

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

06
778

ТРУДЫ
ВЫПУСК 45

ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ

255579

Под редакцией доктора физико-математических наук
профессора Л. Г. КАЧУРИНА
и кандидата физико-математических наук доцента Л. И. ГАШИНА

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института

ЛЕНИНГРАД
1972

Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института

АННОТАЦИЯ

В последние годы в связи с увеличением скорости полета самолетов и их геометрических размеров резко усилились явления, обусловленные электризацией самолетов при полете в облаках и туманах. Выяснению природы этого интересного с научной точки зрения и крайне важного в практическом плане явления посвящены первые две статьи настоящего сборника. В третьей статье изложены результаты наблюдения за радиоизлучением облаков в диапазоне частот 0,5—100 Мгц в предгрозовой, а также в грозовой стадиях. Для его обнаружения потребовалось разработать специальную сверхчувствительную радиоприемную аппаратуру с остронаправленными антеннами.

Группа статей посвящена теоретической модели облаков, возникновения и распаду естественных и искусственно спровоцированных движений в облаках и туманах. Рассчитываются и моделируются внутриоблачные процессы: конденсационные, процессы образования просветов в облаках и туманах, флуктуации электрического поля, движение и деформация капель в электрическом поле, таяние града и т. д.

Приведены результаты натурного исследования обледенения морских судов.

В нескольких статьях рассмотрены возможности предвычисления ветровых характеристик на несколько минут вперед, выбор оптимального периода осреднения при измерениях ветра. Эти исследования связаны с проблемой учета воздействия ветра на летательные аппараты. В век больших скоростей летательных аппаратов подобные задачи становятся все больше актуальными. Рассматриваются возможности учета реальной турбулентной структуры ветра при конструировании больших жестких сооружений.

Сборник предназначен в основном для специалистов по физике атмосферы, но он представляет интерес также для специалистов по авиационной технике, радиоэлектронике, строительству крупных сооружений, ряду отраслей прикладной физики.

*В. И. Бекряев, Л. Г. Качурин,
В. Ф. Псаломщиков (ЛГМИ)*

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТЕЛ В ПОТОКЕ АЭРОЗОЛЯ

При полетах в облаках и осадках самолеты приобретают значительные статические заряды. Увеличение скоростей полета, характерное для современной авиации, сопровождается резким возрастанием уровня электризации, что, в свою очередь, представляет серьезную опасность для самолета: увеличивается вероятность поражения самолета молнией, при коронировании зарядов с заостренных частей самолетов нарушается радиосвязь и выходят из строя радиоконпасы, при сильном заряджении меняются аэродинамические свойства самолета [2].

Интенсивность процессов электризации зависит от многих факторов как метеорологических (водность облака, спектральное распределение, агрегатное состояние и химический состав аэрозоля), так и связанных с техническими характеристиками летательного аппарата, видом и состоянием поверхности, скоростью полета и т. п.

Непосредственное исследование закономерностей электризации в облаках сопряжено с рядом трудностей, определяемых как сложностью и многообразием процессов электризации, так и невозможностью воспроизведения условий для нахождения однозначных связей и закономерностей явления. В связи с этим представляется целесообразным изучение явления в лабораторных условиях. Ниже излагаются результаты экспериментальных исследований электризации пробных тел, выполненных в аэродинамических трубах. Теории явления посвящена работа [4].

§ 1. Постановка эксперимента

Исследования электризации тел в потоке аэрозоля проводились в нескольких аэродинамических трубах (с различными диапазонами рабочих скоростей), однако общие принципы эксперимента и методика измерений сохранялись во всех случаях одинаковыми.

В рабочую часть открытой аэродинамической трубы с помощью пневматической форсунки впрыскивался поток исследуе-

мой жидкости. Ниже по потоку на расстоянии, где скорость капель практически достигает скорости потока воздуха, на изоляторе из фторопласта укреплялись пробные тела, изготовленные из различных материалов или имеющие различные покрытия.

Электрические измерения проводились с помощью динамического электрометра с последующей записью результатов на электронном потенциометре. Измерение скорости потока осуществлялось трубкой Пито.

В работе были использованы пробные тела, изготовленные из металлов (титан, дюралюминий, алюминий, свинец, медь и др.) и изоляторов (органическое стекло, текстолит, фторопласт и др.), а также никелированные, позолоченные и платинированные — шарообразной и цилиндрической формы.

Все опыты выполнены в лабораторных условиях при положительных температурах. Средний диаметр капель воды, создаваемых форсунками, составлял 10—15 мкм.

§ 2. Ход опыта

В основной серии экспериментов, результаты которых представлены ниже, была принята следующая процедура опытов. Устанавливались определенная скорость потока в трубе и определенный расход воды через форсунку. Заземленное пробное тело быстро вводилось в поток и заземление отключалось. Временной ход процесса заряжения фиксировался регистратором.

Было замечено, что характер процесса заряжения со временем изменяется. Типовые кривые изменения потенциалов пробных тел в течение опыта при скоростях потока 35 и 220 м/сек представлены на рис. 1.

При скорости 35 м/сек (рис. 1, а) сначала наблюдается монотонное нарастание потенциала до некоторого предельного значения Φ_{\max} , а затем сравнительно медленное уменьшение до установившегося равновесного потенциала. Если нарушить динамическое равновесие между процессами заряжения и разряда пробного тела, например, кратковременным замыканием пробного тела на землю, то равновесие снова восстанавливается, причем существенно, что относительная скорость нарастания потенциала при этом оказывается несколько больше, чем в начальный момент.

Ход заряжения, представленный на рис. 1, а, характерен для всех испытанных пробных тел при скоростях потока 2 ÷ 40 м/сек. При прочих равных условиях изоляторы заряжались до меньших потенциалов, чем металлы.

С увеличением скорости потока появляется различие в характере заряжения пробных тел, выполненных из различных материалов. На рис. 1, б показаны характерные кривые заряжения трех пробных тел, два из которых — свинец и текстолит — по характеру заряжения являются антиподами. Кривая заряжения свинца подобна кривой заряжения пробных тел при небольших скоростях.

К сожалению, не удалось точно измерить предельные потенциалы заряжения свинцового пробного тела из-за пробоя между пластинами динамического электрометра (значок ⚡ у кривых заряжения).

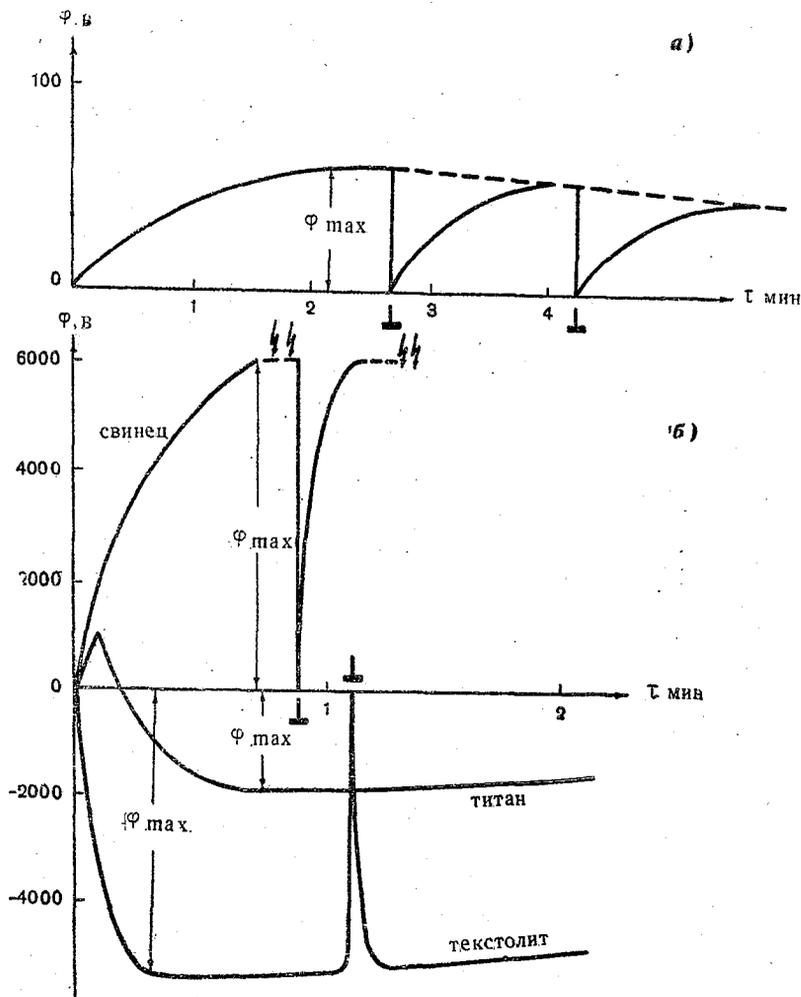


Рис. 1. Характерные кривые заряжения пробных тел в ходе опыта. (Значок \perp соответствует кратковременному заземлению пробного тела):

а—скорость потока 35 м/сек; *б*—скорость потока 22 м/сек

Ход заряжения титана оказался более сложным: сначала наблюдается положительное заряжение пробного тела, которое вскоре сменяется отрицательным, достигающим некоторого максимума (по абсолютной величине), затем медленно уменьшаю-

шимся и — при длительной экспозиции — колеблющимся относительно некоторого установившегося значения. Аналогичным образом заряжаются и другие исследованные металлические пробные тела.

Текстолит при больших скоростях заряжается всегда отрицательно до значительных потенциалов. Динамическое равновесие заряд-разряд, нарушенное кратковременным заземлением, быстро восстанавливается.

В связи с изменчивостью потенциалов пробных тел во времени в дальнейшем при построении различных зависимостей будут использоваться значения предельных (максимальных) потенциалов φ_{\max} , зафиксированных в течение опытов.

В принципе более корректной характеристикой является установившийся, равновесный потенциал, однако определение его требует удлинения времени опытов примерно на порядок, а изменчивость во времени параметров потока, управляющих электризацией, приводит к тому, что в ряде случаев время установления равновесного потенциала становится неопределенным.

§ 3. О механизме заряжения

Электризация пробного тела, помещенного в поток аэрозоля, может определяться в условиях опыта рядом обстоятельств: собственно зарядом капель; срывом водяной пленки с поверхности пробника на подветренной стороне; кратковременным взаимодействием капли с поверхностью пробного тела, в результате которого капля либо разрушается, разбрызгивается, либо отскакивает от поверхности пробного тела без разрушения. В последнем случае удар капли возможен о «сухую» поверхность пробника или, что более вероятно, о водяную пленку, покрывающую пробное тело. В пользу последнего предположения говорит тот факт, что наблюдается довольно быстрое и интенсивное заряжение в потоке пробных тел из изоляторов (даже из фторопласта), что свидетельствует о существовании на поверхностях во время опытов проводящей водяной пленки. В противном случае время релаксации процесса заряжения было бы на несколько порядков больше.

Что касается собственного заряда капель, то многочисленными исследованиями было показано, что вылетающие из заземленной и экранированной форсунки капли уносят незначительные разнополярные заряды и что в целом поток капель близок к нейтральному. Проведенные в ходе выполнения настоящей работы опыты по улавливанию капель в изолированный сосуд показали, что при прочих равных условиях интенсивность заряжения сосуда на 2—3 порядка меньше, чем пробных тел.

Для исследования заряжения при срыве капель с поверхности был сконструирован специальный пробник. Из изолированного от земли сосуда по трубчатому стержню вода поступала внутрь металлического шарообразного пробного тела и далее на его поверх-

ность через круговую щель на наветренной стороне. Вытекающая из щели на поверхность пробника вода увлекалась воздушным потоком на подветренную сторону и там срывалась в виде отдельных капель, как и в случае, когда пробник смачивался потоком аэрозоля. Расход воды через круговую щель можно было подобрать, регулируя величину зазора, равным массе воды, налетающей на пробник при обтекании его потоком аэрозоля.

Были выполнены измерения потенциала пробного тела отдельно при срыве капель с его поверхности и при воздействии на него аэрозольного потока, а также при одновременном действии обоих этих механизмов. Опыты выполнены при скорости 35 м/сек. Результаты измерений представлены в табл. 1. В целом заряджение за счет срыва капель с пробника примерно на порядок меньше заряджения в потоке. Аналогичный результат получен и при больших скоростях.

Другие возможные механизмы трудно отделимы друг от друга.

Таблица 1

№ п/п	Потенциал пробного тела, в		
	в потоке аэрозоля	только при срыве	суммарное действие
1	+25	+3	+19
2	+27	+4	+21
3	+31	+4	+23

§ 4. Основные результаты

Примеры, приведенные на рис. 1, уже дают представление о степени зависимости предельных потенциалов и скорости заряджения от скорости потока и материала пробного тела. Отметим, что при сравнительно небольших скоростях (до 35—40 м/сек) зависимость от материала пробного тела проявляется сравнительно слабо: все металлы заряжаются практически одинаково, лишь предельные потенциалы заряджения изоляторов оказываются несколько меньше.

Что касается зависимости от скорости потока, то она проявляется значительно резче. На рис. 2 представлены результаты двух серий опытов, выполненных с никелированным шаром диаметром 3 см. Максимальное положительное заряджение наблюдается при скорости 30—40 м/сек, далее происходит уменьшение предельных потенциалов, при скорости 50—60 м/сек заряджение отсутствует, затем отмечается изменение знака заряджения и резкий рост (по абсолютной величине) предельных потенциалов с возрастанием скорости.

На рис. 3—5 показаны зависимости предельных потенциалов от скорости потока для пробных тел, выполненных из различных материалов: текстолита, свинца, титана, меди. В этих опытах использовались пробные тела в виде стержней диаметром 1 см.

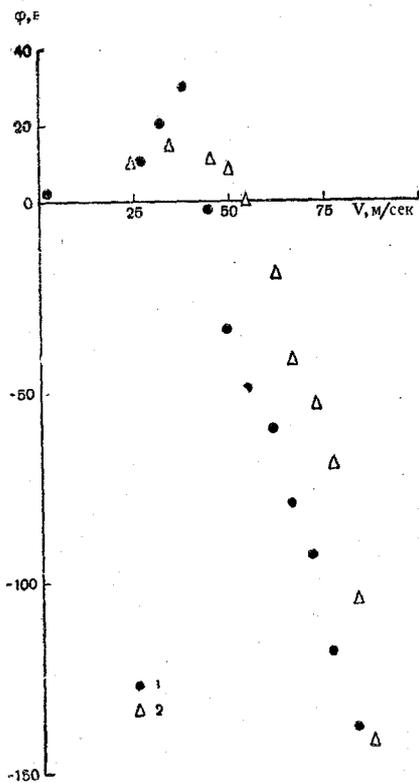


Рис. 2. Предельные потенциалы заряжения шарообразного пробного тела (никель, диаметр 3 см) при скоростях до 80 м/сек:

1, 2—две идентичные серии опытов ($q \approx 0,3$ г/сек, температура потока $t \approx 20^\circ\text{C}$)

В аэродинамическую трубу с сечением рабочей части 10×10 см² вводилась часть стержня длиной 8 см.

Опыты, результаты которых представлены на рис. 2 и 3—5, проведены в различных аэродинамических трубах — с различными диапазонами скоростей — поэтому на рис. 3—5 отсутствуют сведения, относящиеся к скоростям до 40 м/сек. Однако, экстраполируя полученные результаты в область малых скоростей, можно заметить, что они согласуются с результатами, представленными на рис. 1, а и 2.

Текстолит и свинец, как уже отмечалось, заряжались разнополярно. В исследованном диапазоне условий текстолит заряжался устойчиво отрицательно, свинец столь же определенно в этих опытах заряжался положительно.

Для других пробных тел характерен значительный разброс экспериментальных данных, возрастающий с увеличением скорости. Результаты, приведенные на рис. 5 для титана и меди, получены в ограниченных условиях при расходе воды через форсунку 0,2—0,4 г/сек (что соответствует при скорости 200 м/сек эквивалентной водности 0,1—0,2 г/м³). Было замечено, что интенсивность заряжения и даже его знак меняются вслед за изменением расхода воды. Однако зависимости неоднозначны и неустойчивы. По-видимому, это связано с тем, что при изменении расхода меняются спектральный состав аэрозоля и относительная влажность в потоке. Последняя зависит, кроме того, от температуры и относительной влажности воздуха, поступающего на вход воздуховодки.

В этих же опытах во всем диапазоне расходов (до 1 г/сек) наблюдалось положительное заряджение свинцового пробного тела. Ограниченность характеристик измерительного прибора не позволила получить количественную связь интенсивности заряджения с расходом воды. Однако было замечено, что скорость нарастания

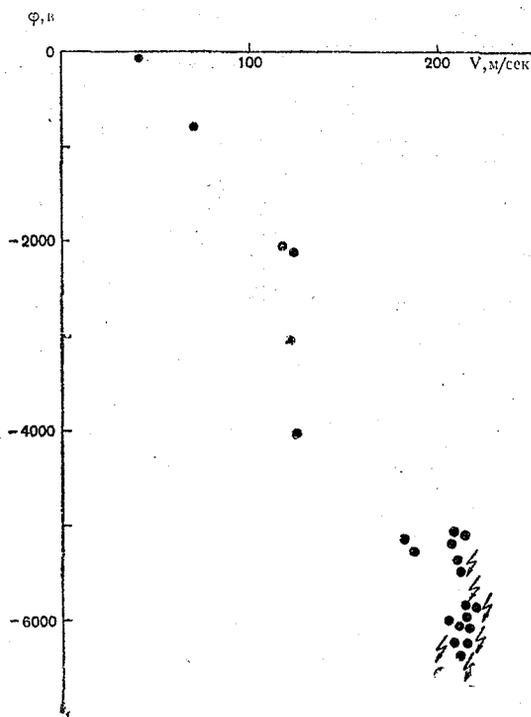


Рис. 3. Предельные потенциалы заряджения текстолитового пробного тела при различных скоростях потока. Температура потока $40 \div 50^\circ\text{C}$

потенциала свинцового пробного тела с увеличением расхода растет. Так, например, при расходе $0,2 \text{ г/сек}$ заряджение идет с такой скоростью, что пробой между пластинами электрометра происходит через $3,5 \text{ сек}$, а при расходе $0,4 \text{ г/сек}$ — через 2 сек . Можно отметить то обстоятельство, что в отличие от всех остальных пробных тел визуально наблюдается существенное изменение структуры поверхности (эрозия) свинцового пробного тела. После полу-часовой экспозиции в потоке обнаружено уменьшение его массы на $0,03\%$ от исходного значения. Разумеется, этот факт трудно привлечь к объяснению аномального поведения свинца, тем бо-

лее, что, как будет показано ниже, в других условиях (см. § 5) свинец, так же как и остальные металлы, заряжался отрицательно.

Выше в качестве меры интенсивности процесса заряжения было использовано значение предельного потенциала. Представляет интерес оценить и плотность тока, заряжающего пробное тело в потоке аэрозоля. С этой целью вход электрометра шунтировался

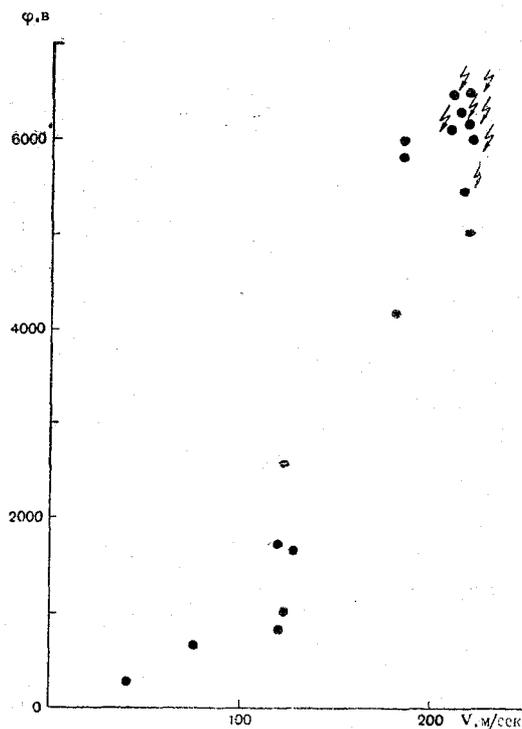


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для свинцового пробного тела.

конденсатором большой емкости — 8 мкф с сопротивлением изоляции более 10^{12} ом. В ходе опыта конденсатор медленно заряжался до невысокого потенциала, так что ток разряда, связанный с уносом зарядов отлетающими от пробного тела каплями, был пренебрежимо мал. Зная максимальную величину этого потенциала, время заряжения и параметры потока и пробного тела, легко можно рассчитать как ток заряда (плотность тока), так и производительность, «удельный заряд» механизма электризации — количество электричества, генерируемого при взаимодействии единичной массы воды с пробным телом. Результаты измерений и расчетов представлены в табл. 2. Опыты проведены при скорости потока 220 м/сек и расходе воды 0,25 г/сек.

Расчитанный удельный заряд $10^{-4}—10^{-5}$ $\kappa/г$ оказался на несколько порядков больше производительности исследованных до сих пор механизмов электризации, связанных с разбрызгиванием воды в аналогичных условиях — без наложения внешнего электрического поля [1, 5].

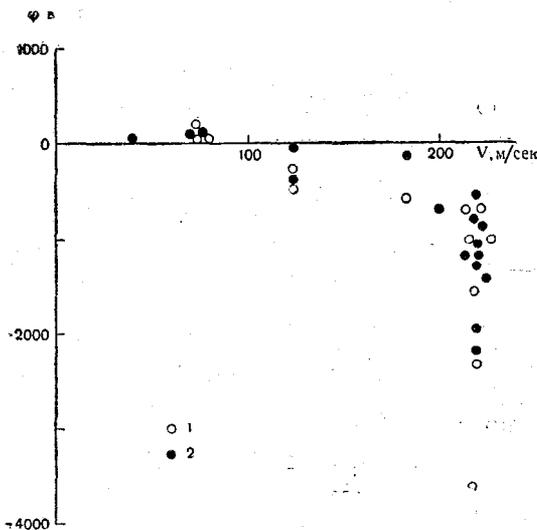


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для титанового 1 и медного 2 пробных тел.

Таблица 2

Пробное тело	Максимальный потенциал, ϕ	Время заряжения, мин	Скорость заряжения, $\phi/сек$	Суммарный ток, a	Плотность тока, $a/см^2$	Удельный заряд, $\kappa/г$
Текстолит	-124	12,5	-0,166	$-1,33 \cdot 10^{-6}$	$-1,66 \cdot 10^{-7}$	$-5,30 \cdot 10^{-5}$
Медь	-8	16,0	-0,008	$-0,06 \cdot 10^{-6}$	$-0,08 \cdot 10^{-7}$	$-0,24 \cdot 10^{-5}$
Алюминий	+40	11,0	+0,046	$+0,37 \cdot 10^{-6}$	$+0,46 \cdot 10^{-7}$	$+1,48 \cdot 10^{-5}$
Свинец	+105	14,0	+0,125	$+1,00 \cdot 10^{-6}$	$+1,25 \cdot 10^{-7}$	$+4,00 \cdot 10^{-5}$

Полученные результаты в принципе позволяют говорить о разработке покрытий, резко снижающих интенсивность заряжения. Покрывающая частично пробное тело, например из свинца, материа-

лом, заряжающимся в данных условиях отрицательно, легко удается подбирать такие соотношения экспонируемых поверхностей, чтобы полностью нейтрализовать процесс заряжения. Однако эти соотношения не остаются постоянными при изменении параметров потока.

§ 5. Аэрозольный генератор

Анализ полученных закономерностей подсказывает другой путь изучения явления электризации в потоке аэрозоля — без использования громоздких и энергоемких экспериментальных установок на базе аэродинамических труб. Задача заключается в создании потока быстро летящих капель воды. Она сравнительно легко решается при использовании осевых форсунок высокого давления. Струя воздуха, истекающая из сопла осевой форсунки, имеет довольно высокую скорость (которая, однако, быстро падает вдоль струи). Если капли воды успевают разогнаться струей до значительных скоростей, то поток этих капель, направленный на предмет (пробное тело) может быть использован для генерации статического электричества.

На рис. 6 показана зависимость предельных потенциалов заряжения пробного тела на различном удалении от сопла форсунки. Видно, что сначала, по мере удаления от сопла, потенциал быстро нарастает, достигает некоторого максимума, а затем спадает и — в согласии с результатами предыдущего параграфа — при скоростях 50—60 м/сек меняет знак. Скорость потока, приведенная на рисунке, измерена с помощью трубки Пито на оси струи.

Вода, подаваемая в форсунку через центральное сопло, имеет скорость истечения существенно меньшую, чем скорость воздуха. Таким образом, попадая в поток воздуха, капли воды ускоряются, прежде чем их скорость сравняется со скоростью потока. Этим, очевидно, и объясняется тот факт, что максимальное заряжение наблюдается на некотором удалении от сопла.

Оценим скорость движения капли V_k , ускоряемой потоком воздуха V . Ускорение движения капли определяется отношением силы F , действующей на каплю, к ее массе

$$\frac{dV_k}{d\tau} = \frac{F}{m} = \frac{F}{4/3 \pi r^3 \rho}, \quad (1)$$

где τ — время; r — радиус капли; ρ — плотность воды.

Сила аэродинамического давления, действующая на каплю,

$$F = C_{a\rho} \frac{(V - V_k)^2}{2} \pi r^2, \quad (2)$$

где ρ_v — плотность воздуха; C_a — аэродинамический коэффициент сопротивления. Заменяя $d\tau = \frac{dx}{V_k}$, где x — расстояние от сопла вдоль струи, и подставляя (2) в (1), получим

$$\frac{dV_k}{dx} = \frac{3C_a\rho_v(V-V_k)^2}{8\rho r V_k} \quad (3)$$

Задавая зависимость $V = V(x)$ и интегрируя (3), можно получить формулу для расчета скорости капли.

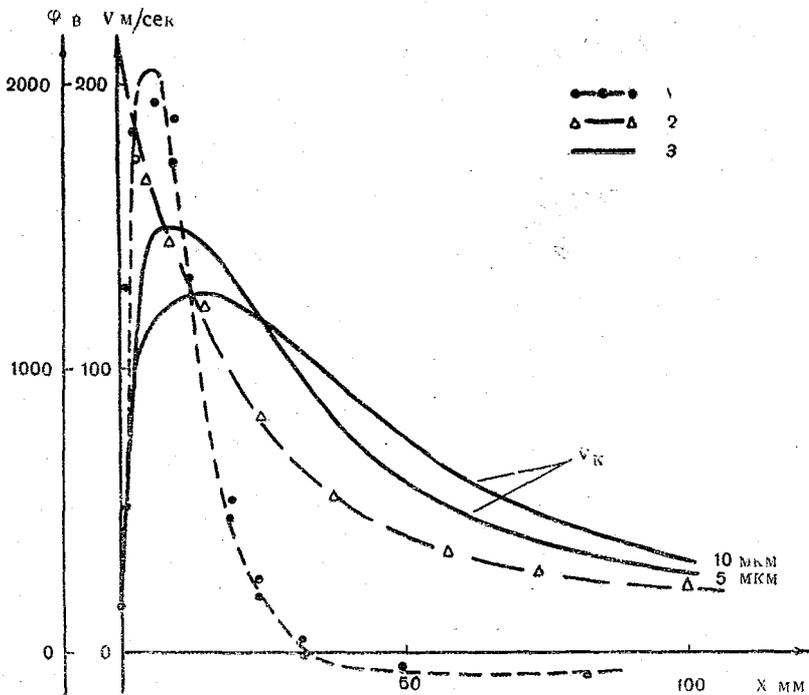


Рис. 6. Потенциал пробного тела 1, скорость потока на оси струи 2 и скорость движения капель 3 на различных расстояниях от сопла форсунки. Скорость капель рассчитана по формуле (3).

Расчеты скорости для капель радиусом 5 и 10 мкм, выполненные при численном интегрировании (3) с учетом меняющейся вдоль струи скорости потока V , также представлены на рис. 6. Экстремальный характер изменения предельного потенциала при удалении от сопла хорошо согласуется с экстремальным характером изменения скорости капель.

Опыты с каплями, ускоренными узкой струей воздуха, показывают реальную возможность создания аэрозольного электростатического генератора, позволяющего снимать или генерировать статический заряд определенного знака, если не на самолетах, то, по крайней мере, при осуществлении ряда технологических процессов, где статическая электризация также является серьезной помехой [5, 6]. Была сконструирована и испытана модель такого аэрозольного генератора рис. 7.

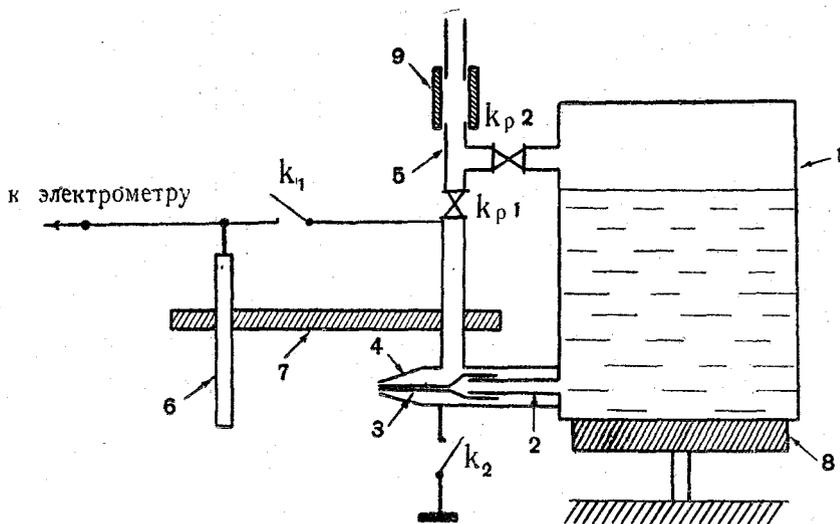


Рис. 7. Аэрозольный генератор.

В герметически закрытый металлический сосуд 1 заливается дистиллированная вода. Через трубку 2 и насадку 3 (игла медицинского шприца) вода подается к соплу форсунки 4, где распыляется и ускоряется воздушным потоком, нагнетаемым от компрессора по трубке 5 через кран K_{p1} . При открытом кране K_{p2} воздух от компрессора поступает также в верхнюю часть сосуда 1. Избыточное давление в сосуде способствует более равномерному истечению жидкости из форсунки. Капли воды, ускоряемые струей воздуха, ударяются о пробное тело 6 шаровой или цилиндрической формы, укрепленное на изоляторе 7. Расстояние между пробным телом и соплом форсунки можно было менять от 0 до 12 см. Пробное тело соединяется со входом электрометра, а при замкнутом ключе K_1 также с сосудом и форсункой. Ключ K_2 замыкает систему на землю. Через фторопластовую прокладку 8 система изолируется от кронштейна, на котором она закреплена, а фторопластовая втулка 9 препятствует утечке заряда по воздухоподводящему шлангу от компрессора.

Измерения предельного потенциала выполнялись в нескольких вариантах:

1. Измерение предельного потенциала пробного тела при заземленной форсунке (ключ K_2 замкнут, K_1 — разомкнут).

2. Измерение предельного потенциала системы пробное тело — сосуд с форсункой (ключ K_1 замкнут, ключ K_2 — разомкнут).

3. Измерение предельного потенциала генератора при свободном истечении струи из сопла (ключ K_2 разомкнут, пробное тело выведено из струи капель).

На рис. 8 представлено изменение во времени предельных потенциалов, измеренных в варианте 2 (кривая 1) и в варианте 3 (кривая 2). В последнем случае кривая заряжения характеризует заряд, уносимый струей с форсунки. Как видно из рисунка, интенсивность заряжения пробного тела струей капель на два порядка выше суммарного заряда, приобретенного каплями при распылении воды форсункой. Изменения потенциалов в вариантах 1 и 2 оказываются практически идентичными.

