.61	0.46	0.47
0.135	0.863	770	1460	2.84	0.97	0.45	0.45
0.043	1.000	351	202	0.189	0.087	0.75	0.75
0.035	1.000	289	136	0.100	0.058	0.91	0.91
0.016	1.000	119	25	0.008	0.011	2.30	2.30
0.013	1.000	98	17	0.004	0.008	3.05	3.05

В работе **(**Гвелесиани, 1972**)** на основе собственных и известных экспериментальных результатов (Randall, 1965**;** Гвелесиани, 1967, 1969-1973) методом наименьших квадратов были получены следующие эмпирические соотношения: (а)

дробление капель критического размера:

$$\frac{r_{cr}}{\lambda_{cr}} \approx 1.55\,\mathrm{Lap}^{-0.50}\mathrm{N}^{-0.09},\ \frac{\bar{r}}{r_{cr}} \approx 1.15\,\mathrm{Lap}^{-0.19}\,\mathrm{M}^{-0.01},\ \mathrm{B} \approx 15.5\,\mathrm{Lap}^{2.2}\,\mathrm{Re}^{-0.7}; \qquad (18)$$

(б) сдув жидкой плёнки талой воды с ледяной сферы:

$$\frac{\bar{r}}{r_m} \approx 0.12\,\mathrm{Lap}^{-0.98}\,\mathrm{M}^{-0.28},\ \mathrm{Lap}' \approx 0.02\,\mathrm{Re}^{0.5},\ \mathrm{Lap}'' \approx 2.3\cdot 10^{-6}\,\mathrm{Re}^{1.5}; \qquad (19)$$

(в) сплющивание переохлаждённой капли на поверхности ледяной подложки:

$$\gamma = \frac{r_1}{h} \approx 5.96\cdot 10^{-3}\,\mathrm{Re}^{1.02}\,\mathrm{We}^{0.25}\,\mathrm{Fr}^{0.06},\ \frac{r_1}{r} \approx 0.78\,\mathrm{We}^{0.22},\ \mathrm{S} \approx 0.94\,\mathrm{We}^{0.1}; \qquad (20)$$

(г) столкновение переохлаждённой капли с электрически заряженной плоской ледяной поверхностью:

$$r'_{cr} = (1 - \alpha\,\mathrm{Lap}')r_{cr},\ \mathrm{S} \approx 6.84\cdot 10^{-8}\,\mathrm{Lap}'^{1.33}, \qquad (21)$$

где $\mathrm{Re} = 2vr/\nu$, $\mathrm{B} = \rho L^2 g/\sigma$, $\mathrm{Lap} = 2\rho_1 v^2 r/\sigma$, $\mathrm{M} = \mu/2\rho\sigma r$, $\mathrm{N} = \mu/\mu_1$, $\mathrm{Fr} = v^2/2rg$, $\bar{r}$, r_m – соответственно средний и максимальный радиусы капель в спектре дробления и сдутых с поверхности тающей ледяной сферы; r_1 – радиус основания капли, расплющенной на ледяной подложке, h – расстояние от вершины капли до ледяной подложки; S – отношнение площади

поверхности контакта капли с ледяной подложкой к площади поверхности остальной части капли; r'_{cr} – критический радиус электрически заряженной капли, Lap' – электрический аналог критерия дробления жидкости, α – постоянная; μ, μ_1 – значения динамической вязкости воды и воздуха, соответственно; ρ, ρ_1 – соответственно потность воды и воздуха.

Формула (8) получена на основе экспериментальных работ (Габарашвили, Гвелесиани, Карцивадзе, 1969; Габарашвили, Гвелесиани, 1970; Гвелесиани, 1973; Brownscombe, Hallett, 1967). Анализ результатов экспериментов с каплями переохлаждённой воды, сталкивающихся с ледяной поверхностью, показывает, что характер сплющивания капель определяется отношением скорости процесса кристаллизации воды и тепла через ледяную подложку и воздух и существенно зависит от степени переохлаждения капли и величины электрического потенцияла подложки. Формула (21) хорошо описывает сплющивание тёплых капель воды, которые не разбрызгиваются при столкновении с электрически нейтральной подложкой (Stocker, 1946; Гвелесиани, 1970).

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 1.2\left(1-a_0/a\right),\ \varepsilon = \varepsilon_0 + \left(1-a_0/a\right),\ \varepsilon = \varepsilon_0 + 1.1\left(1-a_0/a\right); \qquad (22)$$

$$\dot{c}/\dot{a} = 1.2 + \varepsilon_0, \qquad \dot{c}/\dot{a} = 1 + \varepsilon_0, \qquad \dot{c}/\dot{a} = 1.1 + \varepsilon_0; \qquad (23)$$

индекс нуль соответствует начальному значению величин, точки над ними означают скорость изменения размера во времени; первые формулы соответствует таянию закреплённой ледяной сферой в чистом воздухе или в потоке тёплого водного аэрозоля; вторые формулы соответствуют таянию ледяных частиц в чистом воздухе, третья формула соответствует таянию ледяной частицы в потоке тёплого водного аэрозоля.

Сплющивание тающей ледяной сферы происходит из-за более медленного таяния льда под слоем воды в экваториальном сечении, чем в её оголённой передней части и интенсивного таяния в турбулизованном потоке воздуха в тыловой части ($\dot{a} << \dot{c}$). Для количественного сравнения тающей ледяной сферы с пояском воды и без него были произведены опыты со снятием пояска воды в экваториальном сечении с помощью фильтровальной бумаги). Сплющивание в этом случае было слабее в $5 \div 6$ раз и имело вид (Гвелесиани,1970 и1972):

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 0{,}18\left(1 - a_0/a\right). \qquad (24)$$

2. В работе (Гвелесиани, 1973) для эффективных чисел Нуссельта, Nu, описывающих теплообмен ледяных сфер диаметром 3.6÷3.8 см в аэродинамической трубе и чистом воздухе при сбросе их в атмосфере с высот 200 ÷ 2000 м с борта вертолёта (Гвелесиани, 1970), были получены следующие формулы:

$$Nu_1 \approx 0.42\,Re^{0.57},\ \ Nu_2 \approx 0.42\,Re^{0.54},\ v_i = \left(8\rho_i g\, R/3\rho_{air} C_D\right)^{1/2}. \qquad (25)$$

Теплообмен сплющенных ледяных сфер со струёй воздуха рассчитывался посредством уравнения теплового баланса:

$$L_i \frac{dm}{dt} = 0.5\,Nu\,(\text{¡}, \Pr, \mathrm{Re})\frac{S}{l}\left(\text{а}_{вх}\,\Delta T\sqrt[3]{\Pr} + L\,D\,\Delta e\sqrt[3]{Sc}\right), \qquad (26)$$

где m, S и l – соответственно, масса, площадь поверхности и характерная длина ледяной частицы; χ – фактор формы; Pr и Sc – числа Прандтля и Шмидта; ΔT и Δe – перепад температуры и упругости водяного пара между поверхностью льда и воздухом; $a_{вх}$ и D – соответственно коэффициенты теплопроводности воздуха и диффузии водяного пара в воздухе.

Когда струя воздуха в аэродинамической трубе ламинарна, теплообмен между воздухом и ледяной частицей описывается числом Нуссельта

$$Nu = 0{,}6\chi Pr^{-1/3} Re^{0{,}5}. \qquad (25')$$

Для частично турбулизированного пограничного слоя число Нуссельта равно

$$Nu = 0{,}27\chi Pr^{-1/3} Re^{0{,}6}. \qquad (25'')$$

В работах (Гвелесиани, 1967; Гвелесиани, 1970), на основе анализа экспериментальных данных работ (Macklin, 1963; Macklin, Ludlam, 1961; List, 1963), для форм-фактора, коэффициента лобового сопротивления ледяной частицы и закона таяния ледяных сфер были получены следующие эмпирические формулы:

$$\chi = 1 - 0.23\varepsilon, \quad C_D = 0.86 - 0.41\varepsilon; \quad R^{5/4} \approx R_0^{5/4} - Bt, \quad R^{1.1} = R_0^{1.1} - B_1 t, \qquad (27)$$

$$B = 0.39(2A/\nu)^{1/2}(\lambda_{air} T_{air} + LD\Delta e)/L_i\rho_i, B_1 = 0.17(2A/\nu)^{0.6}(\lambda_{air} T_{air} + LD\Delta e)/L_i\rho_i,$$

$$A = (8\rho_i g/3\rho_{air} C_D)^{1/2},$$

где R_0 и R значения радиуса ледяной сферы в начальный и в последующий момент времени t. Расчёты коэффициентов теплообмена согласно теоретической формуле Фукса для ламинарнго пограничного слоя воздуха, $\alpha_л^т$, и теоретической формуле Лейбензона для частично турбулентного пограничного слоя, $\alpha_т^т$, дают (Гвелесиани, 1970):

$$\sim_{Л}^{T} \approx 2.92 \cdot 10^{-3} R^{-0.25}, \quad \sim_{T}^{T} \approx 3.24 \cdot 10^{-3} R^{-0.1}. \qquad (28)$$

В таблице 2 приведены значения экспериментальных, α_e и теоретических, $\sim_{Л}^{T}$ и $\sim_{T}^{T}$, коэффициентов теплообмена между ледяной сферой и струёй воздуха для условий лабораторных экспериментов, где T – температура воздуха, e – упругость водяного пара в воздухе, (Гвелесиани, 1970).

Таблица 2. Эксперимнтальные и теоретические значения коэффициентов теплообмена ледяных сфер в кал/см^{2}с град), свободно взвешенных в воздушном потоке в пористом раструбе аэродинамической трубы (рис. 21).

T, ^{0}C	e, мб	R, см	$\sim_э \cdot 10^3$	$\sim_{Л}^{T} \cdot 10^3$	$\sim_{T}^{T} \cdot 10^3$	$\sim_{Л}^{T}/\sim_e$	$\sim_{T}^{T}/\sim_e$
5.3	7.2	1.87	4.39	2.57	3.14	0.587	0.717
5.3	7.5	1.78	4.35	2.60	3.14	0.599	0.722
14.4	7.0	1.78	5.00	2.60	3.14	0.520	0.629
20.0	12.3	1.87	5.00	2.57	3.14	0.514	0.717
20.0	12.3	1.85	4.96	2.57	3.14	0.518	0.633

4.6. Таяние градин в атмосфере. Радиолокационная (р/л) отражаемость от тающих ледяных сфер, сброшенных с вертолёта.

Для сравнения результатов настоящих лабораторных экспериментов с опытами в атмосфере производился сброс ледяных сфер с R ≈ 1.8 см с вертолёта с различных высот от 200 м до 2 км над поверхностью земли. Эти эксперименты имели целью моделирование процесса таяния градин в естественных условиях и возможностях р/л методом их обнаружения и установления различия между отражаемостью от сухой и мокрой поверхности градин. С этой целью с разных высот H в подоблачной части атмосферы был осуществлён сброс ледяных сфер с борта вертолёта (рис. 35). С выоты H = 200 м удачно было сброшено 80 ледяных сфер с массой $\overline{m}$ = 25 г, температурой $\overline{T_л}$ = – 2 ^{0}C, при температуре воздуха $\overline{T_{вх}}$ = 20 ^{0}C. Изменение массы льда в среднем равнялось $\overline{\Delta m}$ = 0.45 г., среднее время падения $\overline{t}$ = 9 с. Для H = 500 м сброшено удачно 30 частиц, $\overline{T_л}$ = – 10 ^{0}C, при температуре воздуха $\overline{T_{вх}}$ = 14 ^{0}C, $\overline{m}$ = 25 г, $\overline{\Delta m}$ = 0.22 г., среднее время падения $\overline{t}$ = 21 с. Для H = 1000 м обнаружено 14 сброшенных частиц, $\overline{T_л}$ = – 8 ^{0}C, при температуре воздуха $\overline{T_{вх}}$ = 14 ^{0}C, $\overline{m}$ = 30 г, $\overline{\Delta m}$ = 0.77 г., среднее время падения $\overline{t}$ = 38 ÷ 40 с. Для H = 1500 м найдены 4 частицы радиусом $\overline{R}$ = 1.85 см, время падения $\overline{t}$ = 58 с. Для контроля градины обтаивались в оригинальной установке (рис. 21), позволяющей их свободно взвешивать в вертикальном потоке воздуха при прочих равных условиях. В частности, для $\overline{T_л}$ = – 2 ^{0}C и $\overline{T_л}$ = – 10 ^{0}C начальные значения скорости таяния градин, т.е. изменения их массы в единицу времени *dm/dτ*, в первом случае ($\overline{T_л}$ = – 2 ^{0}C) в три раза превышает скорость таяния при $\overline{T_л}$ = – 10 ^{0}C. Уравнение баланса тепла имеет вид $(L_л - c_л T_л) dv / d^2 = F(\Delta T, \Delta e)$; в случае $T_л$ = 0 имеем $L_л dm / d^2 = F(\Delta T, \Delta e)$. Приравняв левые части, получим:

$$(L_л - c_л T_л) / L_л = (dm / d^2)\big|_{T_л=0} / (dm / d^2)\big|_{T_л \neq 0} .$$

Для рассматриваемого случая это отношение равно 1.1, что почти трижды меньше экспериментального значения. На нагревание рассматриваемой ледяной сферы при $T_л$ = – 10 ^{0}C идёт примерно четверть минуты, затем быстро (в течение нескольких секунд) накапливается талая вода и начинается отрыв капелек. Примерно через минуту скорость таяния градины с $T_л$ = – 10 ^{0}C становится равной скорости таяния градины с начальной температурой $T_л$ = 0 ^{0}C. Здесь следует сделать ещё одно замечание. Если ледяная сфера долго выдерживается в холодильнике при 0 ^{0}C, то пузырьки воздуха, включённые в лёд, начинают коагулировать, делая его “рыхлым”, таяние льда ускоряется. Сравнение Δm для времён и температур, указанных выше, обнаруживает неплохое согласие между опытами в лаборатории и свободной атмосфере. Отметим, что по метео-данным влажность атмосферы была высокая и почти во всех экспериментах на поверхности ледяных сфер происходила конденсация водяного пара. Приведём результаты р/л наблюдений над сброшенными с

вертолёта градинами при одновременном визуальном (дальномер) наблюдении с земли. В данном случае с высоты 2 км было сброшено 9 раз по 20 ледяных сфер ($\overline{m} \cong 28$ г.). Радиолокатор располагался на удалении около 8 км от наблюдаемого объекта. Форма отражённого сигнала 3–5 раз снималась со шкалы индикатора осциллографа типа-А на всём пути падения частиц.

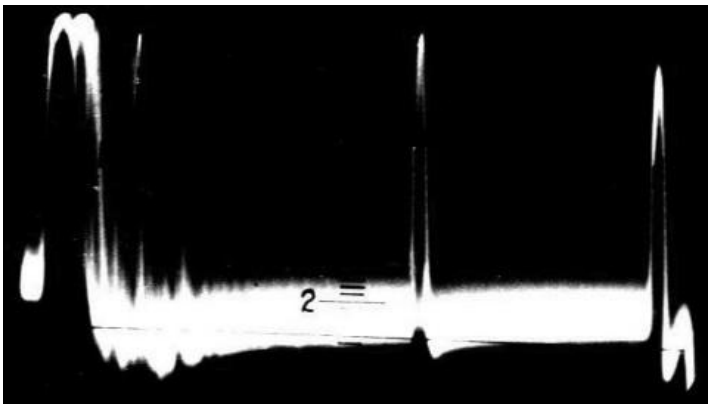


Рис. 35. Изображение радиоэха на индикаторе осциллографа типа-А от тающих ледяных сфер, сброшенных с вертолёта с высоты 500 м в чистой атмосфере.

Из рис. 35 видно, что начальный всплеск отражённого сигнала велик (имеет место зашкаливание индикатора) и широк, а затем он сужается и слабеет. Это можно объяснить тем, что некоторое время от момента сброса поверхность ледяных сфер сухая, а затем она покрывается жидкой плёнкой воды, что, по-видимому и является причиной ослабления величины отражённого сигнала. К этому времени отражённый сигнал уменьшается до значения, показанного на рис. 35 и больше не меняется (градина покрыта слоем талой воды установившейся толщины). Как видим, данные р/л наблюдения согласуются с развитой в работе теорией и лабораторными экспериментами.

ЛИТЕРАТУРА

Блиадзе Т. Г. Экспериментальное моделирование процесса роста града. Диссертация на соиск.уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Тбилиси: Фонды биб-ки ин-та геофизики АН Грузии, 2005, 160 с.

Гвелесиани А. И. Об установившейся толщине жидкой плёнки воды на поверхности градин различной формы. Тр. ИГАН ГССР, Юбилейный сборник, 1967.

Гвелесиани А. И. К вопросу таяния градин, покрытых жидкой плёнкой воды. Сообщ. АН ГССР, 1968, т. 50, № 3.

Гвелесиани А. И. Об отложении льда, растущего в потоке переохлаждённого водного аэрозоля, на поверхностях различной формы. Сообщ. АН ГССР, 1968, т. 51, № 1.

Гвелесиани А. И. Гидродинамические характеристики свободно падающих водяных капель в воздухе. Сообщ. АН ГССР, 1971, v. 64, N 2, pp. 313-316.

Гвелесиани А. И. О критериях дробления жидкости. Сообщ. АН ГССР, 1972, т. 68, N 1, сс. 65-68.

Гвелесиани А. И. Некоторые проблемы таяния ледяных сфер. Труды ЛГМИ, 1972, т. 45, сс. 42 - 48.

Гвелесиани А. И. Об установившейся толщине жидкой водяной плёнки на on поверхности градин различной формы. Труды института геофизики АН ГССР, 1972, т. 28, сс. 174 – 178.

Гвелесиани А. И. К тепло-массообмену ледяных сфер в воздушном потоке. IV Респ. научно-техн. конф. молод. уч. Мат. Материалы сообщ, 1973, с. 372.

Гвелесиани А. И. К вопросу кристаллизации переохлаждённых капель воды на ледяной поверхности. Тр. ИГАН ГССР, 1973, т. 32, с. 27-38.

Гейвандов Э. Л., Мазин И. П. Простой метод расчёта градин при падении. Тр. ЦАО, вып. 51, 1963.

Женев Р. Град. Л.: Гидрометеоиздат, 1966.

Лейбензон Л. С. Об испарении капли в газовом потоке. Изв. АН СССР, сер. геоф.-геогр., 1940, N 3.

Маурин Л. Н. О равновесии жидкой плёнки на вращающейся сфере. ПММ, 1969, т. 33, вып. 1.

Мучник В. М., Шмуклер А. К. О таянии градин при падении. Тр. Укр. НИГМИ, 1954, вып. 1.

Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд. АН СССР, 1960.

Хоргуани В. Г. Микрофизика зарождения и роста града. Л.: Гидрометеоиздат, 1984, 188 с.

Blanchard D. G. Artificial stimulation of rain.Weeickman et Smith ed. Pergamon Press, 1957.

List R. Structure and growth of hailstones. Geoph. Mon., 1960a, N 5.

List R. Zur Thermodynamik Teilweise Wassriger Hagelkornern. ZAMP, 1960b, v. 11, N 4.

List R. New development in hail research. Science, 1960сме, v. 132, N 3434.

Macklin W. C., Ludlam F. H. The fallspeeds of hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1961, v. 87, N 371.

Macklin W. C. Heat transfer from hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1963, v. 89, p. 381.

Mossop S. C., Kidder R. E. Artificial hailstones. Bull. Obs. Puy de Dome, 1962, ser. 2, N 2.