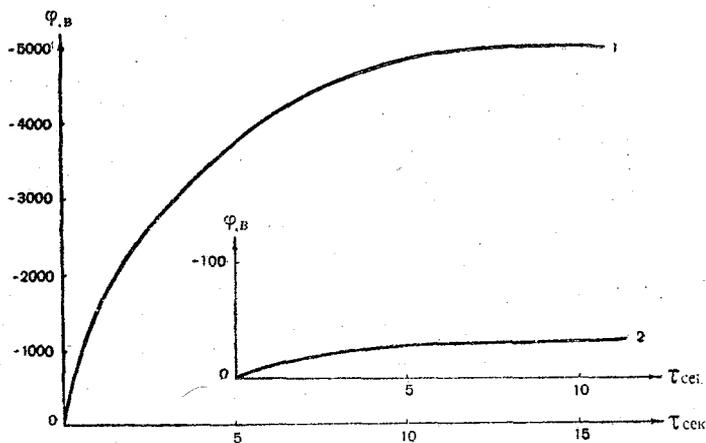


Рис. 8. Характер заряжения генератора при ударе капель о пробное тело (1) и при свободном истечении струи (2).

Производительность модели аэрозольного генератора, определенная способом, изложенным в § 4, оказалась при соответствующих параметрах близка к той, которая получена в аэродинамических трубах ($5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/г}$).

Существенное отличие между результатами, приведенными в § 4 и полученными в опытах с форсункой, не нашедшее пока своего объяснения, заключается в том, что в опытах с генерато-

ром не было обнаружено при фиксированных условиях изменения знака заряжения металлических пробных тел.

В табл. 3. приведены результаты типовой серии опытов по изменению предельных потенциалов пробных тел, помещаемых в струю на фиксированном расстоянии от сопла (скорость потока на этом расстоянии при выведенном из струи пробном теле составляет 200 м/сек — на оси струи). Как видно из таблицы, все металлы заряжаются примерно одинаково, в то время как в опытах в аэродинамической трубе эти же пробные тела при фиксированных условиях заряжались различно не только по величине, но и по знаку. Любопытно, что органическое стекло, заряжающееся в аэродинамической трубе отрицательно, в струе форсунки заряжается положительно. Устойчиво до высокого отрицательного потенциала заряжается текстолит. Требуются дальнейшие исследования, чтобы объяснить противоречивость полученных результатов.

Таблица 3

Материал пробного тела	Предельный потенциал, в
Титан	--2600
Алюминий	--2200
Свинец	--2500
Медь	--2300
Текстолит	--6000
Органическое стекло	+ 900

§ 6. Зависимость интенсивности заряжения от химического состава аэрозоля

В ходе экспериментов было замечено, что интенсивность процесса заряжения меняется при изменении степени чистоты разбрызгиваемой воды. Добавление к дистиллированной воде растворимых примесей в небольшом количестве существенно изменяет интенсивность заряжения, при использовании водопроводной воды процесс заряжения практически отсутствует.

На рис. 9 приведена зависимость предельного потенциала пробного тела от концентрации примеси в разбрызгиваемой воде при фиксированных скорости потока (80 м/сек) и расходе воды (0,2 г/сек). Опыты выполнены с растворами кислот и оснований. В качестве меры концентрации примесей принята величина рН — содержание водородных ионов в растворе. Растворителем служила

дистиллированная вода с исходным $pH = 6,0 \div 6,2$. Аналогичные опыты были проведены также с веществами, слабо меняющими pH , в частности с солями $NaCl$, KCl и др. При растворении солей, так же как кислот и оснований, происходило резкое уменьшение предельных потенциалов с увеличением концентрации.

На рис. 10 представлены результаты опытов, полученных с помощью аэрозольного генератора. Как и на рис. 9, здесь приводится зависимость предельных потенциалов от pH раствора. Измерения осуществлялись на фиксированном расстоянии от сопла форсунки, осевая скорость струи на этом расстоянии составляла 160 м/сек . Опыты велись таким образом, что практически после каждого опыта с пробными растворами производился контрольный опыт с дистиллированной водой.

Сравнивая рис. 9 и 10, можно заметить, что с увеличением скорости потока зависимость предельных потенциалов от pH обостряется. Это может быть связано с различиями в поглощении каплями газов из окружающего воздуха, что, в свою очередь, определяется временем полета капли от форсунки до пробного тела. Это время для опытов, относящихся к рис. 10, было существенно меньше.

Можно думать, что изменение содержания в воздухе газов, хорошо растворимых в воде (углекислый газ, аммиак), не контролируемого в процессе опытов, объясняет значительную изменчивость от серии к серии результатов, приведенных в предыдущих параграфах.

Любопытно, что резкая экстремальная зависимость потенциалов пробных тел от pH аналогична зависимости, полученной для принципиально другого механизма зарядки — возникновения потенциалов на границе фаз вода—лед при замерзании слабых водных растворов [3]. Очевидно, что, как и в случае потенциалов замерзания, сильная зависимость предельных потенциалов от концентрации примесей может быть использована для разработки методов управления процессами электризации как в естественных условиях, так и в ряде технологических процессов.

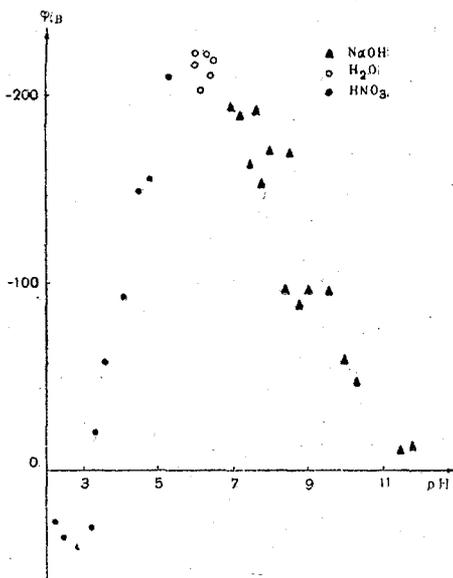


Рис. 9. Изменение предельных потенциалов пробного тела в зависимости от pH распыляемого раствора при скорости потока 80 м/сек (опыты в аэродинамической трубе).

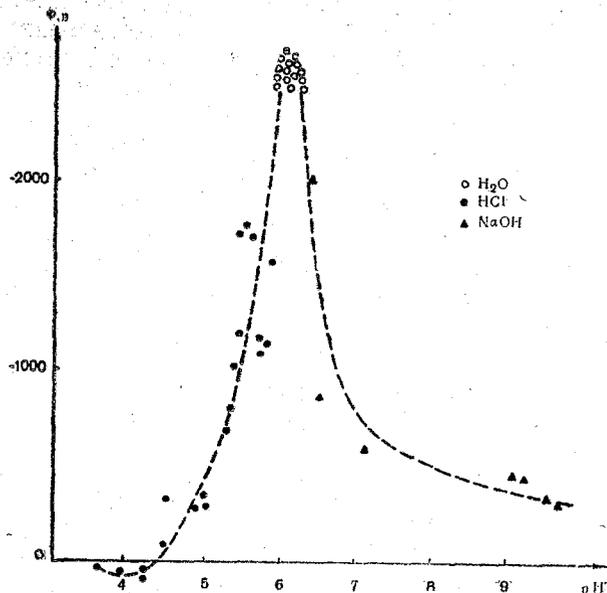


Рис. 10. То же, что на рис. 9 для скорости потока 160 м/сек (опыты с аэрозольным генератором).

ЛИТЕРАТУРА

1. Арабаджи В. И. Гроза и грозовые процессы. Изд-во Белгосуниверситета, Минск, 1960.
2. Имянитов И. М. Электризация самолетов в облаках и осадках. Гидрометеоздат. Л., 1970.
3. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование электрокинетического эффекта, возникающего при кристаллизации слабых водных растворов. Доклады АН СССР, т. 174, № 5, 1967.
4. Качурин Л. Г., Розенталь О. М. К построению теории электрического заряжения тел в потоке аэрозоля. См. настоящий сборник.
5. Лёб Л. Статическая электризация. Госэнергоиздат, М.—Л., 1963.
6. Лившиц М. Н., Моисеев В. М. Электрические явления в аэрозолях и их применение. Изд-во «Энергия», М., 1965.

Л. Г. Качурин (ЛГМИ), О. М. Розенталь (СГПИ)

К ПОСТРОЕНИЮ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ТЕЛ В ПОТОКЕ АЭРОЗОЛЯ

В последние годы стало известно, что летательные аппараты в облаках могут заряжаться до высоких потенциалов. Так, например, прямые измерения потенциалов самолетов дали величины 10^5 — 10^6 в [6]. Есть косвенные данные, позволяющие считать, что в некоторых случаях возможно и большее заряджение. В лабораторных условиях [8] тела в потоке аэрозоля заряжались до 10^3 — 10^4 в.

Чтобы научиться подавлять это крайне опасное явление, надо знать причины заряджения.

Единственная попытка дать теорию явления принадлежит И. М. Имянитову [4, 5, 6]. Однако его теория не в состоянии охватить все стороны этого чрезвычайно сложного явления, интенсивность которого обуславливается суммой, как минимум, нескольких механизмов заряджения, каждый из которых проявляется в определенном диапазоне условий, зависящих, прежде всего, от скорости движения тела в потоке аэрозоля.

Настоящая статья посвящена исследованию возможных механизмов заряджения тел в потоке водного аэрозоля.

Прежде всего, обратим внимание на аналогию зависимостей от рН, полученного в [8] потенциала заряджения металлических пробных тел в водном аэрозоле (при не очень больших скоростях встречи аэрозоля с телом) и кристаллизационных потенциалов [7, 9]. Это следовало ожидать, так как в обоих случаях движущаяся граница разделяет среды, резко отличающиеся электродиффузионными характеристиками, только теперь вместо льда выступает металл. Теория, развитая в [9], в пределах тех приближений, которые были приняты в [9] и которые допустимы в настоящей задаче, может быть использована полностью.

При больших скоростях встречи частиц аэрозоля с пробным телом необходимо привлечь к рассмотрению ударную поляризацию вещества, которой в последние годы уделяется большое внимание в связи с другими проблемами [2, 3, 19].

Наконец, при гидродинамическом ударе должна иметь место еще экзoeлектронная эмиссия [14, 18], а также экстрагирование ионов с поверхности соударения за счет поверхностной ударной ионизации [20].

Сначала рассмотрим ударную поляризацию. В соответствии с представлениями [16], будем различать каркасные молекулы воды и полостные, лишённые (при отсутствии внешних сил) ориентационной упорядоченности. Последние представляем как свободные осцилляторы. Именно они под действием удара ориентируются: более тяжелые «ОН-концы» молекул, которые можно рассматривать как свободные осцилляторы, устремляются вперед по направлению удара.

Направим ось x по направлению удара. Тогда уравнение движения «ОН-конца» во время удара может быть записано в виде (пока без учета кристаллизационных потенциалов):

$$\mu \ddot{x} + \mu \omega^2 x - \frac{\mu V}{\Delta \tau} - e E = 0, \quad (1)$$

где μ — масса молекулы воды (пренебрегаем разницей масс молекулы воды и иона ОН); ω — частота колебаний молекулы воды; e — элементарный заряд; V — скорость полета капли перед ударом; $\Delta \tau$ — время потери количества движения μV (продолжительность удара); E — напряженность электрического поля. Первые два слагаемых представляют собой x -ю составляющую движения свободного осциллятора [12], третье слагаемое — силу удара, четвертое — силу действия электрического поля. Решение линейного неоднородного уравнения (1) имеет вид

$$x = c_1 e^{i\omega t} + c_2 e^{-i\omega t} + \frac{V}{\Delta \tau \omega^2} + \frac{eE}{\mu \omega^2}, \quad (2)$$

где t — время; c_1, c_2 — постоянные интегрирования. Поляризация одной молекулы по направлению оси x может быть представлена как

$$p = ex. \quad (3)$$

Поляризация единицы объема (в случае равномерной по объему поляризации) численно равна заряду единичного сечения внешней поверхности

$$P = \xi p \frac{N\rho}{M} = \xi ex \frac{N\rho}{M}, \quad (4)$$

где N — число Авогадро; ρ — плотность воды; M — ее молекулярный вес; ξ — доля полостных молекул, способных ориентироваться ударом.

Введем дипольный момент молекулы

$$q = er_0 \quad (5)$$

и момент механической инерции

$$I = \mu r_0^2, \quad (6)$$

где r_0 — размер диполя.

Тогда, подставляя (2) в (4), используя (5) и (6), получим

$$P = \xi \frac{N\rho q^2}{MI} \left(c_1 \frac{\mu}{e} e^{i\omega t} + c_2 \frac{\mu}{e} e^{-i\omega t} + \frac{V\mu}{e\Delta\tau\omega^2} + \frac{E}{\omega^2} \right). \quad (7)$$

Осредняя по интервалу времени, большему, чем период колебаний осциллятора, но меньшему, чем $\Delta\tau$, получим (значок среднего здесь и далее опускаем):

$$P = \xi \frac{N\rho q^2}{MI\omega^2} \left(E + \frac{V\mu}{e\Delta\tau} \right). \quad (8)$$

Положив $V = 0$, получим известную формулу поляризации полярных молекул в электрическом поле.

Полученные формулы непригодны при очень больших силах (удара и электрической), когда поляризация приближается к максимально возможной. Учесть возможность насыщения можно повторив выкладки Ланжевена, выполненные им для расчета поляризации в электрическом поле (см., например, [10]). Тогда при тех же условиях, что и выше

$$p = q \left(\operatorname{cth} \frac{qE + q \frac{\mu V}{e\Delta\tau}}{kT} - \frac{kT}{qE + q \frac{\mu V}{e\Delta\tau}} \right), \quad (9)$$

где T — температура; k — постоянная Больцмана.

Пока силы малы, разложение (9) в ряд дает

$$p \approx \frac{q^2}{3kT} \left(E + \frac{\mu V}{e\Delta\tau} \right) \quad (10)$$

и соответственно

$$P = \xi \frac{N\rho}{M} \frac{q^2}{3kT} \left(E + \frac{\mu V}{e\Delta\tau} \right). \quad (11)$$

Если учесть, что $I\omega^2 \approx 3kT$, то это означает, что (8) и (11) тождественны.

Для определения продолжительности удара капли о пробник привлечем теорию Герца (в изложении Лява [13]), развитую, в частности, для соударения двух шаров. Обозначив радиус капли r , а радиус пробника R приняв много большим $\left(\frac{R}{r} \rightarrow \infty \right)$,

легко на основании [13] получить следующее выражение для продолжительности удара:

$$\Delta\tau \approx 2,9 \left[\frac{5\pi(1-\sigma)^2}{4(1-2\sigma)} \right]^{2/5} \frac{r}{V^{1/5} V_{3B}^{4/5}}, \quad (12)$$

где σ — коэффициент Пуассона для капли; V_{3B} — скорость звука в капле, а для площади контакта с пробником $S = K\pi r^2$, где

$$K = \left(\frac{V}{V_{3B}} \right)^{1/5} \left[\frac{5\pi(1-\sigma)^2}{4(1-2\sigma)} \right]^{2/5} \quad (13)$$

— коэффициент, учитывающий деформацию капли при ударе.

Возможность применения теории Герца в данном случае не является очевидной по ряду причин. Во-первых, не определен диапазон скорости удара капель о пробник, при котором она справедлива. Во-вторых, для молекул и ионов время потери количества движения тем меньше и соответственно сила удара тем больше, чем ближе они расположены к точке встречи капли и тела. Благодаря этому поляризация неравномерна по объему. Время (12), которое в лучшем случае может характеризовать среднюю для всех молекул продолжительность удара, можно принять как нижний предел. Верхний предел времени

$$\Delta\tau_0 = \Delta\tau \frac{r_0}{r}. \quad (14)$$

Изменение заряда пробного тела в потоке капель воды определяется тремя факторами: передачей телу каплями отрицательного заряда, возникающего в результате ударной поляризации, током ионов, который создается в результате диссоциации молекул воды в капле на границе с телом за время удара, и, наконец, утечкой заряда Q с тела в окружающее пространство (эмиссию электронов и ионов пока не учитываем)

$$\frac{dQ}{d\tau} = anVsS \left(\int_0^{\Delta\tau} j_D d\tau - P \right) - \frac{Q}{\tau}, \quad (15)$$

где s — площадь миделева сечения пробного тела; a — среднеинтегральный коэффициент захвата капель телом; n — число капель в единице объема в потоке; j_D — плотность диссоциационного тока; τ — характерное время потери заряда телом.

Для пробников-шаров радиуса R , переходя от заряда Q к потенциалу φ по формуле

$$Q = R\varphi \quad (16)$$

и заменяя сечение

$$S = \pi R^2, \quad (17)$$

получим

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = a\pi^2 r^2 Rn KV \left(\int_0^{\Delta\tau} j_D d\tau - P \right) - \frac{\varphi}{\tau}. \quad (18)$$

Отсюда легко получить установившееся напряжение

$$\varphi = a\pi^2 r^2 Rn \tilde{\tau} KV \left(\int_0^{\Delta\tau} j_D d\tau - P \right). \quad (19)$$

Впрочем, для сравнения с опытом лучше использовать выражение, не содержащее $\tilde{\tau}$

$$\left. \frac{d\varphi}{d\tau} \right|_{\varphi \rightarrow 0} = a\pi^2 r^2 Rn KV \left(\int_0^{\Delta\tau} j_D d\tau - P \right). \quad (20)$$

Переходим к определению диссоциационного тока. Если, как и в [9], принять концентрацию ионов воды на границе капель с металлическим пробником равной нулю, то для времени удара значительно меньшего, чем время установления диссоциационного равновесия, можно принять во внимание лишь величину диффузионного потока водородных ионов к границе.

Тогда плотность тока

$$j_D = ec_\infty \left(\frac{D}{\pi\Delta\tau} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

где D — коэффициент диффузии водородных ионов; c_∞ — их концентрация на достаточном удалении от границы.

Подставив в (19) выражение (8), заменив для молекул поверхностного слоя капли в момент их поляризации ударом

$$E = \frac{\varphi}{R}, \quad (22)$$

и разрешив результат относительно φ , получим

$$\varphi = \left(1 + a\pi^2 r^2 n \tilde{\tau} K \xi V \frac{N \rho q^2}{3kTM} \right)^{-1} a\pi^2 r^2 Rn \tilde{\tau} KV \times \\ \times \left[2ec_\infty \left(\frac{D\Delta\tau}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} - \xi \frac{\rho q^2}{3ekT} \frac{V}{\Delta\tau_0} \right]. \quad (23)$$

Изменение знака потенциала заряжения пробного тела происходит при

$$V_0 = \frac{6e^2 c_\infty kTD^{\frac{1}{2}}}{\pi^{\frac{1}{2}} \xi \rho q^2} \Delta\tau_0 \sqrt{\Delta\tau}. \quad (24)$$

Используя (12) и (14) при $V = V_0$, можно переписать последнее выражение в виде

$$V_0 \approx \left\{ \frac{6(2,9)^{1,5} e^2 c_\infty k TD^{0,5} [5\pi(1-\sigma)^2]^{0,6} r^{0,5} r_0}{\pi^{0,5} \xi \rho q^2 V_{3B}^{1,2} [4(1-2\sigma)]^{0,6}} \right\}^{0,77} \quad (25)$$

Для определения $\tilde{\tau}$ необходимо при каждом значении V получить зависимость $\varphi = \varphi(\tau)$ и определить далее $\tilde{\tau}$ по формуле, которую легко получить из (18)

$$\frac{d \ln \varphi}{d \ln \tau} = \frac{\tau/\tilde{\tau}}{[\exp(\tau/\tilde{\tau}) - 1]} \quad (26)$$

В опытах, описанных в [8], величина $\tilde{\tau}$ равнялась 25 сек при скорости 80 м/сек, что было использовано при построении рис. 1.

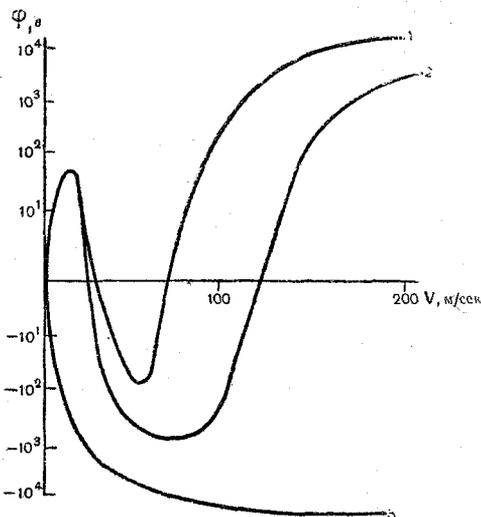


Рис. 1. Расчет потенциала заряжения шара в потоке водного аэрозоля:

1— $A=1,7$ эв; 2— $A=4$ эв; 3— $A \gg \infty$; $I_D, I_\Theta = 0$

Рассмотрим дополнительно заряджение тел в потоке за счет электронной эмиссии. Если эмиттером служит само тело, то суммарное напряжение запишется, по аналогии с выражением (19), в виде

$$\varphi = a\pi^2 r^2 Rn \tilde{\tau} KV \left[\int_0^{\Delta\tau} (j_D + j_\Theta) d\tau - P \right], \quad (27)$$

где j_Θ — плотность тока эмиссии.

Исследования (см., например, [11, 15]) показали, что эмиссия сложным образом зависит от характера удара, комбинации меха-

нических, тепловых и световых воздействий на эмиттер, состояния его поверхности. Все это затрудняет вычисление величины j_s . Однако максимальное число электронов g , экстрагируемых из тела при соударении с каплей массы m , определяется из равенства

$$gA = \frac{mV^2}{2}, \quad (28)$$

где A — работа выхода электронов из металла. С другой стороны,

$$g = \frac{1}{e} \int_0^{\Delta\tau} j_s d\tau. \quad (29)$$

Записывая, как это делалось раньше, j и P в явном виде и используя (28) и (29), получим выражение, аналогичное (23), но учитывающее ток эмиссии:

$$\varphi = \left(1 + a\pi^2 r^2 n \tilde{\tau} KV \xi \frac{N\rho q^2}{3kTM} \right)^{-1} a\pi^2 r^2 Rn \tilde{\tau} KV \times \\ \times \left[2e c_\infty \left(\frac{D\Delta\tau}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} - \xi \frac{\rho q^2}{3e kT} \frac{V}{\Delta\tau_0} + \frac{emV^2}{2A\pi R^2} \right]. \quad (30)$$

Определение величины A в последнем выражении представляет сложную задачу. Кроме того, что A зависит от вещества, геометрии и структуры поверхности тела, ее изменяют и механические напряжения, сопровождающие удар [20]. Для оценки порядков величин φ на рис. 1 представлен типовой расчет. При построении рисунка были приняты типичные значения работы выхода для металлов (см. подпись к рис. 1). Величины K , $\Delta\tau_0$ и $\Delta\tau$ определялись для заданных скоростей на основании формул (12) — (14), кроме того, использовались следующие значения величин:

$$r = 10^{-3} \text{ см}; D = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}; \sigma = 0,45;$$

$$c_\infty = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; T = 273^\circ \text{ К}; n = 10^2 \text{ см}^{-3}; R = 1 \text{ см};$$

$$a = 1; q = 1,84D \text{ (} 1D = 10^{-18} \text{ ед. CGSE)};$$

$$V_{зв} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ м/сек}; r_0 = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

В ряде работ (см. [1, 17]) величина ξ была определена. Однако использование опубликованных значений затруднено тем, что продолжительность удара сравнима или больше времени, в течение которого полостные и каркасные молекулы меняются ролями, из-за чего в создании поляризации может участвовать доля молекул большая, чем равновесное ξ . Соответственно остается открытым вопрос о том, насколько в процессе ударной поляризации ξ отличается от равновесного значения; при построении рис. 1 было принято равновесное значение $\xi = 0,017$ (см. [1]).

Серия кривых, изображенных на рис. 1, укладывается в пределы значений потенциалов металлического шара (см. [8]). Если шар выполнен из диэлектрика (притом не поляризуемого ударом), то первое и последнее слагаемые в квадратной скобке (30) оказываются равными нулю и мы получим незначительную зависимость $\varphi = \varphi(V)$, изображенную на том же рисунке.

Заключение

Развитая теория заряжения тел в потоке водного аэрозоля, учитывающая диссоциационный ток, ударную поляризацию и экзоэлектронную эмиссию, дает правильный порядок величин потенциалов заряжения. Теория позволяет наметить серию экспериментов, которые должны способствовать дальнейшему выяснению механизма электризации тел в потоке аэрозоля, а тем самым — выработке способов подавления эффекта заряжения в одних случаях и усиления — в других. Практический интерес представляют оба случая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуриков Ю. В. Строение льдоподобного каркаса в воде. ЖСХ, т. 9, № 5, 1968.
2. Зельдович Я. Б. ЭДС, возникающая при распространении ударной волны по диэлектрику. ЖЭТФ, т. 1, № 53, 1967.
3. Иванов А. Г., Лисицын Ю. В., Новицкий Е. З. Задача о поляризации диэлектриков при ударном нагружении. ЖЭТФ, т. 54, № 1, 1968.
4. Имянитов И. М. К вопросу о механизме электростатического заряжения. ДАН СССР, т. 121, № 1, 1958.
5. Имянитов И. М., Старовойтов А. Т. Вопросы теории электростатического заряжения тел в потоках. ЖЭТФ, т. 32, № 6, 1962.
6. Имянитов И. М. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, Л., 1967.
7. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование электрокинетического эффекта, возникающего при кристаллизации слабых водных растворов. ДАН СССР, т. 174, № 5, 1967.
8. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Осипов Ю. Г., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование статической электризации. См. настоящий сборник.
9. Качурин Л. Г. Электрокинетические явления, возникающие при кристаллизации жидкостей. Электрохимия, т. 6, № 9, 1970.
10. Компанец А. С. Теоретическая физика. ГИТТЛ, М., 1965.
11. Кортов В. С., Минц Р. П. Электронная эмиссия как метод изучения деформированной поверхности металлов. Физика металлов и металловедение, т. 19, № 6, 1965.
12. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика. Изд-во «Наука», М., 1965.
13. Ляв А. Математическая теория упругости. ГИТТЛ, М.—Л., 1935.
14. Минц Р. Н., Кортов В. С. Об инерционности экзоэлектронной эмиссии металлов. Изв. АН СССР, Металлы, № 2, 1967.
15. Поляков А. М., Кротова Н. А. Исследование электрических свойств свежеработанной поверхности по эмиссии быстрых электронов. Сб. Исследования в области поверхностных сил. Изд-во «Наука», М., 1964.

16. Самойлов О. Я. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. Изд-во АН СССР, М., 1957.
17. Фишер И. З., Андрианова А. С. О степени заполнения пустот в кристаллической структуре воды, ЖСХ, т. 7, № 3, 1966.
18. Экзоэлектронная эмиссия (сборник). ИЛ, М., 1962.
19. Eichelberger R. J., Haver L. E. Solid State transduces for recording of intense pressure pulses. Les ondes de detonation. Paris, 1961, p. 364.
20. Tindler R. F. Stress dependence of ion and thermionic emission. J. Appl. Phys., vol. 39, N 1, 1968.



*Л. Г. Качурин (ЛГМИ),
М. И. Кармов, Х. Х. Медалиев (ВГИ ГУГМС)*

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ОБЛАКОВ В ПРЕДГРОЗОВОЙ СТАДИИ

Несмотря на то, что до сих пор нет удовлетворительной теории грозовых явлений, в последние годы неоднократно предпринимались попытки воздействия на грозовые облака с целью управления электрическими процессами в них. Эти попытки нельзя признать удачными, но они существенным образом способствовали выяснению физики грозовых процессов.

В зрелом грозовом облаке механизм возникновения электричества приходится изучать на фоне значительно более мощного, хотя и более кратковременного явления — молниевых разрядов.

С этой точки зрения изучение этого механизма в предгрозовой стадии имеет очевидные преимущества. Следует также иметь в виду, что изучение предгрозовых явлений — предвестников грозы — представляет самостоятельный интерес в связи с прогностическими задачами.

Настоящая работа посвящена изучению микрорадиоизлучения облаков на всех стадиях развития облака, но особое внимание уделено предгрозовой стадии.

Если электромагнитному излучению зрелых грозовых облаков посвящено большое количество работ (см., например, [1—6]), то по поводу излучения облаков в предгрозовой стадии имеются лишь отрывочные сведения [7].

По-видимому, в какой-то мере это связано с тем, что до настоящего времени развивалось представление о спонтанном развитии грозовых явлений и не принималась во внимание возможность постепенного расширения во времени масштабов искровых разрядов. Между тем, есть основания предположить, что внутри развивающихся облаков в результате флюктуаций плотности зарядов и градиента потенциала образуется большое количество ячеек различных как по знаку, так и по емкости, между которыми могут развиваться мелкомасштабные внутриоблачные разряды, дающие электромагнитное излучение в предгрозовой стадии в широком спектре частот.

В ряде работ последних лет развиваются идеи, предполагающие постепенное развитие явлений и соответственно постепенное усиление радиоизлучения облаков.

В связи с тем, что ожидалось микрорадиоизлучение облаков в предгрозовом состоянии значительно более слабое, чем излучение линейных молний на тех же частотах, потребовалась разработка специальной высокочувствительной радиоаппаратуры.

Для обнаружения и исследования эффекта радиоизлучения облаков в предгрозовом состоянии был разработан комплект аппаратуры, состоящий из четырех высокочувствительных приемников, направленных антенн, индикаторного устройства и записывающего блока. Аппаратура имеет четыре фиксированных диапазона на частотах 0,498; 3,15; 30,5; 101 Мгц.

Чувствительность приемников возрастает с увеличением частоты и лежит в пределах $2 \cdot 10^{-11} \div 3,5 \cdot 10^{-13}$ в, отношение сигнал/шум не хуже $3 \div 2$.

На низких частотах применялись антенны с кардиоидной диаграммой направленности. На частоте 101 Мгц применена двухэтажная синфазная антенна типа «волновой канал» с коэффициентом направленного действия не ниже 18. Ширина полос пропускания высокочастотных цепей приемных устройств в пределах $25 \div 44$ кгц.

Запись радиосигналов производилась магнитофоном с полосой записывающих частот порядка 11 кгц. Сигнал мог воспроизводиться электронным осциллографом, обладающим большим полеосвещением и работающим в ждущем режиме. Фотографирование импульсов производилось с экрана осциллографа.

Следует отметить, что в работе [7] запись производилась механическим пишущим устройством с большой постоянной времени, в связи с чем была затруднена интерпретация результатов эксперимента.

Подробное описание нашей установки будет дано в другой работе.

Ниже приводятся предварительные результаты полевых работ 1969 г. на Куба-Табинском научно-экспериментальном полигоне Высокогорного геофизического института ГУГМС. С 6 августа по 19 сентября 1969 г. было проведено 18 опытов, из которых 8 были записаны на магнитную ленту. Кроме того, зарегистрировано кинокамерой около 200 кадров радиоимпульсов от облаков как в предгрозовой, так и грозовой стадиях на всех частотах.

Момент возникновения зоны радиолокационного отражения отмечался трехсантиметровым радиолокатором, который одновременно использовался для коррекции антенной системы нашей аппаратуры.

На рис. 1 представлены осциллограммы, относящиеся к опыту 17/IX 1969 г. для приемника, настроенного на частоту 101 Мгц. Кадры экспонировались приблизительно через десятиминутные интервалы времени. Рис. 1, а соответствует облаку в начальной

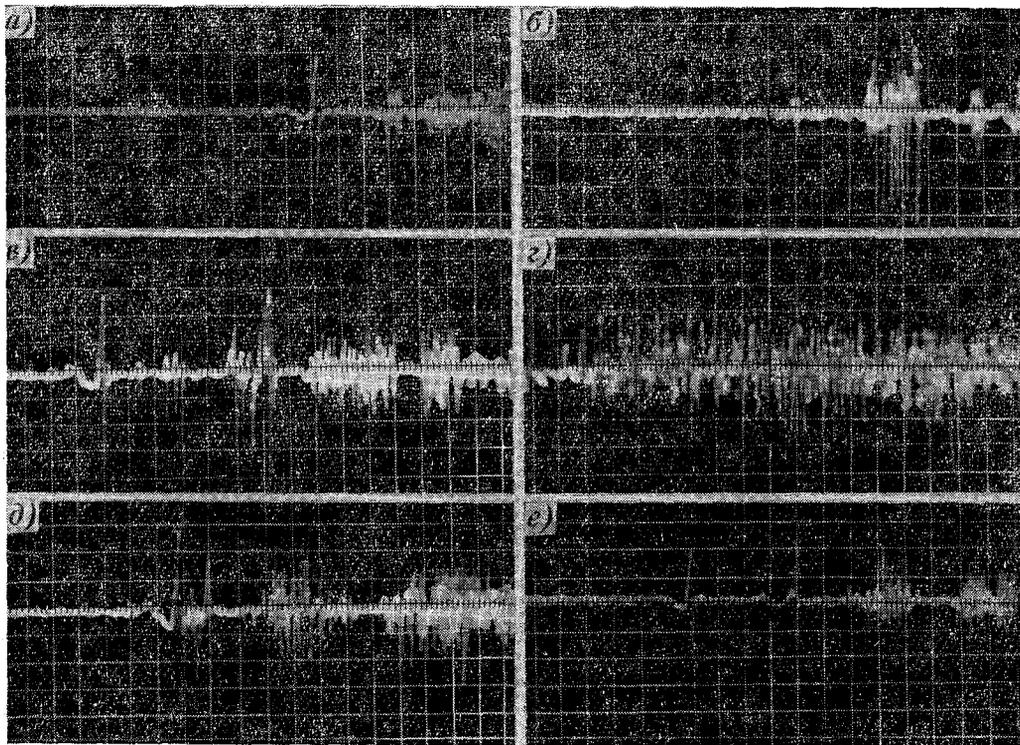


Рис. 1. Опыт 17/IX 1969 г., $f_0 = 101$ Мгц. Начало опыта 14 час. 28 мин. Калибровка по вертикали $v \approx 3$ мкв/дел. Скорость развертки $u = 15$ мксек/дел.
 Время съемки: а— $t = 14$ час. 35 мин.; б— $t = 14$ час. 42 мин.; в— $t = 14$ час. 50 мин.; г— $t = 15$ час. 05 мин.; д— $t = 15$ час. 15 мин.; е— $t = 15$ час. 25 мин.

стадии развития. Рис. 1, б, 1, в соответствуют стадии интенсивного роста грозовой ячейки — увеличивались как высота верхней границы зоны отражения, так и радиолокационная отражаемость. К моменту, изображенному на рис. 1, в, облако, находящееся в это время на расстоянии 47 км, имело параметры: отражаемость порядка 10^{-7} 1/см, высота верхней границы зоны отражения — 8 км. Рис. 1, г соответствует моменту разряда линейной молнии. На рис. 1, д, 1, е — стадия разрушения облака.

Грозовые явления в облаке постепенно развивались, достигли апогея и затем затихли. Фотографии указывают на то, что имеются характерные особенности излучения облаков в предгрозовой, грозовой и послегрозовой стадиях: по мере развития облака характер импульсов существенно меняется.

Чтобы получить количественные характеристики радиоизлучения на различных стадиях развития облака, были построены функции распределения пакетов радиоимпульсов по длительностям. С этой целью опыт разбивался на три стадии: предгрозовую, грозовую и послегрозовую.

Если в предгрозовом состоянии максимум повторяемости приходится на $\tau_n = 8$ мсек (рис. 2, а), то по мере развития облака появляются пакеты импульсов с большой длительностью вплоть до 150—200 мсек и более (рис. 2, б). В то же время следует отметить, что периоды следования сигналов, соответствующие предгрозовой стадии, примерно сохраняются и для грозы. На рис. 2, б видны максимумы в области $\tau_n = 80, 150, 290$ мсек, однако нет уверенности в том, что они статистически обеспечены.

После прекращения грозы (рис. 2, в) распределение сигналов по длительности становится похожим на то, что наблюдалось в начале развития грозовых явлений.

Любопытный случай наблюдался 21/VIII 1969 г.

Измерения велись приемником на частоте $f_0 = 0,5$ Мгц. На рис. 3 представлено 6 кадров осциллограмм. Характерным для этого опыта является отсутствие грозовых очагов на площади радиусом 200 км. Само исследуемое облако (которое также не проявляло визуально обнаруживаемой грозовой активности) находилось в непосредственной близости от точки наблюдения. Тем не менее, аппаратура обнаруживала радиоизлучение, характерное для предгрозовой стадии.

Параметры опыта были таковы. Расстояние с пункта наблюдения до облака в период наблюдения менялось с 9 до 14 км. Высота верхней границы зоны радиолокационного отражения была 6—7 км; отражаемость $(2 \div 8) \cdot 10^{-8}$ 1/см. Интересно отметить, что импульсы имели почти правильную форму — треугольную, чаще всего колокольную; иногда появлялись импульсы, характерные для аperiодического затухания. Серии одиночных импульсов следовали друг за другом через более или менее равные промежутки времени. Частота прихода импульсов была в среднем 2—3 имп/мин, т. е. более низкой по сравнению с другими опыта-

ми на той же длине волны. Из графиков функции распределения для этого опыта (рис. 4) видно, что положение максимума примерно сохраняется, но наблюдается сдвиг в сторону больших длительностей, как в предыдущем опыте. Это свидетельствует об отсутствии мощных грозных разрядов.

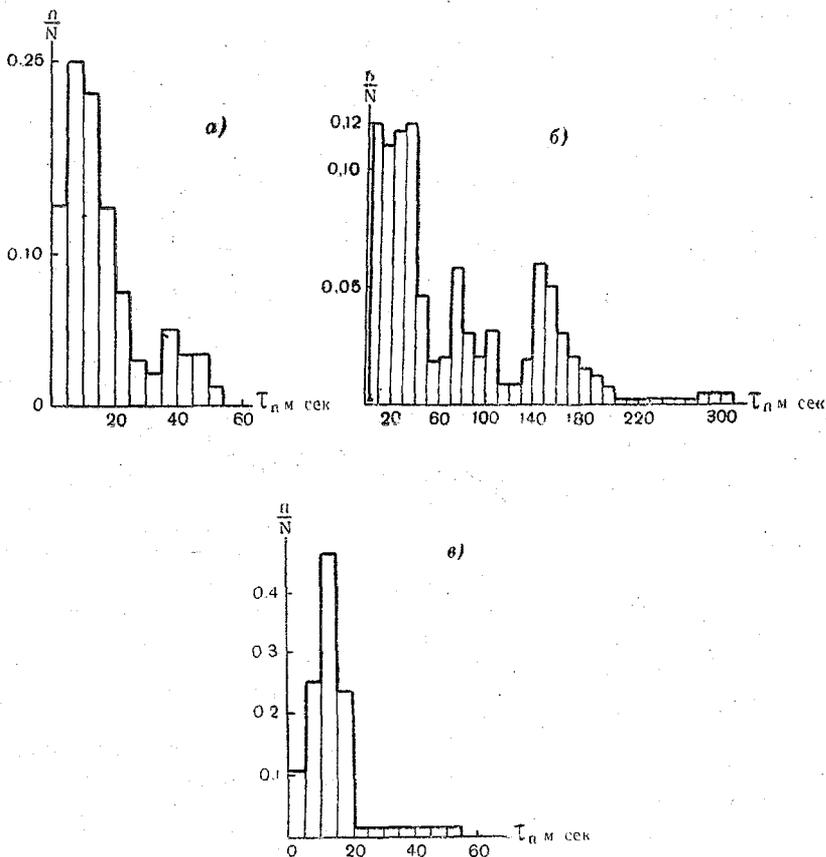


Рис. 2. Функция распределения длительностей пакетов импульсов. Опыт 17/IX—1969 г., $f_0 = 101$ Мгц.

a—I этап—предгрозная стадия, $N=221$, $t=14$ час. 28 мин. — 14 час. 45 мин.; *б*—II этап—грозная стадия; $N=369$, $t=14$ час. 45 мин. — 15 час. 10 мин.; *в*—III этап—послегрозная стадия, $N=373$, $t=15$ час. 10 мин. — 15 час. 25 мин.

Типичный пример радиоизлучения грозового облака наблюдался 22/VIII 1969 г. Для сравнения с предыдущими опытами, ниже приводятся данные этого эксперимента, когда наблюдались частые линейные разряды на частоте 3,15 Мгц. Параметры облака: расстояние до облака $15 \div 20$ км, высота верхней границы зоны отражения $8 \div 10$ км, отражаемость $\eta = 10^{-7} \div 8 \cdot 10^{-7}$ 1/см.

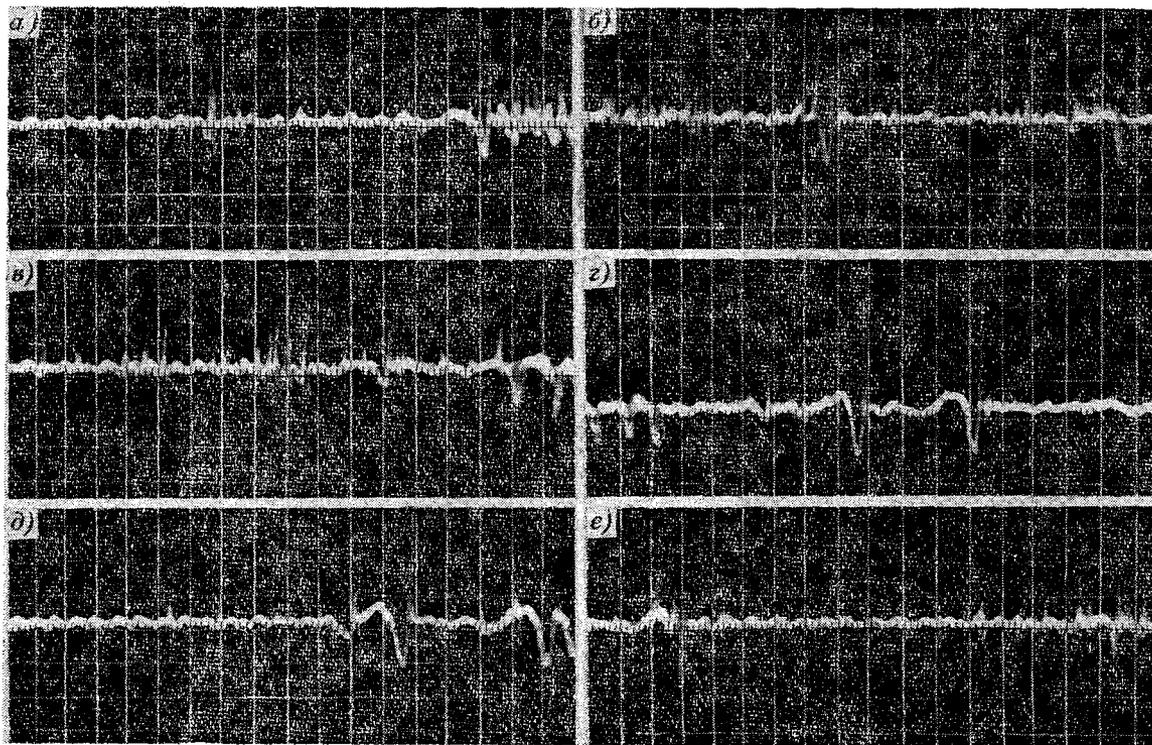


Рис. 3. Опыт 21/VIII 1969 г., $f_0=0,5$ Мгц. Начало опыта 15 час. 15 мин., $v \approx 13$ мкв/дел., $u=15$ мксек/дел.
 Время съемки: а — $t=15$ час. 18 мин.; б — $t=15$ час. 50 мин.; в — $t=16$ час. 15 мин.; г — $t=16$ час. 40 мин.;
 д — $t=17$ час. 10 мин.; е — $t=17$ час. 40 мин.

Из фотографий (рис. 5) и графика (рис. 6) видно, что длительности радиосигналов лежат в пределах $10 \div 300$ мсек, причем максимум «размазан», т. е. располагается в широкой области. Частота грозových разрядов была примерно $2 \div 2,5$ разряда в минуту.

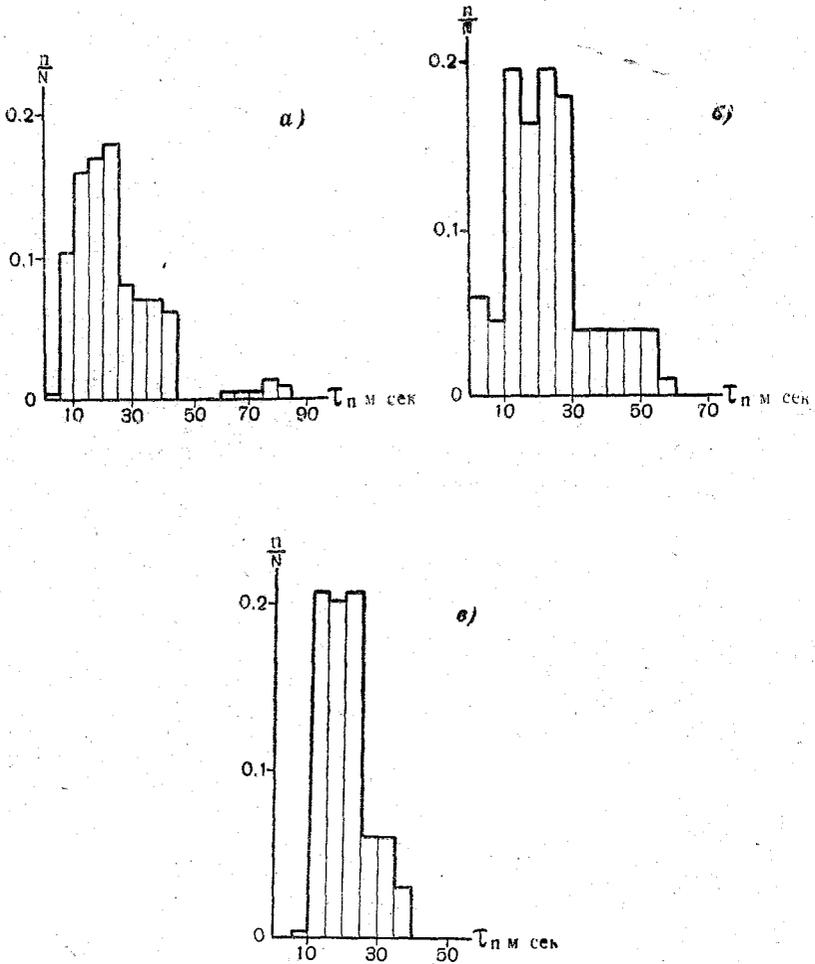


Рис. 4. Функция распределения длительностей пакетов радиоимпульсов
Опыт 21/VIII 1969 г., $f_0 = 0,5$ Мгц.

а — I этап, $N=103$, $t=1$ час. 15 мин. — 15 час. 35 мин.; б — II этап, $N=205$,
 $t=15$ час. 35 мин. — 16 час. 20 мин.; в — III этап, $N=101$, $t=16$ час. 20 мин.
— 17 час. 50 мин.

Несмотря на недостаточность количества опытов, все же мы хотели обратить внимание на некоторые характерные особенности радиоизлучения облаков в предгрозовом состоянии;

1. Когда развивается грозовое облако, то первому мощному молниевому разряду задолго, по крайней мере за 5—15 минут, предшествует радиоизлучение, менее мощное, чем радиоизлучение грозовых разрядов, но которое может быть обнаружено современными радиотехническими средствами.

2. Подтверждаются три стадии жизни грозового облака: предгрозовая, собственно грозовая и послегрозовая, различающиеся по длительности пакетов радиоимпульсов, частоте появления сигнала, форме импульсов и, конечно, по амплитуде излучения.

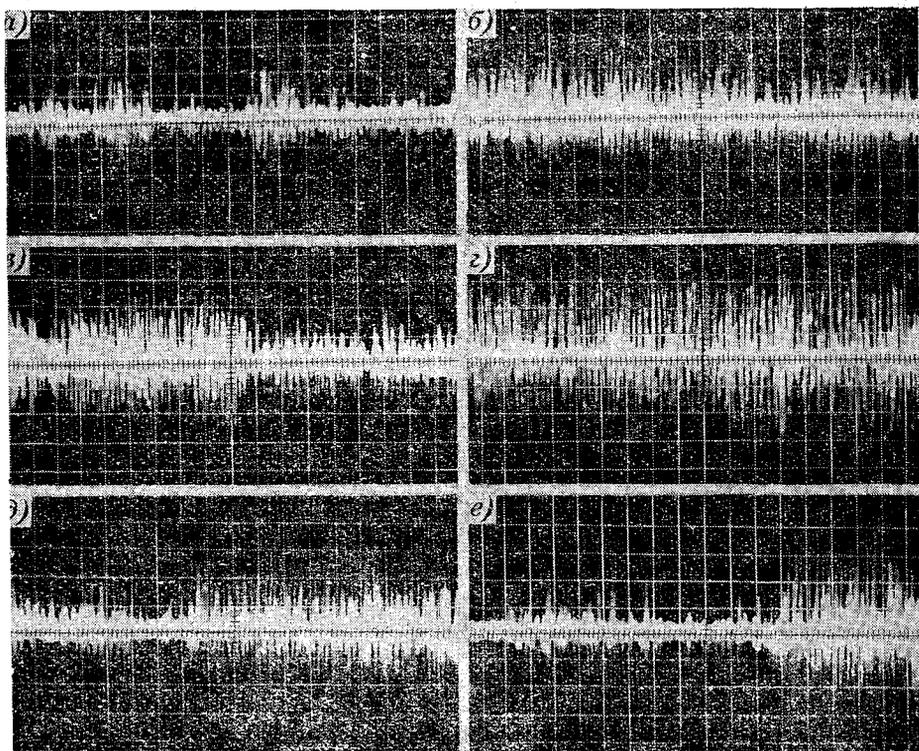


Рис. 5. Опыт 22/VIII 1969 г., $f_0 = 3,1$ Мгц. Начало опыта 16 час. 25 мин., $v \approx 10$ мкв/дел., $u = 30$ мксек/дел.

Время съемки: а — $t = 16$ час. 30 мин.; б — $t = 16$ час. 40 мин.; в — $t = 16$ час. 52 мин.; г — $t = 17$ час. 03 мин.; д — $t = 17$ час. 12 мин.; е — $t = 17$ час. 20 мин.

3. Излучение электромагнитной энергии развивающегося облака является недостаточным, но обязательным условием перехода облака в грозовую стадию. В связи с этим эффект микрорадиоизлучения облаков в предгрозовом состоянии может быть в какой-то мере использован для краткосрочного прогноза грозовых ситуаций.

4. В основу гипотезы, объясняющей радиоизлучение облаков в предгрозовом состоянии, по-видимому, можно положить следующие механизмы излучения электромагнитной энергии.

- а. Аннигиляционное излучение при столкновении противоположно заряженных крупных гидрометеоров.
- б. Дипольное излучение нитевидного разряда при сближении противоположно заряженных крупных гидрометеоров, напряженности порядка $10 \div 12$ кв/см.

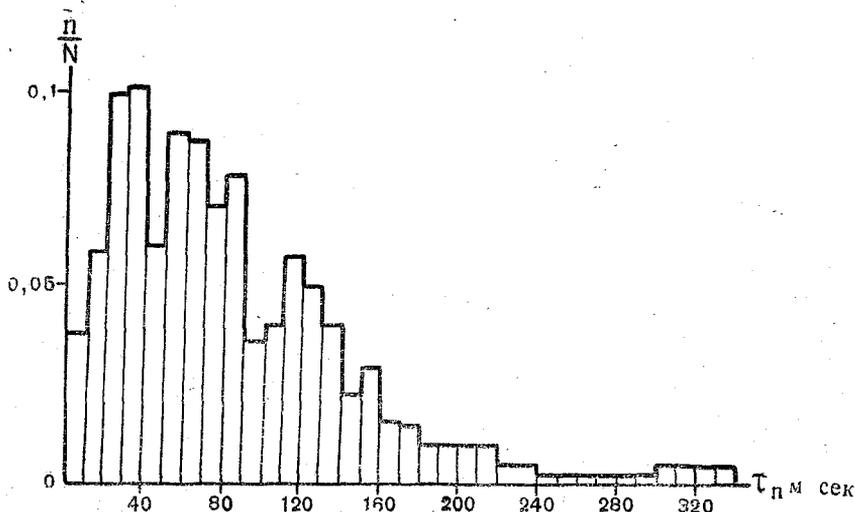


Рис. 6. Функция распределения длительностей пакетов радиоимпульсов.
Опыт 22/VIII 1969 г., $f_0 = 3,1$ МГц.
Три этапа, $t = 16$ час. 25 мин. — 17 час. 28 мин

- в. Излучение лавинностримерных и лидерных потоков в облаке — магнитнотормозное излучение системы заряженных частиц.
- г. Тормозное излучение при взрыве замерзающих переохлажденных капель в облаке.

Авторы благодарят И. М. Имянитова за плодотворную дискуссию по результатам работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. Изд-во «Наука», М., 1966.
2. Нориндер Х. Исследование грозовых разрядов. Госэнергоиздат, М., 1956.
3. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд. АН СССР, М., 1960.
4. Kimura H. Electromagnetic Energy Radiation from lightnings. Problems of Atmospheric and space Electricity. Amsterdam, N. 4, Elsevier, 1965.

5. Насилов Д. Н. Радиометеорология. Гостехиздат, М., 1965.
6. Косарев Е. Л. и др. Результаты экспедиции по исследованию радиоизлучений линейных молний в дециметровом диапазоне. ЖТФ, т. XXXVIII, вып. II, 1968.
7. Zonge K. L. and Evans W. H. Prestroke Radiation from Thunderclouds. Journal of Geophys. Research, vol. 71, N. 6, 1519—1523, 1966.



Л. Г. Качурин (ЛГМИ),
О. М. Розенталь, Ф. Е. Четин (СГПИ)

ФЛЮКТУАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ

Современные атмосферно-электрические исследования [1—3] позволяют заключить, что в грозовом облаке создается разномасштабная электрическая поляризация. Помимо суммарного электрического момента имеются разномасштабные неоднородности электрического заряда. Для упрощения модели в данной работе ограничимся рассмотрением неоднородностей заряда, размеры которых соизмеримы с размером крупномасштабных турбулентных струй [1, 3].

Условия развития природных электрических разрядов отличаются от лабораторных. В облаке вместо двух разноименно заряженных электродов имеется динамическая коллоидная система и решающим фактором для грозовых молний являются флюктуации градиента потенциала, а не среднее значение этой величины [1]. Поэтому необходимо рассмотреть статистику электрических параметров облака.

Электрическую структуру облака будем моделировать в виде непрерывной системы разноименно заряженных подвижных зон (ячеек) радиуса r с объемным зарядом $\pm q$. Градиент потенциала удовлетворяет уравнению Гаусса

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi (q_+ \rho_+ - q_- \rho_-) \quad (1)$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь ρ_{\pm} — функция распределения положительно и отрицательно заряженных ячеек.

Исходное уравнение в сферически-симметричной задаче имеет вид

$$\frac{d}{d\eta} (E \eta^2) = 4\pi \eta^2 (q_+ \rho_+ - q_- \rho_-), \quad (2)$$

где $\vec{\eta}$ — радиус-вектор.

Облако является практически неупорядоченной системой, поэтому корреляциями выше первого порядка следует пренебречь.

В этом случае поле создается только теми ячейками, которые находятся в непосредственной близости от точки наблюдения. Заряд остальных ячеек взаимно скомпенсирован. Следовательно,

$$q_+ \rho_+ - q_- \rho_- = \begin{cases} 0 & \text{при } \eta > r, \\ \frac{n q_+ - m q_-}{4/3 \pi r^3} & \text{при } \eta \leq r, \end{cases} \quad (3)$$

где n — число ячеек с положительным зарядом q_+ в объеме $4/3 \pi r^3$; m — число ячеек с отрицательным зарядом в том же объеме.

Подставляя условие (3) в (2), получим для максимального градиента поля

$$E_{\max} = \frac{n q_+ - m q_-}{r^2}. \quad (4)$$

Следовательно, в среднем по объему радиуса r при $q_+ = q_- = \bar{q}$

$$E_i = \frac{q_i}{2 r^2}, \quad (5)$$

где $i = n - m$.

Вероятность совместного попадания в объем $4/3 \pi r^3$ $n + m = N$ штук ячеек определяется из формулы Пуассона

$$\omega_N = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}}, \quad (6)$$

где \bar{N} — среднее значение величины N . Число соответствующих ситуаций, реализующихся в грозном облаке, равно

$$\omega_{v, N} = N_0 \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}}, \quad (7)$$

где N_0 — полное число ячеек.

Вероятность того, что из N ячеек n штук имеют одинаковый знак заряда и m штук — противоположный определится как соответствующий член биномиального распределения

$$\omega_{n, N} = \frac{N!}{n! m!} \left(\frac{1}{2} \right)^N. \quad (8)$$

Термодинамическая вероятность сложного события запишется в виде

$$\omega = \omega_{v, N} \cdot \omega_{n, N} = \frac{N_0 \bar{N}^N}{n! m!} e^{-\bar{N}} \left(\frac{1}{2} \right)^N. \quad (9)$$

Термодинамическая вероятность того, что напряженность определяется по выражению (5), равна

$$\omega_i = N_0 e^{-\bar{N}} \sum_{n=0}^{N_0-i} \bar{N}^N \frac{1}{(n+i)! n!} \left(\frac{1}{2} \right)^{2n+i}. \quad (10)$$

Здесь $N_0 \gg |i| \geq 0$, поэтому не будет существенной ошибки, если в приведенной быстро сходящейся сумме верхний предел принять равным бесконечности.

Если объем всех ячеек равен объему облака, то напряженность при $i = 1 (E_1)$ является средним значением этой величины в облаке по модулю. Тогда

$$E_i = iE_1. \quad (11)$$

Кроме того, в этом случае $\bar{N} = 1$ и, следовательно, выражение (10) упрощается

$$\omega_i = \frac{N_0}{e} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n+i)! n!} \left(\frac{1}{2}\right)^{2n+i}. \quad (12)$$

Последний ряд быстро сходится, особенно при больших i . В этом случае

$$\omega_i \approx \frac{N_0}{e \cdot |i| 2^{|i|}}. \quad (13)$$

Радиус ячейки в грозовом облаке порядка 200 м [1, 3]. Следовательно, в облаке объемом 100 км³, в случае принятой модели, полное число ячеек $N_0 \approx 10^4$. Кроме того, предполагаем, что величина E_1 равна среднему значению напряженности поля (при равномерном распределении зарядов), т. е. $E_1 = 2 \cdot 10^5$ в/м [1, 2].

Результат расчета по формулам (11—13) дан в таблице.

i	0	±1	±2	±3	±4	±5	±6	±7	±8	±9	±10
$E_i (10^5 \text{ в/м})$	0	±2	±4	±6	±8	±10	±12	±14	±16	±18	±20
ω_i	4657	2079	499	81,5	11	0,91	$8,27 \cdot 10^{-2}$	$5,89 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-6}

Из таблицы видно, что напряженность пробоя возникает практически при $|i| = |n - m| \geq 6$.

Следовательно, отнесенная к единице времени термодинамическая вероятность электрического пробоя, т. е. частота появления молний равна

$$\nu = \frac{1}{\tau} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \omega_i + \frac{1}{\tau} \sum_{i=6}^{\infty} \omega_i \approx \frac{2N_0}{e\tau} \sum_{i=6}^{\infty} \frac{1}{2^i i!}, \quad (14)$$

где τ — время релаксации соответствующих динамических структур в облаке, т. е. эффективное время, в течение которого в тур-

булентном потоке происходит полное перемешивание и возникает практически независимая конфигурация ячеек. Эта величина для крупномасштабных флюктуаций равна времени релаксации электрических параметров после удара молнии [2, 3]. Следовательно, $\tau \approx 10$ сек. Тогда частота $\nu \approx 2 \cdot 10^{-2}$ сек $^{-1}$.

Молнии повторяются в облаке в среднем через промежуток времени $1/\nu$, т. е. приблизительно через минуту. Это заключение совпадает с результатом соответствующего измерения [2].

Приведенный в работе расчет относится к крупномасштабным флюктуациям поля и позволяет оценить частоту длинных электрических разрядов. Очевидно, что флюктуации меньшего масштаба могут сопровождаться многочисленными мелкими разрядами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Исследование электричества облаков. Бюлл. ВМО, № 4, 1970.
2. Имянитов И. М., Лободин Т. В. О зонах неоднородности в грозовых облаках. Труды ГГО, вып. 157, 1964.
3. Vonnegat В. а. о. Electric Potentialgradients above thunderstorms. J. Atm. Sci., 23, № 6, 1968.



А. И. Гвелесиани (Ин-т геофизики АН ГССР)

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТАЯНИЯ ЛЕДЯНЫХ СФЕР

Для проникновения в механизм градообразования разрабатываются различные методы исследования выпавшего на землю града. Изучают внутреннее строение града и его форму; пытаются связать их между собой [4—8]. Полная «история жизни» града будет восстановлена, если наряду с процессом роста будет учтен также и эффект, вызываемый процессом таяния. Рост и таяние градин — противоположно направленные фазовые превращения. Однако они различаются тем, что в первом случае структура и геометрическая форма в сильной степени зависят от метеорологических параметров среды, таких, как влажность, температура, влажность, скорость и др. [1, 2], в то время как во втором случае структурные изменения протекают бесконечно медленно и, получаемая в результате таяния, форма зависит в основном от скорости обдува. В этом смысле изучение процесса таяния в результате взаимодействия частицы и потока частиц между собой в воздушном потоке можно вести со значительно большей корректностью.

Как известно, таяние падающих ледяных частиц любой формы сопровождается их сплющиванием в направлении падения ориентированной частицы [3, 6, 9, 10] и срывом капель оттаявшей и аккумулярованной воды.

В настоящей работе изучается изменение формы ледяных сфер и спектр сорванных капель при таянии в различных условиях обдува. Воздушный поток в опытах не был ламинаризован для большего приближения к реальным условиям. Скорости воздушного потока менялись в интервале 5—30 м/сек. В облаке возможных условия, при которых градина, независимо от размера, может, двигаясь попеременно в восходящих и нисходящих потоках, обдуваться указанными скоростями. Форма, принимаемая градиной, зависит от распределения жидкой воды на ее поверхности; последнее же главным образом определяется величиной скорости обтекающего воздушного потока. Толщина накопленной воды

(из-за коагуляции с облачными каплями или из-за таяния) будет определяться как интенсивностью осаждения воды, так и скоростью движения градины относительно воздуха. Благодаря наличию между ледяной поверхностью и воздухом водяной пленки, создается дополнительное термическое сопротивление, от чего скорость передвижения фронта таяния задерживается.