Г Л А В А 5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭВОЛЮЦИИ ГРАДИН В ЕСТЕСВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

При анализе и исследованиях градовых явлений важно уметь определять плотность льда, отлагающегося на градине в облаке на основе теоретически и экспериментально оправданной модели конвективного облака. Известные теоретические схемы расчётов эволюции градин (Шуман, 1938; Ладлам, 1958; Шишкин, 1964; Сулаквелидзе и др., 1959) нельзя считать на данном этапе удовлетворительными как с микрофизической, так и с динамической точки зрения. Для решения поставленной задачи используется теория турбулентных струй и кинетическая теория роста градин при известных данных радиозондирования атмосферы (г. Тбилиси и с. Руиспири, Кахетия), нефелометрических и радиолокационных (р/л) наблюдений (с. Руиспири), а также самолётных измерений температуры и водности облака и спектра облачных частиц грозово-градовых облаков.

5.1. Система расчётных уравнений гидро-метео- характеристик градового облака

Распишем в окончательной форме уравнения для расчёта параметров облака и градовых частиц от момента их зарождения и эволюции в процессе роста и таяния ледяных час тиц вплоть до падения на землю. Вертикальное распределение температуры и скорости восходящих потоков воздуха внутри облака рассчитывались по неполной системе известных уравнений численным методом (см. Глава 1):

$$-\frac{dv}{dz}=\frac{U^2+v^2}{U^2+2v^2}\left(-\frac{9.8(T'-T)}{vT}-\frac{3.4\cdot10^2 v}{T}-\frac{v}{T'}\frac{dT'}{dz}+\frac{Uv}{U^2+v^2}\frac{dU}{dz}+\frac{0.44v}{R}\sqrt{1+(U/v)^2}\right);\ (1)\text{-}(2)$$

$$-\frac{dT'}{dz}=\frac{\left[(T'-T)+\frac{1550(E'-e)}{P}\right]\left[\frac{v}{U^2+v^2}\frac{dv}{dz}+\frac{U}{U^2+v^2}\frac{dU}{dz}+\frac{0.44}{R}\sqrt{1+\frac{U}{v}}-\frac{3.4\cdot10^{-2}}{T}\right]+0.1}{1+8.7\cdot10^6 E'/T'TD-1550(E'-e)/PT};$$

Численно в теории турбулетных струй Качурина положены $Mg/Nk=3.4\cdot10^{-2}\ град/м$, $g=9{,}8\ м/с^2$, $2tg\sim=0{,}44$, $L«/Mc'_p=1550\,c^{-1}$, $p>>(1-«)E'$. Здесь E' насыщающая упругость водяного пара внутри облака, e – упругость водяных паров вне облака, p – атмосферное давление. Длина шага в расчётах вариировалась между 10 м (в начале счёта и в инверсионных слоях) и 200 м в средней части облака и выше. В расчётах коагуляционного роста уровень замерзания капли выбирался при –18 ^{0}C (экспериментальный порог температуры замерзания капли) или –27 ^{0}C (теоретический порог замерзания капли 1 мм радиуса). Скорость установившегося движения градины и плотность отлагающегося льда вычислялась по формулам:

$$v_г=\sqrt{\frac{8}{3}\frac{\overline{°_г}}{°_в}\frac{g}{c_D}R},\qquad °_{сл}=0.92\left(1-e^{-0.4/h_p}\right),\qquad (3)$$

при h_p равновесной толщине жидкой плёнки воды на растущей градине, равной

$$h_p=\left[\frac{1}{2}\left(\frac{25}{27}-\frac{\overline{\ }}{3}\right)+\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{25}{27}-\frac{\overline{\ }}{3}\right)^2-\frac{1}{27}\left(-+\frac{1}{3}\right)^3}+\right.$$

$$+\sqrt[3]{\frac{1}{2}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)+\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{25}{27}-\frac{-}{3}\right)^2-\frac{1}{27}\left(-+\frac{1}{3}\right)^3}}-\frac{1}{3}\Bigg], \qquad (4)$$

где $^{-}=1-(^{\circ}{}_{л}L_{л}/{}^{a})R'vq\overline{E}/4^{\circ}\left[T_0-T_1-\left\{\frac{1}{a}\left(vq\overline{E}/4^{\circ}\right)\right\}^{1/b}\right]$.

Средняя плотность градины рассчитывалась с помощью формулы

$$\overline{^{\circ}{}_{г}}=\left\{\overline{^{\circ}{}_{г,0}}+{}^{\circ}{}_{сл}\left[\left(R_1/R_0\right)^3-1\right]\right\}/\left(R_1/R_0\right)^3, \qquad (5)$$

где R_0 – начальный радиус градины, R_1 – радиус растущей в облаке градины, вычисляемый по формуле

$$R_1=R_0+\frac{v}{|v-U|}\frac{10^{-4}q\overline{E}}{4^{\circ}{}_{сл}}\Delta z, \qquad (6)$$

где Δz – длина пройденного градиной пути по вертикали в облаке. Далее, ниже уровня нулевой изотермы в облаке изменение радиуса градины в результате таяния вычислялось по формуле:

$$\Delta R=\frac{\Delta z}{\overline{^{\circ}{}_{г}}L_{л}(v-U)}\left[54.3\left(\frac{\overline{^{\circ}{}_{г}}}{^{\circ}{}_{в}R_0}\right)^{1/4}\left({}^{a}{}_{в}T'+1.4\cdot10^{-4}(E'-6.1)\right)+\frac{vqT'}{4}10^{-4}\right], \qquad (7)$$

А ниже основания облака – по той же формуле, но при значении $q=0$. Для установления эффекта таяния использовались также экспериментальные зависимости радиуса градины от времени R(τ). Сплющивание градины в результате таяния определялось по теоретической формуле и по экспериментальным кривым (Глава 4). Для каждой расчётной градины были найдены значения коэффициентов теплообмена в процессе движения градины в облаке и под ним вплоть до падения на поверхность земли.

5.2. Случаи градобитий в Алазанской долине. Расчётные модели градовых облаков. Анализ и интерпретация результатов наблюдений

1. 14 мая 1966 г. По данным кольцевой карты за 06.00 произошло окклюдирование орографического фронта с отделением волны на юге. В течение дня фронт окклюзии размылся. В центральных районах Закавказья наблюдалось углубление ложбины. Местами возникала внутримассовая грозовая деятельность, а затем обострение волны, её переход и окклюдирование на территории Восточной Грузии. По утреннему прогнозу ожидалось развитие внутримассовых процессов, обострение влияни волны с юга и выпадение ливневых осадков, местами – града. Стратификация атмосферы над Алазанской долиной (по зонду с. Руиспири) устойчивая, вопреки прогностической неустойчивости. Согласно методам Шишкина и Гигинейшвили, ожидался град, по методу ВГИ – крупа.

Во второй половине дня в ряде пунктов наблюдалось выпадение интенсивных ливневых осадков с градом. С 13.00 с запада, по р/л данным, в облаках стали появляться градоопасные зоны. До 17.00 продолжался бурный рост мощных кучево-дождевых и градовых облаков. Максимальная

высота зоны повышенной отражаемости к 14.15 составляла около $11,3$ *км.* Она располагалась над пунктом Сатибе высотой $H = 1695$ *м,* где от 14.11, с перерывами, для 15.21 отмечалось выпадение града и крупы. Последнее наблюдалось на всём пути движения облака (более 20 км) до с. Руиспири. Размеры градин достигали в диаметре до 2,5 см. В основном градины были сфероидальными и коническими по форме, очень редко попадались градины неправильной формы. 95 % собранных для исследования градин имели диаметр не более 10 мм, а градины диаметром более 15 мм составляли всего 2 %.

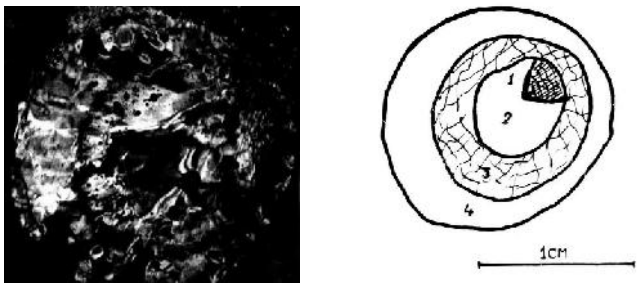


Рис. 36. Срез и схема градины, выпавшей 15 мая 1966 г. (село Сатибе, высота над уровнем моря H = 1695 м).

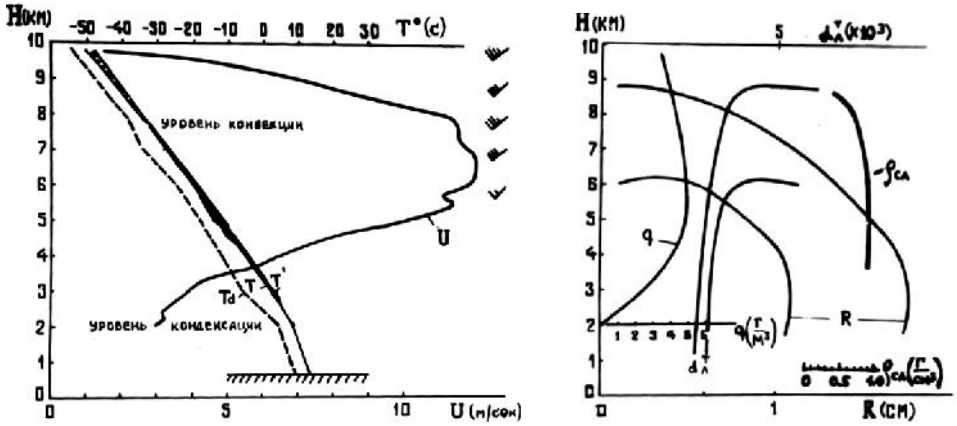


Рис. 37. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 14 мая 1966 г.

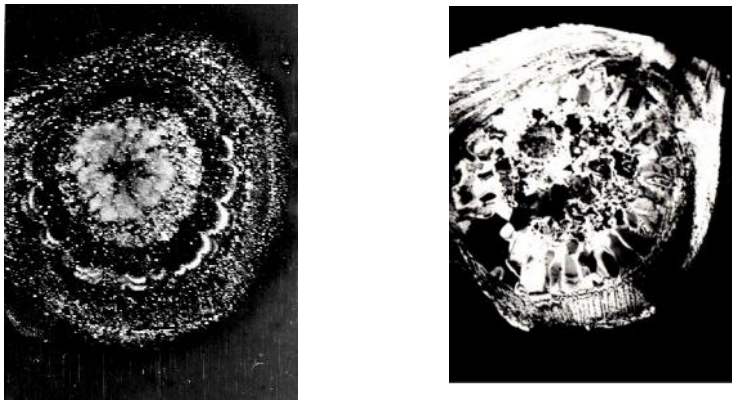
На рис. 36 прведена градина диаметром 15 мм. Эволюция наращивания слоёв льда на коническом зародыше хорошо видна (см. также схему справа). Анализ показывает, что конический зародыш был ориентирован при росте вершиной вниз до тех пор, пока градина не приняла сфероидальную форму (с вертикально ориентированной малой осью). Далее равномерно со всех сторон идёт отложение непрозрачного льда, связанное с вращением сфероида. Наконец, образование наружного прозрачного слоя происходило на сравнительно хорошо ориентированной градине (иногда вращающейся). На рис. 37 представлены результаты расчётов модели градового облака по метео- и р/л данным с. Руиспири. Слева дана стратификация атмосферы, точка росы T_d, расчётные вертикальные профили температуры T' и скоростей U восходящих потоков воздуха внутри облака. Справа дана кривая адиабатической водности q облака, зависимость радиуса растущей в облаке

градины R от высоты H над землёй. Начальные значения параметров зародыша градины: $R_0 = 0{,}1$ $см$, $\overline{\circ_{г,0}} = 0.6$ и $0{,}9\ г/см^3$, а также дан расчёт для случая зародыша градины R_0 = 0.05 см, $\overline{\circ_{г,0}}$ = 0.92 г/см^3, $U_{\max} = 14.2$ м/с, $H_{U_{\max}}$ = (6.6 ÷ 6.8) км. Независимо от того, какой плотности или размера был взят зародыш градины на фиксированной высоте при скорости установившегося падения, большей скорости восходящего потока внутри облака, характеристики градин в результате оказываются одинаковыми: во всех случаях, с учётом ядра, получается трёхслойная градина. В этих расчётах не учтена кристаллизация облака, снижающая возможность роста градины. Для H = 8700 м градина не может выпасть из облака, потому что на ней происходит отложение инея с плотностью $\circ = 0{,}1\ г\ /см^3$, и она парит, совершая в облаке длительное колебательное движение по вертикали. Расчёты, сделанные для зародыша градины с высоты $H = 6000\ м$ и $T' = -18{,}8\ ^0C$, дают градину радиусом R = 1.12 см на уровне нулевой изотермы в облаке. В случае роста зародыша градины с $R = 0{,}1\ см,$ будут наблюдаться градины максимального размера с $R_{max} = 1{,}25\ см.$ Уровень $H = 6000\ м$ даёт в настоящем случае наибольшее количество (93 %) градин диаметром около 1 см. Отложение льда низкой плотности происходит на высотах $H \geq 8\ км$; на высотах же H ≤ 6 км отлагается слой сравнительно плотного льда $\circ_{сл} \geq$ 0.7 г/см^3 (рис. 37). Расчётная структура градины, растущая с высоты H = 9300 м с зародышем $R_0 = 0{,}05\ см$, $\circ_{г,0}$ = 0.92 г/см^3 следующая: прозрачное ядро, затем – слой непрозрачного льда толщиной 1.3 см, наружный прозрачный слой толщиной $0{,}4\ см.$ В случае градины с зародышем $R_0 = 0{,}1\ см$, $\circ_{г,0} = 0{,}92 г\ /см^3$, начавшей рост на высоте $H = 6\ км,$ получаем: прозрачное ядро радиусом $0{,}1\ см;$ слой непрозрачного льда толщиной $0{,}65\ см;$ наружный слой прозачного льда толщиной $0{,}38\ см.$

Зависимость кэффициентов теплообмена $\sim_{л}^{T}$, рассчитанных для градин в прцессе их роста, дана на том же рис. 37. Как видно из выражений для $\sim_{T}^{T}$ и $\sim_{л}^{T}$ (см. Главу 4), они зависят от нескольких величин. На больших высотах, вследствие малости радиуса градины, они должны увеличиваться, и уменьшаться вследствие уменьшения ν и $\overline{\circ_{г}}$. В результате наложения этих трёх факторов коэффициенты теплообмена уменьшаются с ростом градины и с приближением к поверхности земли (рис. 37). Модель облака в рассматриваемом случае, как видим, вполне приемлема. Хорошее совпадение имеется также в размерах и структуре расчётной и наблюденной градин.

2. 31 мая 1966 г. участок холодного фронта пршёл по всему Закавказью. Прохождение его над Алазанской долиной создало условия для выпадения града. По утреннему прогнозу г. Тбилиси в течение дня ожидалось развитие внутримассовых процессов, а во второй половине дня –прохождение холодного фронта. По утреннему зонду метеостанции с. Руиспири имела место фактическая и прогностическая неустойчивость. Численный метод пргноза по известным методам слоя давал

стопроцентнтную вероятность выпадения града. Согласно нефелометрическим измерениям до 15.00 максимальна высота облака достигала 11.8 км. Во второй половине дня в районе работ Алазанской экспедиции прошли ливневые дожди, местами выпадала крупа и град. Процессы развития кучево-дождевых облаков, обусловленные наложением прохождения холодного фронта и внутримассовых явлений, продолжались до 22.00. В промежутке между 16.56 и 17.15 над пунктом Чартала (Н = 1200 м) располагался градоносный очаг облака. Наибольшая высота зоны повышенной отражаемости облака в это время равнялась 14.9 км. С 16.30 до 17.30 с перерывами выпадал град. На рис. 38 дан центральный разрез градины, сфотографированный в отражённом (а) свете и в поляризованном (б) свете. Хорошо видна слоистая картина чередования



(а) (б)

Рис. 38. Срез градины, выпавшей 31 мая 1966 г. (с. Чартала, Н = 1200 м).
(а) фото – в отражённом свете; (б) фото – в поляризованном свете.

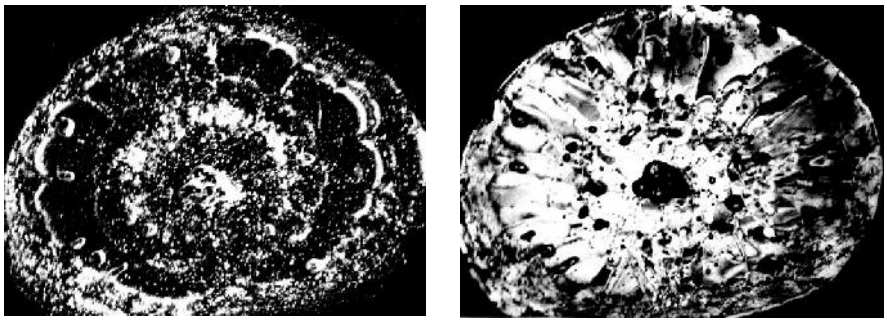


Рис. 39. Срез градины, выпавшей 31 мая 1966 г. (с. Чартала, Н = 1200 м).

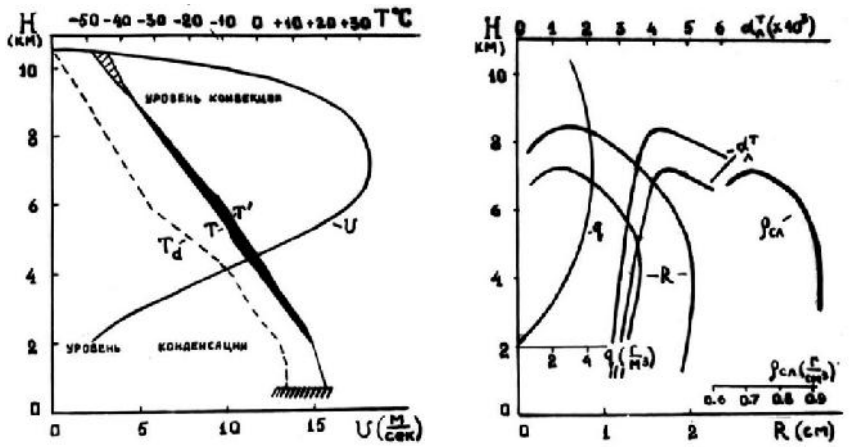


Рис. 40. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая31 мая 1966 г. (с. Чартала, H = 1200 м).

слоёв прозрачного и матового слоёв льда. Характерной особенностью градины является прозрачное ядро диаметром около 2 мм. Слои нарощенного льда равномерно обволакивают ядро: следствие вращения градины в режиме, близком к критическому. Об этом можно судить и по дольковой структуре градины (Browning, 1966; Bailey, Macklin, 1968). Непрозрачный слой состоит из мелких кристаллов льда. Следующий, прозрачный слой состоит из крупных кристаллов льда. На рис. 39 приведена градина эллипсоидальной формы. Она также равномерно покрыта слоем льда с дольковой структурой. Выделяются четыре основных слоя. Ядро представляет собой совокупность “каверн”, заполненных водой, и воздушных пузырьков. В отличие от этой градины, во второй градине имеется большое количество пузырьков воздуха, в особенности на границе раздела между слоями льда. Группа купных пустот, вернее, воздушных пузырьков в центре градины, могла возникнуть перед фронтом кристаллизации при замерзании переохлаждённого слоя воды снаружи (рис. 39 б). В последне время высказываются предположения в пользу данного механизма роста градин (Глава 1). На рис. 40 приведены результаты численных расчётов. Высота верхней границы облака, как видим, на 1 км меньше наблюденной. Размеры градин наблюденного размера получаются при расчётах для R_0 = 1мм на уровне высот 6 км < H < 7.5 км. При расчётах роста расматриваемого зародыша градины с бóльших высот (без учёта кристаллизации облака) получаются крупные градины ~ 5 см размера. Чередование слоёв: прозрачное ядро, далее следует молочный слой, затем прозрачный. В данном случае, как и в случае градин 14 мая 1966 г (рис. 38), расчётная структура и размеры градин довольно хорошо совпадают с наблюденными параметрами градин. Хорошее согласие имеется и с реальными размерами облака. К сожалению, ни в одном из рассмотренных случаев нет данных о скоростях восходящих потоков и водности облака, и о правильности модели можно судить лишь косвенно.

3. 26 июня 1966 г. имелись условия для возникновения и обострения внутримассовых процессов: согласно методу слоя, прогнозировалась возможность градовых явлений, хотя по методу ВГИ (Высокогорного геофизического института) град не ожидался. Развитие кучево-дождевых облаков началось с 10.00. Над горой Телавис-Циви (H = 1800 м) развилось мощное кучево-дождевое

облако, высота которого к 11.20 достигла своего максимального значения, равного 9.3 км. В течение десяти минут с малыми перерывами с 11.15 до11.25 выпал мелкий град. Около 70 % градин имели диаметр не более 5 мм. С учётом 10 мм градин общее их солержание составило 98 %. Наиболее крупные градины мели диаметр около 15 мм. Срезы градин не удалось в этом случае произвести, но был изучен спектр размеров выпавших градин. В ранней стадии развития облака к моменту, когда высота облака достигала значения H = 5700 м, с борта самолёта были взяты пробы спектра облачных капель. Соответствующие результаты обработки данных измерений представлены на рис. 41-43.

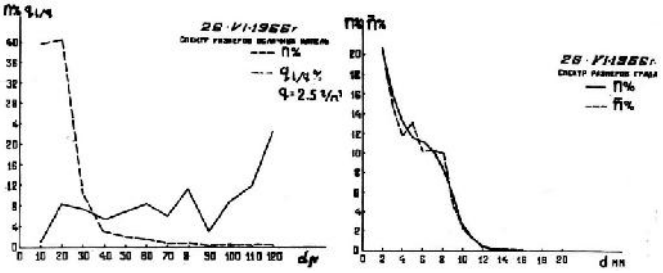


Рис. 41. Облако, в ранней стадии развития, давшее крупу (26 июня 1966 г., гора Телавис Циви).

Рис. 42. Спектр размеров облачных капель в верхней части облака (Рис. 41). Проба взята с самолёта.

Рис. 43. Спектр размеров градин в виде крупы, выпавших на Телавис-Циви.

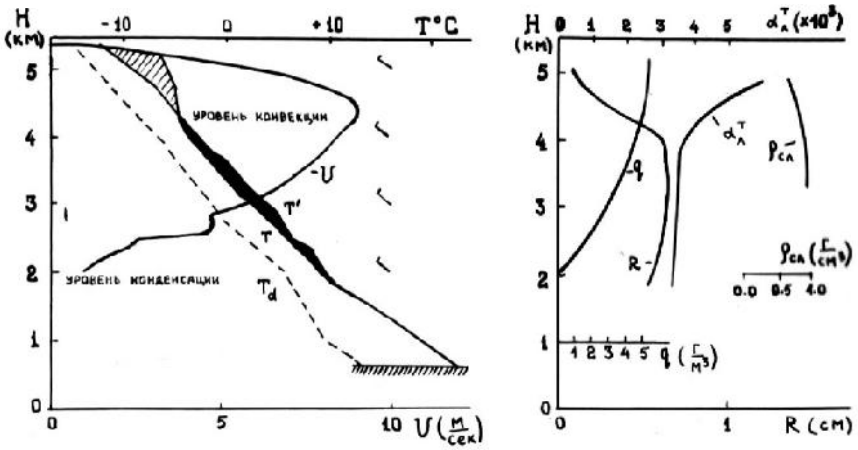


Рис. 44. Результаты расчётов параметров облака и градин для ранней стадии развития облака (рис. 41) 26 июня 1966 г. (Телавис-Циви).

В расчётах модели рассматриваемого случая облака радиус основания, равный 4 км, оказался довольно близким к наблюдаемому по дальномеру значению. На основе фотограмметрических и дальномерных наблюдений за развитием облака для двух различных моментов были проведены теоретические расчёты облака по струйной модели Качурина (1964, 1965). При радиусе основания облака около 2 км в 10.13 высота вершины облака равнялась H = 5660 м. Вычисления для рассматриваемого момента времени дают значение H = 5700 м, для максимальной скорости восходящих потоков $U_{\max}$ = 8.9 м/с на высоте $H_{U_{\max}}$ = 4.8 км (рис. 44). Твёрдая ледяная частица

максимального размера, которая могла выпасть из данного облака (при R_0 = 0.1 см, $\overline{\rho_{г,0}}$ = 0.6 г/см^3 или 0.9 г/см^3), имела бы радиус R = 0.5 см.

Во втором случае, соответствующем максимуму высоты кучевого облака H = 8.86 км, результаты расчётов представлены на рис. 45. При различных начальных условиях построены зависимости размеров градин, в процессе их роста и таяния, от высоты в облаке. Расчётная максимальная высота вершины облака равнялась H_{max} = 8.6 км, максимальная скорость восходящих потоков U_{max} = 11 м/с на высоте $H_{U_{max}}$ = 6.5 км (рис. 44).

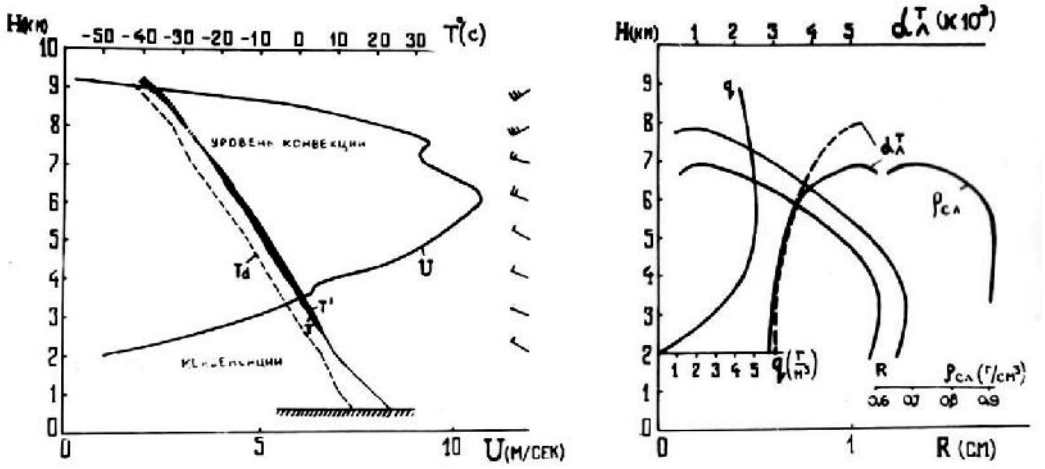


Рис.45. Результаты расчётов параметров облака и градин для момента максимального развития облака 26 июня 1966 г. (Телавис-Циви).

Размеры расчётных градин, близких к наблюденным, получаются при условии взятия за начальный уровень их роста высоту H_0 < 6600 м. На уровне 6600 м, где $T' \approx -19\,^0$C, ледяная частица с $\overline{\rho_{г,0}} = 0.6$ г/см^3 и R_0 = 1 мм после роста и таяния достигает земли с радиусом около 1 см. Если зародыш находится на высоте 7700 м, $T' \approx -27\,^0$C, то радиус градины, выпавшей на землю, равняется 1.28 см. Как видно из рис. 45, градина покрывается слоем плотного льда. Согласно расчётам, в случае начала роста на высоте 7700 м зародыша (ядра) радиусом R_0 = 1 мм, следующий – слой непрозрачного льда толщиной около 8 мм, далее с учётом тяния, прозрачный наружный слой льда толщиной ~ 3 мм. При начале роста зародыша (также любой прозрачности) радиусом R_0 = 1 мм на высоте H = 6600 м следующий слой льда – непрозрачный, толщиной 7 мм, наружный слой – прозрачный, с учётом процесса таяния, имеет тощину 3 мм. Наблюдаемые градины имели молочный оттенок; в некоторых случаях отмечалось прозрачное ядро и один наружный слой. Как следует из анализа настоящих данных, наиболее хорошее согласие с теорией и экспериментом оказывается в случае чисто внутримассовых облаков. Эволюция градового облака во времени в день 26 июня 1966 г. с чрезвычайно большой точностью описывается уравнениями конвекции. Наблюдения спектра капель в начальной стадии развития облака дают крупные капли в вершине облака, в перспективе – зародыши градин в развитиии облака.

4. 5 августа 1966 г. Закавказье находилось в поле относительно пониженного давления. По утреннему прогнозу погоды г. Тбилиси град не ожидался до 18.00. Ситуация, наблюдавшаяся в этот день, резко отличалась от обычной. Имела место суперпозиция холодного фронта с запада в виде волны с юга, внутримассовых процессов и вторжения холодных масс воздуха с востока. Развитие кучевого облака начинается примерно с 14.00 на южных склонах Кавказского хребта (в районе сёл Алвани и Шилда). К 18.00 облако достигает высоты 10 км и закрывает собой северную половину небосклона. К 18.20 облако – чёрное, бурлящее. Оно перемещается с севера на юг. В промежутке между 18.31 и 18.43 в Руиспири выпадал град, максимальные размеры градин достигали 3 см. Градины диаметром до 1 см составляли около 30 % в общем количестве выпавших градин, а градины диаметром вблизи 2 см и более – около 8 % .

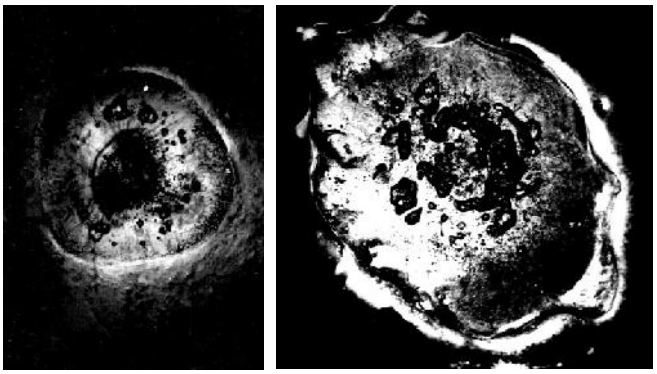
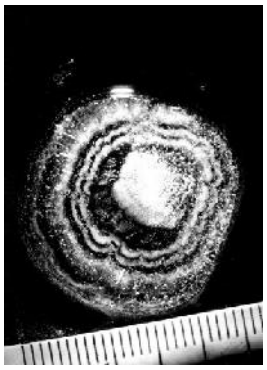


Рис. 46. Срез многослойной градины, выпавшей 5 августа 1966 г (с. Руиспири, Н = 560м).



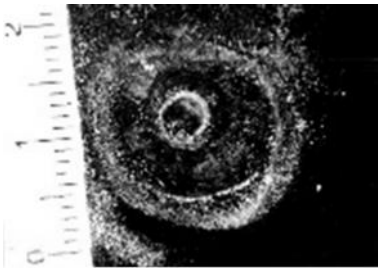


Рис. 47. Срез двухслойной градины, выпавшей 5 августа 1966 г.(с. Руиспири).

Рис. 48. Срез сплошной градины, выпавшей 5 августа 1966 г.(с. Руиспири).

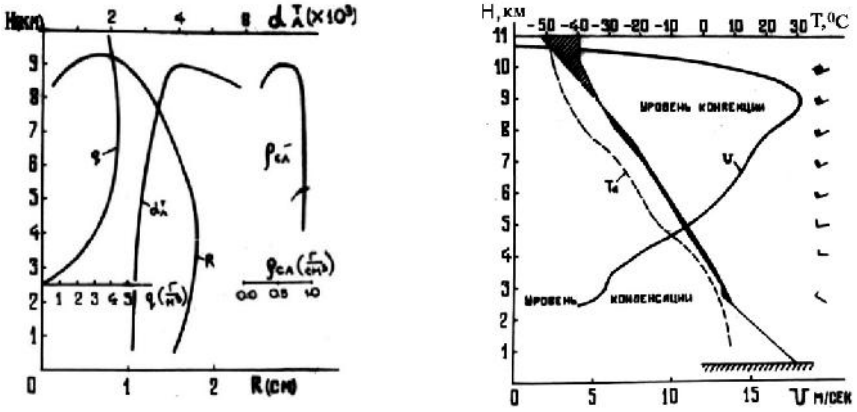


Рис. 49. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 5 августа 1966 г.

На рис. 46 дан срез многослойной градины, позволяющий легко проследить стадии её роста, начиная от конического зародыша диаметром около 7 мм, ориентированного сначала основанием вниз, в сторону воздушого потока в облаке. После достжения размеров около 14 мм градина начинает вращаться и покрываться со всех сторон равномерным слоем прозрачного и матового льда. С этого размера появляется дольковая структура градины со всех сторон. Наружный слой, как видим, прозрачный. На рис. 47 приведён срез градины с матовым конусообразным ядром и одним внешним слоем прозрачного льда. На границе между ядром и внешним слоем имеются крупные пузырьки воздуха и пустоты – признаки медленного роста в пределах сферы диаметром 10 мм, как в случае градины на рис. 48 и во второй градине от 31 мая 1966 г. рис. 38**.** На рис. 48 показан срез градины эллипсоидальной формы с неровной поверхностью в зоне большого сечения. Ядро – прозрачное, содержит большое количество “каверн”, наружный слой стакже состоит из прозрачного льда. Другим признаком роста градины в докритическом режиме роста, кроме прозрачности, является её сплющенность.

Результаты расчётов метеопараметров облака, размеров градины, плотности льда и кэффициентов теплообмена в процессе роста представлены на рис. 49. Градина наблюденного максимального размера может быть раасчитана, если зародыш градины с R_0 = 1 мм, $\overline{\rho_{г,0}} = 0.6$ г/см^3 находится в центральной части облака на высоте H = 8.3 км. Начиная с радиуса R ≈ 10 мм и больше будет откладываться компактный непрозрачный лёд до значения R ≈ 14 мм, толщина же Δh наружного прозрачного слоя, без учёта таяния, колеблется в интервале Δh = (2 ÷ 5) мм. Как видим, в этом случае значительно лучше интерпретирутюся размеры облака и градин, чем их структура.

5. 30 августа 1966 г. Согласно прогнозам погоды (г. Тбилиси) в первой половине дня град не ожидался. Во второй половине дня существовала опасность прохождения холодного фронта с запада. По метео-данным зондирования атмосферы с. Руиспири существовала прогностическая и фактическая неустойчивость атмосферы, т.е. имелись условия для развития внутримассовых облаков.

Над районом противоградовых работ произошло резкое падение давления, что обусловило необычно быстрое прохождение фронта в первой половине дня. Стали развиваться мощные кучево-дождевые облака над Циви-Гомборским хребтом и быстро передвигаться в сторону долины. Скорость их перемещения, по р/л данным, достигала 225 км/ч, вершина облака доходила до 12.6 км. По всей Алазанской долине прошли интенсивные ливневые осадки, сопрвождаемые грозой; местами выпадал град.

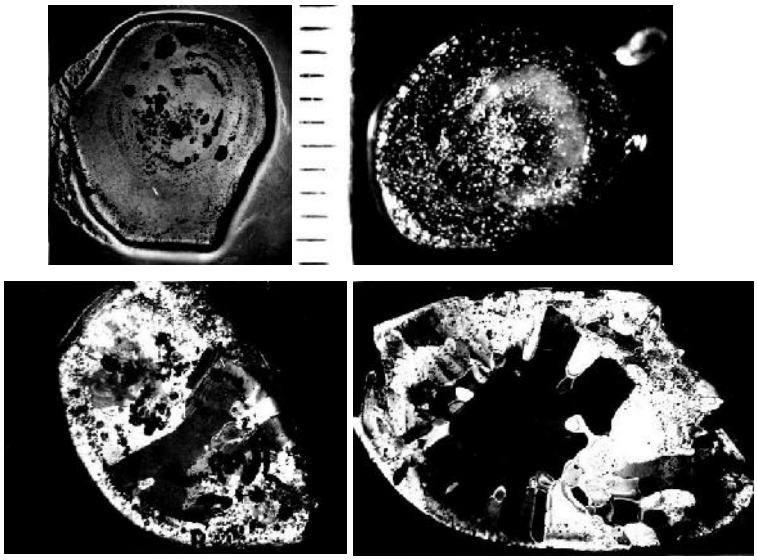


Рис. 50. Срез двухслойной градины с прозрачным ядром, выпавшей 30 августа 1966 г. (с. Шахветила).
Рис. 51. Срез трёхслойной градины, выпавшей 30 августа 1966 г.(с. Шахветила).
Рис. 52. Срез сплошной градины, выпавшей 30 августа 1966 г. (с. Шахветила).
Рис. 53. Срезы градин, выпавших в с. Шахветила 30 августа 1966 г. (фото в поляризованном свете). В центральной части градин видны большие материнские кристаллы.

Над пунктом Шахветила (H = 1250 м) выпадение града было зафиксировано в течение 10 мин в промежутке между 11. 20 и 11.30 ч. (рис. 50-53). Размеры градин достигали 3 см. Градина, приведённая на рис. 50, состоит из прозрачного ядра, тонкой матовой прослойки (толщиной около 1 мм) и наружного прозрачного слоя, состящего из крупных радиально ориентированных кристаллов. Можно считать, что градина в основном росла в докритическом режиме. Другие две градины содержат в центральной части и наружном слое крупные воздушные пузырьки и пустоты – признаки кристаллизации под жидкой плёнкой (Гл. 3). Интересны образцы, представленные на Рис. 53. Через всю градину в обоих случаях простирается материнский кристалл (такие кристаллы выращиваются в лаборатории, природа бросает ей вызов (!)). Один подобный случай приведён в работе Найта и Найт (1968). Чётко видны каверны по всему объёму градины (а). Обе градины имеют вытянутую эллипсоидальную форму. В облаке они устойчиво могли быть ориентированы большой полуосью по горизонтали, что уменьшало бы скорость их падения в восходящих потоках воздуха, и в результате увеличивало время пребывания внутри облака. Представленные тут и все другие образцы градин

имели сходную структуру. Все они указывают на рост в докритическом режиме, обеспечиваемом интенсивными фронтальными процессами, сопровождающимися большими значениями водности q облака и скорости U восходящих потоков воздуха в облаке.

6. 17 сентября 1967 г. к 11.00 на юге функционировала волна, расположенная на фоне гребня; сохранялся восточный градиент. На карте ОТ отмечалась адвекция тепла. К 15.00 над Кахетией образовался глубокий изолированный циклон. Волна на юге вызвала обострение процесса. К 21.00 в Закавказье повсеместно отмечались грозы, волна поднялась и окклюдировалась над Алазанской долиной. От 17.30 до 19.30 наблюдалось выпадение ливневых осадков, местами с крупой и градом. На пункте с. Кондоли (Н = 400 м) в 19.00 в течение 5 минут выпадал град; диаметр градин доходил до 25 мм. По р/л данным высота градоносного облака равнялась 13 км.

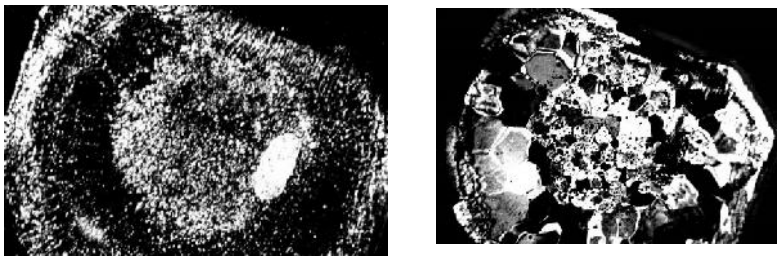


Рис. 54. Центральный разрез градины, выпавшей 7 сентября 1967 г. (с. Кондоли, Н = 400 м).