Результаты опытов по таянию градин при различных скоростях обдува при прочих одинаковых условиях приведены на рис. 1, 2, 3 (на рис. 3 $v = 20$ м/сек). В случае $v = 5$ м/сек градина приняла форму катушки-гантели. По бокам, в середине, градина обтаяла сильнее, так как из-за наличия жидкой пленки в средней части нижней полусферы за ней возникают завихрения. Сравнивая частицы, обдуваемые при скоростях 10 и 20 м/сек и выше, видим, что в первом случае получается именно форма сплющенного эллипсоида вращения, а во втором случае и для больших скоростей сфера превращается в полусферу.

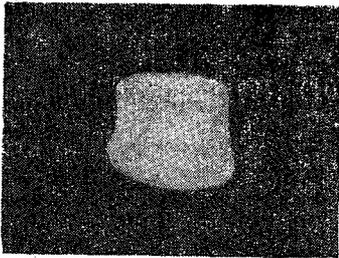


Рис. 1. Форма, принимаемая градиной при скорости обдува $v = 5$ м/сек.

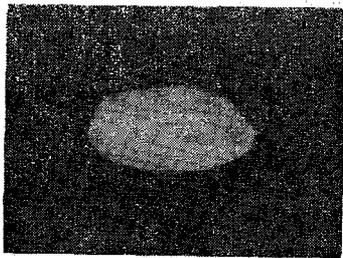


Рис. 2. Форма, принимаемая градиной при скорости обдува $v = 10$ м/сек.

На рис. 4. показаны формы, полученные при таянии пары ориентированных градин в потоке теплого водного аэрозоля. Качественно получен тот же результат.

Таким образом, при таянии сферических градин в интервале скоростей 10—30 м/сек получаются формы, лежащие в промежутке между сплюснутым эллипсоидом вращения и полусферой.

Представляет интерес изучение таяния градин при их взаимодействии в условиях, моделирующих естественный процесс. Рассмотрена пара ледяных сфер разных размеров, ориентированных одна за другой вдоль воздушного потока и рядом, в контакте, попеременно воздушного потока. В последнем случае эффект мал и, как не представляющий интереса, не приведен. Ледяные сферы помещаются на различных расстояниях Δx друг от друга. Частица, находящаяся в гидродинамической тени, вытягивается и принимает сфероконическую форму при $R < \Delta x < 2R$ и коническую форму

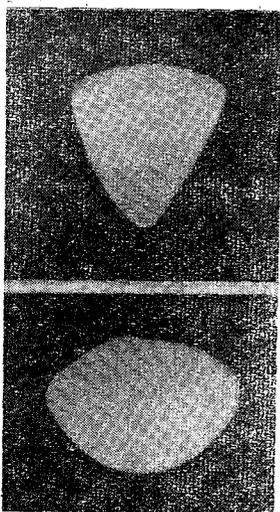


Рис. 3. Форма, принимаемая парой одинаковых градин, ориентированных вдоль воздушного потока одна за другой на расстоянии $\Delta x = 3/4 R$, R — радиус градины.

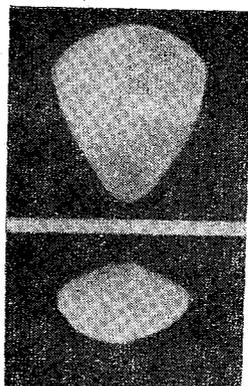


Рис. 4. Формы, получаемые при обдуве пары ориентированных вдоль воздушного потока градин, при обдуве потоком теплого водного аэрозоля.

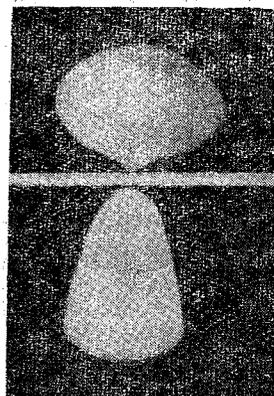


Рис. 5. Формы, принимаемые парой соприкасающихся равных ледяных сфер, расположенных одна за другой вдоль воздушного потока $\Delta x = 0$.

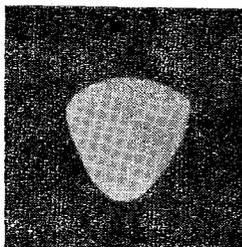


Рис. 6. Форма, принимаемая сферической градиной в кильватере дважды большей градины на расстоянии $\Delta x = 3/4 R$, R — радиус передней градины.



Рис. 7. Форма, принимаемая сферической градиной в кильватере дважды большей градины при их непосредственном соприкосновении $\Delta x = 0$.

при $R/2 < \Delta x < R$ (рис. 3). При одинаковых условиях опыта и одинаковой продолжительности таяния конус, полученный при $\Delta x = 0$ (рис. 5 и 7), вытянут более, чем в 1,6 раза, нежели в случае $\Delta x = 3/4 R$ (рис. 3 и 6). При значениях $\Delta x > (2 \div 2,5)R$, где R есть радиус передней ледяной сферы, эффект не обнаруживается.

Рис. 6 и 7 показывают формы пары градин для случая, когда размеры сферы, находящейся в кильватере, в два раза меньше градины, находящейся перед ней. Указанные выше интервалы формирования конических форм для сфер одинаковых размеров, как видно из фотографий, остаются почти неизменными в последнем случае. Только при $\Delta x = 0$ маленькая градина целиком погружена в турбулентный поток (рис. 7) и поэтому она вытягивается сильнее, чем в первом случае (рис. 5).

Стало быть, в гидродинамической тени градины имеются условия для формирования градин конической формы различной степени вытянутости.

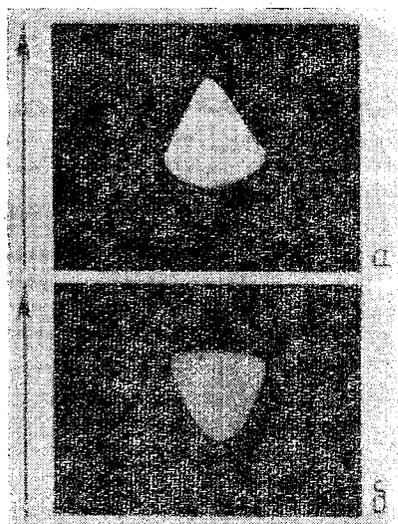


Рис. 8. Таяние разноориентированных ледяных сфероконических форм. Стрелка показывает направление воздушного потока:

a — конус ориентирован апексом навстречу потоку воздуха; *b* — вершина конуса обращена к потоку воздуха

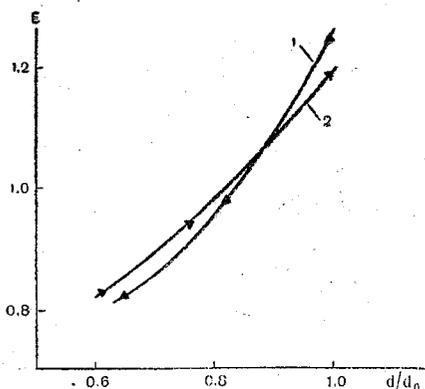


Рис. 9. Изменение степени эллипсоидальности ϵ при таянии:

1 — градины, ориентированные апексом навстречу воздушному потоку; 2 — градины, ориентированные вершиной конуса навстречу потоку воздуха

На рис. 8, *a* и *b* приведены результаты таяния сфероконических форм, разно ориентированных вдоль воздушного потока; стрелки показывают направление воздушного потока. На рис. 9 приведены

для обоих случаев кривые зависимости степени эллипсоидальности $\epsilon = h/d$ от отношения d/d_0 , где h — высота конуса; d — диаметр основания конуса; d_0 — его значение в начальный момент таяния.

На градине, обращенной апексом навстречу воздушному потоку, из-за наличия большего слоя воды обтаивание вдоль диаметра основания протекает медленнее, чем во втором случае. Кроме того, в случае (рис. 8, а) вершина конуса не притупляется, по всей вероятности, из-за того, что она обтачивается с боков в турбулентном следе; в случае рис. 8, б имеет место характерное сплющивание [3]. Этими причинами, по-видимому, вызвано смещение кривых на рис. 9.

Были проведены опыты по изучению таяния, изменению массы в единицу времени градины, находящейся в турбулентном следе. Было обнаружено более интенсивное таяние последней по сравнению с передней градиной примерно на 10%.

Наконец, изучался спектр капель, сорванных с поверхности сферических градин, тающих в воздушном потоке при различных скоростях обдува. На рис. 10 представлены кривые зависимости максимального размера сорванных капель оттаивающей воды от скорости воздушного потока.

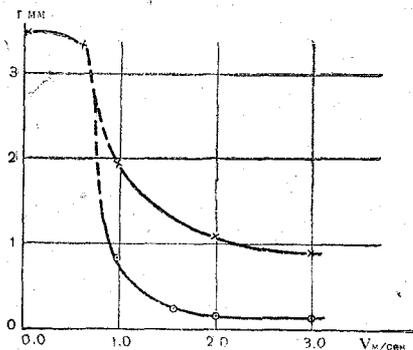


Рис. 10. Кривые зависимости радиуса капель наибольшего размера (верхняя) в данном спектре и наиболее часто встречаемого размера (нижняя) при данной скорости обдува v .

На рис. 11 дано распределение по размерам сдутых капель при скоростях воздушного потока 10 м/сек и 30 м/сек. Как видно из рисунка, при $v=10$ м/сек кривая сильно размыта и максимум лежит в области кривых капель $r \approx 0,8$ мм; при $v=30$ м/сек кривая заметно суживается и перетягивается к более однородному спектру и максимум приходится примерно на частицы размера $r \approx 0,2$ мм.

Крупная фракция, интересующая нас, снималась на фильтровальную бумагу, покрытую красителем. Мелкая — взятием проб на масле. На рис. 11 приведены результаты измерений грубодисперсной фракции; поэтому кривая для $v=30$ м/сек резко обрывается слева. На рис. 12 показана проба на масле, взятая при $v=20$ м/сек. Отчетливо видна граница большой капли ($r \approx 0,4$ мм) и мелкие капли, осевшие на нее ($r=30$ м). Кривые рис. 11 не учитывают мельчайших капелек радиусом $r < 100$ м.

Траектория сдуваемых капель в турбулентном следе за градиной носит случайный характер. Большие капли тем чаще возвращаются вновь на тающую градину с ее тыльной стороны, чем

меньше скорость обдува. Наличие гидродинамической тени способствует одновременному выпадению градин различного размера. В самом деле, наблюдаемый при выпадении крупного града спектр градин является довольно широким, в то время как мелкий град или крупа имеют сравнительно однородный спектр. Отмечаемая выше неоднородность может возникнуть либо при одновременном выпадении градин различного размера в нисходящих потоках воздуха, либо из-за упоминаемого эффекта вовлечения; в противном случае мелкие частицы не смогли бы сами преодолеть сравнительно сильных восходящих потоков воздуха. Указанные выше обстоятельства, а именно повышенный теплообмен в турбулентном следе градины и эффект вовлечения в него частиц осадков позволяют заключить, что в холодной части облака, попавшие в гидродинамическую тень большой градины ледяные частицы могут примерзнуть к ней, а в теплой же части атмосферы эффект таяния будет тем заметнее, чем меньшего размера окажется градина, попавшая в тень большей. За счет вовлечения в кильватер большой градины могли образоваться приведенные в сообщении Лауе формы необычного града [12]: градины диаметром 8—10 см облеплены ледяными шариками диаметром более 1 см.

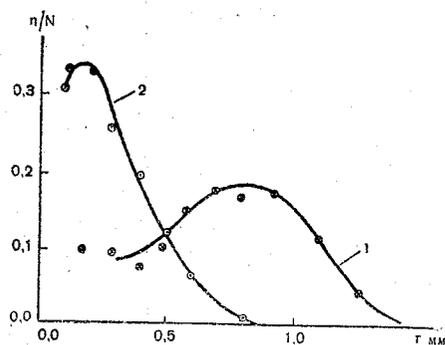


Рис. 11. Зависимость относительной концентрации сорванных капель данного размера от радиуса каплей при таянии:

1—при $v=10$ м/сек; 2—при $v=30$ м/сек

В сильно развитом кучевом облаке, когда выпадает крупный град, градины, находящиеся вблизи нулевой изотермы, могут явиться поставщиками гигантских капель, которые, срываясь с поверхности градин, могут быть перенесены восходящими потоками воздуха в переохлажденную часть облака. При условиях, когда кристаллизация протекает под жидкой пленкой воды [2], а также при большой влажности, что имеет место на стадии, когда идет крупный град, наряду с таянием будет наблюдаться приток воды к градине. В работе [11] утверждается, что при взрыве переохлажденных капель воды повышается температура их замерзания, т. е. ускоряется процесс замерзания капель. Учитывая этот эффект и принимая во внимание тот факт, что к середине и к концу градобития размеры градин и их плотность увеличиваются, можно допустить, что в механизме образования крупного града немаловажную роль играет срыв оттаявшей и аккумулярованной воды. При этом мелкая фракция фигурирует в масштабе «зародышей»

градин, крупные же капли в результате спонтанного замерзания могут явиться «растущими» градинами (градины с прозрачным ядром).

Таким образом, явление отрыва капелек от градины из пояска водяного слоя должно играть определенную роль в эволюции спектра выпавшего на землю града.

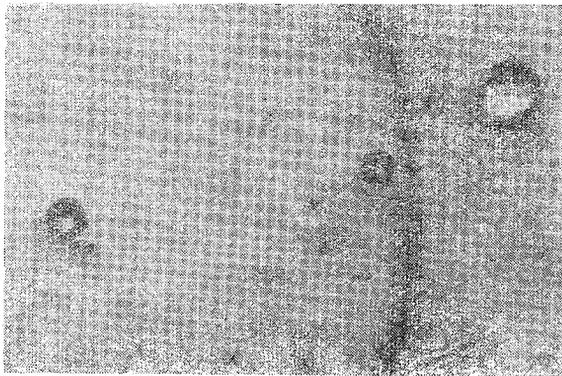


Рис. 12. Спектр капель, полученный на масле для скорости воздушного потока $v=20$ м/сек.

В заключение выражаю благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Качурину Л. Г. за внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Гашин Л. И. Кристаллизация тонких пленок жидкости. Труды III совещания по росту кристаллов, АН СССР, М., 1965.
2. Качурин Л. Г. К теории обледенения самолетов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1962.
3. Гвелесиани А. И. К вопросу изменения формы градин при таянии. Труды ин-та геофизики АН Грузинской ССР, т. XXV, вып. 1, 1967.
4. Kidder R. E., Carte A. E. Structures of artificial hailstones. J. Rech. Atm., № 4, 1964.
5. Hallet J. Observations of the structure of conical hailstones. J. Rech. Atm., № 3, 1965.
6. Mossop S. C., Kidder R. E. Artificial hailstones. Bull. Obs. Puy de Dome, 2, 1962.
7. List R. On the growth of hailstones. Nubila IV, 1961.
8. Browning K. A., Ludlam F. H., Macklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion. Quart. J. R. Met. Soc., vol. 89, № 379, 1963.
9. Macklin W. C. Factors affecting the heat transfer from hailstones. Quart. J. R. Met. Soc., vol. 90, № 383, 1964.
10. Blachard D. C. Artificial stimulation of rain. Weickamann et Smith ed. Pergamon Press, 1957.
11. Randall K. L. Drop freezing through drop breakup. J. Atm. Soc., 22, № 4, 1965.
12. Löwe A. B. Some Unusual Hailstones. Weatherwise, 18, № 2, 1965.

М. Н. Бейтуганов (ВГИ ГУГМС)

ДРОБЛЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Известно, что под действием электрического поля капля воды деформируется; в сильных полях — с выбросом тонких капельных струй. Исследованию этого явления был посвящен ряд работ: поведение капель в воздухе изучалось в [1—2], в жидкостях — [3]. Учет деформации и разбрызгивания необходим при расчете конденсационно-коагуляционных явлений в грозовом облаке, а также при изучении электрического пробоя в воздухе и в жидких средах.

В работе [1] экспериментально установлена следующая зависимость между напряженностью электрического поля E , при которой наступает неустойчивость капли, и ее радиусом r :

$$Er^{1/2} \sigma^{-1/2} = \text{const}, \quad (1)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения воды.

Тэйлор [2] сделал попытку определить значение const в уравнении (1); рассматривая уравнение равновесия капли эллипсоидальной формы в электрическом поле, он получил

$$Er^{1/2} \sigma^{-1/2} = MI, \quad (2)$$

где $M^2 = 8\pi\alpha^{1/3} (2 - \alpha^{1/2} - \alpha^{3/2})$; $\alpha = b^2 a^{-2}$; $I = \frac{1}{2} e^{-3} \ln(1+e) (1-e)^{-1} - e^{-2}$; a и b — соответственно большая и малая полуоси эллипса; e — эксцентриситет.

Для капли воды с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , находящейся в жидкости с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , в работе [3] получена зависимость между E и r , которая в наших обозначениях имеет вид:

$$Er^{1/2} = 1062 [\epsilon_1^{1/2} (\epsilon_1 - \epsilon_2)^{-1} - C_1 \epsilon_1^{-1/2}] H_1, \quad (3)$$

где $H_1^2 = 2\alpha^{-3/2} [2 - \alpha - \alpha^3]$; $C_1 = \alpha^2 (1 - \alpha^2)^{-1} [\cos h^{-1} \alpha - (1 - \alpha^2)^{-1/2} - 1]$.

Из физических соображений следует, что нестабильность капли должна зависеть от ряда физических величин, не входящих в приведенные уравнения. Опыты [1—3] проводились с каплями чистой воды, между тем в естественных условиях капли обычно являются электролитами, что, как будет ясно из дальнейшего, существенно меняет условия устойчивости капли в электрическом поле.

Настоящая работа посвящена изучению деформации капель водных растворов электролитов в электрическом поле. Капля помещается на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей: четыреххлористого углерода и трансформаторного масла. Поле создается между обкладками плоского конденсатора, находящегося в жидкости. Обкладки конденсатора соединены с источником постоянного высокого напряжения. Напряженность поля между обкладками меняется с помощью делителя напряжения в пределах до 2 кв/см . Наблюдение за поведением капли осуществляется с помощью длиннофокусного микроскопа. По мере увеличения напряженности поля, капли начинают деформироваться, превращаясь в эллипсоид с большой полуосью, параллельной направлению напряженности поля. При этом каждой E_i соответствует определенное соотношение $(a/b)_i$. При определенной величине напряженности поля деформированная капля эллипсоидальной формы с соотношением между полуосями $a/b = 1,6—1,8$ без дальнейшего увеличения поля начинает быстро вытягиваться в направлении поля. Обозначим эту предельную напряженность, при которой капля становится нестабильной, через E_n .

При $E = \text{const} \geq E_n$ один конец сильно вытянувшейся капли превращается в конус, после чего от его вершины начинают отрываться капельки, т. е. начинается дробление. Через некоторое время капля прекращает дробиться. Для того, чтобы она возобновила дробление, следует увеличить напряженность поля до значения, определяющегося радиусом оставшейся после первого дробления капли.

В большинстве опытов (примерно 95%) дробление начинается с той стороны капли, которая обращена к отрицательному полюсу внешнего источника поля. Если увеличить напряженность, то дробление начинается с другого конца. Изменяя величину напряженности поля, можно менять размер отрывающихся от вершины конусов капелек: с увеличением напряженности уменьшается их величина. В результате отрыва капелек дробящаяся капля испытывает реактивное смещение в противоположном направлении. Опыты были проведены для капель различных водных растворов электролитов с различной концентрацией: кислотами HCl , H_2SO_4 , HNO_3 ; щелочами LiOH , NaOH , KOH ; солями NaCl , KCl , K_2CO_3 , Na_2CO_3 , $\text{Ba}(\text{OH})_2$.

Опыты показали, что из вышеперечисленных растворов в интервале концентраций от 0,001 до 3,4 г-моль/л в поле напряженностью до 450 в/см дробятся только капли водных растворов щелочей LiOH , NaOH , KOH , а также K_2CO_3 и Na_2CO_3 , которые, растворяясь в воде, образуют KOH и NaOH .

Установлено соотношение между E_n — величиной напряженности электрического поля, при которой наступает нестабильность капли определенного радиуса, и концентрацией C .

В наших опытах, так же как и в опытах с каплями чистой воды, связь между E_n и $r^{-1/2}$ оказалась близкой к линейной. На рис. 1 показана соответствующая зависимость для 0,05 г-моль/л, раствора КОН. С учетом рис. 1, на рис. 2 на оси ординат отложена величина $Er^{1/2}$ в CGSE. Опыты проводились с каплями радиусом 0,08—0,09 см.

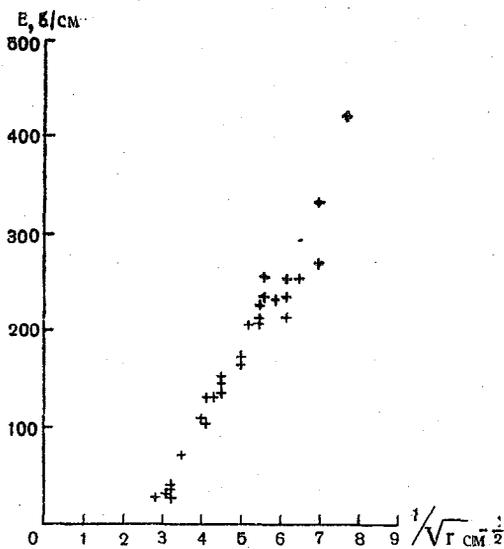


Рис. 1. Зависимость напряженности нестабильности E_n от $r^{-1/2}$.

Рис. 2 показывает, что зависимость напряженности, при которой наступает нестабильность от концентрации раствора, во-первых, очень сильная и, во-вторых, экстремальная. E_n имеет минимум для разных растворов при разных концентрациях. На рис. 2 для наглядности левее основной оси ординат нанесена ось E_n в/см при $r = \bar{r} = 0,08$ см.

Опыты были проведены в переменном поле с частотой 50 гц.

Оказалось, что в пределах воспроизведения параметров в опытах кривые зависимости между E_n и концентрацией для постоянного и переменного поля совпадают.

Постараемся объяснить полученные результаты.

При замене воздушной среды вокруг капли чистой воды сидкостью в уравнении (2) меняется только величина σ .

Вычислим величину напряженности поля, необходимую для наступления неустойчивости капли воды в масле. Пример: $\sigma = 37 \text{ дин/см}$ [2], $r = 0,09 \text{ см}$, $a/b = 1,6$, тогда по (2) получаем

$$E_n = 9,71 \cdot 10^3 \text{ в/см.}$$

Расчет напряженности по формуле (3) для значений $H_1 = 2,0$ и $C_1 = 0,21$ (значения H_1 , C_1 взяты из [3] при $a/b = 1,6$) дает

$$E_n = 6,75 \cdot 10^3 \text{ в/см.}$$

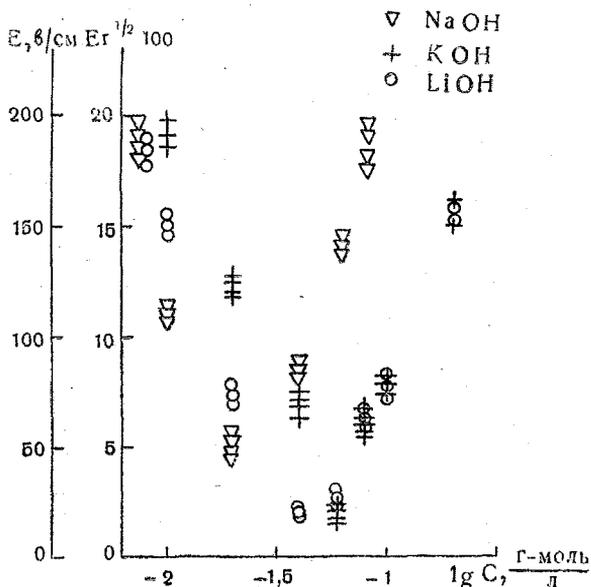


Рис. 2. Зависимость $E_n r^{1/2}$ от концентрации раствора C .

Наши опыты с растворами (см. выше) дают значительно меньшую величину E_n , особенно в области экстремума. Выше не рассматривалась роль ионов в процессе деформации и дробления капель, между тем их наличие сказывается двояко: стремясь сметиться в электрическом поле, они способствуют деформации капли, но одновременно, создавая собственное электрическое поле, способствуют уменьшению результирующего электрического поля в капле, тем самым препятствуя ее деформации.

Соотношения между силами, действующими на каплю с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , если каплю для наглядности представить в вид

параллелепипеда с квадратным сечением d^2 и длиной l , могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{4\pi} d^2 [E_n - E_g]^2 + g [E_n - E_g] - \sigma d \left(1 - \frac{d}{l}\right) = 0, \quad (4)$$

где g — эффективный интегральный заряд всех ионов, находящихся в капле, а E_g — поле, создаваемое этими зарядами.

Первое слагаемое в уравнении (4) — подъемные силы, действующие на диэлектрик, оно учитывает силы, действующие на связанные заряды. Второе слагаемое выражает силы, действующие на свободные заряды, а третье слагаемое — изменение поверхностных сил, связанных с изменением отношения d/l .

С увеличением концентрации раствора увеличивается число свободных зарядов в капле, что способствует усилению эффекта деформации, а тем самым уменьшению E_n . Однако с увеличением концентрации наблюдается и противоположный эффект, способствующий увеличению E_n . Свободные заряды, в соответствии с законом Пуассона, создают электрическое поле, противоположное по направлению исходному. В результате действия обоих эффектов зависимость E_n от концентрации оказывается экстремальной.

Таким образом, уравнение (4) дает экстремальную зависимость E_n от концентрации. Так как подвижность положительных ионов больше, чем подвижность отрицательных ионов, в единицу времени к положительному полюсу поляризованной капли приходит несколько больше ионов, чем к отрицательному.

Этим и объясняется, на наш взгляд, тот факт, что дробление преимущественно начинается с положительного конца капли.

Ниже приводятся некоторые факты, подтверждающие наши представления о деформации и дроблении капли.

1. Если капли одинакового размера одной и той же концентрации помещать в электрическое поле разной величины напряженности, то время, необходимое для начала дробления, отсчитываемое от момента включения поля до начала дробления, зависит от величины напряженности электрического поля. Опыты были проведены для капель водного раствора КОН радиусом 0,06—0,07 см и концентрации 0,07 г-моль/л. Результаты приведены на рис. 3, где на оси абсцисс отложена напряженность поля в v/cm , а на оси ординат время τ сек. График показывает, что, чем больше напряженность поля, тем меньше время, необходимое для начала дробления капли. Это является доказательством того, что для накопления количества заряда в единице объема у поверхности капли, необходимого для начала деформации, наступления неустойчивости и последующего дробления, требуется определенное время. Чем больше напряженность поля в растворе, тем с большей скоростью разделяются заряды, так как скорость движения зарядов прямо пропорциональна напряженности поля. Подавая большее поле, мы увеличиваем скорость движения ионов, а значит

за меньшее время мы собираем необходимое для начала деформации количество зарядов в единице объема у экватора вдоль поля

Отметим, что время, проходящее от момента включения поля до начала дробления, при постоянном амплитудном значении поля не зависит от его частоты в пределах до $5 \cdot 10^4$ гц. Видимо, для больших частот такая зависимость должна наблюдаться, так как подвижность ионов зависит от частоты переменного поля.

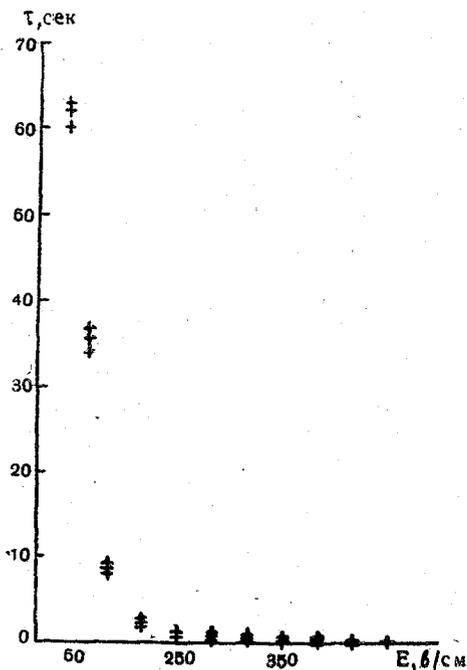


Рис. 3. Зависимость времени τ , проходящего от момента включения поля до начала дробления, от напряженности поля.

2. Если довести напряженность поля до величины, при которой начинается дробление, т. е. отрыв капелек от вершин конусообразных концов капли, потом, отключив поле и выждав определенное время τ_1 — время ожидания, снова включить поле, то время τ , необходимое для последующего начала дробления, будет зависеть от τ_1 . Эта зависимость показана на рис. 4, где по абсциссе отложена $\lg \tau_1$ сек, а по ординате τ сек; опыты проведены для 0,01 г-моль/л раствора КОН.

Рисунок показывает, что чем больше время ожидания τ_1 , тем большее время τ требуется для начала последующего дробления

Это означает, что после выключения поля заряды, находящиеся у поверхностей, в результате диффузии начинают рассеиваться, т. е. перераспределяться. Это явление ускоряется кулоновским взаимодействием зарядов. Процесс перераспределения зарядов можно представить как разряжающийся конденсатор, пространство между обкладками которого заполнено диэлектриком с определенной диэлектрической проницаемостью большей, чем у чистой воды.

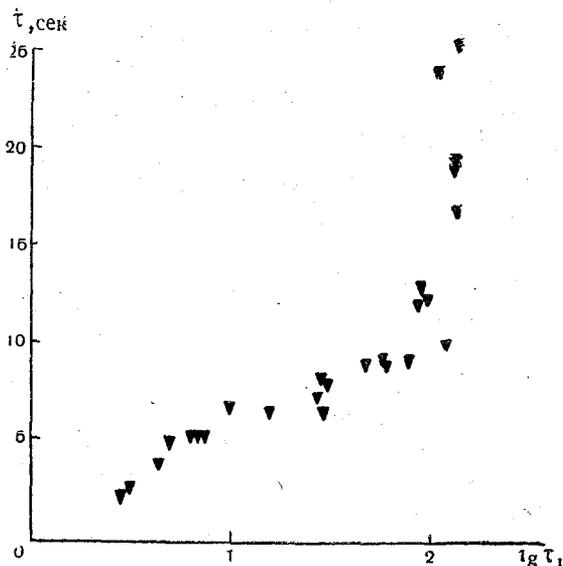


Рис. 4. Зависимость времени τ , проходящего от момента включения поля до начала дробления, от времени ожидания τ_1 сек.

Рассматривая дополнительные силы, возникающие из-за наличия свободных разделенных зарядов на границе раздела сред перед началом деформации, нужно учитывать при этом их взаимодействие. Когда капля мало отличается от сфероида, заряды взаимодействуют сильнее. С увеличением деформации расстояние между разделенными зарядами увеличивается и силы взаимодействия между ними ослабевают. Это на наш взгляд объясняет тот факт, что существует напряженность неустойчивости, когда без дальнейшего увеличения поля деформированная капля, представленная самой себе, начинает вытягиваться в поле и дробиться.

Представляет интерес проведение аналогичных исследований в высокочастотных полях как в жидких, так и в воздушных средах.

Автор выражает глубокую благодарность Л. Г. Качурину за руководство при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Macky W. A. Some investigations on the deformation and breaking of water drops in strong electric fields. Proc. Roy. Soc., A 133 pp. 565—587, 1931.
2. Taylor G. I. Disintegration of water drops in an electric field. Proc. Roy. Soc., A 280 pp. 211—226, 1964.
3. Garton G. G. and Krasucki Z. Bubbles in insulating liquids: stability in an electric field. Proc. Roy. Soc., A 280 pp. 211—226, 1964.