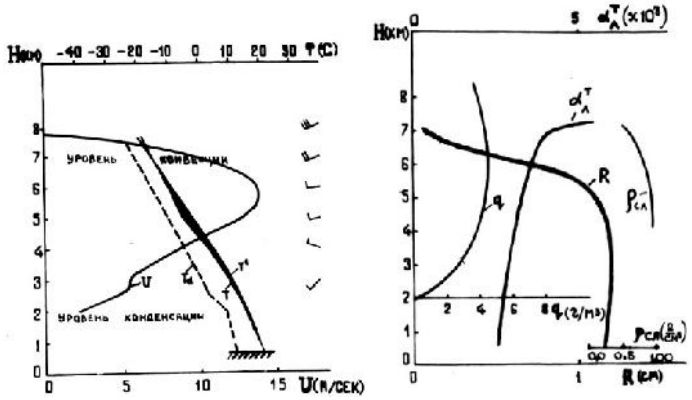
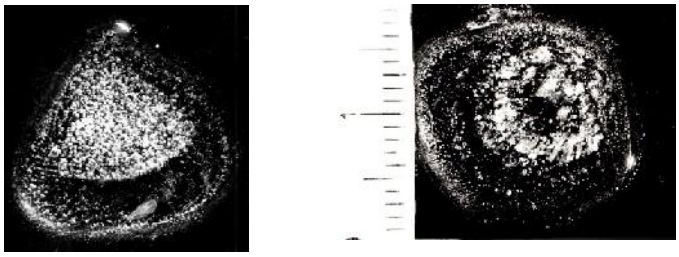


Рис. 55. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 17 сентября 1967 г.

На рис. 54 показан разрез градины: (а) – в отражённом свете, (б) – в проходящем поляризованном свете. В ней можно выделить два слоя: матовое ядро диаметром 9 мм с мелкими кристаллами и наружный прозрачный слой льда толщиной около 3 мм, состоящий из крупных кристаллов. Привлекает внимание захваченная ядром при росте снежно-белая частица льда, содержащая мелкие кристаллики (рис. 54 б); длина её около 3.5 мм, ширина около 2 мм. Видимо эта частица уже была твёрдой при захвате. Не исключено также и то, что она представляла собой сильно переохлаждённую каплю, быстро замёрзшую при контакте с градиной (см. Главу 3). В отличие от наблюдений Браунинга (1966) нарушения в распределении нарастающего льда на градине в данном месте не наблюдается. На рис. 55 приведены результаты расчётов. Как видим, расхождения с р/л

наблюдениями высот зон максимальной отражаемости и расчётной величинами порядка 40 %. Уровень расчётной высоты максимума скоростей восходящих потоков расположен на высоте H = 6 км. Согласно расчётам наблюденного размера градина может быть получена при нахождении зародышевой градины радиусом 0.1 см в центральной зоне облака на высотах между 6 км и 7 км.

7. 3 мая 1968 г. в начале суток по синоптическим аэрологическим данным (с. Руиспири) развития кон вективных облаков не ожидалось. Однако, грозово-градовые процессы имели место. Они были обусловлены вторжением холодных масс воздуха с севера (исключительно редкое явление!). Развитие градовых облаков началось около 0.00 ч. и длилось до 0.03 ч. утра. Над склонами Кавказского хребта в районе сёл Энисели и Напареули (H = 400 м) максимальная высота градового очага составляла 11км. Вблизи с. Энисели примерно в 01.00 ч. выпадал град в течение 7 мин. Максимальные размеры градин здесь также, как и в предыдущем случае, доходили до 25 мм. Днём наблюдалось обострение грозово-градовых процессов за счёт южных потоков воздуха. Над Алазанской долиной имело место понижение давления воздуха, т.е. были созданы все условия для облаков внутримассового развития. Отмечены ливневые дожди и град. Около 12.00 ч. на Телавис-Циви выпала крупа в виде мягких снегообразных зёрен размерами от 2 до 10 мм. На рис. 56 приведены срезы градин, выпавших в с. Энисели (H = 400 м). Рис. 56 а: идеальная коническая градина с матовой верхней частью и прозрачным основанием. Следует особо отметить (столь редкий случай), что такие градины составляли одну треть в общем количестве собранных градин. Остальные градины имели сферическую форму (рис. 57 б) с матовым ядром и прозрачным внешним слоем. Всё же принципиальной разницы между данными градинами нет. Обе они конические и несомненно падали основанием вниз. Только во втором случае вместо одного имеются два прозрачных слоя льда, разделённых тонкой полосой пузырьков воздуха. Такие градины описывались также Халлеттом (1965). Ввиду неполноты р/л данных с. Руиспири соответствующие модельные расчёты не были проведены.



(а) (б)

Рис. 56. Срезы градин конической формы, выпавших 3 мая 1968 г.
(с. Энисели, Н = 400 м)

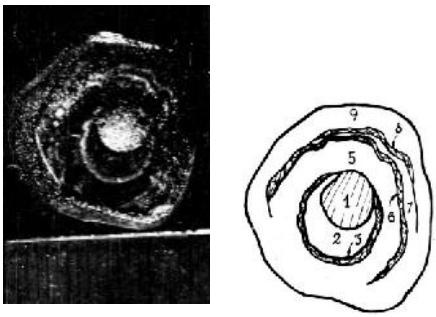


Рис. 57. Срез и схема структуры градины, выпавшей 17 августа 1968 г.
(с. Энисели, Н = 400 м.). Фото в отражённом свете.

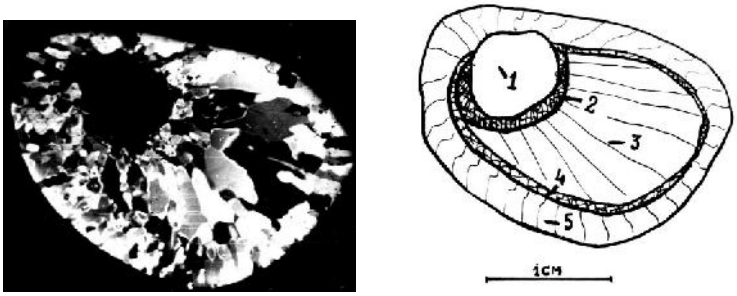


Рис. 58. Срез и схема структуры градины, выпавшей 17 августа 1968 г.
(с. Энисели, Н = 400 м.). Фото в поляризованном свете.

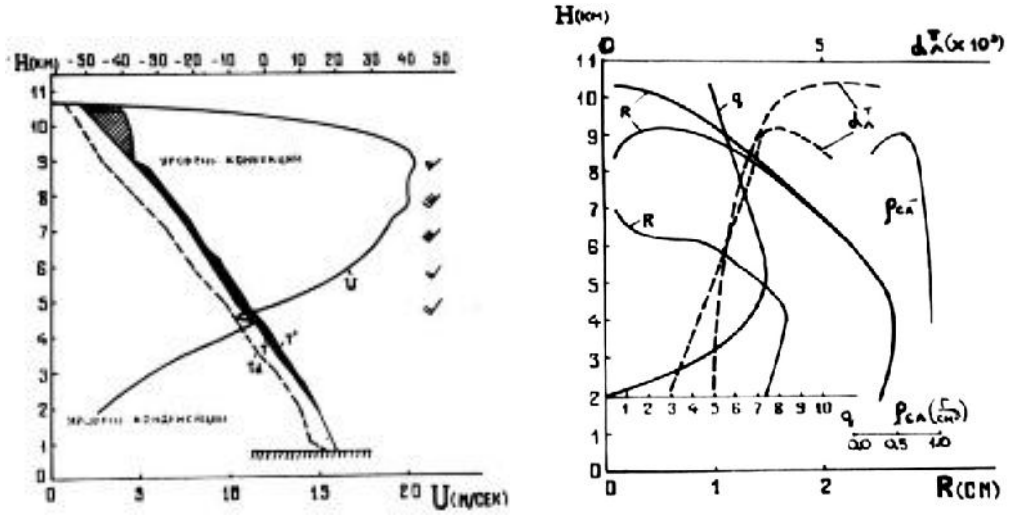


Рис. 59. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 17 августа 1968 г.

8. 17 августа 1968 г. над полигоном противоградовых работ располагался фронт окклюзии, обусловивший облачность от 7 до 10 баллов, St, Ns и осадки в горах с утра. Во второй половине дня, между 14.00 и 16.00, началось интенсивное развитие облаков. На Телавис-Циви (Н = 1800 м) в промежутке времени между 14.00 и 15.00 выпадал град слабой интенсивности. Максимальная высота градового облака по р/л данным равнялась 10 км. Размеры выпавших градин доходили до 35 мм.

На рис. 57 и 58 даны срезы двух градин и схемы их роста. В первом случае (рис. 57) можно выделить 9 полных и неполных матовых и прозрачных слоёв, а кристаллических слоёв всего три. Матовое ядро состоит из беспорядочно ориентированных кристаллов, размерами (1 ÷ 1.5) мм. Следующий, слой прозрачного льда состоит из радиально ориентированных кристаллов длиной до 3 мм. Наружный, прозрачный слой состоит из более крупных кристаллов (длиной до 5 мм), ориентированных также радиально. На рис. 58 дана кристаллическая структура градины, полученная в проходящем поляризованном свете. Ядро её диаметром (7 ÷ 8) мм представляет собой единичный кристалл. Ядро покрыто матовым слоем льда, состоящим из мелких беспорядочно ориентированных кристаллов. Следующий (3) слой из крупных кристаллов льда длиной до 8 мм, расположенных в виде расходящихся лучей нормально к поверхности. Слой (4) толщиной примерно в 1 мм состоит из мелких кристаллов. Следующий (5) слой со всех сторон равномерно покрывает градину. В нижней её части кристаллы перпендикулярно ориентированы к поверхности градины, а в верхней части являются продолжением кристаллов слоя (3).

По результатам расчётов, представленных на рис. 58 на основе данных радиозонда метеостанции с. Руиспири, верхняя граница конвективного облака равняется 10.6 км, максимальная скорость восходящих потоковРас U_{max} = 20.6 м/с, высота максимальной скорости восходящих потоков воздуха $H_{U_{max}}$ = 8.9 км. Расчёт роста градины с начальным радиусом R_0 = 0.2 см, $\overline{\rho_{г,0}} = 0.6\ г \cdot см^{-3}$, Н = 8.4 км и T_0 = – 29.7 ^{0}С, на уровне Н = 2 км даёт градину радиусом R_{max} = 2.67 см. На Телвис-Циви выпадал град с R_{max} = 1.8 см. Расчёты роста градин с уровня Н = 7 км дают

примерно такую же величину (Рис. 59). Например, изображённая на рис. 57 градина могла вырасти, начав свою эволюцию со значения R_0 = 0.25 см на высоте H ≈ 5.2 км. Изменение плотности $\rho_{сл}$, а также $\sim \frac{T}{л}$ по высоте H для градин, начавших рост с высот 8.4 км и 10.3 км (без учёта кристаллизаци облака). Учёт кристаллизации приведёт к тому, что данная частица длительное время будет колебаться и парить в верхней части облака до тех пор, пока не будет вынесена потоками воздуха из облака.

9. Рассмотрим дни 12 июня и 21 июня 1969 года, метеорологическая ситуация которых весьма сходна. Район работ находился в зоне повышенного давления, на юге располагалась волна, влияние которой на развитие внутримассовых явлений было вполне возможным. 12 июня в течение всего дня до 18.00 наблюдалось возникновение и разрушение облаков над Циви-Гомборским хребтом, затем к 19.00 было произведено воздействие на мощно-кучевое облако высотой около 12 км. На г. Телавис-Циви выпала крупа слабой интенсивности и малой продолжительности.

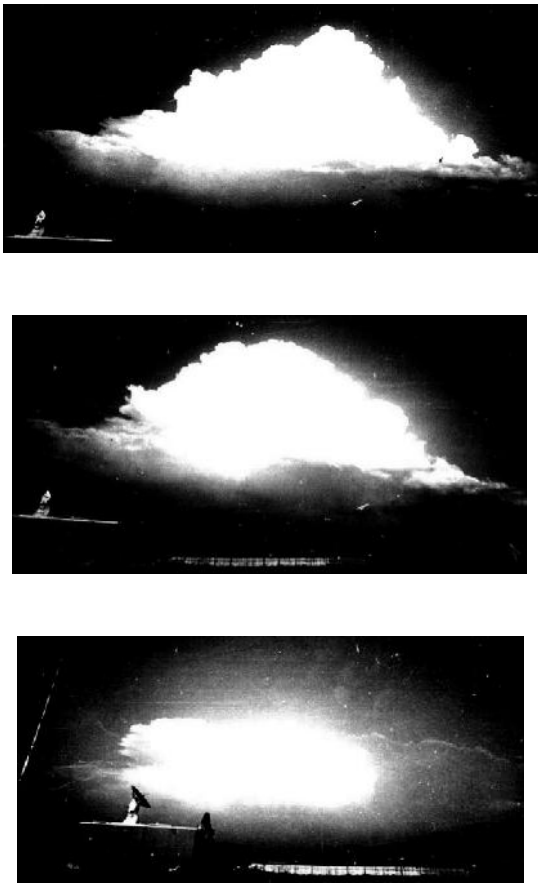


Рис. 60. Стадии разрушения кучевого облака, давшего град в виде крупы (12 июня 1969 г., гора Телавис Циви, H = 1800 м).

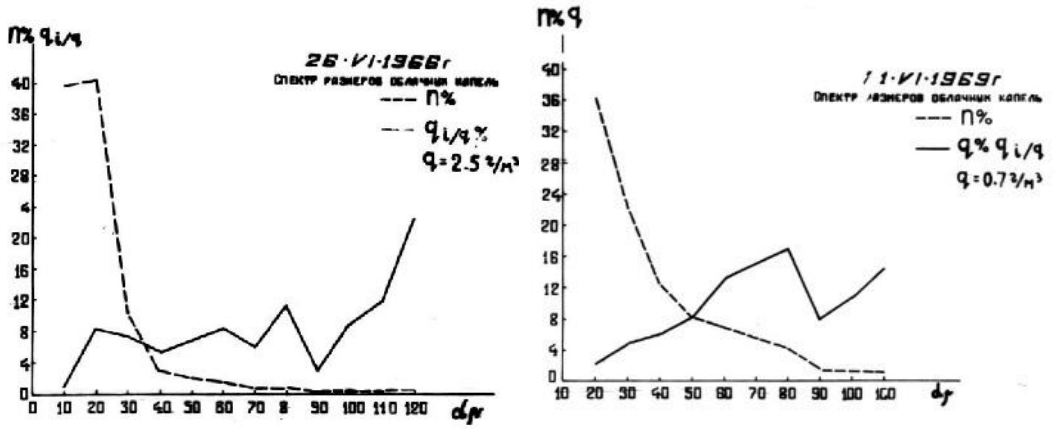


Рис. 42. Спектр размеров облачных капель в верхней части облака, давшего крупу. Проба взята с самолёта (26 июня 1966 г., Телавис Циви, Н = 1800 м).

Рис. 61. Спектр размеров облачных капель, взятый с самолёта на высоте Н = 5.5 км из облака, давшего крупу (21 июня 1969 г., Телавис Циви, Н = 1800 м).

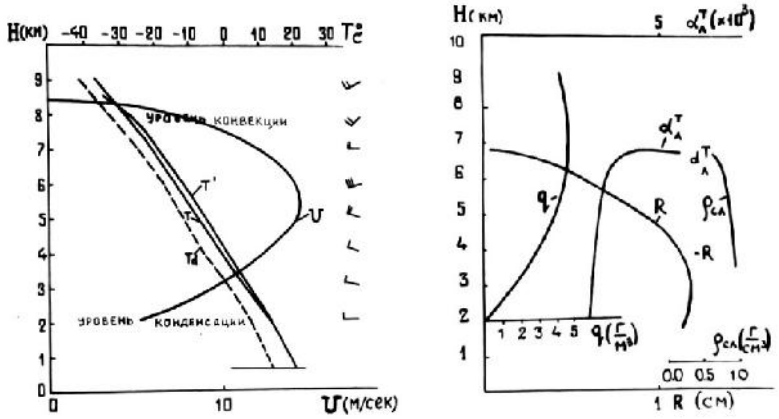


Рис. 62. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 21 июня 1969 г.

На рис. 60 видно, как с течением времени это облако, перешедшее на долину, постепенно разрушается. Искусственная обработка его оказалась эффективной, и выпадения твердых осадков не наблюдалось. В целом в Кахетии 21 июня с 11.00 дня наблюдалось развитие облаков. Первая зона р/л отражения была зафиксирована в 11.51. Начиная от 12.00 до 16.00 оперативными группами многих пунктов было отмечено выпадение ливневого дождя. На г. Телавис-Циви в интервале между 14.40 и 15.55 выпадал град (максимальный размер около 10 мм). Двумя часами раньше с самолёта были взяты две пробы облачных капель в 12.07 и 12.10 (рис. 61). На высоте 5.5 км наблюдалось обледенение самолёта – отложение снегообразного льда толщиной в несколько см. Параллельно зафиксирована электризация самолёта. С земли р/л и дальномером отмечены максимальная высота облака и градовых на уровне около11 км. Горизонтальные размеры активных зон достигали 10 км. Спектр размеров облачных капель представлен на рис. 61.

Расчёты метеопараметров облака и роста и таяния градин были проведены для случая 21 июня 1969 г. (рис. 62). Согласие с визуальными наблюдениями высоты облака до выпадения града довольно хорошее. Дальнейшая эволюция облака после воздействия оказывается отличной от сравнительно стационарной теоретической картины. Можно полагать, что это есть результат искусственного воздействия на данные облака. На других пунктах (Вардисубани, Кудигора), где также велось воздействие, выпадения крупных градин не наблюдалось.

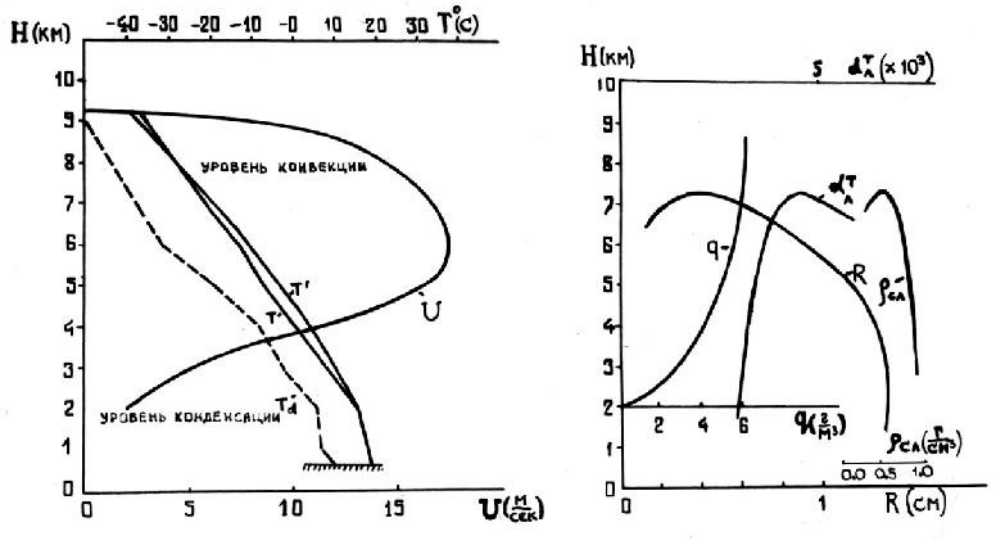


Рис. 63. Результаты расчётов параметров облака и градин для случая 29 июня 1969 г.

Расхождение с результатами расчётов имеется и в случае 29 июня 1969 г. **(**рис. 63**)**, который также во многих отношениях сходен с вышерассмотренными двумя днями, 12 и 21 июня 1969 года. В этот день также велось воздействие и наблюдалось лишь выпадение крупы и жидких осадков. Любопытно, что эти дни характеризуются ярковыраженными грозовыми явлениями, которые можно связать с закритическим режимом роста градин в некоторых случаях сопровождающим раннюю стадию их роста. Значительно лучшее согласие имеется опять-таки в размерах расчётного и реального облаков до начала активного воздействия на них. Последние три случая показывают эффективность воздействия в момент, когда теоретическая модель даёт максимальное развитие облака.

В последнем параграфе данной главы будут рассмотрены некоторые естественные градины, с точки зрения их аэродинамических характеристик, недостаточно изученных как в лабораторных, так и в природных условиях. Отдельные высказывания и взгляды всё ещё являются спорными и требуют уточнения. В особенности это относится к градинам неправильной формы. Следует обратить внимание на сложный эффект взаимодействия чатиц осадков (твёрдых и жидких) лидеров и находящихся в их кильватере и вблизи приналичии и отсутствии электрических зарядов (см. Хоргуани, 1984)

5.3. Аэродинамические характеристики некоторых естественных градин, полученные на основе лабораторного анализа их срезов.

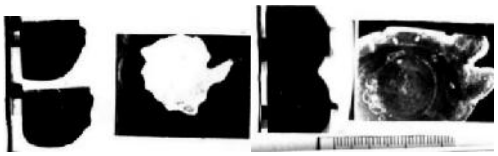
1. На рис. 36, 46, 47, 56 представлены градины с зародышами конической формы. В случае рис. 36, согласно экспериментам Джайаратне и Мейсона (1964), угол ¯ при вершине конического зародыша градины должен был бы превышать критическое его значение ¯$_{кр}$ = 0.68(h / r) + ® / 4, если выполняется условие: $0.2 \le h/r < 1.0$, где h – высота конуса, r – радиус его основания. Подставляя h/r = 0.64, получаем ¯$_{кр}$ = 0.53®. Угол же раствора при вершине рассматриваемой градины ¯ ≈ 72^0. Полагая °$_г$ = 0.6 г /см^3, получаем, что для рассматриваемого случая число Рейнольдса Re ≈ 850. Число Рейнольдса, как видим, несколько больше 800 и θ ≈ 72^0. Градина должна бть ориентирована основанием вниз, но нарушается критерий Джайаратне и Мейсона (1964), так как градина довольно долго была ориентирована вершиной вниз.

2. На рис. 46 и 47 приведены два случая градин с коническим зародышем, ориентированных основанием вниз. Измерение их углов раствора и известные расчёты $\theta_{кр}$ показывают, что $\theta < \theta_{кр} = 91.8^0$. На рис. 47 показана градина, имеющая значение θ близкое к $\theta_{кр}$; число Рейнольдса Re = 5.3×10^3 > 800; градина должна колебаться, вернее, вращаться. Градина, приведённая на рис. 46, вероятно начала вращаться, когда её размеры по вертикали и горизонтали стали равными.

3. В случае градин, представленных на рис. 56, соответственно имеем: (а) $\theta < \theta_{кр} = 91.8^0$, (б) $\theta < \theta_{кр} = 167.4^0$; в обоих число Re > 800. Здесь также совпадают оэидаемая и действительная ориентации, а именно, их падение без вращения основанием вниз в течение всего процесса их роста и таяния. Следы таяния видны на обеих градинах: вершины заострены и имеются признаки сплющивания, обусловленные таянием (гладкая нижняя поверхность у обеих градин и слабая эллипсоидальность у второй (б) градины). Градины, представленные на рис. 57 и 58, имеют зародыши сферической формы со слабым заострением, и устойчиво ориентированы гладкими основаниями вниз и растут точь в точь так, как моделировал рост градин в своих экспериментах великий Рейнольдс (1876). Интересно, что подобная структура получается и в лаборатории на закреплённой сфере со значениями радиуса 0.1 см и 0.5 см (Киддер, Карте, 1964) при значениях водности между 2.5 г/см^3 и 7 г/см^3 и температурах между – 20 ^{0}C и – 10 ^{0}C (Рис. 4). Первая из них при размерах малой и большой полуоси соответственно 0.72 см и 0.85 см раньше поворачивается малой полуосью вытянутого эллипсода вращения по вертикали и начинают вращаться, чем вторая градина. Последняя поворачивается малой полуосью вверх при размерах малой и большой полуосей сооветственно 1.1 см и 2 см.

Исходя из некоторой аналогии процессов роста градин в докритическом режиме и их тания, можно считать, что некоторые моменты роста градин могут быть уточнены моделированием процесса их таяния в лабораторных условиях (рис. 64). Разберём подробнее результаты экспериментов по таянию жёстко закреплённых ледяных сфер в вертикальном потоке воздуха. Из киносъёмок пульсаций жидкого слоя талой воды на них хорошо видно, что они приводят к разбиению слоя в пояске на два взгорбления, которые, периодически сливаясь, способствуют

формированию гигантских капель. В зависимости от скорости воздушного потока эти капли либо разбрызгиваются до отрыва от градины, либо же после отрыва. В частности, при скоростях обдува порядка 10 ÷ 15 м/с подобное разбиение слоя оказывается столь частым, что профиль ледяной поверхности под слоем воды характерным образом искривляется (см. рис. 64 б; а также рис. 31первый столбец третья частица сверху). Длинный нарост и взгорбления градины слева (рис. 64 а) – следствие пульсаций слоя аккумулированных капель воды на градине в турбулентном пульсирующем восходящем потоке облака (диаметр градины ~ 5 см).



(а) (б)

Рис. 64. Сравнение профилей ледяных сфер, опоясанных слоем талой воды (слева), и естественных градин (справа) (см. п. 4.4).

На рис. 64 (а) – фото градины (справа) в отражённом свете; градина правильной формы, взгорбления на ней и толщина жидкого пояска слева одинаковы. На рис. 64 (б) – фото градины, заснятой в поляризованном свете: видно в центре сферическое прозрачное ядро с диаметром 9 мм, окружённое слоем (толщиной от 2 до 3 мм), состоящим из каверн. Некоторые из каверн изолированы друг от друга, некоторые соединяются с поверхностью градины. Внешний слой градины представляет собой прозрачный лёд толщиной от 3 до 8 мм. Главные оси кристаллов имеют радиальное направление. Градина целиком росла в докритическом режиме, почти не меняя своей ориентации. Наличие сосулькообразного нароста, по всей вероятности, связано с коагуляцией с сильно переохлаждённой жидкокапельной фракцией облака. Подтверждается с очевидностью вывод о том, что губчатый лёд наблюдается в пределах размеров градин порядка 1 см.Таким образом, лабораторные эксперименты по изучению процесса таяния градин, распределения и пульсаций слоя воды на них проливают свет на некоторые аспекты роста градин. Применение проходящего поляризованного и обычного света позволяет изучить структуру и аэродинамические характеристики градин, не прибегая к лабораторным экспериментам.Расчёты эволюции градин во внутримассовых облаках, достигших своего максимального развития, на основе струйной модели облака показывают, что почти во всех случаях расчётные размеры (а в некоторых случаях и структура) градин совпадают с наблюденными, если, например, зародыши градин миллиметрового радиуса растут в облаках на уровнях между 6 и 8 км над уровнем моря. В случае же фронтальных явлений эта зона несколько расширяется кверху. Несмотря на то, что непосредственная экспериментальная проверка полученных результатов пока не представляется возможной, тем не менее совместное решение уравнений конвекции и кинетики приводит к разумным результатам с возможной перпективой их использования в интерпретациях градобитий, при искусственном воздействии и управлении процессами градообразования.

5.4. В последующем основное внимание было направлено на более детальное рассмотрение тепло-массо-переноса процессов при раличных режимах кристаллизации аккумулированной влаги на градинах (Карев, 2000). В частности, в указанной работе Карева отмечено (цитата): “Дальнейшее развитие и улучшение теории связано с её использованием к обледенению сферических и цилиндрических объектов (Гвелесиани, 1968, 1970). Гвелесиани (1972) также предложил метод для определения толщины водяной плёнки на поверхности тел различной формы. Карев (1993), используя главные выводы Гвелесиани, получил новые уравнения для основных параметров, среди которых фигурирует толщина переохлаждённой плёнки воды (Рис. 64). Коль скоро толщина плёнки ограничивается внешними динамическими условиями потока, то режим отрыва воды определялся введением теоретического коэффициента реализации содержания жидкой воды. Он представляет часть содержания жидкой воды, остающейся участвующей в процессе обледенения на поверхности градины”. Задача решалась поэтапно: (1) с учётом достижений эксперимента в процессе эффективной аккреции облачной влаги (Garsia-Garsia and List, 1992) и ТД-теории тепло-массо-переноса численными методами (Karev, 1993); (2) улучшением и упрощением решения задачи используя фактор реального переохлаждения у границы раздела фаз лёд-вода (Karev and Kachurin, 1994). В закючение следует отметить результаты работ Блиадзе (2005). в которых также как и в работе (Карев, 2000) отмечается важность функции слоя жидкой фазы на поверхности растущей градины в режиме мокрого роста, имеющего нелинейный характер (порядка третьей степени), что согласуется с результатами, полученными Гвелесиани (1970, 1972) в связи с зависимостью турбулентной вязкости жидкости от третьей степени пульсаций скорости жидкой плёнки в экваториальном сечении градины, обдуваемой воздушным потоком (см. Главы 3 и 4).

ЛИТЕРАТУРА

Блиадзе Т. Г. Экспериментальное моделирование процесса роста града. Диссертация на соиск.уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Тбилиси: Фонды биб-ки ин-та геофизики АН Грузии, 2005, 160 с.

Гвелесиани А. И. Об отложении льда, растущего в потоке переохлаждённого водного аэрозоля, на поверхностях различной формы. Сообщ. АН ГССР, 1968, т. 51, № 1.

Гвелесиани А. И. Некоторые вопросы эволюции градовых частиц. Диссертация на соискание уч. степени кандидата физико-математических наук. Ленинград /Фонды ЛГМИ, 1970, 211 с.

Гвелесиани А. И. Об установившейся толщине жидкой водяной плёнки на on поверхности градин различной формы. Труды института геофизики АН ГССР, 1972, т. 28, сс. 174 – 178.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлаждённого аэрозоля. Изв. АН СССР. ФАО, 1968, т. 4, № 1.

Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоиздат, 1990, 463 С.

Сулаквелидзе Г. К. Ливневые осадки и град. Л.: Гидрометеоиздат. 1967.

Хоргуани В. Г. Микрофизика зарождения и роста града. Л.: Гидрометеоиздат. 1967.

Шишкин Н. С. Исследование роста сферического града. Изв. АН СССР, сер. геоф., 1952, N. 6.

Browning K. A. The lobe structure of giant hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., 1966, v. 92, N 391, pp. 1-14.
Browning K. A., Beimers J. G. D. The oblateness of large hailstones. J. Appl. Met., 1967, v. 6, N 6.
Hallett J. Crystal growth and the formation of spikes in the surface of supercooled water. J. Glaciology, 1965, v. 3.
Garsia-Garsia F., List R. Laboratory measurements and parametrizations of supercooled water skin temperatures and bulk properties of gyrating hailstones**.** J. Atmos. Sci., 1992, v. 49, pp. 2058-2073.
Jayaratne O. W., Mason B. J. The coalescence and bouncing of water drops at an air/water interface. Proc. Roy. Soc., A, 1964, v. 200, N 1383.
Karev A. Thermodynamic and radiolocationproperties of icing surfaces. Ph. D. Thesis. Sankt-Peterburg. 1993.
Karev A. and Kachurin L. G. Radar reflectivity of hailstones band as a function of environment's parameters. VI WMO Sci. Conf. Cloud Phys. Wea. Mod., 1994, v. 1, pp.177-180.
Karev A. R. Towards the physical explanation for different growth regimes of hailstones. 13th Int. Conf. on Clouds and Recipitation. 14-18 August 2000, Reno, Nevada USA, Proceedings, 2000, v. 2, pp. 1069-1072.
Kidder R. E., Carte A. E. Structures of artificial hailstones. J. Rech. Atm., 1964, v. 1, N 4.
Knight Ch. A. On the mechanism of spongy hailstone growth. J. Atm. Sci., 1968, v. 25, N 3.
Knight Ch. A., Knight N. C. Spongy hailstone growth criteria I. Orientation fabrics. J. Atm. Sci., 1968a, v. 25, N 3.
Knight Ch. A., Knight N. C. Spongy hailstone growth criteria II. Microstructures. J. Atm. Sci., 1968b, v. 25, N 3.
Knight Ch. A., Knight N. C. The final freezing of spongy ice: hailstone collection techniques and interpretations of structure. Proc. Int. Conf. on Cloud Phys., Toronto, Canada, 1968c.
List R. Kenuzeichen Atmospharischer Eispartikeln. ZAMP, 1958, v. 9, N 3.
List R. Zur Aerodynamik von Hagelkornern. ZAMP, 1959a, v. 10, N 2.
List R. Wachstum von Eiswassergemischen im Hagelkanal. Helv. Phys. Acta, 1959b, v. 32, N 4.
Ludlam F. H. The hail problem. Nubila, 1958, anno 1, N 1.
Schumann T. E. W. The theory of hailstone formation. Quart. J. R. Met. Soc., 1938, v. 64, N 273, pp. 3- 21.

ГЛАВА 6. ОСОБЕННОСТИ ПУЗЫРЬКО-ОБРАЗОВАНИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЁМЕ ПЕРЕГРЕТОЙ И ПЕРЕОХЛАЖДЁННОЙ ВОДЫ

I. Пузырькообразование при кипении перегретой воды.

6.1.1. Состояние вопроса. Рассматриваются вопросы термодинамики и кинетики возникновения и роста спонтанных зародышей пара в перегретых частях жидкости на стенках и на дне нагреваемого сосуда. Метастабильные – неустойчивые фазовые состояния системы – и стеклообразные – “замороженные” состояния веществ большой вязкости с затруднённой молекулярной перестройкой, сопровождающей непрерывные изменения исходной фазы, в настоящей статье особо не рассматриваются. Для статистической физики термодинамика, в силу её универсальности, является своего рода пробным камнем, как в случае квантовой механики таковым является классическая механика. В то время как равновесия гомогенных систем изображались уравнением, в гетерогенных системах, такую же роль играло пространственное геометрическое изображение равновесных состояний (Тамман). Сходство и различие фазовых состояний жидкость-пар, жидкость-кристалл до сих пор привлекают к себе внимание теоретиков и экспериментаторов разных стран. Анализируются результаты известных и собственных работ в этом направлении. В развитии теории Гиббса следует отметить революционную роль классических работ Ван-дер-Ваальса (теория непрерывности перехода газа в жидкость) и Френкеля (кинетическая теория жидкостей), дальнейшее развитие которых в теоретическом и экспериментальном направлениях дано в статьях Зельдовича, Кагана, Дер-Гарабедиана, в монографиях Скрипова, Бреннена и Бубнова и Голицына. Значительные сдвиги произошли в статистической механике за последние 30 лет в связи с появлением цикла работ Цаллиса, введшего новое понятие об неэкстенсивной (неаддитивной) энтропии. Высказывается идея о возможности использования метода теории узлов Гаусса-Боне, развитого Дианой Вашакмадзе в области физики частиц и космологии, к иерархии вихрей турбулентности в газовой среде и термодинамики пузырькового кипения жидкости.

6.1.2. Кипение жидкости: Эксперимент и теория

На базе экспериментального комплекса Термобарокамеры Института геофизики впервые, методом пузырькового кипения жидкости, ставятся и анализируются совместные эксперименты по моделированию термохимической конвекции, процесса образования термиков в различных геофизических средах, в частности, образования кучевых облаков, расслоения подоблачной и облачной сред и пр. Исследование конвективных движений, связанных с экстраординарными явлениями природы (штормы, вулканы, движение тектонических плит, землетрясения и др.) является одним из самых актуальных научных и социально-экономических проблем. Трудности численных экспериментов и теоретических исследований этих процессов привели учёных мира к единодушному мнению о необходимости проведения соответствующих лабораторных экспериментов. Последние имеют не только прикладное, но и самостоятельное значение. Предложенным методом пузырькового

кипения жидкости лабораторного моделирования термохимической конвекции был получен ряд новых результатов. Для широкого диапазона плотностей растворов в ходе кривых зависимости температуры $T(t)$ и энтропии $S(T)$ обнаружены точки разрыва непрерывности второго рода (в диапазоне $(40-80)^0C$), после которой кривые отклоняются от начального линейного хода, изгибаются и параболически приближаются к точке кипения 100^0C.

1.2.1. Схема установки и характеристики исследуемой термодинамической системы

Ниже приведена схема установки для моделирования вертикального одномерного двухфазного конвективного течения жидкости в лабораторных условиях (Gvelesiani, Chiabrishvili, 2013).

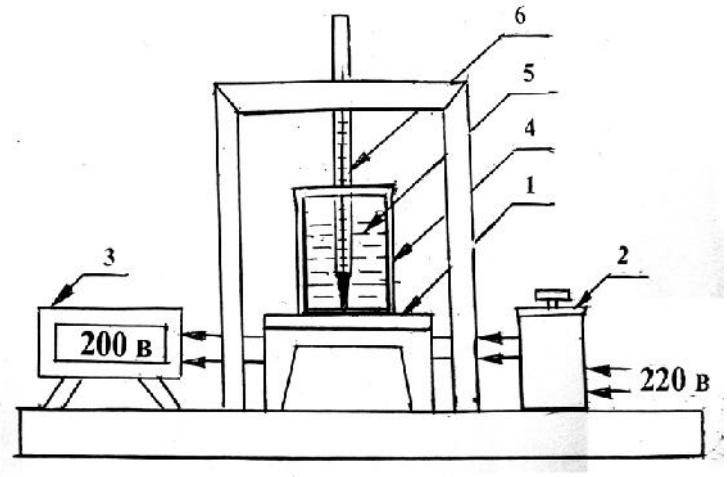


Рис. 1. Схема установки: 1 – электрическая плита, 2 – лабораторный авто-трансформатор (ЛАТР), 3 – цифровой вольтметр, 4 – стеклянная колба, 5 – раствор, 6 –термометр.

Рис. 1 показывает минимальное количество инструментов для проведения экспериментов с достаточно высокой точностью и полнотой информации о параметрах изучаемой системы. Хотя эта схема весьма проста, тем не менее, благодаря тщательности и многократному повторному проведению измерений, были установлены, на наш взгляд интересные явления, сопровождающие процесс пузырькового кипения, важные для изучения особенностей конвекции в соответствующих геофизических средах. Результаты отражены в рисунках и таблицах, кратко обсуждены, выводы сформулированы в цикле работ (Gvelesiani, 2013-2017).

1.2.2. Новые результаты (Gvelesiani, 2017).

Моделирование вертикальной конвекции в естественных условиях оригинальным методом пузырькового кипения (ППМ) жидкости, позволило экспериментально исследовать поведение термодинамической системы (образцов природных вод и искусственных водных растворов) в течение процесса их нагрева до интенсивного крупно-пузырькового кипения. Для точного установления моментов наступления микро- и макро-масштабного режимов пузырькового кипения жидкости были построены и проанализированы экспериментальные кривые зависимостей: (T,t)– температуры от

времени, $\left(dT/dt,T\right)$– скорости нарастания температуры от температуры, $\left(d^2T/dt^2,T\right)$ ускорения нарастания температуры оттемпературы. В результате, при $T=40^0C$ и $T=80^0C$ точки перегиба кривой $\left(dT/dt,T\right)$ проявились, как и следовало ожидать, в виде ярко выраженных максимумов на кривой $\left(d^2T/dt^2\right)$. Ниже приведены соответствующие результаты в виде графиков, отражающие новые стороны режима кипения чистой воды и водных растворов различных веществ и природных вод Грузии (рис. 2 -5).