Л. Г. Качурин, С. Р. Степаненко (ЛГМИ)

ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ ТУМАНА И ИЗМЕНЕНИЕ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ПРИ НАГРЕВАНИИ

Одна из стадий анализа возможностей метода улучшения видимости водяных туманов связана с определением изменения спектра капель тумана, вызванного нагреванием. Дальность видимости можно рассчитывать по формуле Траберта. Для расчета используем теорию конденсационных процессов, развитую в [1]. Правда, там речь шла об укрупнении капель при понижении температуры, а теперь речь идет об испарении капель при нагревании. Однако процесс рассматривается как термодинамически обратимый, поэтому полученные уравнения будут справедливы в обоих случаях. Напишем их в виде, удобном для выполнения численных расчетов

$$-\frac{df}{d\tau} = f \frac{L}{kT^2} \frac{dT}{d\tau} + \frac{4\pi Dn' MP}{kNT} \left[(f-1) \int_0^{\infty} \eta(r) r dr - \frac{2\sigma\mu}{\rho k NT} \right]; \quad (1)$$

$$-\frac{dr}{d\tau} = \frac{1}{r^2} \frac{2\sigma\mu^2 DE^*}{(\rho k NT)^2} - \frac{1}{r} (f-1) \frac{D\mu E^*}{\rho k NT}, \quad (2)$$

где f — относительная влажность воздуха; $\eta(r)$ — относительная функция распределения капель по размерам; D — коэффициент диффузии пара в воздухе; L — теплота испарения в расчете на одну молекулу; $\frac{dT}{d\tau}$ — скорость охлаждения тумана; P — давление воздуха; n' — число капель в единице массы тумана; M — молекулярный вес воздуха; τ — время; E^* — упругость насыщения пара относительно плоской поверхности воды при температуре T с учетом психрометрического эффекта; σ — поверхностное натяжение; μ — молекулярный вес воды; k — постоянная Больцмана; N — число Авогадро; ρ — плотность воды.

Если разбить интервал радиусов на N частей, то система двух уравнений (1), (2) превращается в систему $N+1$ уравнений

с $N + 1$ неизвестными ($f, r_1, r_2, r_3, \dots, r_N$) которая может быть решена численно, в частности на ЭВМ. Точность расчетов определяется заданными величинами: числом N и шагом по времени $\Delta\tau$. Чем больше N и чем меньше шаг, тем больше объем вычислений, но зато тем более точным получим решение. Итак, вместо уравнений (1), (2) теперь будем иметь

$$-\frac{df}{d\tau} = f \frac{L}{kT^2} \frac{dT}{d\tau} + \frac{4\pi Dn' MP}{kNT} \left\{ (f-1) \sum_{i=m}^{N-1} [\eta(r_i) r_i + \eta(r_{i+1}) r_{i+1}] \frac{\Delta r_i}{2} - \frac{2\sigma\mu}{\rho kNT} \right\}; \quad (3)$$

$$-\frac{dr_i}{d\tau} = \frac{1}{r_i^2} \frac{2\sigma\mu^2 DE^*}{(\rho kNT)^2} - \frac{1}{r_i} (f-1) \frac{D\mu E^*}{\rho kNT}, \quad (4)$$

где $i = 1, 2, 3 \dots N$.

Суммирование в формуле (3) ведется только по каплям тех размеров, которые не успели к данному моменту испариться, т. е. для которых выполняется условие

$$r_{mj} + \frac{dr_{mj}}{d\tau} \Delta\tau > 0.$$

Величину \bar{r}^2 будем определять из равенства:

$$\bar{r}^2 = \sum_{i=1}^N [r_{i-1}^2 \eta(r_{i-1}) + r_i^2 \eta(r_i)] \frac{\Delta r_i}{2}. \quad (5)$$

Зафиксируем в момент времени j два радиуса r_{ij} и r_{i+1j} . В момент времени $j + 1$ они будут иметь размеры соответственно $r_{ij} + \frac{dr_{ij}}{d\tau} \cdot \Delta\tau$ и $r_{i+1j} + \frac{dr_{i+1j}}{d\tau} \cdot \Delta\tau$. Считая спектр капель непрерывным, можно написать:

$$\varphi_{ij} \Delta r_{ij} = \varphi_{ij+1} \Delta r_{ij+1}. \quad (6)$$

Здесь φ — абсолютная функция распределения капель по размерам

$$\varphi_j(r_i) = n'_j \eta_j(r_i). \quad (7)$$

Количество капель n'_j на каждом шаге по времени будем определять из очевидного равенства:

$$n'_j = \sum_{i=1}^N [\varphi_j(r_{i-1}) + \varphi_j(r_i)] \frac{\Delta r_i}{2}. \quad (8)$$

Система уравнений (3)—(8) является замкнутой. Для ее решения осталось задать начальные условия. При анализе опытов они задаются на основании результатов измерений.

Ниже при решении примеров начальное значение $\eta(r)$ при $\tau=0$ было принято (см. [1]):

$$\eta(r) = \frac{r^2 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_{m_0}} \right)^c \right]}{\frac{r_{m_0}^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)}. \quad (9)$$

Что касается $f(\tau)|_{\tau=0}$, то истинное начальное значение ее с достаточной степенью точности в туманах измерить не удастся. Для определенности ниже принято:

$$f_0 = 1 + \frac{2\sigma_p}{\rho k N T r_{m_0}}. \quad (10)$$

Следует иметь в виду, что роль исходного значения f велика только при малых τ . Чем больше τ , тем в меньшей мере $f(0)$ сказывается на результате вычислений.

Итак, решая систему (3)—(8) шагами по времени с учетом начальных условий (9), (10), получаем зависимость n' и r^2 от τ , а затем по формуле Траберта легко вычислить дальность видимости L .

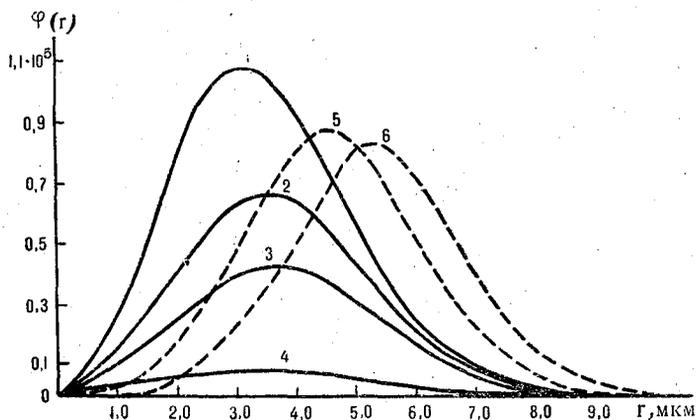


Рис. 1. Функция распределения капель по размерам при нагревании (сплошные линии) и охлаждении (пунктирные линии) в различные моменты времени.

Начальные параметры: $q_0=0,15 \text{ г/м}^3$; $T_0=273^\circ$; $n'_0=4 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{г}}$; $\frac{dT}{d\tau} = 10^{-3} \text{ град/сек}$; 1—начальная функция распределения ($\tau=0$); 2, 3, 4, 5, 6 — функции распределения соответственно при τ , равном 120, 240, 480, 240, 480 сек

На рис. 1 показан пример расчета трансформации спектра капель тумана при нагревании. Пунктиром, для сравнения, пока-

зана функция распределения $\varphi(r)$ при охлаждении. Теория не учитывает образование новых капель, поэтому n' монотонно уменьшается до нуля при нагревании и стремится к некоторому предельному значению при охлаждении тумана. Средний радиус \bar{r} при нагревании вначале растет за счет более быстрого испарения мелких капель, а затем, естественно, уменьшается; при охлаждении \bar{r} может только увеличиваться.

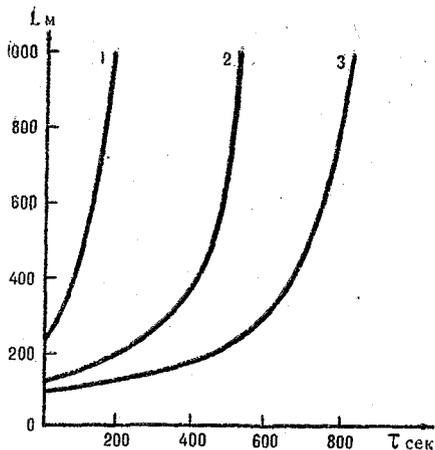


Рис. 2. Изменение дальности видимости L во времени при нагревании для различных начальных значений влажности.

1 — $q_0 = 0,07 \text{ г/м}^3$; 2 — $q_0 = 0,15 \text{ г/м}^3$;
3 — $q_0 = 0,30 \text{ г/м}^3$; значения остальных параметров те же, что на рис. 1

На рис. 2 показано, как меняется видимость во времени при нагревании. Дополнительный анализ показывает, что в данном случае эффект воздействия на туман сводится только к уменьшению n' ; \bar{r} при этом практически не меняется. Впрочем, этот вывод можно распространить и на реальные туманы; существенно может измениться только время, необходимое для увеличения видимости.

Мы рассмотрели изменение характеристик тумана при заданном значении $\frac{dT}{d\tau}$. Практический интерес представляет

случай, когда задается внешний приток тепла $\frac{dQ}{d\tau}$. Развитый метод решения задачи о перестройке структуры тумана при нагревании остается справедливым и в этом случае; необходимо только от $\frac{dQ}{d\tau}$ перейти к $\frac{dT}{d\tau}$ по очевидной формуле:

$$\frac{dQ}{d\tau} = c_p \frac{dT}{d\tau} - L \frac{dS}{d\tau} + cS \frac{dT}{d\tau}, \quad (11)$$

где S — количество жидкой влаги в единице массы аэрозоля; c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении; c — теплоемкость воды; Q — количество тепла.

Пренебрегая последним слагаемым в формуле (11), легко получить

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{dQ}{d\tau} + 4\pi L\rho n \int_0^{\infty} r^2 \eta(r) \frac{dr}{d\tau} dr \right). \quad (12)$$

При дальнейшем усовершенствовании методики расчета могут быть введены в рассмотрение такие эффекты, как отличие коэффициента диффузии пара от молекулярного, флуктуации температуры и др. Однако следует иметь в виду, что при построении полной теории теплового метода рассеяния туманов придется делать ряд приближений, значительно более существенных, чем упомянутые выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Алантьева Л. Е., Ся Юй-жень. Концентрация пара и скорость роста капель конденсата в водных аэрозолях. Известия АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1961.



ТУРБУЛЕНТНАЯ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ СТРУЯ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

В качестве исходных уравнений используем, как и в [1], уравнения изменения количества движения и избыточного теплосодержания в струе. В отличие от [1] откажемся от предположения, что струя на любом уровне переносится со скоростью сносящего потока, т. е. учтем инерционность струи. Инерционность струи преодолевается под действием двух факторов: ускорения струи за счет присоединения к ней воздуха, движущегося со скоростью окружающей среды, и ускорения под действием силы аэродинамического давления.

Рассмотрим струю, направленную под произвольным углом β_0 к горизонту (рис. 1). Тогда в направлении z , совпадающем с направлением исходного импульса струи, и в перпендикулярном ему направлении x изменение количества движения в струе можно записать в виде:

$$d(mw) = dm \cdot w^* + F_z dt + F_{a,z} \cdot dt, \quad (1)$$

$$d(mu) = dm \cdot u^* + F_x \cdot dt + F_{a,x} dt. \quad (2)$$

Здесь w^* и u^* , w и u — составляющие по осям z и x скорости сносящего потока (ветра) и осредненной по сечению скорости газа в струе; m — секундная масса в струе.

Если принять, что сечение струи, перпендикулярное ее оси, является кругом, то секундная масса

$$m = \pi R^2 \rho' \sqrt{u^2 + w^2}, \quad (3)$$

где R — радиус струи; ρ' — осредненная по сечению плотность газа в струе.

Составляющие силы аэродинамического давления, действующей на элемент струи, равный секундной массе, можно соответственно записать:

$$F_z = \pm C_a \frac{\rho (w^* - w)^2}{2} \cdot 2R |u|, \quad (4)$$

$$F_x = \pm C_a \frac{\rho (u^* - u)^2}{2} \cdot 2R |w|, \quad (5)$$

где ρ — плотность воздуха вне струи; C_a — коэффициент аэродинамического сопротивления. Множители $2R|u|$ и $2R|w|$ представляют собой площади, на которые действует аэродинамическое давление. Так как площадь не может быть знакопеременной, то (во избежание возможных сокращений с действительными скоростями) u и w должны быть взяты здесь по абсолютной величине. Знак в правой части выражений (4) и (5) определяется соотношением

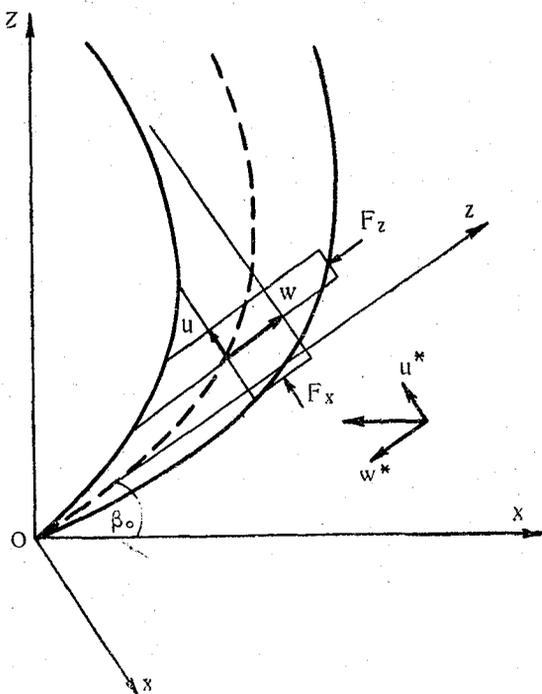


Рис. 1. Схема струи.

между скоростью струи и сносящего потока. Если $(w^* - w) > 0$, $(u^* - u) > 0$, то струя увлекается потоком и $F_x, F_z > 0$. При $(u^* - u) < 0$, $(w^* - w) < 0$ в правой части выражений (5) и (4) нужно сохранить знак минус. Выбор знака упрощается, если квадрат разности скоростей представить в виде произведения, взяв один из сомножителей по абсолютной величине. Тогда:

$$F_z = C_a \rho (w^* - w) (|w^* - w|) R |u|, \quad (4^1)$$

$$F_x = C_a \rho (u^* - u) (|u^* - u|) R |w|. \quad (5^1)$$

Составляющие силы Архимеда по осям z и x можно представить в виде:

$$F_{a,z} = mg \frac{T' - T}{T} \cdot \sin \beta_0, \quad (6)$$

$$F_{a,x} = mg \frac{T' - T}{T} \cdot \cos \beta_0, \quad (7)$$

где T' и T — температуры струи и среды на соответствующем уровне; g — ускорение силы тяжести.

Используя (3) — (7) и заменяя

$$dt = \frac{dz}{w} = \frac{dx}{u}, \quad (8)$$

получим уравнения для w и u :

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (w^* - w) + \frac{C_a \cdot \rho (w^* - w) (|w^* - w|) R}{m} \frac{|u|}{w} + \\ + \frac{g}{w} \frac{T' - T}{T} \sin \beta_0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{du}{dz} = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (u^* - u) + \frac{C_a \rho (u^* - u) (|u^* - u|) R}{m} \frac{|w|}{u} - \\ - \frac{g}{w} \frac{T' - T}{T} \cos \beta_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Изменение теплосодержания в струе определяется изменением температуры среды, внешней по отношению к струе, γ и адиабатическим понижением температуры в струе в результате падения давления с высотой γ'_a

$$d [m (T' - T)] = m (\gamma - \gamma'_a) dZ \quad (11)$$

или с учетом того, что

$$dZ = dz \cdot \sin \beta_0 - dx \cos \beta_0, \quad (12)$$

$$dX = dz \cdot \cos \beta_0 + dx \cdot \sin \beta_0, \quad (13)$$

$$\frac{dT'}{dz} = - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (T' - T) - \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right), \quad (14)$$

где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Для того чтобы привести уравнения (9) и (10), (14) к расчетному виду нужно найти закон изменения секундной массы вдоль струи. Строгое теоретическое решение встречается здесь, по-видимому, с непреодолимыми трудностями. В связи с этим обычно используют различные экспериментальные константы. Широко

распространенным является предположение постоянства степени расширения струи [1, 2, 3]

$$\frac{dR}{dl} = \operatorname{tg} \alpha, \quad (15)$$

где l — расстояние вдоль оси струи; α — угол между внешней границей струи и ее осью — угол раствора струи.

Экспериментально установлено [3], что на основном участке изотермической затопленной струи угол раствора ее является практически постоянным $\operatorname{tg} \alpha = 0,22$. Легко, однако, показать, что в ряде случаев использование предположения (15) оказывается недостаточно оправданным. В частности, если вертикальная струя обладает отрицательным избыточным теплосодержанием, то решение уравнений (9, 10, 14) с учетом (15) приводит к нелепому пределу $(T' - T) \rightarrow -\infty$. Этот результат предопределяется тем, что струя ограничена линейно растущим с высотой радиусом, в то время как в реальных условиях происходит растекание воздуха в стороны. Наглядным примером этого является образование наковальни у мощных кучевых облаков, вершина которых достигает устойчивых слоев. Неприемлемо условие (15) также для спутных или встречных струй.

Рассмотрим затопленную струю. Изменение ее секундной массы компенсируется радиальным вовлечением воздуха из окружающей среды

$$\frac{dm}{dl} = 2\pi R \rho v_n, \quad (16)$$

v_n — скорость потока вовлечения, нормального к оси струи.

Относительное изменение секундной массы

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dl} = 2 \frac{v_n}{w} \cdot \frac{T'}{T} \cdot \frac{1}{R}. \quad (17)$$

Найдем связь между выражениями (15) и (17). Условие (15), как уже отмечалось, хорошо выполняется для изотермической струи. Из уравнений (1), (2) для изотермической струи при $u^* = w^* = 0$ найдем

$$Rw = R_0 w_0. \quad (18)$$

Подставляя (3) и (18) в (17), получим

$$\frac{dR}{dl} = 2 \frac{v_n}{w}. \quad (19)$$

Сравнивая (15) и (19), можно сделать вывод, что для изотермической струи $2 \frac{v_n}{w} = \operatorname{tg} \alpha = c$. Величина c названа в работе [4] константой вовлечения.

Относительное изменение массы струи (17) с учетом (19) может быть представлено теперь выражением

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dl} = \frac{c}{R} \frac{T'}{T}, \quad (20)$$

отличающимся от приведенного в работе [4] множителем $\frac{T'}{T}$.

Распространим выражение (20) на струю, искривленную сносящим потоком. Тогда из геометрических соображений

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = \frac{1}{m} \frac{dm}{dl} \cdot \frac{dl}{dz} = \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w}. \quad (21)$$

Изменение радиуса струи вдоль оси z найдем из (21), производя соответствующие преобразования. Используем также уравнение статики в виде

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = - \frac{Mg}{kNT} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right),$$

где p — давление воздуха; M — молекулярный вес воздуха; k — постоянная Больцмана; N — число Авогадро.

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dz} = \frac{R}{2} \left[\frac{c}{R} \cdot \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w} + \frac{Mg}{kNT} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{T'} \frac{dT'}{dz} - \frac{u}{u^2 + w^2} \frac{du}{dz} - \frac{w}{u^2 + w^2} \frac{dw}{dz} \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

С учетом (21) приведем уравнения (9), (10), (14) к расчетному виду:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} = \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w} (w^* - w) + \\ + \frac{C_a (w^* - w) (|w^* - w|)}{\pi R \sqrt{u^2 + w^2}} \cdot \frac{T'}{T} \cdot \frac{|u|}{w} + \frac{g}{w} \frac{T' - T}{T} \sin \beta_0, \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{du}{dz} = \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w} (u^* - u) + \\ + \frac{C_a (u^* - u) (|u^* - u|)}{\pi R \sqrt{u^2 + w^2}} \cdot \frac{T'}{T} \cdot \frac{|w|}{w} - \frac{g}{w} \frac{T' - T}{T} \cos \beta_0, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\frac{dT'}{dz} = - \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w} (T' - T) - \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right). \quad (25)$$

Для того, чтобы иметь возможность рассчитывать траекторию струи, замкнем систему (22)—(25) уравнением траектории

$$\frac{dz}{dx} = \frac{w}{u}. \quad (26)$$

Система уравнений (22)—(26) позволяет рассчитать траекторию струи при любом угле наклона струи к горизонту. Траекторию струи в нормальных координатах можно непосредственно получить, воспользовавшись соотношением (12), (13), (26). Тогда

$$\frac{dZ}{dX} = \frac{dz \cdot \sin \beta_0 - dx \cdot \cos \beta_0}{dz \cdot \cos \beta_0 + dx \cdot \sin \beta_0} = \frac{\operatorname{tg} \beta_0 - \frac{u}{w}}{1 + \frac{u}{w} \operatorname{tg} \beta_0}. \quad (27)$$

Заметим, что составляющие скорости в струе w и u задаются здесь в координатах xoz . Составляющие скорости в системе координат XoZ находятся из соотношений, аналогичных (12), (13):

$$W = w \cdot \sin \beta_0 - u \cdot \cos \beta_0, \quad (28)$$

$$U = w \cdot \cos \beta_0 + u \cdot \sin \beta_0. \quad (29)$$

Обычно газовая струя в атмосфере содержит некоторое количество водяного пара. Перемешиваясь с окружающим воздухом, также содержащим водяной пар, струя увлекает его за собой в слой, как правило, с более низкой температурой. В результате при определенных условиях в струе может начаться конденсация водяного пара. Выделяющееся тепло конденсации в свою очередь изменяет архимедову плавучесть струи.

Изменение удельной влажности в струе q' до уровня конденсации может быть записано аналогично (11)

$$d[(q' - q)m] = -m \frac{dq}{dz} dz, \quad (30)$$

где q — удельная влажность окружающей среды, или

$$\frac{dq'}{dz} = -(q' - q) \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{u^2 + w^2}}{w}. \quad (31)$$

Заметим, что уравнение (31) может быть также использовано для расчета концентрации в струе любой газообразной или взвешенной примеси.

Перейдя в (31) от удельной влажности к относительной через соотношения:

$$\left. \begin{aligned} q' &= 0,622 \frac{f' E'}{P}, \\ q &= 0,622 \frac{f E}{P} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

и используя уравнение Клаузиуса-Клапейрона в виде

$$\frac{dE'}{dT'} = \frac{LE' \mu}{kN T'^2}, \quad (33)$$

получим уравнение, позволяющее рассчитывать изменение относительной влажности в струе до уровня конденсации

$$\frac{df'}{dz} = f' \left[-\frac{Mg}{kNT} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right) - \frac{L\mu}{kNT'^2} \frac{dT'}{dz} - \left(1 - \frac{fE}{f'E'} \right) \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{w^2 + u^2}}{w} \right]. \quad (34)$$

Здесь f' и f — относительные влажности воздуха в струе и окружающей среде; L — теплота конденсации; μ — молекулярный вес водяного пара.

Если полагать, что вся сконденсировавшаяся влага увлекается струей, то для изменения удельной влажности струи s' выше уровня конденсации можно записать уравнение

$$d[(Q' + s' - q)m] = -m \frac{dq}{dz} dz, \quad (35)$$

где Q' — удельная влажность насыщения при температуре струи; $q' = Q'$ при $f' = 1$

$$-\frac{ds'}{dz} = \frac{0,622}{P} \left[\frac{LE' \mu}{kNT'^2} \cdot \frac{dT'}{dz} + \frac{ME' g}{kNT} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right) + \frac{c}{R} \cdot \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{w^2 + u^2}}{w} \left(E' - fE + \frac{sP}{0,622} \right) \right]. \quad (36)$$

С появлением в струе сконденсировавшейся влаги увеличивается вес единичного объема воздуха и соответственно уменьшается архимедова плавучесть. Архимедову силу с учетом веса сконденсировавшейся воды можно записать в виде

$$F_a = mg \left(\frac{T' - T}{T} - s' \right). \quad (37)$$

Как следует из выражения (37), архимедово ускорение может быть равным нулю не только при равенстве температуры струи и среды, но даже при значительном перегреве, если удельная влажность струи оказывается достаточно большой.

С учетом (37) уравнения (9), (10) соответственно принимаю вид:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (w^* - w) + \frac{C_{a\rho} (w^* - w) (|w^* - w|) R |u|}{m} \frac{|u|}{w} + \frac{g}{w} \left(\frac{T' - T}{T} - s' \right) \sin \beta_0, \quad (38)$$

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (u^* - u) + \frac{C_a \rho (u^* - u) (|u^* - u|) R \cdot |\dot{w}|}{m} - \frac{g}{w} \left(\frac{T' - T}{T} - s' \right) \cos \beta_0. \quad (39)$$

Выше уровня конденсации в уравнение (11) следует добавить слагаемое, учитывающее выделение тепла конденсации,

$$d[(T' - T)m] = m(\gamma - \gamma'_a) dZ + \frac{L}{c_p} m ds'. \quad (40)$$

Преобразуем (40) к расчетному виду:

$$\frac{dT'}{dz} = \frac{\frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{w^2 + u^2}}{w} \left[0,622 \frac{L}{c_p \cdot P} (E' - fE) + (T' - T) \right]}{1 + 0,622 \frac{L^2 E' \mu}{c_p k N T'^2 P} + \frac{\left(0,622 \frac{E'}{P} \frac{MgL}{kNTc_p} + \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \right) \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right)}{1 + 0,622 \frac{L^2 E' \mu}{c_p k N T'^2 P}}, \quad (41)$$

или

$$\frac{dT'}{dz} = \frac{\frac{c}{R} \frac{T'}{T} \frac{\sqrt{w^2 + u^2}}{w} \left[0,622 \frac{L}{c_p \cdot P} (E' - fE) + (T' - T) \right]}{1 + 0,622 \frac{L^2 E' \mu}{c_p k N T'^2 P} - \gamma'_{в.а} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right)}, \quad (42)$$

где $\gamma'_{в.а}$ — влажноадиабатический градиент.

Эффекты, которые учитываются уравнениями (36), (38), (39), (41) существенно проявляются только в струях, распространяющихся на значительные расстояния, например в мощных кучевых облаках. При этом необходимо сделать следующее замечание. Уравнения (36), (38), (39) получены в предположении, что вся сконденсировавшаяся влага увлекается вместе с воздушным потоком. В реальных облаках частицы конденсата, выросшие до значительных размеров и обладающие некоторой скоростью движения относительно воздуха, будут отставать от воздушного потока, увеличивая тем самым общую водность облака, исключая его предвершинную часть. Расчет изменения водности и других характеристик облака во времени не может быть непосредственно выполнен в рамках струйной модели. Однако, задавая определенный

профиль водности, учитывающий накопление сконденсировавшейся влаги в облаке, можно рассчитать, как при этом изменяются другие характеристики облака-струи.

Для облака-струи представляется интересным учесть выделение тепла, связанного с замерзанием переохлажденных капель в облаке при достижении определенных температур. Уравнение для избыточного теплосодержания с учетом выделяющейся теплоты кристаллизации можно записать аналогично (40)

$$d[(T' - T)m] = m(\gamma - \gamma'_a) \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right) dz + \frac{L}{c_p} m ds' + \frac{L_s}{c_p} m ds'_n, \quad (43)$$

где L_s — удельная теплота замерзания; s'_n — количество закристаллизовавшейся воды в единичной массе воздуха, или, как иногда говорят, — удельная ледность. Доля замерзших в облаке капель J может быть представлена в соответствии с [5] выражением

$$\frac{dJ}{dt} = (1 - J) \cdot 4/3 \pi r^3 \omega, \quad (44)$$

или

$$\frac{ds'_n}{dt} = (s' - s'_n) 4/3 \pi r^3 \omega, \quad (45)$$

где ω — удельная вероятность замерзания; r — среднекубический радиус капель.

Переходя от производной по времени к производной по высоте, запишем

$$\frac{ds'_n}{dz} = (s' - s'_n) \frac{4/3 \pi r^3 \omega}{w}. \quad (46)$$

Строго говоря, в выражении (46) в правой части в знаменателе следует писать не w , а $w - v(r)$ — разность вертикальной скорости в струе и скорости падения капли радиусом r в спокойном воздухе. Однако в соответствии со сделанным выше предположением, что вся вода увлекается восходящим потоком, нужно принять $v(r) = 0$.

Удельная вероятность замерзания сильно зависит от температуры. Аналитическое выражение для $\omega = \omega(T')$ оказывается достаточно сложным и использование его затрудняется в связи с недостаточной надежной экстраполяцией входящих в него параметров в область отрицательных температур. Поэтому для практических расчетов может быть использована полученная Б. М. Воробьевым

формула, аппроксимирующая экспериментальные результаты различных авторов:

$$\omega = A (273 - T') e^{b(273 - T') - 1}, \quad (47)$$

где $A = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$; $b = -0,615 \text{ град}^{-1}$.

Таким образом, преобразуя (43) к виду

$$\begin{aligned} \frac{dT'}{dz} = & -\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} (T' - T) - \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right) + \\ & + \frac{L}{c_p} \left(\frac{ds'}{dz} + \frac{L_s}{L} \frac{ds'_s}{dz} \right) \end{aligned} \quad (48)$$

и подставляя вместо $\frac{ds'}{dz}$ его значение из (36), а вместо $\frac{ds'_s}{dz}$ — из (46), с учетом (47), можно рассчитать температуру в струе.

Если ненасыщенная струя распространяется в слое тумана или внутри облака, то следует учитывать затраты тепла на испарение капель, вовлекаемых в струю вместе с воздухом из окружающей среды. Аналогично следует учитывать изменение удельной влажности в струе до уровня конденсации и водности после уровня конденсации.

Изменение избыточного влагосодержания в ненасыщенной струе (до уровня конденсации) можно записать в виде

$$d[m(q' - Q - s)] = -md(Q + s), \quad (49)$$

где Q и s — соответственно удельная влажность насыщения и водность в окружающей среде. Перейдем, как и ранее, к относительной влажности, предполагая при этом, что капли, попадающие в струю, испаряются достаточно быстро

$$\begin{aligned} \frac{df'}{dz} = f' \left[\frac{1}{P} \frac{dP}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \left(1 - \frac{fE}{f'E'} - \frac{sP}{0,622 f'E'} \right) - \right. \\ \left. - \frac{L_p}{kNT'^2} \frac{dT'}{dz} \right]. \end{aligned} \quad (50)$$

Уравнение для избыточного теплосодержания до уровня конденсации должно учитывать затраты тепла на испарение

$$d[m(T' - T)] = m(\gamma - \gamma'_a) dz - \frac{L}{c_p} s dm. \quad (51)$$

Преобразуя (51) к расчетному виду, получим для температуры струи

$$\begin{aligned} \frac{dT'}{dz} = & -\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \left(T' - T + \frac{L}{c_p} s \right) - \\ & - \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \left(\sin \beta_0 - \frac{u}{w} \cos \beta_0 \right). \end{aligned} \quad (52)$$

После уровня конденсации удельная водность в струе может быть определена из выражения, аналогичного (35),

$$d [m (Q' + s' - Q - s)] + m \cdot d (Q + s) = 0, \quad (53)$$

где s' — суммарная удельная водность, определяемая конденсацией водяного пара при понижении температуры в струе и дополнительной водностью, обусловленной вовлечением

$$-\frac{ds'}{dz} = \frac{0,622}{P} \left[\frac{LE' \mu}{kNT'^2} \frac{dT'}{dz} - \frac{dP}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \left(E' - fE + \frac{(s' - s)P}{0,622} \right) \right]. \quad (54)$$

Так как вовлечение в насыщенную струю конденсированной влаги из окружающей среды не изменяет избыточное теплосодержание струи, то выше уровня конденсации расчет температуры следует вести по уравнениям (41), (42) или (48).

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
2. Pristley С. Н. В., Ball F. K. Continuous convection from a isolated source of heat. Quart. Journ. Royal Met. Soc., vol. 81, № 348, 1955.
3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, М., 1960.
4. Squires В. Р., Turner J. S. An entraining jet model for simulonimbus updraughts. Tellus, vol. 14, № 4, 1962.
5. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Изд-во ЛГУ, 1965.

*В. И. Бекряев (ЛГМИ),
Я. З. Бухман (ин-т «Унипромедь»),
О. А. Степаненко (ЛГМИ)*

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУЯ, СОЗДАВАЕМАЯ РЕАКТИВНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Теория вертикальных турбулентных струй [1] проверялась в широком диапазоне условий и получила достаточно надежное экспериментальное подтверждение [2, 3]. Модификация теории [1] в изложении [4] для струи, направленной под произвольным углом к внешнему потоку, в частности для горизонтальной неизотермической струи, такой проверке не подвергалась. Представляется интересным сравнить результаты расчетов по схеме [4] с результатами наблюдений за распространением турбулентных струй, создаваемых турбореактивными двигателями РД-3М. Такие наблюдения (по-видимому, впервые) были выполнены группой сотрудников института «Унипромедь» на Сибайском горнорудном карьере в 1968 г.

Ниже представлены результаты для двух пар опытов, проведенных соответственно на двух режимах работы двигателя.

Отвлекаясь от деталей, Сибайский карьер можно представить в виде перевернутого усеченного конуса с радиусом верхнего основания около 1 км и нижнего около 200 м, глубина карьера к моменту проведения опытов составляла 180 м. Двигатель был установлен на одном из уступов, на глубине 140 м от поверхности земли. В течение опыта проводилось фотографирование струи сбоку перпендикулярно ее движению. Визуализация струи достигалась с помощью дымовых шашек. Общие сведения об исходных параметрах струи и внешних условиях представлены в табл. 1.

Предварительные расчеты показывают, что характер распространения струи в значительной мере определяется метеорологическими условиями, в частности профилями температуры и скорости ветра. Измерения температуры воздуха и ветра производились в двух точках: на метеоплощадке, расположенной на борту карьера, и на глубине 150 м. Линейная интерполяция метеозаписей между этими двумя точками представляется недостаточно надежной, тем более ненадежной представляется линейная экстра-

полюция профиля выше уровня поверхности земли. Однако в связи с отсутствием дополнительных данных при расчетах использовался линейный профиль.

Таблица 1

№ опыта	Режим работы двигателя, об/мин	Средняя скорость истечения газа, м/сек	Средняя температура на срезе сопла, °К	Радиус сопла, м	Азимут струи, град	Угол наклона струи к горизонту, град	Температура воздуха, °С		Ветер				
							на поверхности	на глубине 150 м	на поверхности		на глубине 150 м		
									скорость, м/сек	направление	скорость, м/сек	направление	
1а	3600	285	591										
1б	4200	412	721	0,43	48	0	11,6	13,9	0	—	0	—	—
2а	3600	285	593										
2б	4200	412	723	0,43	48	-10	17,6	15,5	2,0	ЗЮЗ	1,5	З	З

Экспериментальные и теоретические траектории представлены на рис. 1—3 в координатах: высота — удаление по горизонтали от сопла двигателя. Остановимся подробнее на анализе отдельных опытов.

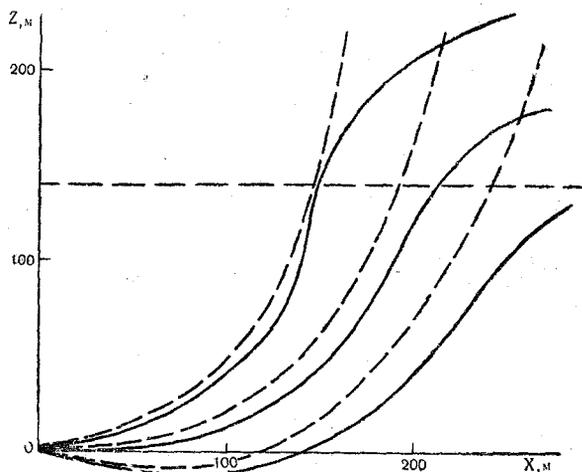


Рис. 1. Опыт 1а:

Траектории оси и контуры струи: эксперимент (сплошные линии) и расчет (прерывистые); горизонтальная пунктирная линия на этом и последующих рисунках соответствует уровню поверхности земли (140 м)

Опыт 1 проводился при штилевой погоде. Расчет для режима 1а (рис. 1) довольно близко совпадает с экспериментом, существенное отклонение наблюдается только выше карьера, где, по-видимому, существует некоторое движение воздуха. Поскольку абсолютный штиль — явление чрезвычайно редкое, то представляет интерес оценить возможный вклад в изменение траектории струи воздушных потоков, отмечаемых наблюдателями как штиль. Для режима 1б (рис. 2) расчет дан в виде области возможных положений расчетной траектории оси струи при изменении скорости ветра в пределах точности измерений от 0 (левая граница области — кривая 1) до 1 м/сек (правая граница — кривая 2).

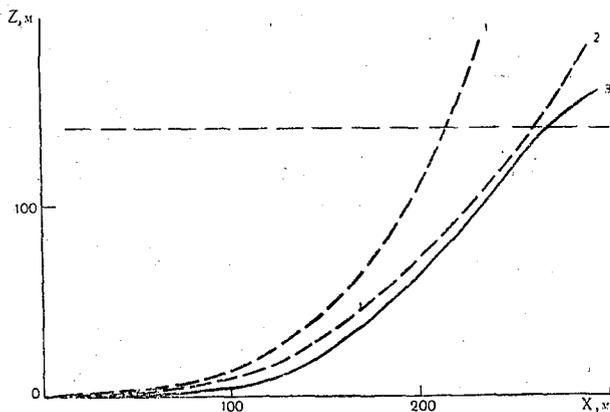


Рис. 2. Опыт 1б:

1, 2 — расчет траектории оси струи — для штилевых условий и скорости ветра 1 м/сек соответственно; 3 — экспериментальная ось струи

На рис. 3 представлены результаты опыта 2а, б. В связи с тем, что исходное направление струи не совпадает с направлением ветра, при расчете учитывались составляющие скорости ветра, спутные относительно струи: 1,0 м/сек на дне карьера и 1,6 м/сек на поверхности. Для этого опыта характерно инверсионное распределение температуры и, как следствие этого, довольно резкое замедление скорости подъема на высотах, не достигающих еще уровня поверхности земли. Расхождения между теоретическими и экспериментальными траекториями для опыта 2 оказались больше, чем для опыта 1. Однако эти расхождения с учетом сделанных выше замечаний относительно точности измерений и правдоподобности линейных профилей метеоэлементов представляются вполне допустимыми для подобного рода опытов.

В целом приведенные результаты, с одной стороны, свидетельствуют об удовлетворительном соответствии теории и эксперимента, с другой стороны, показывают, что для детальной проверки

требуется очень точное определение профилей скорости и направления ветра и температуры — не только внутри карьера, но и выше его. Кроме того, требуются тщательные наблюдения за изменением метеорологических условий в карьере при работе струйной турбореактивной установки.

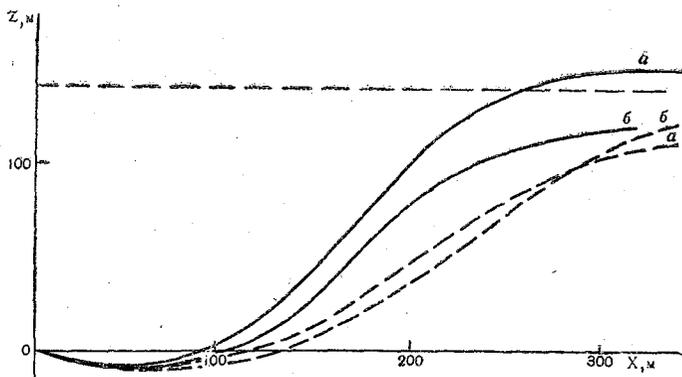


Рис. 3. Опыты 2а, 2б:
сплошные линии—эксперимент; прерывистые—расчет

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
2. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Исследование траекторий турбулентных струй в сносящем потоке. Труды ЛГМИ, вып. 21, 1966.
3. Бекряев В. И., Гашин Л. И., Качурин Л. Г. Исследование необратимых фазовых переходов воды в атмосфере. Труды ЛГМИ, вып. 29, 1967.
4. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. См. настоящий сборник.



Л. Г. Качурин, Г. П. Дыдина (ЛГМИ)

О РАССЕЯНИИ ОБЛАКОВ И ТУМАНОВ НИСХОДЯЩИМИ СТРУЯМИ ВЕРТОЛЕТА

Возможность рассеяния туманов нисходящими потоками, созданными наземными вентиляторами, рассмотрена в работе [1]. В работе [2] описаны успешные опыты «пробивания» туманов вертолетами, летящими над верхней границей тумана. Известны, однако, случаи, когда в аналогичной ситуации вертолет не оставляет даже следа в нижележащем облаке или тумане. Поэтому представляет интерес теоретическое рассмотрение вопроса о воздействии струи вертолета на нижерасположенные облака или туманы.

Предположим, что вертолет «завис» над верхней кромкой облака. Тогда в нисходящем потоке, который он создает, будет происходить испарение облака. Если скорость потока задана и параметры облака известны, то теория [3, 4] позволяет оценить время испарения облачной частицы

$$\frac{dr^3}{d\tau} = \frac{3LE\mu}{4\pi\rho_v nkT'^2 MP} \cdot \frac{dT'}{d\tau}, \quad (1)$$

где r — радиус облачных капель; L — скрытая теплота испарения воды; E — упругость насыщения водяного пара; μ — молекулярный вес воды; τ — время; ρ_v — плотность воды; n — концентрация частиц в единице массы; k — постоянная Больцмана; T' — температура облака; M — молекулярный вес воздуха; P — давление.

Если ввести в рассмотрение водность облака (в $г/м^3$)

$$q = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\rho_v}{\rho} n, \quad (2)$$

где ρ — плотность воздуха, то

$$\frac{dq}{d\tau} = \frac{LE\mu^2\rho}{kNT'^2 MP} \cdot \frac{dT'}{dz} \cdot \frac{dz}{d\tau} = \frac{LE\mu^2\rho}{kNT'^2 MP} \cdot \gamma \cdot \omega, \quad (3)$$

где γ — вертикальный влажноадиабатический градиент температуры в облачной частице; ω — вертикальная скорость потока.

На участке движения воздушной частицы, где можно принять

$$\frac{E \gamma \omega}{T'^2} = \text{const},$$

время полного испарения облачной частицы может быть представлено в виде

$$\tilde{\tau} = \frac{qk NT'^2 MP}{EL \mu^2 \rho \gamma \omega}. \quad (4)$$

Соответственно путь полного испарения

$$\tilde{z} = \omega \tilde{\tau} = \frac{qk NT'^2 MP}{LE \mu^2 \rho \gamma}. \quad (5)$$

Задавая ω , q , T' , мы получаем характерное время полного испарения облачной частицы.

Расчет показывает, что неконвективные облака (для них характерны токи ~ 1 см/сек) естественным путем распадаются очень медленно: на это уходит несколько часов, впрочем столь же медленно они, как правило, и возникают. Одновременно из расчета следует, что искусственно созданный нисходящий поток, имеющий всего лишь несколько метров в секунду, способен быстро уничтожить неконвективное облако вне зависимости от стадии его развития. Следует также обратить внимание на то обстоятельство, что при изменении вертикальной скорости меняется время рассеяния, но сохраняется путь, проходимый облачной частицей до испарения.

Предположим, что над облаком или туманом появился вертолет. Под ним образуется нисходящий поток воздуха.

Винт формирует вертикальную струю. Скорость ее в том сечении, в котором расположен винт (обозначим его сечение 1) — так называемая характеристическая скорость вертолета, может быть рассчитана по приближенному уравнению [5]

$$\omega_1 = \left(2 \frac{P}{S \chi \rho} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где P — секундный импульс силы тяги; S — площадь, ометаемая винтом; χ — коэффициент концевых потерь.

Формула (6) с точностью до множителя χ выражает связь между скоростью потока и динамическим давлением

$$\frac{P}{S} = \rho \frac{\omega_1^2}{2}. \quad (7)$$

В сечении 2 , где давление выравнивается с атмосферным, вертикальная скорость ω_2 , как показывает теория, в два раза больше, чем в сечении 1 , а площадь сечения 2 в два раза меньше. Расстояние между сечениями равно примерно диаметру винта.

Для вертолета типа МИ-1А диаметр винта $D = 14,3$ м, соответственно площадь, ометаемая винтом, $S = 161,6$ м², $\frac{P}{S} = 14,2$ кг/м = $14,2 \cdot 10^2$ дин/см². Если принять $\chi \approx 0,9$, $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, то $w_1 = 1560$ см/сек = $15,6$ м/сек.

В сечении 2 — $w_2 = 2 w_1 \approx 31,2$ м/сек, площадь $S_2 = 80,8$ м². Ниже сечения 2 развивается свободная турбулентная струя. Применив для приближенного расчета закон сохранения количества движения изотермической струи в виде

$$\sqrt{\frac{R}{R_0}} = \frac{w_0}{w} \quad (8)$$

и перейдя от R к z по закону

$$z = \frac{R - R_0}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (9)$$

получим

$$w = \frac{w_0 R_0}{z \operatorname{tg} \alpha + R_0}, \quad (10)$$

где z — отсчитывается вниз от сечения 2.

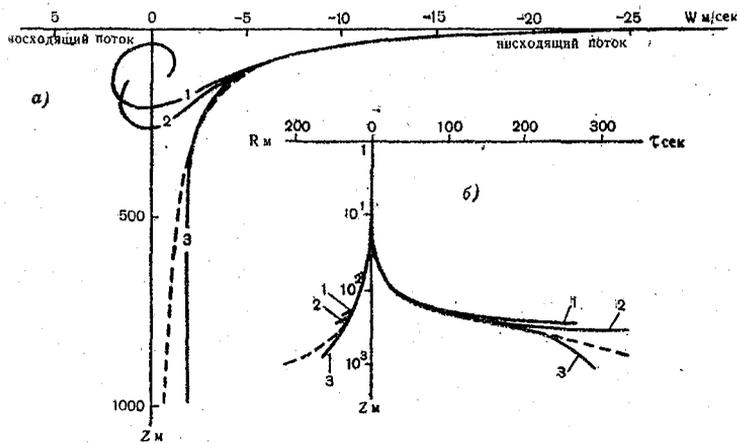


Рис. 1. Скорость нисходящих движений (а), радиус и время испарения облака (б) в струе вертолета:

Пунктир — расчет без учета неизотермичности; 1 — $\gamma = -1^\circ/100$ м; 2 — $\gamma = 0$; 3 — $\gamma = 1^\circ/100$ м; $R_0 = 5$ м

На рис. 1 пунктиром показаны рассчитанные по уравнениям (8) — (10) скорость нисходящего потока w под вертолетом и радиус изотермической струи. Тангенс угла раствора принят равным

0,22. Расчет времени полного испарения облачной капли с учетом изменения ее скорости движения производился по формуле

$$\tau = \int_{z_0}^{z_0 + \tilde{z}} \frac{1}{w} dz. \quad (11)$$

Полагаем, что вертолет завис непосредственно над облаком. Судя по грубому расчету, он способен «пробить» облако значительной мощности. Зависнув над облаком с вертикальной мощностью 1 км, вертолет пробьет в нем конусное окно радиусом около 5 м в верхнем сечении непосредственно под вертолетом и 200 м в нижнем.

Следует иметь в виду, что оценка времени испарения облака в струе по формулам (4), (11) приближенна в основном в связи с неучетом перемешивания струи с окружающим воздухом. При полном расчете это должно быть введено в расчетную схему. Более определенным в этом отношении является путь полного испарения \tilde{z} . В нашем примере он оказался равным ~ 50 м. Он несколько занижен из-за неучета зависимости γ от перемешивания.

Выше расчет выполнялся для изотермической струи. Между тем изложенная в [6] теория свидетельствует о том, что даже для небольших расстояний неизотермичность струи в реальной атмосфере может существенно изменить картину вертикальных токов в струе, а следовательно и результат расчета скорости испарения облака.

Опускаясь в область более высокого давления, воздух нагревается, одновременно в результате испарения облачных капель создается сток тепла. Возникает разность температур между струей и окружающим воздухом, даже если ее не было сначала непосредственно под вертолетом; струя испытывает архимедово ускорение и в результате этого либо тормозится, либо дополнительно разгоняется.

Легко понять (см. об этом подробнее в работе [7]), что этот эффект существенно зависит от температурной стратификации в облаке (или тумане). Все это учитывается в теории, развитой в [6, 7]. Используя ее, получаем возможность повторить расчет рассеяния облака, но теперь уже с учетом изменения температуры струи, вызванной влиянием стратификации атмосферы в облаке. Рассмотрено три варианта расчета (рис. 1): линия 1 — в облаке инверсия $1^\circ/100$ м, линия 2 — изотермия, линия 3 — падение температуры с высотой с градиентом $1^\circ/100$ м. Расчет выполнен на ЭВЦМ «Раздан» по программе, составленной О. А. Степаненко.

Оказывается, уже на 100—200 м ниже вертолета температурная стратификация дает о себе знать. Размеры окна и времена испарения в примерах 1, 2, 3 оказываются существенно различными и отличающимися при том от тех, которые рассчитаны при условии изотермичности струи.

Учет стратификации существенно изменяет результаты расчетов. В неустойчивой атмосфере струя доходит до земли. Однако при изотермии струя пройдет вниз всего лишь на 250 м, потом получит ускорение, направленное вверх, совершит несколько циклов движения «вверх-вниз», затем заглохнет. В инверсии все это произойдет в еще более высоком слое облака.

Ветвь линии ψ со знаком «плюс» условна; на самом деле воздушная частица, получив ускорение, направленное вверх, столкнется с частицей, идущей вниз ей на смену; произойдет «разбрызгивание» струи в стороны и вниз. Ниже уровня разбрызгивания образуется так называемая воздушная подушка, куда струя не проникнет.

Если вертолет смещается по горизонтали или если он завис, но скорость ветра относительно его заметно отлична от нуля, то восходящие и нисходящие движения будут смещены друг относительно друга. Тогда знакопеременная ветвь линии ψ будет характеризовать волнообразное движение в следе вертолета.

Все четыре примера расчета, хотя они различны; говорят о возможности использования вертолетов для пробивания окон в облаках и туманах. Однако степень успешности этого мероприятия сильно зависит от стратификации атмосферы.

Следует иметь в виду, что рассмотрение велось применительно к случаям, когда вертолет находится над верхней кромкой облака или тумана. Если же выше вертолета также облако или туман, то перенос конденсата сверху вниз иногда будет способствовать не рассеянию, а наоборот уплотнению облака или тумана ниже вертолета (если водность с высотой растет).

Опыты по рассеянию туманов с помощью вертолетов были выполнены в 1968 г. в США (штат Виргиния). Вертолет типа СН-3Е, пролетая на высоте около 30 м над верхней границей тумана (высота тумана 50—70 м, видимость в нем не более 100 м), в течение нескольких секунд пробил в нем окно радиусом около 250 м (рис. 2).

Видим, что как время рассеяния тумана, так и размеры пробитого отверстия в тумане по порядку величин близки к тем, которые могут быть получены расчетным путем при не очень устойчивой атмосфере.

Дальнобойность струи, а также время рассеяния определяют максимальную скорость, с которой может смещаться вертолет по горизонтали, оставляя под собой просветленный коридор. На рис. 3 показано, какдвигающийся с горизонтальной скоростью $\sim 50\text{--}70$ км/час вертолет пробивает коридор в тумане, вертикальная мощность которого около 100 м.

На рис. 4 виден след полета самолета над облаком [8]. Видимо, нисходящая составляющая струй, которые создавались самолетами, проникала на небольшую глубину в облаке. По сообщению наблюдателя, ширина и глубина следа составляли около 250 м, след отставал от самолета примерно на 3 км.

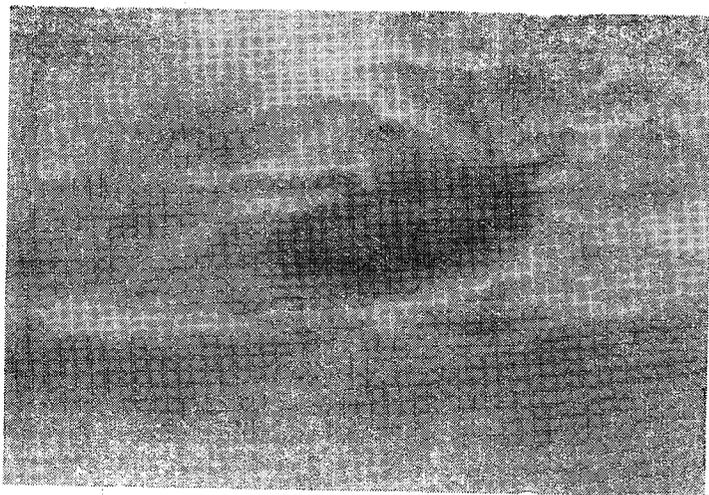


Рис. 2. Окно в тумане, пробитое вертолетом (США, штат
Виргиния, 17/II—1968 г.).



Рис. 3. Коридор в тумане, созданный вертолетом. Виден мост
и ведущая к нему дорога (США, штат Виргиния, 24/II—1968 г.).

В настоящей статье не рассматривался вопрос о том, с какой скоростью исчезает окно в тумане или облаке. Его постепенно затягивает в силу двух причин: имеет место турбулентный диффузионный поток капель из окружающей среды в окно и конденсация в окне, если облако (или туман) в целом развивается. И то и другое может быть рассчитано.

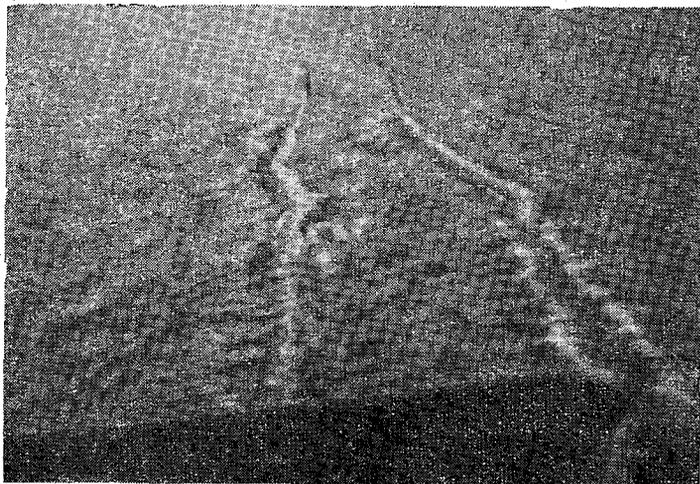


Рис. 4. След полета двух самолетов типа В-17 над слоистым облаком.

Если нисходящий поток не стационарный, а имеет импульсный характер, то его воздействие на облако определяется как количеством движения в потоке, так и стратификацией атмосферы. Судьба импульса при прочих равных условиях зависит от температурной стратификации атмосферы. В устойчивой атмосфере импульс постепенно гаснет, в неустойчивой — развивается; от того, что изображено на рис. 1, отличие лишь количественное. Разница в том, что при импульсном движении к сопротивлению перемешивания добавится «лобовое» сопротивлениедвигающегося вниз воздушного пузыря, который создается в результате действия нисходящего потока.

Если самолет кабрирует над облаком — распадающимся или развивающимся при небольшой устойчивости, то эффект его воздействия невелик. Если же бурно развивается кучевое облако, то это свидетельствует о сильной термической неустойчивости атмосферы и тогда кабрирование может привести к распаду облака.

Соответствующие опыты были проведены в СССР в 1960-х гг. [9, 10]. Они подтверждают развитые выше представления. Кучевые

облака мощностью до 5—6 км через несколько минут после воздействия существенно понижали свою верхнюю границу или исчезали совсем. Опыты подтвердили также, что более интенсивные развивающиеся облака разрушаются сильнее и быстрее.

Сброс в облако весомых частиц создает в нем силы, дополнительные к тем, которые были рассмотрены в [6]. Это может привести к деформации профиля вертикальных скоростей в облаке и тем самым повлиять на его судьбу.

Чтобы учесть это, в теорию [6] следует ввести дополнительно, отнесенную к секундной массе силу аэродинамического сопротивления F' . Если частицы распределены по объему равномерно, то

$$F' = S' n \rho' w \int_0^{\infty} C r^2 \frac{v^2}{2} \eta(r) dr, \quad (12)$$

где n — концентрация сброшенных в облако частиц; $\eta(r)$ — функция их распределения по радиусам r ; v — скорость их падения относительно облака; C — коэффициент, характеризующий аэродинамическое сопротивление; ρ' — плотность частиц.

При упрощенном рассмотрении можно, по-видимому, считать, что движение сброшенных частиц не очень сильно отличается от установившегося. Тогда сила аэродинамического сопротивления может быть заменена уравновешивающей ее силой тяжести, отнесенной к секундной массе облака

$$F' = S' w m g, \quad (13)$$

где m — масса сброшенных частиц, отнесенная к единице объема воздуха (в г/см³). Тогда получим уравнение

$$\frac{dw}{dz} = g \left[\frac{T' - T}{T} - \frac{m}{\rho'} \right] - w^2 \frac{c}{R} \frac{T'}{T}, \quad (14)$$

где c — константа вовлечения, которая позволит оценить взаимную роль перегрева облака по отношению к атмосфере (первое слагаемое), перемешивания (третье слагаемое) и сброса (второе). Сброс, который может изменить знак ускорения струи, определим, если положим в уравнении (14) левую часть равной нулю. Тогда в безразмерных единицах

$$\frac{m}{\rho'} = \frac{T' - T}{T} - \frac{w^2}{g} \frac{c}{R} \frac{T'}{T}. \quad (15)$$

Как следовало ожидать, эффект сброса сильно зависит от того в каком состоянии облако.

Если до сброса (при $m=0$) на каком-то уровне выполнялось условие $\frac{dw}{dz} = 0$, то после сброса появится направленное вниз ускорение струи при любом самом малом количестве сброшенного

вещества. Однако в активной части облака, где первое слагаемое в уравнении (14) значительно больше третьего, т. е. где ω резко растет с высотой, это ускорение сможет заметно изменить скорость, если левая часть формулы (15) окажется такого же порядка, что и каждое из слагаемых в правой части:

$$\frac{m}{\rho'} \approx \frac{T' - T}{T} \gg 10^{-3}, \quad (16)$$

или при $\rho' \approx 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $m \gg 10^{-6} \text{ г/см}^3 = 1 \text{ г/м}^3$. Это следовало ожидать. Чтобы бороться путем сброса с причинами, порождающими восходящий поток, необходимо вводить в облако громадное количество веществ, не меньшее, чем масса воды в облаке.

Выше шла речь о частицах, которые, попадая в облако, не меняют своих размеров. Опустившись до уровня, на котором они уравниваются восходящим потоком, частицы будут накапливаться, и если сброс продолжается, то это может привести к появлению вблизи этого уровня нисходящего потока. Тогда вышележащая часть облака лишится подтока влаги и начнет рассеиваться. Процесс распада будет распространяться вниз, но с ослабевающей интенсивностью.

Положение существенно улучшится, если сбрасываются частицы, растущие в облаке. Тогда величина m , а следовательно, и эффект сброса может увеличиться во много раз, при том он окажется зависящим как от степени дисперсности частиц, так и от их поверхностных свойств. Условие (16) может оказаться выполненным в значительной части облака, появится нисходящий поток, который разрушит облако.

Через некоторое время ему на смену придет другое, так как, уничтожив облако, мы не устраним причину его возникновения, но для возникновения нового облака потребуется время. В некоторых случаях подобное временное освобождение пространства (например, района аэродрома) от кучево-дождевых облаков имеет смысл.

Создать же нисходящий поток в термически неустойчивой атмосфере, в том месте, где пока нет еще восходящего потока, можно, сбросив небольшое количество вещества. Далее, аналогично тому, как это изображено на рис. 1, нисходящий поток будет развиваться, черпая из атмосферы энергию термической неустойчивости.

Если облако уже образовалось, то для создания нисходящего потока требуется преодолеть восходящий поток. Здесь скажет свое слово свойство неразрывности воздуха: либо развитие нисходящих движений приведет к тому, что восходящие токи ослабнут или исчезнут совсем (а вместе с ними и облако), либо, несмотря на запас энергии неустойчивости, искусственно созданный нисходящий поток исчезнет.

При оценке результатов расчетов не следует забывать, что мы рассматриваем судьбу потока, изолированного от других вертикальных и горизонтальных движений в пространстве.

В 1960-х гг. была выполнена серия сбросов в кучево-дождевые облака размолотого цемента [9, 10]. Опыты оказались удачными: несколько десятков килограммов цемента — частиц размером в несколько десятков микрон — обычно приводили к распаду облаков, но одновременно усиливали турбулентность.

Направленный вниз импульс может быть создан, как уже указывалось выше, самолетом. Пролетая по горизонтали над облаком или в его верхней части, самолет воздействует на облако силой, равной подъемной силе самолета. Пикируя на облако сверху, он изменяет количество движения в струе силой, пропорциональной массе самолета и ускорению пикирования; кабрируя, он посылает навстречу облачному потоку мощный высокоскоростной нисходящий поток, создаваемый турбинами его двигателей. Оценка эффекта пикирования может быть выполнена аналогично тому, как это делалось применительно к сбросу частиц. Оценка эффекта кабрирования связана с решением задачи о встречных струях.

Авторы благодарят В. И. Бекряева за плодотворную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зилитинкевич С. С. Динамический метод рассеяния тумана. Исследование по физике облаков и активным воздействиям на погоду. Докл. на VII межведомственной конференции. ГМИ, 1967.
2. Vergon G. Plank. Clearing Ground Fog with Helicopters. *Weatherwise*. 91—98, 126 (June), 1969.
3. Качурин Л. Г., Алешина Г. И., Беляшова М. А., Заливина В. И., Кудрявцева В. И., Нестерова М. И., Серебрякова А. А., Серякова Л. П. Анализ зон осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ЛГМИ, вып. № 5—6, 1956.
4. Качурин Л. Г., Алантьева Л. Е., Ся Юй-жень. Концентрация пара и скорость роста капель конденсата в водных аэрозолях. Изв. АН СССР, серия геофизич., № 9, 1961.
5. Юрьев Б. Н. Аэродинамический расчет вертолетов. Оборонгиз, М., 1956.
6. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, серия геофизич., № 12, 1964.
7. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. См. настоящий сборник.
8. Vergon G. Plank. Comments on «An experiment on fog dispersion by the use of downward air current by the fall of water drops. *J. Appl. Meteorol.* 3. No. 2, p. 213—214, 1964.
9. Вульфсон Н. И., Левин Л. М., Черепанова Е. П. Разрушение развивающихся конвективных облаков искусственно созданными нисходящими струями. Изв. АН СССР, ФАО, т. VI, № 1, 1970.
10. Гайворонский И. И., Зацепина Л. П., Серегин Ю. А. Результаты опытов воздействия на конвективные облака. Изв. АН СССР, ФАО, т. VI, № 3, 1970.