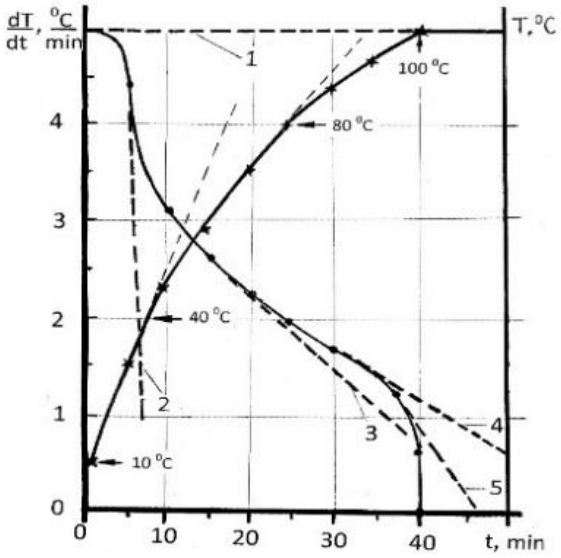


Рис. 2. $(dT/dt,t)$ – кривая показывает зависимость скорости роста температуры от времени, t (кривая соединяет точки (●));
(T,t) – кривая показывает изменение температуры жидкости от времени, t; (кривая соединяет крестики (x)).

Для более точного определения моментов наступления режимов микро- и макро-пузырькового кипения жидкостей соответственно при температурах $T=40^0C$ и $T=80^0C$, была построена кривая ускоренного роста температуры во времени в зависимости от температуры жидкости $(d^2T/dt^2,T)$ (рис. 2.). Здесь мы видим в обеих точках экстремумы, всплески кривой $(d^2T/dt^2,T)$, соответственно при значениях температуры $T=40^0C$ и $T=80^0C$ (на рис.1 хорошо видно, как кривая зависимости $\left(T,t\right)$ преломляется именно при этих значениях температуры, которые проявляются в виде точек перегиба на кривой $(dT/dt,T)$, наличие которых подтверждается указанными выше двумя

максимумами кривой $(d^2T/dt^2, T)$). Таким образом, их наличие не случайно и математически оправдано.

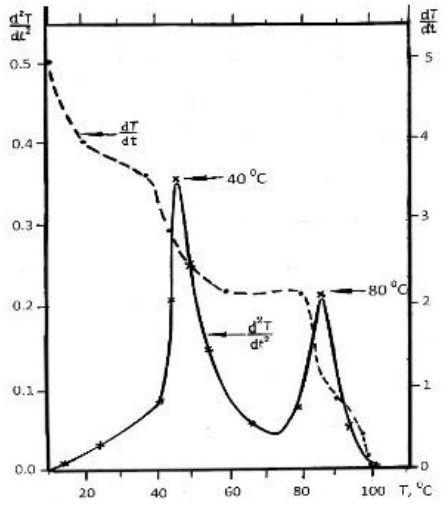


Рис. 3. $(dT/dt, T)$ – кривая показывает скорость роста температуры жидкости от температуры, Т, (кривая соединяет токи (●)); $(d^2T/dt^2, T)$ – кривая показывает зависимость ускорения роста температуры от Т (точки (х)).

Эстремумы кривой $(d^2T/dt^2, T)$ на рис. 3 соответствуют точкам (T_{dc}).

Ниже представлены оригинальные универсальные экспериментальные кривые $(T_{dc}, °_{dc})$, полученные нами для водных растворов $NaCl$, $C_{12}H_{22}O_{11}$ и других веществ (рис. 4).

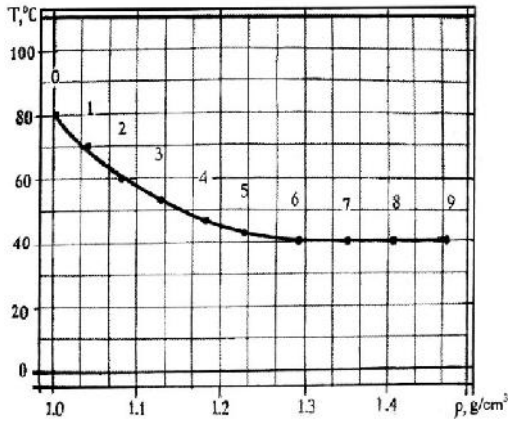


Рис. 4. Универсальная экспериментальная кривая зависимости температуры (T) в момент второго рода разрыва непрерывности, от концентрации $(°)$ для любого водного раствора вещества (Gvelesiani, Chiabrishvili, 2015)

На рис.4 показана оригинальная универсальная экспериментальная кривая зависимости $(t_{dc}, °_{dc})$-время-плотность, полученная нами как для водных растворов, представленных на рис. 4 (●) и для природных вод Грузии (x) методом пузырькового кипения жидкости.

Рис. 5 показывает оригинальную универсальную экспериментальную кривую зависимости $\left(t_{dc},\ °_{dc}\right)$ – время-плотность раствора.

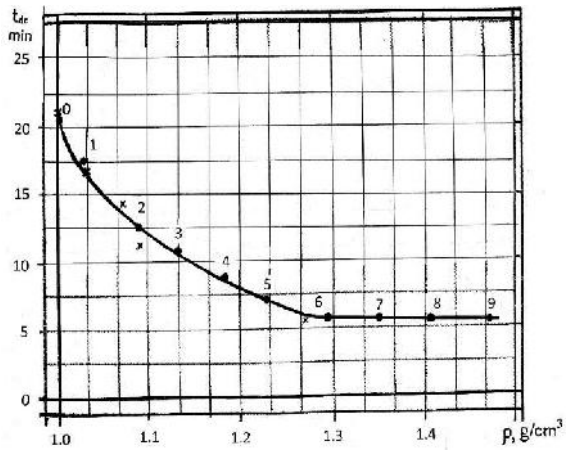


Рис. 5. Универсальная кривая зависимости температуры (T) второго рода разрыва непрерывности в момент времени t_{dc} ,от концентрации (°) для любого водного раствора вещества. Знаки (●) соответствуют искусственным растворам; знаки $(\mathbf{x})$ – естественным водам Грузии.

Кривые рис. 4 и 5, имеющие сходное поведение, показывают сильное влияние плотности раствора на начало режима пузырькового кипения в процессе нагрева жидкости. Стало быть, между T_{dc} и t_{dc} существует линейная зависимость (результат совместного действия теплопроводности жидкости, конвективного движения, смешения термиков и паровых пузырьков; для $q = const.$ имеем $\left(dT / d°\right)_{dc} = const$, $\left(d° / dt\right)_{dc} = const$ и $\left(dS / dT\right)_{dc} = const.$

1.2.3. К построению (T, t)- кривой природных вод Грузии (Gvelesiani, Chiabrishvili, 2015)**.**

На рис.6 приведены экспериментальные кривые (T,t) – зависимостей для различных природных вод Грузии. В скобках указывается время начала пузырькового кипения для каждой пробы вод. Указывается установленная плотность взятых проб. (1) – источник г. Цалка (21,5 мин);

(2) – Черное море, г. Анаклиа (17 мин); (3) – серные воды близ оз. Лиси (14,5 мин); (4) – серные воды бань старого Тбилиси (11 min); (5) – насыщенный водный раствор мёда (7 min).

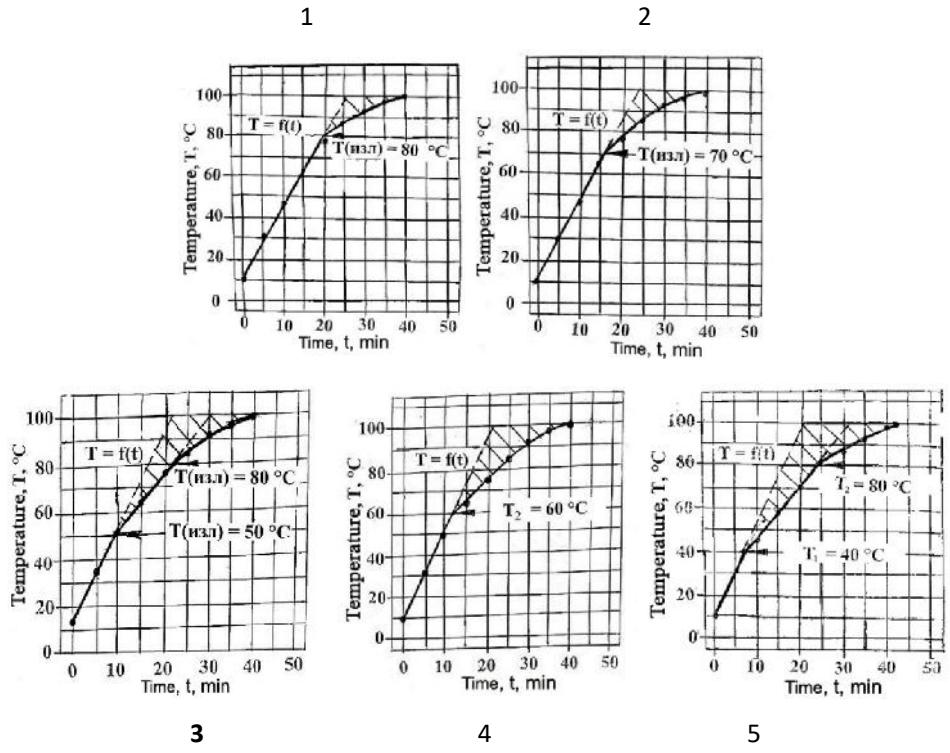


Рис. 6. Экспериментальные (T,t) – кривые нагрева проб естественных вод Грузии:

(1) $\rho = 1{,}0$ г / $см^3$, (2) $\rho = 1{,}02$ г / $см^3$, (3) $\rho = 1{,}07$ г / $см^3$, (4) $\rho = 1{,}08$ г / $см^3$,

(5) $\rho = 1{,}27$ г / $см^3$.

6.1.3. Типы нуклеации

1.3.1. Гомогенная нуклеация. Впервые теория образования зародышей пузырьков пара в чистой воде была дана Гиббсом. Согласно гомогенной теории работа образования пузырька пара критического размера ($R_{кр}$) выражается формулой

$$W_{кр} = \frac{4}{3}\pi R_{кр}^2 \sigma , \qquad (3.1)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости;

скорость зародышеобразования пузырьков (здесь $W_{кр} / kT = Gb$ – число Гиббса) равна

$$J = J_0 \exp\left(-W_{кр} / kT\right), \qquad (3.2)$$

где J_0 – фактор пропорциональности, для которого известно типичное молярное соотношение

$$J_0 = N\left(\frac{2\sigma}{\pi m}\right)^{1/2}, \qquad (3.3)$$

где N – молекулярная плотность жидкости (молекулы /м^3), m – масса молекулы.

1.3.2. Гетерогенная нуклеация. В первом случае нуклеации рассматривались микроскопичнеские пустоты, которые растут, вызывая разрыв, когда давление p на жидкость становится ниже

критического значения $p_v - 2\pm / R$. Следовательно, растягивающее усилие равняется 2σ/R. В

этом случае имеет место контакт жидкость/ пар/твёрдое тело. Указанное усилие вытягивает пузырь пара из возможной шероховатости контактной поверхности (сложная задача, связанная с конкретной её геометрией). Этот вопрос детально рассматривался в ранних классических работах. Что касается новых результатов по гетерогенной нуклеации льда, укажем на книгу Гзиришвили, Карцивадзе и Окуджава (1984).

Замечание: Поразительно внешнее сходство геометрической формулы Эйлера о связи между параметрами правильного многоугольника ($F = E + 2 - V$, где F – число граней, E – число рёбер, V – число вершин) и правилом фаз Гиббса ($F = N + 2 - R$, где F – число степеней свободы, N – число компонент, R – число фаз в равновесии) (см. Gvelesiani, 2017).

6.1.4. Метастабильное состояние жидкости

1.4.1. Ниже рассматривается кинетика процесса перегрева жидкости близ поверхности нагрева согласно работам (Shekriladze, 2018; Moore, Mesler, 1961).

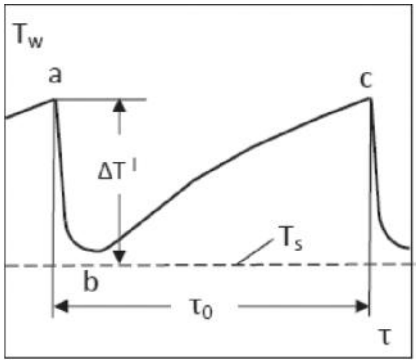


Рис. 7. Типичный цикл пульсаций нагреваемой поверхности:

Tw – локальный перегрев поверхности; T_S – температура насыщения;

$\Delta T'$ – максимальный перегрев; ^{2} – время; $^2{}_0$ – длительность цикла

(Moore, Mesler, 1961).

На рис. 7 показан типичный цикл локальной пульсации нагреваемой поверхности, где T_W – локальная температура нагреваемой поверхности; T_S – температура насыщения; $\Delta T'$ – максимальный

перегрев; τ_0 – длительность цикла пульсации. Как видим, здесь дана качественная картина пульсаций температуры нагреваемой поверхности при определённом максимальном перегреве жидкости близ поверхности её нагрева. Очевидно, что обратная периоду $^{2}_{0}$ величина равна количеству образующихся и отрывающихся в единицу времени от стенки газовых пузырей. Автор работы (Shekriladze, 2018) приводит в соответствие собственные результаты по формированию и отрыву парового пузыря от стенки сосуда с кипящей жидкостью с вышеприведёнными результатами (Moore, Mesler, 1961). Далее в (Shekriladze, 2018) проведён критический анализ известных исследований собственных и других авторов почти за полувековой период. Наше внимание привлекает кинетика процесса зарождения и роста парового пузыря в нагреваемой жидкости в зависимости от степени её перегрева. В частности, интересен результат расчёта перегрева температуры жидкости ΔT_{eq}, необходимого для начала роста образовавшегося пузыря пара с равновесным мениском (Wang et al., 2005),

$$\Delta T_{eq} = \frac{2\pm T_S}{\mathrm{a}\circ_{0}\circ^{/}_{S}}, \qquad (4.1)$$

где $\pm$ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, $^{\mathrm{a}}$ – скрытая теплота парообразования, $^{\circ}_{0}$ – плотность жидкости, $^{\circ^{/}}_{S}$ – плотность пара.

На основе собственных исследований автор работы (Shekriladze, 2018), следуя работе (Moore, Mesler, 1961), строит в первом приближении зависимость $\left(T_w, {}^{2}\right)$, приведённую на рис. 7.

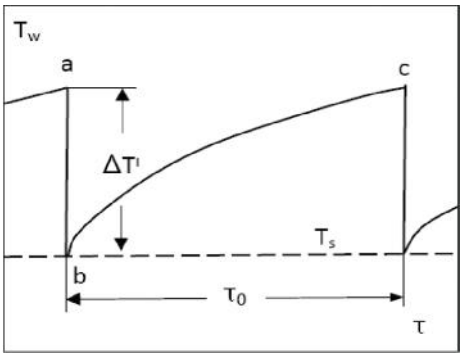


Рис. 8. Обозначения те же, что и на рис. 4 (Shekriladze, 2018).

Из рис. 8 хорошо видно, что $\Delta T' >> \Delta T_{eq}$. Как и следовало ожидать, на образование зародыша пузыря необходим значительно бóльший температурный перегрев (бóльшая энергия для его образования), чем перегрев, необходимый для начала роста пузыря после его зарождения. Желательно было бы, чтобы автор работы (Shekriladze, 2018) решил задачу во втором и др. приближениях также. Замечание к обоим результатам: как качественные, эти диаграммы пригодны для всех жидкостей; информация (Shekriladze, 2018) была бы весьма ценной при наличии

количественных данных, например, для чистой воды и водных растворов. Рассмотрим вкратце результаты теоретических работ (Френкель, 1975; Зельдович, 1942; Каган, 1960) в интерпретации Скрипова (1972); автор статьи (Каган, 1960), поправляя ошибку, допущенную в работе Зельдовича (1942), но восхищённый методом, применённым в последней, вместо кавитации рассматривает кинетику процесса кипения чистой воды. Как уже отмечалось выше, эта проблема экспериментально исследовалась для чистой воды и для водных растворов веществ нами. Далее анализируются некоторые результаты работ (Shekriladze, 2018; Moore, Mesler, 1961; Wang et al., 2005).

6.1.5. Динамика сферического пузырька

1.5.1. Каганом (1960) была сделана попытка получить общее выражение для скорости вскипания перегретой чистой жидкости, справедливое для любых p_0, методом Зельдовича (1942). При этом приняты во внимание лимитирующие скорость роста пузырька факторы: вязкость, инерционность, скорость испарения в полость и скорость подвода тепла к поверхности полости. Это ранние работы, ниже будут даны новые результаты, обобщённые в работе (Brennen, 1995).

Рассмотрим сферический пузырь пара радиуса R в неограниченной жидкости. Считается, что плотность жидкости $°_L$ постоянна. Радиальное движение (рост) пузырька сферически симметрично раздвигает окружающую жидкость на расстоянии r от центра пузырька со скоростью

$$u(r,t) = \frac{F(t)}{r^2}, \qquad (5.1)$$

где $F(t)$ определяется кинематическим граничным условием близ поверхности пузырька. В случае отсутствия переноса массы через поверхность $u(R,t) = dR/dt$,и, следовательно,

$$F(t) = R^2 \frac{dR}{dt}. \qquad (5.2)$$

Будем считать, что при росте пузырька во времени, граница её непроницаема и имеет скорость dR/dt. Тогда объемная скорость роста пузырька будет равна $4®R^2 dR/dt$. Массовая скорость испарения будет $°_v 4®R^2 dR/dt$ (где ρ_v плотность насыщенного пара), в свою очередь это должно равняться массе втекающей жидкости, тогда скорость втекания жидкости относительно поверхности даётся выражением $°_v dR/dt / °_L$. Следовательно,

$$u(R,t) = \frac{dR}{dt} - \frac{°_V}{°_L}\frac{dR}{dt} = \left[1 - \frac{°_V}{°_L}\right]\frac{dR}{dt} \qquad (5.3)$$

и

$$F(t) = \left[1 - \frac{°_V}{°_L}\right] R^2 \frac{dR}{dt}. \qquad (5.4)$$

1.5.2. Обобщение уравнения Релея-Плессета для вязкой жидкости

1. Для радиальной составляющей скорости уравнение Навье-Стокса,

$$-\frac{1}{°_L}\frac{\partial p}{\partial r}=\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}-¬_L\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\frac{\partial u}{\partial r})-\frac{2u}{r^2}\right] \quad (5.5)$$

даёт после подстановки $u=F(t)/r^2$:

$$-\frac{1}{°_L}\frac{\partial p}{\partial r}=\frac{1}{r^2}\frac{dF}{dt}-\frac{2F^2}{r^5}. \quad (5.6)$$

Заметим, что вязкие члены исчезают; лишь единственный вязкий содействующий фактор, ведущий к уравнению Релея-Плессета, исходит из динамического граничного условия близ поверхности пузыря. Последнее уравнение может быть проинтегрировано и приведено к виду

$$\frac{p-p_\infty}{°_L}=\frac{1}{r}\frac{dF}{dt}-\frac{1}{2}\frac{F^2}{r^4} \quad (5.7)$$

после приложения условия $p\to p_\infty$, когда $r\to\infty$.

Для завершения этой части анализа рассмотрим динамику граничного условия на поверхности пузырька. На тонкую плёнку поверхности пузырька действуют радиально направленные сила давления пара (p_B), противоположно направленная сила поверхностного натяжения $(-2±/R)$ и радиальная составляющая тензора напряжений скорости (p_{rr}):

$$(p_{rr})_{r=R}+p_B-\frac{2±}{R}. \quad (5.8)$$

Коль скоро $(p_{rr})_{r=R}=-p+2«_L\,\partial u/\partial r)$, то сила давления на поверхность пузыря равна

$$p_B-(p)_{r=R}-\frac{4«_L}{R}\frac{dR}{dt}-\frac{2±}{R} \quad (5.9)$$

При отсутствии массо-переноса через границу пузырька (испарение или конденсация) эта сила равна нулю, и подставляя значение для $(p)_{r=R}$ из уравнения (5.6) при $F = R^2 dR/dt,$ получаем обобщённое уравнение Релея-Плессета для динамики пузыря:

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4\mu_L}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}. \qquad (5.10)$$

При определённом $p_\infty(t)$ уравнение (5.8) может быть решено для нахождения $R(t),$ когда $p_B(t)$ известно. При отсутствии поверхностного натяжения и вязкостного членов это уравнение было выведено и использовано Релеем (Rayleigh, 1917). Plesset (1949) впервые применил это уравнение к проблеме движения пузырей при кавитации.