Н. Д. Быкова (ЛГМИ)

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИСКУССТВЕННОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ ТУМАНОВ С ПОМОЩЬЮ РЕАГЕНТОВ, ИНТЕНСИФИЦИРУЮЩИХ КОНДЕНСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Наиболее успешно метод искусственного просветления используется при рассеянии переохлажденных туманов с помощью кристаллизующих реагентов.

Упругость водяного пара над искусственно созданными ледяными частицами-кристалликами оказывается значительно меньше, чем над переохлажденными каплями: кристаллики интенсивно растут поглощая водяной пар, упругость пара в тумане становится меньше насыщающей над каплями и последние испаряются. Происходит процесс конденсационной перегонки водяного пара с капель на кристаллы. Если концентрация искусственно созданных кристалликов подобрана удачно (см. ниже), то это приводит к тому, что туман становится оптически более прозрачным.

Предположим, что при температуре $t < 0^\circ\text{C}$ в монодисперсном водяном тумане в результате действия реагента во всем объеме равномерно распределились ледяные частицы. Концентрацию (число их в единице массы) водяных и ледяных частиц обозначим n_v и n_d , их радиусы будем характеризовать r_v и r_d . Для упрощения расчетов ледяные частицы полагаем сферическими.

Поток пара к n_v сферическим каплям определяется уравнением [1]

$$\begin{aligned} \left(\frac{dJ}{d\tau} \right)_v &= 4\pi r_v n_v D \frac{\mu}{kNT} (e - E_r^v) = \\ &= 4\pi r_v n_v D \frac{\mu}{kNT} \left[(e - E_\infty^v) - E_\infty^v \frac{2\sigma_v \mu}{\rho_v kNT r_v} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии пара; μ — молекулярный вес воды; k — постоянная Больцмана; N — число Авогадро; T — абсолютная

температура; e — упругость пара в аэрозоле; E_{∞}^B — упругость насыщения пара относительно плоской поверхности воды при температуре T ; ρ_B — плотность воды; σ_B — поверхностное натяжение воды при температуре T .

Заменив e на fE_{∞}^B (f — относительная влажность), приходим к выражению

$$\left(\frac{dJ}{d\tau}\right)_B = \frac{4\pi D n_B r_B \mu E_{\infty}^B}{k NT} \left[(f-1) - \frac{2\sigma_B \mu}{\rho_B k NT r_B} \right]. \quad (2)$$

Поток пара к n_A ледяным кристалликам (считаем их сферическими) аналогично выражению (2) запишется

$$\left(\frac{dJ}{d\tau}\right)_A = \frac{4\pi D n_A r_A \mu E_{\infty}^A}{k NT} \left[\left(f \frac{E_{\infty}^B}{E_{\infty}^A} - 1 \right) - \frac{2\sigma_A \mu}{\rho_A k NT r_A} \right], \quad (3)$$

где E_{∞}^A — упругость насыщения пара относительно плоской поверхности льда при температуре T ; σ_A — поверхностное натяжение льда при температуре T ; ρ_A — плотность льда.

Уравнение баланса воды в тумане имеет вид

$$\left(\frac{dJ}{d\tau}\right)_B + \frac{dS}{d\tau} = - \left(\frac{dJ}{d\tau}\right)_A, \quad (4)$$

где $\frac{dS}{d\tau}$ — удельная концентрация пара в аэрозоле.

Для изотермического процесса

$$\frac{dS}{d\tau} = \frac{\mu}{MP} \frac{de}{d\tau} = \frac{\mu E_{\infty}^B}{MP} \frac{df}{d\tau}, \quad (5)$$

где M — молекулярный вес воздуха; P — давление воздуха.

Тогда уравнение (4) можно записать в виде

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi D n_B r_B \mu E_{\infty}^B}{k NT} \left[(f-1) - \frac{2\sigma_B \mu}{\rho_B k NT r_B} \right] + \frac{\mu E_{\infty}^B}{MP} \frac{df}{d\tau} + \\ & + \frac{4\pi D n_A r_A \mu E_{\infty}^A}{k NT} \left[\left(f - \frac{E_{\infty}^A}{E_{\infty}^B} \right) - \frac{2\sigma_A \mu}{\rho_A k NT r_A} \cdot \frac{E_{\infty}^A}{E_{\infty}^B} \right] = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

или после элементарных преобразований получим первое дифференциальное уравнение

$$\frac{df}{d\tau} + f \frac{4\pi DMP}{kNT} (n_B r_B + n_L r_L) - \frac{4\pi DMP}{kNT} \left(n_B r_B + n_L r_L \frac{E_\infty^L}{E_\infty^B} \right) - \frac{8\pi D\mu MP}{(kNT)^2} \left(\frac{n_B \sigma_B}{\rho_B} + \frac{n_L \sigma_L}{\rho_L} \frac{E_\infty^L}{E_\infty^B} \right) = 0. \quad (7)$$

Приравняв $\left(\frac{dJ}{d\tau} \right)_B$ изменению массы капли, получим второе дифференциальное уравнение

$$\left(\frac{dJ}{d\tau} \right)_B = 4\pi r_B^2 \rho_B \frac{dr_B}{d\tau} = 4\pi r_B D \frac{\mu E_\infty^B}{kNT} \left[(f-1) - \frac{2\sigma_B \mu}{\rho_B kNT r_B} \right] \quad (8)$$

или, решая относительно $\frac{dr_B}{d\tau}$,

$$\frac{dr_B}{d\tau} + \frac{1}{r_B^2} \frac{2\sigma_B \mu^2 DE_\infty^B}{(\rho_B kNT)^2} - \frac{1}{r_B} (f-1) \frac{D\mu E_\infty^B}{\rho_B kNT} = 0. \quad (9)$$

Аналогично формуле (9) для роста ледяного кристалла

$$\frac{dr_L}{d\tau} + \frac{1}{r_L^2} \frac{2\sigma_L \mu^2 DE_\infty^L}{(\rho_L kNT)^2} - \frac{1}{r_L} \left(f \frac{E_\infty^B}{E_\infty^L} - 1 \right) \frac{D\mu E_\infty^L}{\rho_L kNT} = 0. \quad (10)$$

Мы получили систему трех дифференциальных уравнений с тремя неизвестными r_B , r_L , f и аргументом τ .

Решим эту систему уравнений для следующих начальных и граничных условий:

$$\text{при } \tau = 0, \quad n_B = 0, \quad f_0 = 1 + \frac{2\sigma_B \mu}{\rho_B kNT r_B};$$

при $\tau \rightarrow \infty$ справедливо уравнение баланса влаги (капли, кристаллы, водяной пар) в виде

$$\frac{4}{3} \pi r_B^3 \rho_B n_B + \frac{\mu E_\infty^B}{kNT} \left[1 + \frac{2\sigma_{B-n} \mu}{\rho_B kNT r_B} \right] = \frac{4}{3} \pi r_L^3 \rho_L n_L + \frac{\mu E_\infty^L}{kNT} \left[1 + \frac{2\sigma_{L-n} \mu}{\rho_L kNT r_L} \right]. \quad (11)$$

Начальные параметры тумана: $r_b = 6 \cdot 10^{-4}$ см, $n_b = 10^5$ г⁻¹, $P = 1000$ мб, $t = 10^\circ\text{C}$. Для расчета видимости использовалась формула Траберта, в которой в качестве суммарной поверхности использовалась величина

$$r_b^2 n_b + r_d^2 n_d \quad (12)$$

Результат решения этой задачи представлен на рис. 1, из которого следует, что эффект просветления тумана сильно зависит как от концентрации вводимого в туман реагента, так и от времени срабатывания механизма переконденсации. Как показывает ход кривых 2, 3, при подобных процессах имеет место инкубационный период, когда видимость увеличивается незначительно, но затем резко возрастает до максимума и далее плавно спадает до установившегося состояния. Притом существенно, что чем больше установившаяся видимость, тем больше требуется времени для достижения как максимума, так и установившегося состояния.

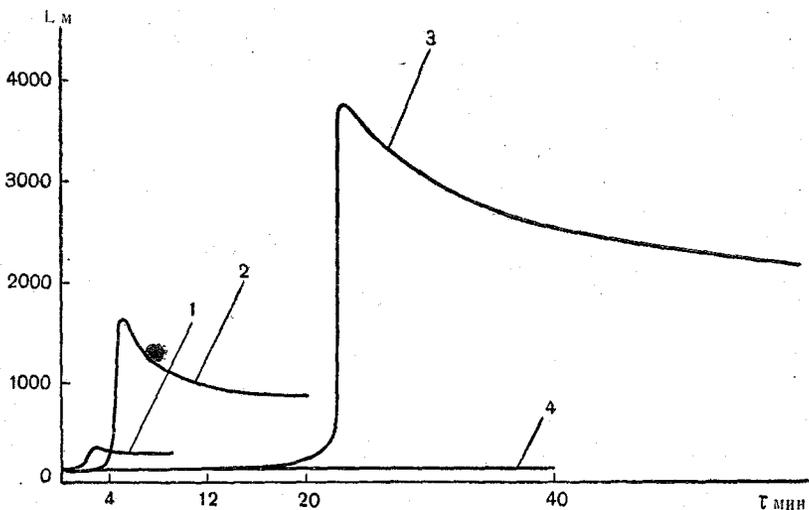


Рис. 1. Изменение дальности видимости в тумане со временем при различных дозировках реагента:

1 — $n_d = 10^8$ г⁻¹; $L = 280$ м; 2 — $n_d = 10^2$ г⁻¹; $L = 860$ м; 3 — $n_d = 10$ г⁻¹; $L = 2000$ м;
4 — $L_{исх} = 133$ м

Перестроим рис. 1. По оси абсцисс отложим концентрацию реагента, по оси ординат — отношение рассчитанной максимальной видимости (кривая 1) и рассчитанной установившейся видимости (кривая 2) к исходной (рис. 2). На этом же рис. 2 показано

время установления устойчивой видимости (кривая 3), время инкубации (кривая 4) и разность этих времен (кривая 5). Из рис. 2 следует, что чем меньше вводить реагента (но в разумных пределах), тем большей видимости в конечном счете можно добиться, но ждать придется долго, так как, как видно из рис. 3, очень медленно происходит процесс переконденсации (кривая 3). С другой стороны, когда ледяных кристаллов много, капли (кривая 1 на рис. 3) испаряются быстро, но дальность видимости увеличивается незначительно из-за большого количества ледяных кристаллов (кривая 1 на рис. 1).

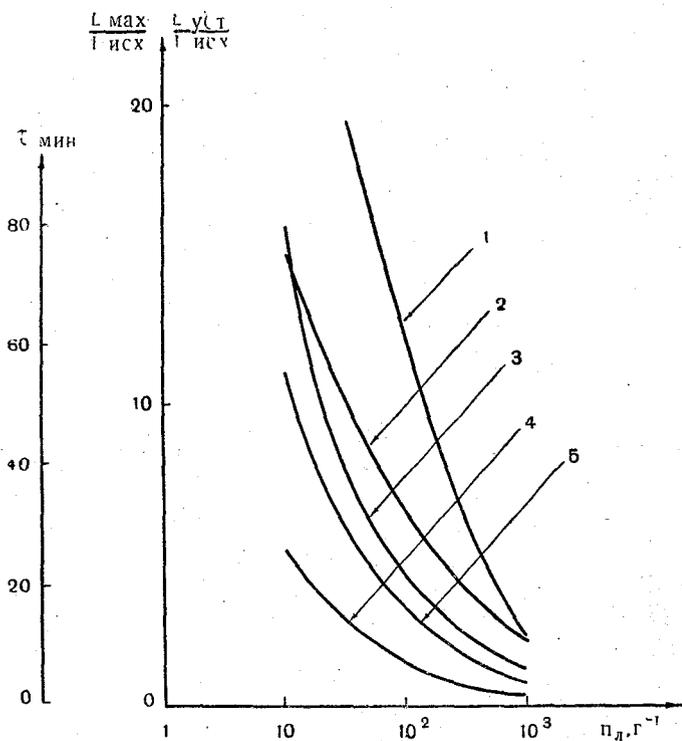


Рис. 2. Зависимость максимальной и установившейся дальности видимости от концентрации реагента.

Пояснения в тексте

Таким образом, имеются оптимальные условия, когда время срабатывания реагента не слишком велико, но притом и эффект просветления не слишком мал.

Основная искусственность выполненного расчета обусловлена тем, что он относится к туману бесконечной вертикальной протяженности, засеянного равномерно. Туман конечной протяжен-

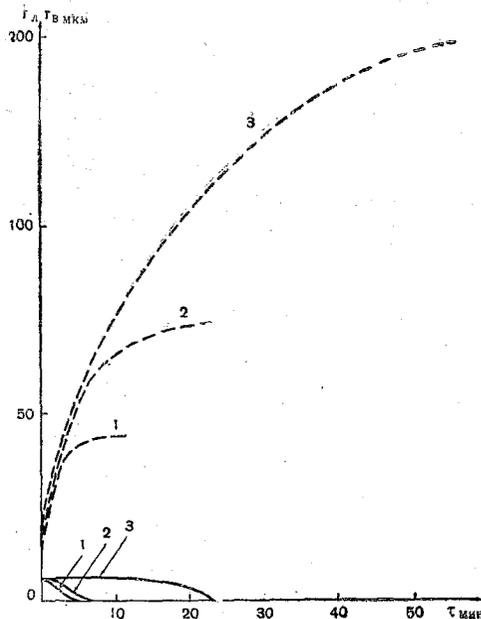


Рис. 3. Время переконденсации с капель на ледяные кристаллы при различных дозировках реагента.
 1, 2, 3 — рост ледяных кристаллов и испарения капель при $n_d = 10^8 \text{ з}^{-1}$, $n_d = 10^2 \text{ з}^{-1}$, $n_d = 10 \text{ з}^{-1}$ соответственно

ности, даже если он засеян равномерно, будет постепенно очищаться от выросших до значительных размеров ледяных частиц, так как они, отяжелев, будут падать на землю. Дальнейшее уточнение решения связано с учетом этого обстоятельства, а также психрометрического эффекта.

Выражаю благодарность руководителю Л. Г. Качурину.

ЛИТЕРАТУРА

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

Б. М. Воробьев (ЛГМИ)

К РАСЧЕТУ ЗАМЕРЗАНИЯ КАПЕЛЬ В КУЧЕВЫХ ОБЛАКАХ

По современным представлениям, образование ледяных частиц в атмосфере, по крайней мере при температурах не ниже -65° , является вторичным процессом и осуществляется путем замерзания водяных капель [1—3]. В этом случае в развитии процесса кристаллизации переохлажденного облака можно выделить следующие весьма различные, но зависимые друг от друга стадии:

- 1) зарождение в переохлажденной капле кристаллических зародышей — «центров кристаллизации»;
- 2) последующий рост образовавшихся кристаллов — процесс собственно замерзания капли;
- 3) конденсационно-коагуляционные процессы в фазово-неоднородном облаке, направленные в сторону перехода влаги из жидкой фазы в твердую.

Следует иметь в виду, что помимо указанного выше основного кристаллизующего механизма не исключена возможность образования ледяных частиц в облаках и в результате таких дополнительных процессов, как расщепление («взрыв») замерзающих капель и заражение водяных облаков кристаллами извне [4—7, 23].

В настоящее время выполнено значительное число работ, в которых рассматриваются кристаллизационные процессы в облаках. До сих пор, однако, отсутствует единая точка зрения относительно начальной стадии этих процессов, связанной с появлением в переохлажденной капле гетерофазных зародышей — «центров кристаллизации». Различают два механизма образования кристаллических зародышей и соответственно два механизма замерзания капель: гомогенный (спонтанный, самопроизвольный), происходящий в объеме чистой жидкости, и гетерогенный, происходящий на поверхности содержащейся в жидкости примеси [6, 8—13]. Сравнение указанных механизмов на основании экспериментов, выполненных с большим числом переохлажденных капель, явно говорит в пользу теории гомогенной кристаллизации.

? { Так, в случае охлаждения водного аэрозоля теория гомогенной кристаллизации предсказывает понижение температуры замерзания капель с увеличением скорости охлаждения. Эта зависимость вытекает из исходного положения гомогенной теории о пропорциональности скорости кристаллизации переохлажденного аэрозоля вероятности образования гетерофазных ледяных зародышей, являющейся, в свою очередь, функцией температуры. В то же время, с точки зрения гетерогенной теории, указанной зависимости не должно наблюдаться, поскольку замерзание капель при этом определяется лишь свойствами содержащихся в них примесей. В настоящее время эффект понижения температуры замерзания капель с увеличением скорости охлаждения можно считать экспериментально доказанным [10, 13—15], хотя и имеются различия в количественной величине этого эффекта, обусловленные условиями проведения опытов (степенью чистоты воды, способом охлаждения капель и определения их агрегатного состояния и т. д.).

2 {
18 { Детальное исследование кинетики кристаллизации в изотермических условиях выполнено недавно в [16]. Опыты велись с высокодисперсным водным аэрозолем, составляющим дисперсную фазу эмульсии типа «вода-масло», в широком диапазоне температур ($-20^{\circ} \div -50^{\circ}\text{C}$). Обнаруженное в этих опытах отчетливо выраженное экспоненциальное уменьшение скорости кристаллизации от времени убедительно подтверждает теорию гомогенной кристаллизации.

Аналогичная временная зависимость скорости кристаллизации получена в лабораторных опытах [13] и в естественных условиях [25] при замерзании переохлажденного тумана. С точки зрения гетерогенного механизма, указанный эффект не должен иметь место, поскольку в изотермических условиях по этой гипотезе кристаллизуются лишь те капли, в которых содержатся «активные» при данной температуре примеси, а остальные должны все время оставаться не замерзшими.

Таким образом, эксперименты, выполненные в двух существенно разных режимах кристаллизации, подтверждают справедливость гомогенной теории, что дает возможность применить ее к расчету естественного замерзания капель в переохлажденных кучевых облаках.

Исходное кинетическое уравнение для расчета относительного числа P капель радиуса r , замерзших к моменту времени τ , имеет, как известно, вид [3, 8]:

$$P = 1 - \exp\left(-\int_0^{\tau} \omega \frac{4}{3} \pi r^3 d\tau\right), \quad (1)$$

где ω — вероятность (скорость) образования гетерофазных ледяных зародышей в единице объема за единицу времени.

В свою очередь, согласно флуктуационной теории фазовых превращений [9, 17]:

$$\omega = \exp \left[C - \frac{u}{kT} - \frac{16 \pi \sigma_*^3}{3 k T \rho_*^2 L_*^2 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^2} \right], \quad (2)$$

где C — некоторая константа, определяемая из опытов; u — энергия активации молекул, характеризующая их подвижность в жидкости; k — постоянная Больцмана; ρ_* — плотность ледяного кристалла; L_* — удельная теплота плавления; T, T_0 — температура и температура стабильного равновесия фаз соответственно; σ_* — поверхностная энергия по границе раздела фаз «жидкость — кристалл».

Основные трудности при расчетах замерзания капель связаны с вычислением функции ω , зависящей от таких параметров переохлажденной воды, как величина межфазной поверхностной энергии σ_* на границе «вода-лед» и константа C . Прямых методов измерения величины σ_* пока не существует. Однако она может быть сравнительно легко определена косвенным путем, если имеются надежные экспериментальные данные о скорости спонтанного образования «центров кристаллизации» при различных температурах.

В самом деле, логарифмируя и дифференцируя уравнение (2) по T , получим

$$\frac{d \ln \omega}{dT} = \frac{u}{kT^2} - \frac{16 \pi \sigma_*^3}{3 k T^2 \rho_*^2 L_*^2 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^3} \left[3 T L_* \ln \frac{T_0}{T} \cdot \frac{d\sigma_*}{dT} + \right. \\ \left. + \sigma_* \left(2 L_* - 2 T \ln \frac{T_0}{T} \cdot \frac{dL_*}{dT} - L_* \ln \frac{T_0}{T} \right) \right]. \quad (3)$$

Уравнение (3) решается относительно σ_* , если известен закон ее изменения от температуры. Предположим сначала, что σ_* не зависит от температуры, т. е.

$$\frac{d\sigma_*}{dT} = 0. \quad (4)$$

Тогда из уравнения (3) сразу получаем уравнение для нахождения σ_*

$$\sigma_* = \left[\frac{3 k \rho_*^2 T^2 L_*^3 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^3 \left(\frac{u}{kT^2} - \frac{d \ln \omega}{dT} \right)}{16 \pi \left(2 L_* - 2 T \ln \frac{T_0}{T} \cdot \frac{dL_*}{dT} - L_* \ln \frac{T_0}{T} \right)} \right]^{1/3}. \quad (5)$$

Константа C в этом случае определяется непосредственно из уравнения (2) подстановкой в него значений σ_*

$$C = \ln \omega + \frac{u}{kT} + \frac{16 \pi \sigma_*^3}{3 k T \rho_*^3 L_*^2 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^2}. \quad (6)$$

Рассмотрим другой вариант функциональной связи $\sigma_*(T)$. Примем, исходя из теоретических соображений [3], что

$$\frac{\sigma_*}{L_* \rho_*^3} = \frac{\sigma_{*0}}{L_{*0} \rho_{*0}^3} \quad (7)$$

(индекс (0) относится к значениям параметров при 0°C), откуда, ввиду малой зависимости плотности льда от температуры:

$$\sigma_* = \sigma_{*0} \frac{L_*}{L_{*0}} \quad (8)$$

и

$$\frac{d\sigma_*}{dT} = \frac{\sigma_{*0}}{L_{*0}} \frac{dL_*}{dT}. \quad (9)$$

С учетом соотношений (8) и (9) из уравнения (3) будем иметь

$$\sigma_{*0} = \left[\frac{\left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^3 \cdot 3k\rho_*^2 T^2 \left(\frac{u}{kT^2} - \frac{d \ln \omega}{dT} \right) \cdot L_{*0}^3}{16 \pi \left(T \ln \frac{T_0}{T} \cdot \frac{dL_*}{dT} + 2L_* - L_* \ln \frac{T_0}{T} \right)} \right]^{1/3}. \quad (10)$$

Подставив формулу (10) в (8), получим другое расчетное уравнение для определения величины σ_*

$$\sigma_* = L_* \ln \frac{T_0}{T} \left[\frac{3k\rho_*^2 T^2 \left(\frac{u}{kT^2} - \frac{d \ln \omega}{dT} \right)}{16 \pi \left(T \ln \frac{T_0}{T} \cdot \frac{dL_*}{dT} + 2L_* - L_* \ln \frac{T_0}{T} \right)} \right]^{1/3}. \quad (11)$$

Константа C и в этом случае находится непосредственной подстановкой в уравнение (2) значений σ_* из уравнения (11).

Нередко при расчетах спонтанного замерзания вместо выражения (2) используют уравнение Турнбалла-Фишера [18]

$$\omega = \frac{n k T}{h} \exp \left[\frac{u}{kT} - \frac{16 \pi \sigma_*^3}{3 k T \rho_*^3 L_*^2 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^2} \right], \quad (12)$$

где n — число молекул в единице объема жидкой фазы; h — постоянная Планка. Заметим, что предэкспоненциальный множитель $\frac{n k T}{h}$, аналогичный по смыслу множителю $\exp(C)$ в уравнении (2), введен Турнбаллом и Фишером не вполне строго.

Из уравнения (12) сразу получаем выражение для σ_*

$$\sigma_* = \left[\frac{3 k T \rho_*^2 L_*^2 \left(\ln \frac{T_0}{T} \right)^2}{16 \pi} \left(\ln \frac{n k T}{h} + \frac{u}{k T} - \ln \omega \right) \right]^{1/3}. \quad (13)$$

Уравнения (5), (11) и (13) позволяют, по найденным в опытах значениям скорости образования гетерофазных ледяных зародышей, определить величину межфазной поверхностной энергии σ_* .

Как мы уже отмечали, наиболее надежные эксперименты по спонтанной кристаллизации переохлажденных капель воды, в том числе и определение скорости образования кристаллических зародышей, выполнены недавно в [16]. Используя результаты этих опытов, а также данные о величине энергии активации [19] и удельной теплоты плавления [20], были вычислены, согласно изложенным методам, значения параметров σ_* и C .

Суммарные результаты расчетов представлены на рис. 1. Цифры 1 и 2 в параметрах σ_* и C соответствуют двум различным исходным предположениям относительно функциональной зависимости $\sigma_*(T)$, описываемым уравнениями (4) и (7). Кривая σ_{*3} — результат расчета по уравнению Турнбалла—Фишера.

Судя по результатам вычислений, имеют место существенные расхождения в оценках величины межфазной поверхностной энергии, обусловленные как выбором конкретного вида основного уравнения замерзания, так и заданной при расчетах формой связи $\sigma_* = f(T)$. Особенно велики расхождения между σ_{*2} , определенной по формуле (11), и σ_{*3} , найденной непосредственно из уравнения Турнбалла—Фишера. Значения этих величин отличаются друг от друга в среднем более чем в два раза (во всяком случае в диапазоне температур от -25°C до -50°C). Более того, оказываются совершенно противоположными и зависимости их от температуры: $\frac{d\sigma_{*2}}{dT} > 0$, а $\frac{d\sigma_{*3}}{dT} < 0$.

Возрастание величины межфазной поверхностной энергии с понижением температуры, найденное из уравнения Турнбалла—Фишера, не может быть объяснено с точки зрения классической теории фазовых превращений, предполагающей пропорциональность поверхностной энергии на границе фаз энергии фазового перехода молекул, образующих поверхность. Такое «аномальное» поведение функции σ_{*3} наряду с большими ее значениями, обусловленными величиной предэкспоненциального множителя $\frac{n k T}{h}$, заставляет

критически относиться к уравнению Турбалла—Фишера и приводимым на его основе некоторыми авторами [2, 19, 20] значениям величины межфазной поверхностной энергии ~ 20 эрг/см². Наиболее достоверными в настоящее время следует считать значения σ_* и C , найденные по уравнениям классической теории фазовых превращений. Заметим, однако, что полученные здесь данные относительно значений σ_* и C носят оценочный характер. Более надежные значения этих параметров могут быть определены лишь на основании опытов по замерзанию большого числа капель при достаточно глубоком переохлаждении ($T < -50^\circ\text{C}$), т. е. в области максимума функции $\omega(T)$.

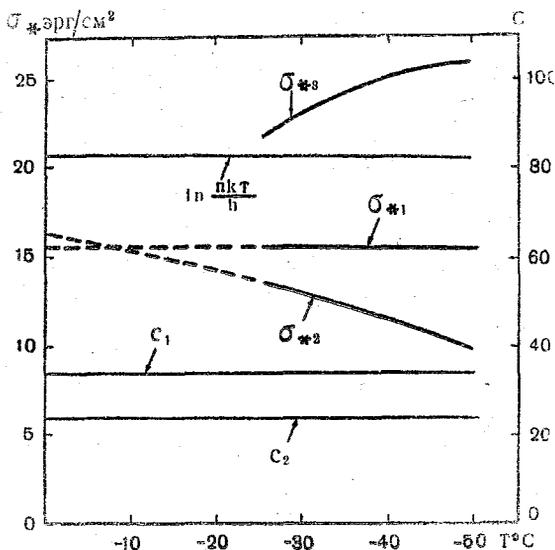


Рис. 1. Результаты расчета величин σ_* и C . По классическому уравнению замерзания (кривые C_1 , σ_{*1} , C_2 , σ_{*2}); по уравнению Турбалла-Фишера (кривые σ_{*3} и $\ln \frac{nkT}{h}$). Пунктир — экстраполяция значений σ_* в область более высоких температур

В дальнейших вычислениях замерзания капель нами были использованы экспериментально найденные в [16] значения функции $\omega(T)$. Они представлены на рис. 2 и, как видно, довольно хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\omega = B(T_0 - T) \exp [\beta(T_0 - T) - 1], \quad (14)$$

где B, β — некоторые положительные константы, численно равные $2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ и $0,615 \text{ град}^{-1}$ соответственно. На этом же рисунке для сравнения нанесены результаты вычислений функции ω по

уравнению (2) с использованием значений σ_{*2} и C_2 , взятых из рис. 1. Видно, что сильное расхождение теории с экспериментом имеет место лишь в области сравнительно малых (менее $\sim -21^\circ\text{C}$) переохлаждений.

Используем полученные результаты для расчета естественной кристаллизации кучевых облаков. Перепишем уравнение (1) в более удобном для расчетов виде:

$$P = 1 - \exp\left(-\int_{T_0}^T \omega \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dT}{T}\right) = 1 - \exp\left(\int_{T_0}^T \frac{\omega \frac{4}{3} \pi r^3}{\gamma(\omega - v)} dT\right). \quad (15)$$

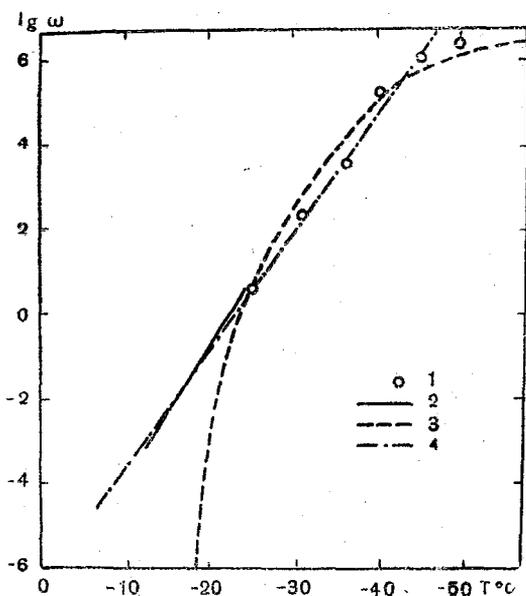


Рис. 2. Зависимость скорости образования ω «центров кристаллизации» от температуры T .

1—опыты в изотермических условиях [16]; 2—опыты с охлаждающимися каплями [13]; 3—расчеты ω по формуле (2) при значениях σ_{*2} и C_2 из рис. 1; 4—расчет ω по эмпирической формуле (14)

Здесь P — относительное число капель радиуса r , замерзших при температуре T ; $\dot{T} = -dT/d\tau$ — скорость охлаждения капель; γ — вертикальный температурный градиент в облаке; ω — скорость восходящих движений; v — гравитационная скорость падения капель радиуса r .

Некоторые результаты вычислений вероятности P представлены на рис. 3. При расчетах значение γ принято равным $7^\circ/\text{км}$, а скорость восходящих движений составляет 20 м/сек (сплошные линии) и 10 м/сек (пунктир). Расчеты выполнены для капель радиусами $5, 50$ и 500 мкм . Видно, что появление отдельных замерзших капель происходит с той или иной вероятностью P в довольно широком диапазоне температур. Так, например, замерзание одной капли радиусом 500 мкм из тысячи таких же по размеру переохлажденных капель (т. е. при $P = 10^{-3}$) происходит при температуре $\sim -18^\circ\text{C}$, а тысячная доля мелких капель радиусом 50

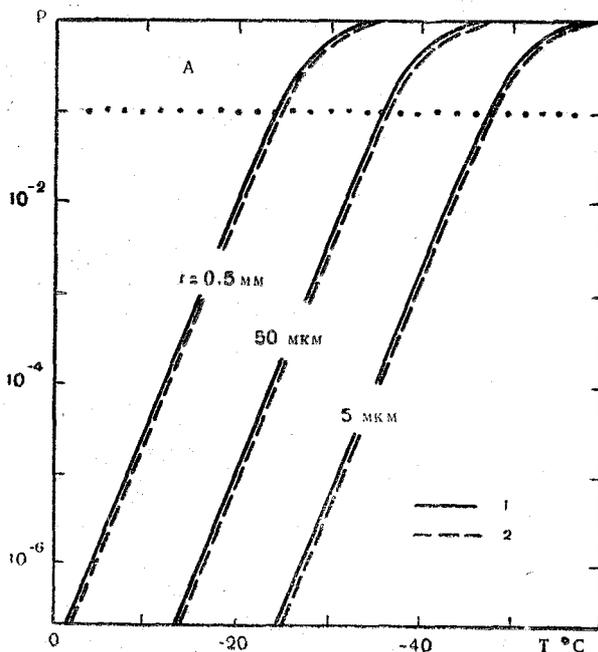


Рис. 3. Зависимость относительного числа (P) замерзших капель радиуса r от температуры в кучевом облаке.