2. Вышерассмотренные уравнения относились к чистым жидкостям (чистой воде). Газовые пузыри состояли только из пара. В случае же растворов кроме молекул пара присутствуют примеси газа, т.е. пузырь многокомпонентен. Обозначая парциальное давление газовой примеси через p_G при радиусе R_0 и температуре T_∞, если нет заметного переноса газа в жидкость, следует, что

$$p_B(t) = p_V(T_B) + p_{Go}\left(\frac{T_B}{T_{\infty\infty}}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3. \qquad (5.11)$$

Подставляя (5.11) в (5.10), получим уравнение Релея-Плессета в виде

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_V(T_B) - p_V(T\infty)}{\rho_L} + \frac{p_{Go}}{\rho_L}\left(\frac{T_B}{T_\infty}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 = R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4\mu_L}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}, \qquad (5.12)$$

которое для политропического процесса даёт

$$p_G = p_{Go}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k}, \qquad (5.13)$$

где k – экспериментальная постоянная. Уравнение Релея-Плессета тогда принимает вид

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_{Go}}{\rho_L}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 + \frac{4\mu_L\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}, \qquad (5.14)$$

где точка над R обозначает d/dt. Без вязкостного члена уравнение Релея-Плессета (5.13) было исследовано Нолтингом и Непирасом (1950, 1951), а с вязкостным членом впервые был исследован Порицким (1952); соответствующие ссылки даны в работе (Brennen, 1995)\.

1.5.3. Термический контроль роста пузырька

Приведём для иллюстрации графическое представление временной зависимости радиуса растущего парового пузыря в воде при перегреве $T = 103{,}1^0 C$, по Релею (1917), которое сильно расходится с экспериментом Дергарабедьяна – и по теории Плессета-Цвика , хорошо согласующееся с Дергарабедьян (1953).

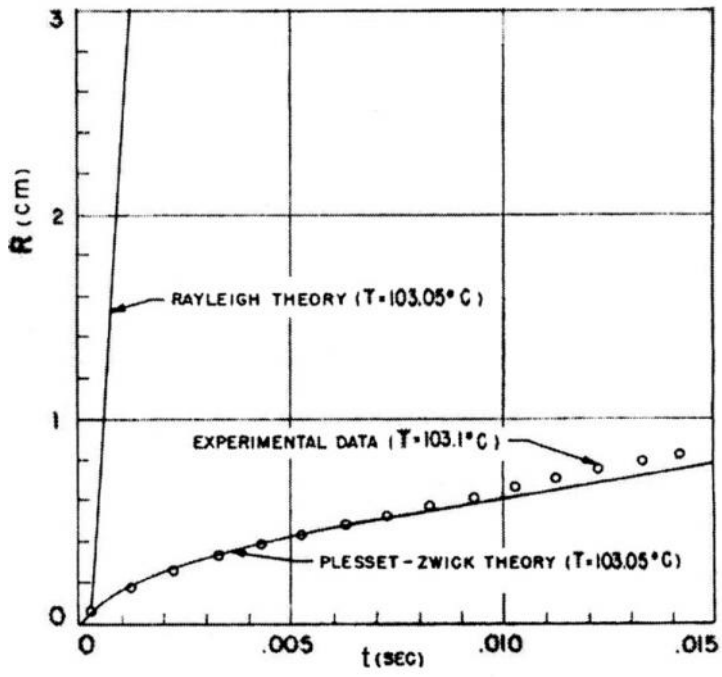


Рис. 9. Сравнение теории с экспериментом. Сплошная прямая линия построена по Релею (1917), сплошная изогнутая кривая – по Плессету -Цвику, треугольниками отмечены экспериментальные точки по Дергарабедьяну (1953).

1.5.4. Устойчивость пузырька пар-газ согласно Блейку (1949) (см. Brennen, 1995)

Блейк (1949), изучавший начало процесса кавитации, считает важным признать тот факт, что условие равновесия пузыря паро-газового содержания

$$p_V - p_\infty + p_{GE} - \frac{2\pm}{R_E} = 0, \qquad (5.15)$$

не может обычно представлять устойчивое состояние равновесия при $R = R_E$ с парциальным давлением газа p_{GE}.

Рассмотрим малое возмущение в размере пузырька от $R = R_E$ до $R = R_E(1+£)$, $£ << 1$ и возмущённое уравнение Релея-Плессета. Следует при этом различать два возможных случая:(a) парциальное давление газа остаётся тем же, как при равновесии p_{GE}; (b) масса газа в пузыре и его температура, T_B, остаются прежними.

С практической точки зрения возмущение в случае (a) генерируется в течение времени, достаточного для того, чтобы парциальное давление газа оставалось бы при величине, соответствующей концентрации растворённого газа в жидкости. С другой стороны, в случае (b) принимается во внимание, что этот процесс должен быть слишком быстрым для обеспечения значительной диффузии газа. Отсюда следует, что в случае (a) газовый член в уравнении Релея-Плессета (5.14) есть $p_{GE} / °_L$, в то время как в случае (b) он равен $p_{GE} R_E^{3k} / °_L R^{3k}$. Если определить n, как нуль в случае (a), и $n = 1$ в случае (b), затем, подставляя $R - R_E(1+£)$, получаем

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 + 4\nu_L \frac{\dot{R}}{R} = \frac{\varepsilon}{\rho_L}\left[\frac{2\sigma}{R_E} - 3nkp_{GE}\right]. \qquad (5.16)$$

Правая часть (5.16) имеет тот же знак, что и $£$. Если

$$\frac{2\pm}{R} > 3nkp_{GE}, \qquad (5.17)$$

тогда скорость и ускорение роста радиуса пузырька во времени имеют тот же знак, как и возмущение и, следовательно, равновесие будет неустойчивым, коль скоро результирующее движение заставит пузырёк удаляться от $R = R_E$. С другой стороны, равновесие устойчиво, если $np_{GE} > 2\pm / 3R_E$.

Случай (a) всегда должен быть неустойчивым, ибо неравенство (5.17) выполняется при $n = 0$. Это означало бы, что время диффузии массы при росте или сокращении длилось бы бесконечно долго.

Случай (b) более интересен в технических задачах, где уровни давления меняются в короткое время сравнительно со временем, необходимым для значительной диффузии газа. В этом случае для стабильности пузырька требуется условие

$$p_{GE} = \frac{m_G T_B K_G}{\frac{4}{3}®R_E^3} > \frac{2±}{3kR_E}, \qquad (5.18)$$

где m_G – масса газа в пузырьке, K_G – газовая постоянная. Действительно, для данной массы газа существует пузырь критического размера, впервые найденный Блейком (1949) и Неппирасом, Нолтингком (1951) и цитируемый, как критический радиус Блейка в работе (Brennen, 1995):

$$R_C = \left[\frac{9km_G T_B K_G}{8®±}\right]^{1/2}. \qquad (5.19)$$

Все пузыри с радиусом $R_E < R_C$ могут существовать в устойчивом равновесии, тогда как все пузыри с радиусом $R_E > R_C$ должны быть неустойчивыми. Критического размера можно достигнуть уменьшением давления окружающей среды от p_∞ до критического значения, $p_{\infty c}$, которое получается из уравнений (5.15) и (5.19):

$$p_{\infty c} = p_V - \frac{4±}{3}\left[\frac{8®±}{9km_G T_B K_G}\right]^{1/2}, \qquad (5.20)$$

часто называемое пороговым давлением Блейк

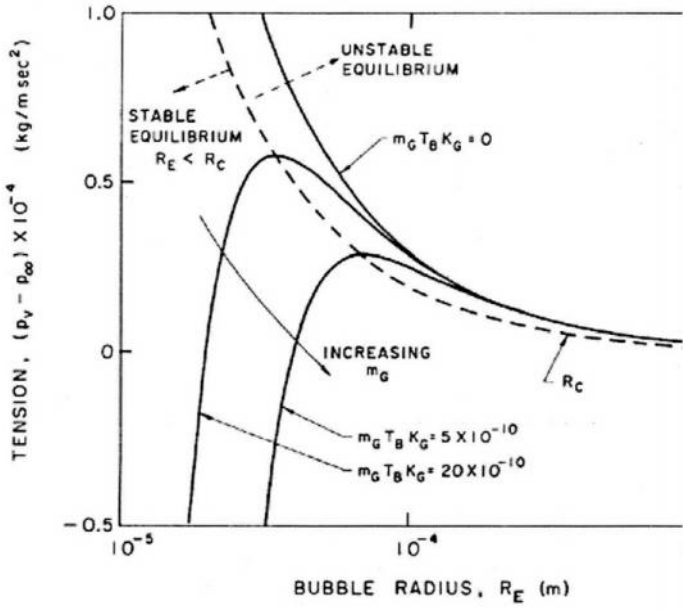


Рис. 10. Радиусы устойчивого и неустойчивого равновесия, как функция растягивающего напряжения пузырьков различных масс газа. Области устойчивого и неустойчивого равновесий разделены прерывистой линией (Dailey, Johnson, 1956; Brennen, 1995).

На рис. 10 графически представлен изотермический случай ($k = 1$), где сплошные линии представляют равновесные состояния пузырька с радиусом R_E, по отношению к растягивающему напряжению ($p_V - p_\infty$) для различных фиксированных масс газа в пузырьке и фиксированного поверхностного натяжения. Геометрическое место пиков есть график значений R_C, представлено прерывистой линией, уравнение которой есть $(p_V - p_\infty) = 4\pm / 3R_E$. Область справа от неё представляет состояние неустойчивого равновесия. Это графическое представление было использовано Дейли и Джонсоном (1956) для визуализации квазиклассической реакции пузыря, подверженного понижающемуся давлению. Начиная с четвёртого квадранта при условиях, в которых окружающее давление $p_\infty > p_V$, и полагается, что масса газа в пузырьке постоянна, радиус R_E, сперва увеличится, так как давление $(p_V - p_\infty)$ возрастает. Пузырь пройдёт через серию устойчивых состояний равновесия до тех пор, пока исключительное критическое давление не достигнет максимума. Любое слабое уменьшение в p_∞ ниже значения, соответствующего этой точке, приведёт к взрывному росту кавитации, независимо от того, p_∞ уменьшится в дальнейшем или нет. Действительно, из этого анализа следует, что для жидкости критическое напряжение натяжения скорее давалось бы выражением $4\pm / 3R$, чем $2\pm / R$, утверждаемое ранее, коль скоро стабильное состояние равновесия не существует в области

$$4\pm / 3R < (p_V - p_\infty) < 2\pm / R.$$

Иной вопрос возникает из анализа рис. 10. Заметим, что для данного подкритического напряжения натяжения существуют два альтернативных состояния, одно менее стабильное состояние, другое более нестабильное состояние. Допустим, что пузырь при менее стабильном состоянии подвергается ещё давлению осцилляций существенной величины, чтобы заставить пузырь мгновенно превысить размер R_C. Он мог бы тогда расти взрывообразно без ограничения. Этот эффект важен для понимания роли турбулентности в начале кавитации или реакции жидкости на акустическое поле.

6.1.6. Рост пузырька, как вариационная задача (Gvelesiani, 2018)

Будем исходить из обобщённого уравнения Релея-Плессета для динамики пузыря (5.10):

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4\eta_L}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}. \qquad (5.10)$$

Беря интеграл от обеих частей уравнения (5.10) по времени

$$\int_{t_0}^{t_1}\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L}dt = \int_{t}^{t_1}\left[R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4\eta_L}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}\right]dt, \quad (5.21)$$

представим его в виде функционала

$$U\left[R(t)\right] = \int_{t_o}^{t_1} F\left(t, R, R', R''\right)dt, \qquad (5.22)$$

где

$$F = RR'' + \frac{3}{2}R'^2 + \frac{4\eta_L}{R}R' + \frac{2\sigma}{\rho_L R}, \quad (5.23)$$

где штрихами отмечены соответственно первая и вторая производные радиуса R пузырька пара по времени t.

Исследуем на экстремум функционал (5.22), где функция F предполагается дифференцируемой два раза по аргументу t при граничных условиях

$$R(t_0) = R_0,\ R'(t_0) = R_0',\ R''(t_0) = R_0'';\ R(t_1) = R_1,\ R'(t_1) = R_1',\ R''(t_1) = R_1''. \quad (5.24)$$

Вариацией функционала на кривой, реализующей экстремум, имеем:

$$\delta U = \int_{e_0}^{e_1} \left(F_R - \frac{d}{dt} F_{R'} + \frac{d^2}{dt^2} F_{R''} \right) \delta R dt = 0 . \qquad (5.25)$$

При произвольном выборе δR, в силу непрерывности выражения в скобках по времени на той же кривой $R(t)$, получаем уравнение Эйлера-Пуассона

$$F_R - \frac{d}{dt} F_{R'} + \frac{d^2}{dt^2} F_{R''} = 0. \qquad (5.26)$$

Определив

$$F_R = RR'' - \frac{4\eta}{R^2} R' - \frac{2\pm}{\rho_L} \frac{1}{R^2}, \; F_{R'} = 3R' + \frac{4\eta}{R}, \; \frac{d}{dt} F_{R'} = 3R'' - \frac{4\eta}{R^2} R', \quad F_{R''} = R, \; \frac{d^2}{dt^2} F_{R''} = R''$$

и подставив в (5.26), получим уравнение вида

$$R^2 R'' = -\frac{2\pm}{\rho_L}. \qquad (5.27)$$

Сравнивая исходное уравнение (5.10) с (5.27) имеем квадратное уравнение относительно R'

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = \frac{3}{2} R'^2 + \frac{4\eta_L}{R} R' \qquad (5.28)$$

и корни

$$R'_{1,2} = \frac{-\frac{4\eta_L}{R} \pm \sqrt{(4\eta_L / R)^2 + 6[p_B(t) - p_\infty(t)]/\rho_L}}{3}. \qquad (5.29)$$

Очевидно, что положительный корень даёт ме́ньшую скорость роста пузырька, чем по абсолютной величине даёт отрицательный корень, соответствующий ускоренному исчезновению пузырька (коллапсу). В первом случае рост парового пузырька происходит за счёт диффузии пара внутрь, естественно, при подогреве жидкости. Во втором случае источник тепла отключён, происходит конденсация охлаждающегося насыщенного пара и, в результате, пузырь быстро исчезает. Аналогичный анализ легко может быть произведён на основе вариационного уравнения Эйлера-Пуассона для случая паро-газового пузырька по уравнению (5.14). Только в этом случае, при большой концентрации газовой примеси в пузыре, он не схлопывается сразу после прекращения нагрева жидкости.

Опуская подробные выкладки, приведём уравнение максимали для паро-газового пузыря, обобщающее уравнение максимали (5.28) для чисто парового пузыря:

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} = \frac{3}{2}R'^2 + \frac{4\nu_L}{R}R' + 2\frac{G}{R^3}, \quad G = \frac{p_{G_0}}{\rho_L}R_0^3. \qquad (5.30)$$

II. Пузырькообразование при кристаллизация переохлаждённой воды (Гвелесиани, 2019)

6.2.1. Плотность отлагающегося льда в потоке переохлажденого водного аэрозоля

Как показывают эксперименты, при низких температурах зависимость плотности ледяного отложения от температуры подложки, близка к линейной. Тогда в аналитической зависимости плотности льда $\rho_{сл}$ от параметров среды температурная часть выделяется в виде поправочного множителя $f(T_1)$, а именно $\rho_{сл} = f(T_1)(rV_0)^{\alpha}$. Величина α колеблется между 0.65 и 0.77 в пределах значений температуры от -5^0C до -30^0C, а $f(T_1) \sim 1/T_1^{0.7}$. Maklin (1962) получил следующую формулу зависимости между плотностью ледяного отложения, радиусом капли, скоростью её столкновения с подложкой и средней температурой поверхности подложки:

$$\rho_{сл} = 0.11\,(-\mathrm{r}\,V_0\,T_1^{-1})^{0.76}. \qquad (1)$$

Известно, что в закритическом режиме роста градины переохлаждённые капли, сталкивающиеся с ледяной подложкой, примерзают к ней индивидуально (Maklin, 1962). Верхний предел плотности слоя льда, $\rho_{сл}$, можно определить в случае плотной упаковки малых шаров на поверхности сферы (Иванов, 1964):

$$\rho_{сл} = \frac{2}{3}\frac{d_Г}{d_Г + 2d_к}\rho_0, \quad \rho_0 = 0.92\ \text{г/см}^3, \qquad (2)$$

где $d_г$ – диаметр градины, $d_к$ – диаметр капли. При $d_г >> 2d_к$, $\rho_{сл} = 0.61\ \text{г/см}^3$. Автор получил $\rho_{сл} = 0.58$ г/ см^3. Однако неверно утверждение автора о скачкообразном изменении плотности $\rho_{сл}$ отложения льда при переходе от высокой плотности губчатого льда ко льду с малой плотностью. Анализ экспериментов показал отсутствие скачка плотности и наличие непрерывности в значениях плотности отлагающегося льда от 0.92 г/см^3 до 0.58 г/см^3.

6.2.2. Параметр Качурина критической толщины плёнки воды и режим её кристаллизации

В работе (Качурин, Гашин и Осипов,1962) экспериментально было найдено значение критической толщины слоя воды на плоской поверхности $h_{кр}$, принимаемое величиной h_p для воды. Анализ опытных данных и измерений в облаках (Мазин, 1957) показал, что при отложении прозрачного льда на подложке h_p < 0,1 см, а при отложении непрозрачного льда и инея h_p > 0.1 см. Можно заключить, что критической толщиной для воды является $h_{кр} = 0,1см$ 0., при которой

происходит смена режимов “сухого” и “мокрого” роста, или же, в терминах авторов, вблизи толщины слоя воды около 0.1 см происходит переход от закритического режима к докритическому и наоборот. В работе (Качурин и Гашин, 1968) дан детальный сравнительный анализ результатов экспериментов Маклина (1962) и собственных экспериментов. Показано, что параметр rv_0 / T_1, найденный Маклиным для определения плотности отлагающегося льда, получается как частный случай из теории обледенения самолётов Качурина (1962). Если

$$a^{-1/b}\left(\frac{vq\overline{E}}{\circ}\right)^{1/b} / \left(T_0 - T_1\right) << 1 , \qquad (3)$$

где a и b – постоянные, тогда

$$h_p = \text{a}\circ\left(T_0 - T_1\right) / \circ_{л} L_{л} vq\overline{E} . \qquad (4)$$

В тех случаях, когда средне-кубический радиус капель меняется пропорционально величине водности воздушного потока

$$r \approx const\, q\overline{E} \qquad (5)$$

и, кроме того, $\text{a}\circ / \circ_{л} L_{л} = const$, то нетрудно видеть, что

$$h_p \sim rv_0 / T_1 \qquad (6)$$

Если одно из условий (3) или (5) окажется невыполненным, то критерии h_p и rv_0 / T_1 перестают быть эквивалентными. Отсюда следует, что формула Маклина (1), где, в отличие от формулы Качурина (6), фигурирует $\left(-\text{r}\,\text{V}_0\, T_1^{-1}\right)^{0.76}$ выполняется в некоторых частных случаях. Было показано, что какой-либо определённой зависимости между средне-кубическим радиусом капель и эффективной водностью не существует. Для случаев: (**а**) $r \sim q\overline{E}$; (б) $r \sim 1/q\overline{E}$; (в) общий случай с учётом всех имеющихся данных по Маклину (1962), было показано, что в случае (а) корреляция $\left(\circ_{сл}, h_p\right)$ на 0.3 больше корреляции $\left(\circ_{сл}, rv_0 / T_1\right)$, в случае (**б**) выше на 0.65, а в случае (в) примерно на 0.26. На рис. 1 представлена графическая зависимость $\left(\circ_{сл}, 1/h_p\right)$, построенная по известным к тому времени данным. При значении $1/h_p$ = 5 см$^{-1}$ или h_p = 0.2 см наблюдается спад плотности, соответствующий переходу от монокристаллической структуры льда к поликристаллической. Этот переход, как видим, происходит при значении h_p большем, чем критическая толщина $h_к$ = 0.1 см, так как она разделяет чистый лёд от всех других видов ледяных отложений. Из-за малых различий в плотностях отложений льда в окрестностях h_p = 0.1 см не удаётся обнаружить эту границу, так как разность между значениями соответствующих плотностей меньше, чем средний разброс точек.

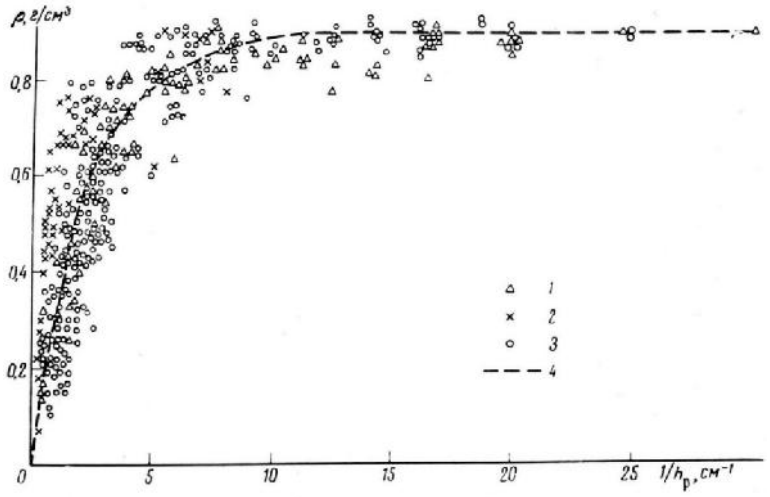


Рис. 1. Зависимость плотности отлагающегося льда от величины параметра $1/h_p$

(Качурин, Гашин, 1968).

Вид зависимости $(\rho_{сл}, h_p)$, представленной на рис. 1, аппроксимируется эмпирической формулой:

$$\rho_{сл} = \rho_0\left(1 - e^{-0.4/h_p}\right). \qquad (7)$$

Резюмируя, авторы заключают, что параметр Маклина (1962) не позволяет судить о структуре и плотности ледяного отложения, образующегося в естественных условиях при обледенении объектов в облаках и в аэродинамических трубах и образовании града, так как условие (6) выполняется лишь в отдельных частных случаях.

Из формул (2) и (7) видно, что между размерами капли и градины существует связь вида:

$$d_к = \frac{2 - 3(1 - e^{-0.4/h_p})}{6(1 - e^{-0.4/h_p})} d_Г. \quad \textbf{(*)}$$

Для сферической ледяной поверхности с радиусом кривизны R', согласно Гвелесиани (1967, 1970), вместо h_p следует пользоваться формулой:

$$h^* = \frac{h_p}{1 - (h_p / R')^2 - (h_p / R')^3}. \quad \textbf{(**)}$$

6.2.3. Экспериментальное исследование пузырькообразования при кристаллизации воды

В работе (Brownscombe, Hallett, 1967) изучался рост крупы и инея. На ранних стадиях роста, благодаря статистической флюктуации скорости поступления облачных капель на предмет, появляются неровности, эффективность захвата которых выше, чем у гладкой поверхности, и они продолжают расти, очевидно, быстрее. Образование цепочек и, соответственно, малая плотность льда, наблюдаемая Маклиным (1962, 1968), основана на этом эффекте. При отсутствии этого эффекта в случае крупных капель плотность будет зависеть от степени деформации капель. Не рассматривая здесь вопроса образования инея из паровой фазы, отметим всё же, что иней с низкой плотностью можно образовать в результате следующих трёх процессов: (1) при случайном осаждении на

кристаллах, растущих в основном из паровой фазы; (2) повышенной эффективностью осаждения на выступах; (3) роста из пара, образованного в соседстве с замёрзшей каплей. Как показали эксперименты (Brownscombe, Hallett, 1967), визуальная оценка непрозрачности льда сильно зависит от распределения пузырьков воздуха по размерам. На рис. 2 дана экспериментальная кривая зависимости между скоростью роста радиуса градины (G) и радиусом пузырька (r)

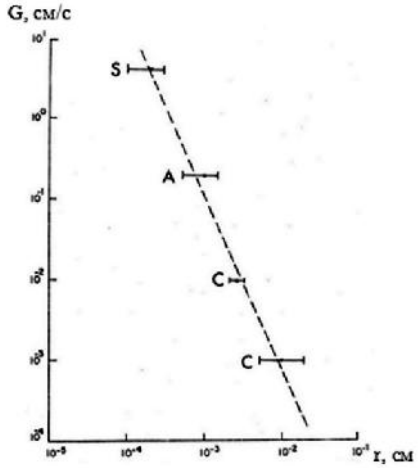


Рис. 2. Зависимость между скоростью роста радиуса градины (G) и радиусом воздушного пузырька (r), (Brownscombe, Hallett, 1967).

Представим экспериментальную кривую (G, r) Браунскоума и Халлета (рис. 2) в аналитической форме, используя известное в геометрии представление наклонной прямой

$$\frac{x}{a}+\frac{y}{b}=1, \qquad (8)$$

где $x=\lg G,\ y=1g\,r;\ \lg a=2,\ \lg b=4$ соответственно отрезки, отсекаемые наклонной прямой рис. 2 соответственно на осях $x=\lg G,\ y=1g\,R.$ Вместо (8) получаем:

$$\frac{1g\,r}{2}+\frac{\lg G}{4}=1, \qquad (9)$$

Отсюда получаем эмпирическую зависимость радиуса воздушно-парового пузырька в замерзающей воде (градины) от скорости перемещения фронта кристаллизации:

$$r^2=10^4 G^{-1}, \qquad (10)$$

или $$r=10^2 G^{-1/2}. \qquad (11)$$

Отсюда следует, что радиус воздушного пузырька, выделяющегося перед фронтом кристаллизации воды, обратно пропорционален корню квадратному из скорости замерзания воды.

6.2.4. Эксперименты и теория по росту пузыря пара в перегретой воде

Приведём для иллюстрации графическое представление временной зависимости радиуса растущего парового пузыря в воде при перегреве T = 103,1 ^{0}C, по Rayleigh (1917), которое сильно расходится с экспериментом (Dergarabedian, 1953) – и по теории Plesset, Zwick (1952), хорошо согласующееся с (Dergarabedian, 1953) (см. Гвелесиани, 2018)**.**

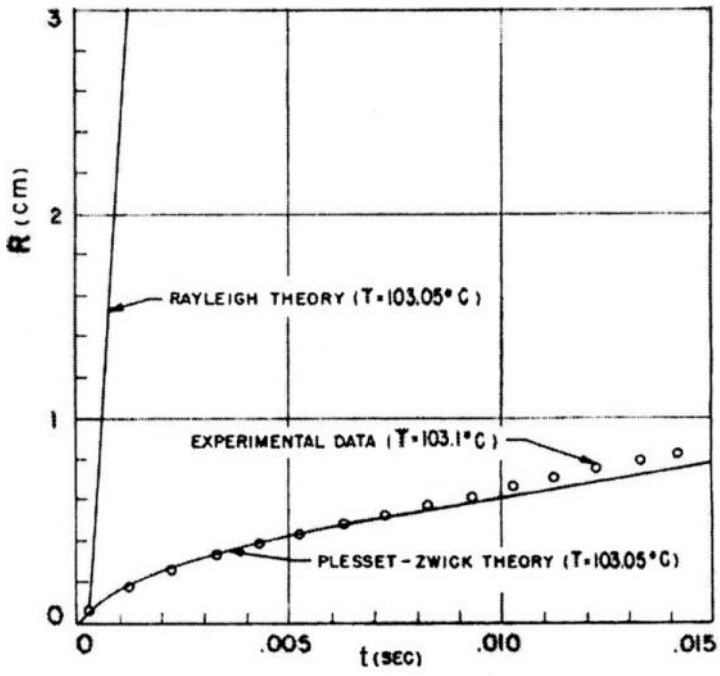


Рис. 3. Сравнение теории с экспериментом. Сплошная прямая линия построена по (Rayleigh, 1917)., сплошная изогнутая кривая – по (Plesset, Zwick, 1952), треугольниками отмечены экспериментальные точки (Dergarabedian, 1953).

2.4.1. Решение обобщённого уравнения Релея-Плессета

Динамика пузырей в воде описывается обобщённым уравнением Релея-Плессета (Brennen, 1995):

$$\frac{p_п(t)-p_\infty(t)}{°_в}=R\frac{d^2R}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2+\frac{4¬_в}{R}\frac{dR}{dt}-\frac{2±}{°_вR}, \quad (14)$$

где $p_п$, p_∞ – соответственно, давление пара в пузыре, внешнее давление; $¬_в$ – кинематическая вязкость воды, $±$ – поверхностное натяжение воды. $°_в$ – плотность воды. Согласно Релею (1917) $R\sim t$, а по Плессету и Цвику (1952) $R\sim t^{1/2}$ (см. рис. 3), в полной же форме (Brennen, 1995) зависимость радиуса парового пузыря $R=f(t)$ следующая:

$$R=\frac{1}{2C(1/2)}Jb\left(~_вt\right)^{1/2}, \quad (15)$$

где Ja – число Джэкоба и $C\left(1/2\right)$ – константа, соответственно равные:

$$Ja=\frac{°_вc_{Pв}\Delta T}{°_пL}, \quad C\left(1/2\right)=\frac{1}{2}\left(3/®\right)^{1/2}\int_0^1\frac{z^{1/2}dz}{\left(1-z^3\right)^{1/2}}. \quad (16)$$

6.2.5. Решение уравнения динамики пузыря методом фокусировки энергии

2.5.1. Уравнение динамики пузыря по Релею-Плессету можно привести к фокусировке энергии, если пренебречь всеми членами на правой стороне уравнения (14), т.-е. рассмотреть уравнение:

$$R\frac{d^2R}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2=0. \qquad (17)$$

Обозначая $dR/dt=X$, будем иметь $R\,dX/dt+3/2X^2=0$, откуда получаем решение вида $R\sim t^{2/3}$, занимающее промежуточное положение между вышеупомянутыми решением Релея $R\sim t$, и решением Плессет-Цвика $R\sim t^{1/2}$ (см. также Lohse ,2003) .

2.5.2. В работе Гвелесиани (2018) теоретически рассматривался процесс роста пузырька пара на основе обобщённого уравнения Релея-Плессета как вариационная задача, согласно которой уравнение динамики парового пузыря (14) сводится к уравнению Эйлера-Пуассона вида

$$R^2R''=-\frac{2\pm}{\circ}. \qquad (16)$$
$$L$$

В данном случае тем же способом энергетической фокусировки, т. е. приравниванием левой части (16) нулю, интегрируем полученное дифференциальное уравнение

$$R^2R''=0. \qquad (17)$$

Имеем экстремаль $R\sim t,$ (18)

совпадающую с решением Релея (1917). В первом случае (переохлаждённой воды) перед фронтом кристаллизации выделяются пузырьки воздуха. во втором случае пузырьки воздуха выделяются из перегретой воды на стенках сосуда (или в объёме на частицах примеси) ускоренно до завершающего взрывного кипения воды. Наконец, собирая вместе полученные результаты, представим их в виде таблицы 1.

Таблица 1. Зависимость радиуса пузырька пара (R) от времени при кипении воды (1 – 6) и (r) от G при кристаллизации (7); (*****) – обозначены экспериментальные работы

1	2	3	4	5	6	7
Rayleigh 1917	Plessett-Zwick, 1952	Dergarabedian. 1953*	Brennen 1995	Gvelesiani 2018	Гвелесиани 2019	Brownscombe, Hallett. 1967*
$R\sim t$	$R\sim t^{1/2}$	$R\sim t^{1/2}$	$R\sim t^{1/2}$	$R\sim t$	$R\sim t^{2/3}$	$r\sim G^{-1/2}$

ЛИТЕРАТУРА

Гвелесиани А. И. Некоторые вопросы эволюции градовых частиц. Диссертация на соискание уч. степени кандидата физико-математических наук. Ленинград /Фонды ЛГМИ, 1970, 211 С.

Гвелесиани А. И. Статистические и тепловые свойства параметров геофизических термодинамических систем. Труды Института геофизики им. М. Нодиа при ТГУ им. Ив. Джавахишвили, 2018, т. LXIX, сс. 153-174.

Гвелесиани А. И. Об особенностях образования и роста пузырьков пара при замерзании и кипении воды в ограниченном объёме. Труды Института геофизики им. М. Нодиа при ТГУ им. Ив. Джавахишвили, 2018, т. LXIX (в печати).

Гзиришвили Т. Г., Карцивадзе А. И., Окуджава А. М. Гетерогенная нуклеация льда. Тбилиси: Мецниереба, 1984, 140 с.

Гиббс Дж. В. Термодинамика. Статистическая физика. М.: Наука, 1982, 584 С.

Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы. Кавитация. ЖЭТФ, 1942, Вып. 11-12, сс. 525-538.

Каган Ю. О кинетике кипения чистой воды. Ж. Физ. Хим., 1960. Т. XXXIV, № 1, сс. 92-101.

Скрипов В. П. Метастабильные жидкости. М.: Наука, ГРФМЛ, 1972, 312 С.

Качурин Л. Г. К теории обледенения самолётов. Изв. АН СССР, 1968, т. 4, № 1.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлаждённого аэрозоля. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 6.

Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Осипов Ю. Г. Управление структурой кристаллов, растущих в потоке переохлаждённого аэрозоля. ДАН СССР, 1962, № 4.

Тамманн Г. Стеклообразное состояние. М. – Л.: ОНТИ ГРОТЛ, 1935, 138 С.

Тамманн Г. Руководство по гетерогенному равновесию. L.: ОНТИ ХТ, 1935, 328 С.

Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, Лен. Отд., 1975, 592 С.

Эльсгольц Л. Э. Вариационное исчисление. М.: ГИТТЛ, 1958, 164 С.

Birkhoff G. Note on Taylor instability. Quart. Appl. Math., 1954, v. 12, pp. 306-309.

Brennen Chr. E. Cavitation and bubble dynamics. Oxford University Press, 1995, 64 P.

Brownscombe J. L., Hallett J. Experimental and field studies of precipitation particles formed by the freezing of supercooled water. Quart. J. R. Met. Soc., 1967, v. 93, N 398.

Boubnov B. M., Golitsyn G. S. Convection in rotating fluids. J. Fluid Mech., 1995, v. 219, pp. 215-239.

Carte A. K. Air bubbles in ice. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 77, N 495.

Daily J. W., Johnson V. E., Jr. Turbulence and boundary layer effects on cavitation inception from gas nuclei. Trans. ASME, 1956, v. 78, pp. 1695-1706.

Dergarabedian P. The rate of growth of vapor bubbles in superheated water. ASME J. Appl. Mech. 1953, v. 20, pp. 537-545.

Gvelesiani A. I. To the problem of one-dimensional two-phase/many-component flow in different geophysical mediums. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2013, v.16B, pp. 119-128.

Gvelesiani A., Chiabrishili N. Laboratory modeling of thermals generation in geophysical environments by

bubble boiling method. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2013, v. 16B, pp. 128-136.
Gvelesiani A., Chiabrishvili N. Additional experiments about investigation of the peculiarities of the bubble boiling of clear water, H_2O, and sugar, $C_{12}H_{22}O_{11}$, and edible salt, NaCl, water solutions of different densities. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2014, v.17A, pp. 132-139.
Gvelesiani A. Open thermodynamic systems: convection and similar processes modeling by the only fluids bubble boiling method. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2014, v.17B, pp. 38-57.
Gvelesiani A., Chiabrishvili N. Definition of admixture mass content density of Tbilisi thermal waters by the original fluids bubble boiling laboratory method. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2015, v.18B, pp. 52-63.
Gvelesiani A. On the characteristic functions of different kind thermodynamic systems: theory, experiment and observation. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2016, v. 19 B, pp. 3-17.
Gvelesiani A. On the geometric formalism of thermodynamics: In the context of liquid bubble-boiling and matter glassy state. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2017, v. 20 B, pp. 3-12.
Gvelesiani A. On the growth of vapour bubble in metastable liquid as variational problem. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2018, v. 21 B.
Gvelesiani A. On the growth of vapour bubble in metastable liquid as variational problem. The Journal of the Georgian Geophysical Society, 2018, v. 21 B.
Lohse D. Bubble puzzles. Physics Today. February 2003, pp. 36 – 41.
Macklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion. Quart. J. R. Met. Soc., 1962, v. 88, p. 375.
Moore F. D., Mesler R. B. The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water. American Institute of Chemical Engineers Journal, 1961, v. 7 (5), pp. 620-624.
Plesset M. S. The dynamics of cavitation bubbles. ASME, J. Appl. Mech., 1949, v. 16, pp. 228-231.
Plesset M. S., Zwick S. A. A non-steady heat diffusion problem with spherical symmetry. J. Appl. Phys., 1952, v. 23, No. 1, pp. 95-98.
Plesset M. S., Mitchel T. P. On the stability of the spherical shape of a vapour cavity in a viscous fluid. Quart. Appl. Math., 1956, v. 13, No. 4, pp. 419-430.
Rayleigh, Lord. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Phil. Mag. 1917, v. 34, pp. 94-98.
Shekriladze I. Laminar-turbulent transition as a discharge of eddy metastability of shear flow. Georgian Technical University Tbilisi, Georgia (A brief outline of the lecture), 2018, 8 P.
Shekriladze I. Boiling heat transfer: Convection controlled by nucleation. INTECH, 2018.
Theofanous T., Biasi L., Isbin H. S., Fauske H. A theoretical study on bubble growth in constant and time-dependent pressure fields. Chem. Eng. Sci., 1969, v. 24, pp. 885-897.
Tsallis C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. Journal of Statistical Physics, 1988, v. 52, Nos. 1 / 2, pp. 479-487.
Van-der-Waals. Die Continuitat des gasformigen u. flussigen Zustandes. Leipzig, Barth, Auflage II, 1899.
Vashakmadze D. Knot theory and Particle Physics. Proceed. Inst. Appl. Math., 1992, v. 44, pp. 128-158.

Vashakmadze D. From “knotted particles” to some cosmological problems. Latest Trends on Systems (Volume II). 14th WSEAS International Conference on Systems (Part of the 14th WSEAS CSCC Multiconference (Volume II)). Corfu Island, Greece, July, 22-24, 2010, pp. 366-369.
Wang H., Peng X. F., Christopher D. M., Garimella S. V. Jet flows around microbubbles in subcooled boiling. Journal of Heat Transfer. 2005, v. 127, p. 802.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

IVANE JAVAKHISHVILI TBILISI STATE UNIVERSITY

მიხეილ ნოდიას სახ. გეოფიზიკის ინსტიტუტი

Mikheil Nodia Institute of Geophysics

სამეცნიერო საგამომცემლო ჯგუფის ხელმძღვანელი – ლ. დარახველიძე

Leader of scientifically- publishing group - L. Darakhvelidze

Отпечатано в типографии издательства ТГУ

Пр. И. Чавчавадзе 14, Тбилиси 0179
Тел: +995 (32) 2250484, # 6284; #6278
www.tsu.ge/ka/publishing-house