$w = 10 \text{ м/сек}$ (1) и $w = 20 \text{ м/сек}$ (2)

и 5 мкм замерзает при более низких температурах, равных соответственно -29°C и -40°C . Т. е. изменение размера капель в 10 раз приводит (при одной и той же вероятности P) к изменению температуры их замерзания примерно на 11°C . В то же время скорость восходящих движений w оказывает сравнительно малое влияние (ср. сплошные линии и пунктир) на процесс замерзания капель. На рис. 3 точками выделена область A — зона интенсивной («массовой») кристаллизации кучевого облака. Положение ее

оказывается в сильной степени зависящим от внутренней структуры облака (размеров облачных капель).

Переходим к полидисперсным облакам. В этом случае вместо формулы (15) будем иметь [3, 9]:

$$p(r) = n(r) \left[1 - \exp \left(\int_{T_0}^T \frac{\omega \frac{4}{3} \pi r^3}{\gamma (\omega - \nu)} dT \right) \right], \quad (16)$$

где $p(r)$ — относительное число (плотность распределения) капель радиуса r , замерзших при температуре T ; $n(r)$ — относительное число капель радиуса r до начала замерзания.

В достаточно общем для практических расчетов виде распределение облачных капель по размерам может быть описано функцией

$$n(r) = ar^2 e^{-br^c}, \quad (17)$$

где a, b, c — некоторые коэффициенты, определяющие конкретный вид функции $n(r)$.

Нормируя и вводя модальный радиус r_m капель, приведем выражение (17) к виду [21]

$$n(r) = \frac{r^2 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right]}{\frac{r_m^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)}. \quad (18)$$

Здесь Γ — гамма-функция.

С учетом формулы (18) вместо уравнения (16) получим

$$p(r) = \frac{r^2 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right]}{\frac{r_m^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)} \left[1 - \exp \left(\int_{T_0}^T \frac{\omega \frac{4}{3} \pi r^3}{\gamma (\omega - \nu)} dT \right) \right]. \quad (19)$$

Результаты расчета функции $p(r)$ представлены на рис. 4. Вычисления сделаны для температур -20°C и -30°C . Значения других параметров облака: $r_m = 20$ мкм, $\omega = 20$ м/сек и $\gamma = 7^\circ/\text{км}$. Видно, что при охлаждении поднимающегося облачного воздуха в первую очередь кристаллизуются самые крупные капли, а затем более мелкие. С понижением температуры спектр замерзших капель расширяется, постепенно приближаясь со стороны крупнокапельной части к исходному спектру облачных капель. Заметим также, что максимум функции $p(r)$ смещен относительно максимума $n(r)$ в область больших размеров капель,

Найдем то значение радиуса капель r_* , при котором функция $p(r)$ экстремальна. Для этого перепишем уравнение (16) в виде

$$\ln \left[1 - \frac{p(r)}{n(r)} \right] = r^3 \int_{T_0}^T \frac{\frac{4}{3} \pi \omega}{\gamma (\omega - \nu)} dT. \quad (20)$$

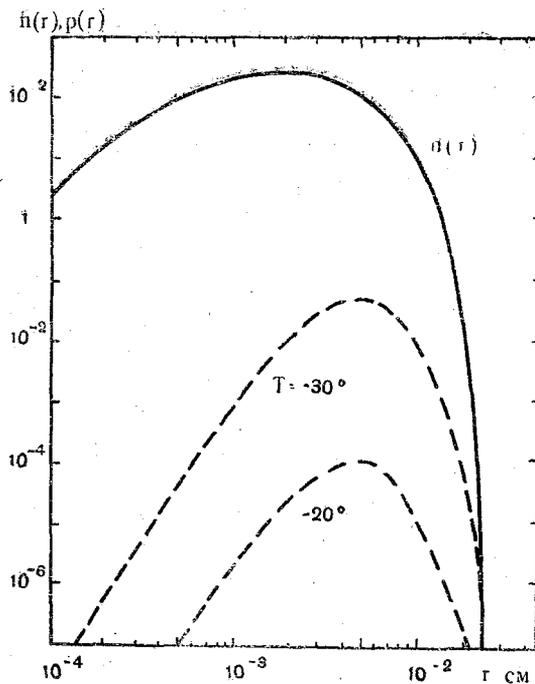


Рис. 4. Спектры замерзших капель (пунктир) при различных температурах в облаке.
 $\omega = 20$ м/сек; $r_m = 20$ мкм

В случае, когда $p(r) \ll n(r)$ (такой случай, в частности, показан на рис. 4), из формулы (20), с учетом функции распределения (18), будем иметь

$$-p(r) = r^3 n(r) \int_{T_0}^T \frac{\frac{4}{3} \pi \omega}{\gamma (\omega - \nu)} dT =$$

$$= \frac{r^5 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right]}{\frac{r_m^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)} \int_{T_0}^T \frac{\frac{4}{3} \pi \omega}{\gamma (\omega - \nu)} dT, \quad (21)$$

откуда

$$-\frac{dp(r)}{dr} = \frac{r^4 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right]}{\frac{r_m^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)} \left[5 - 2 \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right] \int_{T_0}^T \frac{\frac{4}{3} \pi \omega}{\gamma (\omega - \nu)} dT, \quad (22)$$

а искомый радиус

$$r_* = r \left| \frac{dp(r)}{dr} = 0 \right. = \left(\frac{5}{2} \right)^{1/c} \cdot r_m. \quad (23)$$

Заметим, что полученное значение r_* близко к среднекубическому радиусу $(\bar{r}^3)^{1/3}$ каплей, связанному с r_m соотношением

$$(\bar{r}^3)^{1/3} = \left(\int_0^\infty r^3 n(r) dr \right)^{1/3} = \left(\frac{c}{2} \right)^{1/c} \left[\frac{\Gamma \left(\frac{6}{c} \right)}{\Gamma \left(\frac{3}{c} \right)} \right]^{1/3} \cdot r_m. \quad (24)$$

Так, например, при $c = 1$: $r_* = 2,5 \cdot r_m$, а $(\bar{r}^3)^{1/3} = 1,96 \cdot r_m$.

Любопытно отметить, что при не слишком больших переохлаждениях и постоянной общей водности (q) облака абсолютная концентрация замерзших каплей не зависит от степени дисперсности облака (значений r_m и c). В самом деле, общее количество замерзших каплей N_* можно представить, с учетом выражения (21), в виде

$$N_* = N \int_0^\infty p(r) dr = N \int_0^\infty \frac{r^5 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c \right]}{\frac{r_m^3}{c} \left(\frac{c}{2} \right)^{3/c} \Gamma \left(\frac{3}{c} \right)} \times \\ \times \int_{T_0}^T \frac{\frac{4}{3} \pi \omega}{\gamma (\omega - \nu)} dT \cdot dr. \quad (25)$$

Проинтегрировав уравнение (25) и подставив в него значение N из очевидного выражения

$$N = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi r \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr} = \frac{3q \left(\frac{2}{c}\right)^{3/c} \Gamma\left(\frac{3}{c}\right)}{4 \pi r r_m^3 \Gamma\left(\frac{6}{c}\right)} \quad (26)$$

в окончательном виде получим:

$$N_* = \frac{q}{\rho} \int_{T_0}^T \frac{\omega}{\gamma(\omega - v)} dT. \quad (27)$$

Отсутствие, согласно (27), зависимости N_* от степени дисперсности облака объясняется тем, что увеличение вероятности замерзания капель с ростом r_m в данном случае (при $\rho(r) \ll n(r)$) компенсируется уменьшением их общего количества в соответствии с выражением (26).

Переходим к расчету капельно-жидкой водности в кучевом облаке. Будем считать, в первом приближении, что скорость замерзания капель намного превышает скорость конденсационно-коагуляционных взаимодействий между замерзшими и переохлажденными каплями*. Тогда водность $q(r)$, содержащаяся в незамерзших каплях радиуса r , будет равна

$$\begin{aligned} q(r) &= \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \alpha N [n(r) - p(r)] = \\ &= \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \alpha N \cdot n(r) \exp\left(\int_{T_0}^T \frac{\omega}{\gamma(\omega - v)} \frac{4}{3} \pi r^3 dT\right), \end{aligned} \quad (28)$$

где ρ — плотность капель; α — коэффициент, учитывающий расширение поднимающегося воздуха и численно равный отношению плотностей воздуха на уровне с температурой T и уровне нулевой изотермы.

Просуммировав уравнение (28) по всем размерам капель, имеем

$$q = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \alpha N \int_0^{\infty} r^3 n(r) \exp\left(\int_{T_0}^T \frac{\omega}{\gamma(\omega - v)} \frac{4}{3} \pi r^3 dT\right) dr \quad (29)$$

* Последние начинают интенсивно протекать, судя по выполненным в [22] оценкам, лишь при достаточно высоких концентрациях ледяных частиц, сравнимых с концентрацией переохлажденных облачных капель.

или, в долях от начального (до замерзания) значения водности

$$q_n = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi \rho N \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) \exp \left(\int_{T_0}^T \frac{\omega \frac{4}{3} \pi r^3}{\gamma (\omega - \nu)} dT \right) dr}{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}. \quad (30)$$

Подставив в формулу (30) уравнение (18), в окончательном виде получим

$$q_n = \frac{c \left(\frac{2}{c} \right)^{6/c}}{r_m^6 \Gamma \left(\frac{6}{c} \right)} \int_0^{\infty} r^5 \exp \left[-\frac{2}{c} \left(\frac{r}{r_m} \right)^c + \int_{T_0}^T \frac{\omega \frac{4}{3} \pi r^3}{\gamma (\omega - \nu)} dT \right] dr. \quad (31)$$

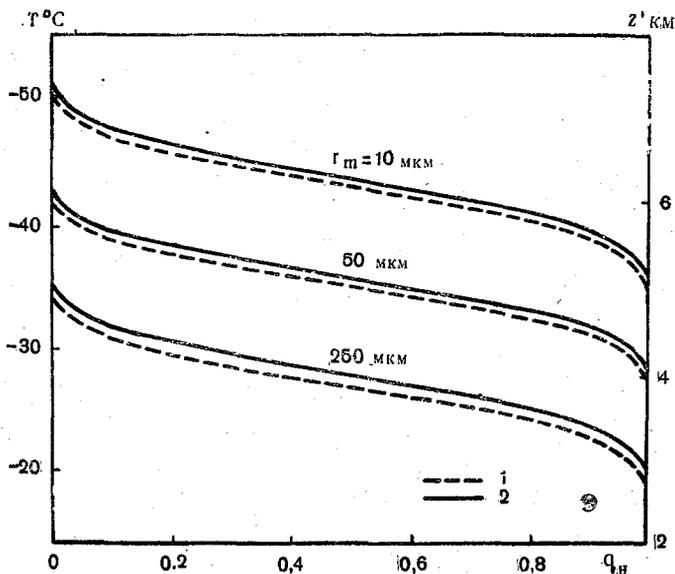


Рис. 5. Вертикальный профиль капельно-жидкой водности (q_n) при различных значениях модального радиуса (r_m) капель: $\omega = 10$ м/сек (1) и $\omega = 20$ м/сек (2)

Результаты вычислений функции q_n представлены на рис. 5. Расчеты выполнены для трех значений модального радиуса r_m облачных капель: 10, 50 и 250 мкм. Значения ω и γ — те же, что

и в предыдущих примерах. Как видно, мелкокапельные кучевые облака остаются почти целиком водяными до температур $\sim -40^\circ\text{C}$ и ниже, в то время как крупнокапельные облака могут содержать влагу в переохлажденном состоянии только до более высоких температур. При типичном для кучевых облаков значении r_m , равном 25 мкм [1, 2], их интенсивная кристаллизация, судя по расчетам, должна начинаться при температуре около -35°C . По наблюдениям Дессана [24], уровень «массовой» кристаллизации в мощно-кучевых облаках располагается вблизи изотермы $-33 \pm 2^\circ\text{C}$, что вполне удовлетворительно согласуется с результатами наших расчетов.

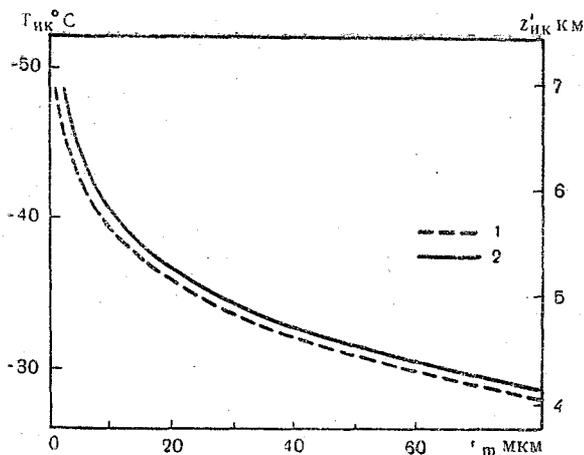


Рис. 6. Высота ($z'_{ик}$) и температура ($T_{ик}$) на уровне интенсивной естественной кристаллизации кучевого облака в зависимости от величины r_m .
 $\omega = 10$ м/сек (1) и $\omega = 20$ м/сек (2)

Из рис. 5 также видно, что переход облака из переохлажденного ($q_n \approx 1$) в кристаллическое ($q_n \approx 0$) состояние происходит в сравнительно узком температурном интервале. Правда в действительности, ширина этой переходной зоны будет еще уже, так как интенсивно протекающие здесь конденсационно-коагуляционные процессы ускоряют кристаллизацию облака. С учетом сказанного за верхнюю границу переохлажденной зоны облака в первом приближении можно принять уровень, где начинается заметное уменьшение капельно-жидкой водности (в частности уровень, где $q_n = 0,90$). Результаты расчета положения этого уровня в облаке (будем называть его уровнем интенсивной естественной кристаллизации) в зависимости от значений модального радиуса облачных капель представлены на рис. 5. Как видно, имеет место довольно сильная зависимость степени переохлаждения облака от модального радиуса его капель.

Представленные на рис. 6 результаты расчета $T_{ик}$ получены для функции распределения (17) при $c = 1$. Судя по результатам расчетов, изменение величины c приводит как к понижению (при $c > 1$), так и повышению ($c < 1$) температуры интенсивной кристаллизации по сравнению со значением $T_{ик}$ при $c = 1$.

В заключение выражаю благодарность профессору Л. Г. Качурину за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровиков А. М. и др. Физика облаков. Гидрометеиздат, Л., 1961.
2. Майсон Б. Дж. Физика облаков. Пер. с англ. Гидрометеиздат, Л., 1961.
3. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г., Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Изд-во ЛГУ, 1965.
4. Качурин Л. Г., Бекряев В. И. Исследование процесса электризации кристаллизующейся воды. ДАН СССР, т. 130, № 1, 1960.
5. Mason B. I. Some outstanding problems in cloud physics — the interaction of microphysical and dynamical processes. Quart. J. Roy. Met. Soc., v. 95, № 405, 1969.
6. Braham R. I., Jr. Meteorological bases for precipitation development. BAMS, v. 49, № 4, 1969.
7. Houghton H. G. On precipitation mechanisms and their artificial modification. J. Appl. Met., v. 7, № 5, 1968.
8. Качурин Л. Г. Замерзание переохлажденных водных аэрозолей. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1951.
9. Качурин Л. Г. Вероятность образования ледяных зародышей в переохлажденной воде. ДАН СССР, т. 93, № 2, 1953.
0. Bigg E. K. The supercooling of water. Proc. Phys. Soc., v. 66, № 404 B, 1953.
1. Carte A. E. Probability of freesing. Proc. Phys. Soc., v. 73, № 470 B, 1959.
2. Langham E. I., Mason B. I. Heterogeneous and homogeneous nucleation of supercooled water. Proc. Roy. Soc., v. 247, № 1250 A, 1958.
3. Vali G., Stansbury E. J. Time — dependent characteristic of the heterogeneous nucleation of ice. Canad. J. Phys., v. 44, № 3, 1966.
4. Mossop S. C. The freesing of supercooled water. Proc. Phys. Soc., v. 68, № 424 B, 1955.
5. Gohale N. R. Dependence of freesing temperature of supercooled water drops on rate of cooling. J. Atm. Sci., v. 22, № 2, 1965.
6. Козлов Г. А. Изучение кинетики кристаллизации переохлажденных капель воды с помощью модельных систем (эмульсий типа «вода—масло»). Диссертация, ЛТИ, Л., 1968.
7. Френкель Я. Н. Кинетическая теория жидкостей. Изд-во АН СССР, М., 1945.
8. Turnbull D., Fischer J. C. Rate of nucleation in condensed systems. J. Chem. Phys., v. 17, № 1, 1949.
9. Dufour L., Defay R. Thermodynamics of clouds. New York—London, Pergamon Press, 1963.
0. Mc Donald J. E. Homogeneous nucleation of supercooled water drops. J. Meteorol., v. 10, № 6, 1953.
1. Качурин Л. Г. Образование осадков в облаках с малыми вертикальными токами. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1956.
2. Воробьев Б. М. К расчету процессов, протекающих в искусственно кристаллизующемся мощном кучевом облаке. См. настоящий сборник.
3. Hobbs P. V. Ice multiplication in clouds. J. Atm. Sci., v. 26, № 2, 1969.
4. Dessens J. Variations accidentales du niveau de congelation des sinusul congestus. Association d'etudes, № 9, 1961.
5. Warner J., Newnham T. D. Time lag in ice crystal nucleation in the atmosphere. Bull. Observ. Puy-de-Dôme, № 1, 1958.

Б. М. Воробьев (ЛГМИ)

К РАСЧЕТУ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ИСКУССТВЕННО КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕМСЯ МОЩНОМ КУЧЕВОМ ОБЛАКЕ

В свете современных исследований [1—4], образование слоистой структуры крупных градин свидетельствует о том, что рост из в кучевом облаке осуществляется при обычных, близких к адиабатическим, значениях капельно-жидкой водности, составленной из мелкокапельной фракции.

Принципиально возможный путь искусственной модификации таких облаков с целью предотвращения либо ослабления градобитий — кристаллизация (полная или частичная) зоны облака расположенной над уровнем преимущественного образования градовых зародышей. При этом дальнейший рост зародышей может замедлиться настолько, что, не успев вырасти, они будут выноситься в верхнюю, обычно полностью кристаллическую, часть облака. Представляет определенный интерес количественная оценка возможности искусственной кристаллизации мелкокапельных кучевых облаков.

При построении численной модели процессов, протекающих в переохлажденной части кучевого облака при засеве его льдообразующими (ледяными) частицами, необходимо учесть кинетику конденсационно-коагуляционных взаимодействий между водяными каплями, ледяными кристаллами и водяным паром. Скорость протекания таких взаимодействий, определяющая переход облачной влаги из жидкого в кристаллическое состояние, и управляет в конечном итоге, процессом образования и роста града. В численной схеме нужно учесть также выделение тепла при вынужденной (искусственной) кристаллизации облачной влаги. Исследование будем вести в рамках стационарной во времени струйной модели облака, что дает возможность использовать полученные в [5] результаты.

Исходные уравнения для расчета вертикальной w скорости движения и радиуса R облачной струи запишем в обычном вид

для простоты ограничимся рассмотрением штилевой атмосферы)

$$\frac{d\omega}{dz} = \frac{g}{\omega} \left[\frac{T' - T}{T} - (S + S_*) \right] - \frac{\omega c}{R} \frac{T'}{T}, \quad (1)$$

$$\frac{dR}{dz} = \frac{R}{2} \left(\frac{c}{R} \frac{T'}{T} + \frac{Mg}{kNT} + \frac{1}{T'} \frac{dT'}{dz} - \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dz} \right), \quad (2)$$

де g — ускорение силы тяжести; T' , T — температура воздуха в струе и окружающей среде; S , S_* — удельные водность и ледность в струе; c — константа вовлечения; M — молекулярный вес воздуха; k — постоянная Больцмана; N — число Авогадро.

В уравнении для расчета температуры T' учтем выделение тепла в результате: а) конденсации (испарения) водяного пара (на каплях; б) сублимации пара на кристаллах; в) замерзания переохлажденных капель при их столкновении с ледяными кристаллами. Т. е. можем написать:

$$-\frac{dT'}{dz} = \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} + \frac{(T' - T)c}{R} \frac{T'}{T} - \left[\frac{L}{c_p} \left(\frac{dS}{dz} \right)_{\text{конд}} + \frac{(L + L_*)}{c_p} \left(\frac{dS_*}{dz} \right)_{\text{конд}} + \frac{L_*}{c_p} \left(\frac{dS_*}{dz} \right)_{\text{коаг}} \right], \quad (3)$$

де c_p — удельная теплоемкость воздуха; L , L_* — удельная теплота конденсации и плавления.

Выведем теперь соотношения, позволяющие рассчитать в струе удельные водность и ледность. Для этого рассмотрим баланс влаги поднимающемся облачном воздухе, содержащем водяные капли, пар, а также, начиная с некоторого уровня z_* (уровня засева), искусственно созданные ледяные кристаллы. Считаем все облачные частицы монодисперсными, полностью увлекающимися воздушным потоком.

Изменение удельной водности в поднимающемся воздухе обусловлено конденсацией (испарением) влаги на водяных каплях вследствие избытка (недостатка) парообразной влаги в облаке; уменьшением количества переохлажденных капель в результате их замерзания при столкновении с ледяными кристаллами.

Конденсационное изменение удельной водности можно записать в виде

$$\left(\frac{dS}{dz} \right)_{\text{конд}} = \frac{d}{dz} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho n \right) = 4 \pi r^2 \rho n \left(\frac{dr}{dz} \right)_{\text{конд}}, \quad (4)$$

де r , ρ — радиус капель и их плотность; n — число капель в единице массы воздуха.

В свою очередь, изменение радиуса капель при конденсационных процессах описывается известным уравнением [6]:

$$\left(\frac{dr}{dz}\right)_{\text{конд}} = \frac{D \mu E' (f' - 1)}{\omega r \rho k N T'} - \frac{2 \sigma \mu^2 D E'}{\omega (r \rho k N T')^2}, \quad (5)$$

где σ — поверхностное натяжение воды; D — коэффициент диффузии водяного пара; μ — молекулярный вес пара; E' — упругость насыщения пара над плоской поверхностью воды при температуре облака; f' — относительная влажность в облаке.

С учетом уравнения (5) вместо (4) получим

$$\left(\frac{dS}{dz}\right)_{\text{конд}} = \frac{3 S D \mu E'}{\omega r^2 \rho k N T'} \left[(f' - 1) - \frac{2 \sigma \mu}{r \rho k N T'} \right]. \quad (6)$$

Уменьшение удельной водности в результате замерзания капель при их столкновении (коагуляции) с ледяными кристаллами происходит в основном за счет гравитационной коагуляции, так как кристаллы, внесенные в переохлажденную часть облака практически мгновенно вырастают до размеров в несколько микрон, где влиянием броуновской коагуляции можно пренебречь. Значит можем написать, что

$$-\left(\frac{dS}{dz}\right)_{\text{коаг}} \Big|_{z \gg z_*} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \left(\frac{dn}{dz}\right)_{\text{коаг}}. \quad (7)$$

Изменение числа n переохлажденных капель при коагуляции пропорционально вероятности их столкновения с кристаллами $p(r, r_*)$, числу капель n и объемной концентрации ледяных частиц $n_{*об}$:

$$\left(\frac{dn}{dz}\right)_{\text{коаг}} = \frac{p(r, r_*)}{\omega} n n_{*об} = \frac{p(r, r_*)}{\omega} n n_* \rho'_{\text{возд}}, \quad (8)$$

где

$$p(r, r_*) = \pi (r + r_*)^2 |v(r) - v(r_*)| E(r, r_*). \quad (9)$$

Здесь $v(r)$, $v(r_*)$ — скорости падения капель и кристаллов $E(r, r_*)$ — коэффициент их захвата.

Подставим формулы (9) и (8) в уравнение (7), а также заменим плотность воздуха $\rho'_{\text{возд}}$ через давление и температуру. Тогда в окончательном виде получим (знак $|z \gg z_*|$ опускаем)

$$-\left(\frac{dS}{dz}\right)_{\text{коаг}} = \frac{MPS n_*}{\omega k N T'} \pi (r + r_*)^2 E(r, r_*) |v(r) - v(r_*)|. \quad (10)$$

Просуммировав (6) и (10), найдем исходное уравнение для расчета удельной водности в облачной струе, засеянной с уровня z_* ледяными кристаллами:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{3SD\mu E'}{\omega r^2 \rho_* k NT'} \left[(f' - 1) - \frac{2\sigma\mu}{r \rho_* k NT'} \right] - \frac{MPS n_*}{\omega k NT'} \pi (r + r_*)^2 E(r, r_*) |v(r) - v(r_*)|. \quad (11)$$

Изменение удельной ледности в фазово-неоднородной струе будет обусловлено: «переконденсацией» облачной влаги с капель на кристаллы; коагуляцией ледяных частиц с переохлажденными каплями, что приводит к их замерзанию и, следовательно, увеличению удельной ледности.

Уравнение для конденсационного изменения удельной ледности может быть записано аналогично (4)

$$\left(\frac{dS_*}{dz} \right)_{\text{конд}} \Big|_{z > z_*} = 4\pi r_*^2 \rho_* n_* \left(\frac{dr_*}{dz} \right)_{\text{конд}}, \quad (12)$$

или, так как [6, 9]

$$\left(\frac{dr_*}{dz} \right)_{\text{конд}} = \frac{D\mu E_*' \left(f' \frac{E'}{E_*'} - 1 \right)}{\omega r_* \rho_* k NT'} - \frac{2\sigma_* \mu^2 DE_*'}{\omega (r_* \rho_* k NT')^2}, \quad (13)$$

то (знак $|_{z > z_*}$ здесь и далее опускаем)

$$\left(\frac{dS_*}{dz} \right)_{\text{конд}} = \frac{3S_* D\mu E_*'}{\omega r_*^2 \rho_* k NT'} \left[\left(f' \frac{E'}{E_*'} - 1 \right) - \frac{2\sigma_* \mu}{r_* \rho_* k NT'} \right], \quad (14)$$

где σ_* — поверхностное натяжение льда; ρ_* — плотность ледяного кристалла; n_* — число их в единице массы воздуха; E_*' — упругость насыщения пара над плоской поверхностью льда при температуре T' ; r_* — радиус кристалла.

Коагуляционное взаимодействие ледяных частиц с каплями протекает, в общем случае, в два этапа. Вначале, когда размер искусственно внесенных в облако кристаллов меньше, чем размер водяных капель, роль коагулирующей (собирающей) частицы играют капли, замерзающие при столкновении с кристаллом. Количественно этот процесс описывается уравнением, аналогичным (10). Когда ледяные частицы вырастут до размеров, превышающих размер капле, роль коагулирующей частицы играют кристаллы, увеличивающие свою массу за счет присоединения капель. Первый процесс начинает срабатывать, если радиус облачных капель превышает некоторое критическое для начала коагуляции значение, равное [10] ~ 20 мкм. Следовательно, для мелкокапельных облаков ($r \leq 20$ мкм) коагуляционное изменение

удельной ледности будет обусловлено лишь вторым процессом и может быть представлено как

$$\left(\frac{dS_*}{dz}\right)_{\text{коаг}} \Big|_{r_* > r} = 4\pi r_*^2 \rho_* n_* \left(\frac{dr_*}{dz}\right)_{\text{коаг}} \quad (15)$$

или, так как

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr_*}{dz}\right)_{\text{коаг}} &= \frac{[v(r_*) - v(r)]}{\omega} \frac{q E(r, r_*)}{4 \rho_*} = \\ &= \frac{[v(r_*) - v(r)]}{\omega} \frac{SMPE(r, r_*)}{4 \rho_* k NT'} \end{aligned} \quad (16)$$

то (знак $|_{r_* > r}$ опускаем)

$$\left(\frac{dS_*}{dz}\right)_{\text{коаг}} = \frac{[v(r_*) - v(r)]}{\omega} \frac{\pi r_*^2 n_* SMPE(r, r_*)}{k NT'} \quad (17)$$

Просуммировав уравнения (14) и (17), найдем исходное уравнение для расчета удельной ледности в струе

$$\begin{aligned} \frac{dS_*}{dz} &= \frac{3 S_* D_{\mu} E'_*}{\omega r_*^2 \rho_* k NT'} \left[\left(f' \frac{E'}{E'_*} - 1 \right) - \frac{2 \sigma_* \mu}{r_* \rho_* k NT'} \right] + \\ &+ \pi r_*^2 n_* \frac{SMPE(r, r_*) [v(r_*) - v(r)]}{\omega k NT'} \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение для расчета радиуса ледяных кристаллов можно найти, суммируя уравнения (13) и (16). Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dr_*}{dz} &= \frac{D_{\mu} E'_*}{\omega r_* \rho_* k NT'} \left[\left(f' \frac{E'}{E'_*} - 1 \right) - \frac{2 \sigma_* \mu}{r_* \rho_* k NT'} \right] + \\ &+ \frac{SMPE(r, r_*) [v(r_*) - v(r)]}{4 \omega \rho_* k NT'} \end{aligned} \quad (19)$$

Подставив формулы (6), (14) и (17) в соотношение (3), получим исходное уравнение для расчета температуры T' в облачной струе

$$\begin{aligned} -\frac{dT'}{dz} &= \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} + \frac{(T' - T)c}{R} \frac{T'}{T} - \left\{ \frac{L}{c_p} \frac{3SD_{\mu}E'}{\omega r_*^2 \rho k NT'} \left[(f' - 1) - \right. \right. \\ &- \left. \frac{2\sigma_{\mu}}{r_p k NT'} \right] + \frac{(L + L_*)}{c_p} \frac{3S_* D_{\mu} E'_*}{\omega r_*^2 \rho_* k NT'} \left[\left(f' \frac{E'}{E'_*} - 1 \right) - \right. \\ &- \left. \left. \frac{2\sigma_{\mu}}{r_* \rho_* k NT'} \right] + \frac{L_*}{c_p} \frac{[v(r_*) - v(r)] \pi r_*^2 n_* SMPE(r, r_*)}{\omega k NT'} \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

Чтобы замкнуть систему уравнений водного баланса, выведем соотношение для расчета относительной влажности воздуха в струе. Для этого напишем уравнение баланса парообразной влаги в облаке.

Изменение удельного влагосодержания $d(ma')$ происходит за счет бокового вовлечения в струю водяного пара вместе с окружающим воздухом (adm), а также в результате конденсационных процессов, уменьшающих влагосодержание на сумму конденсационных приращений удельной водности $m(dS)_{\text{конд}}$ и ледности $n(dS^*)_{\text{конд}}$. Тогда общее уравнение баланса парообразной влаги запишется в виде

$$d(ma') = adm - [m(dS)_{\text{конд}} + m(dS^*)_{\text{конд}}], \quad (21)$$

где a' , a — удельная влажность воздуха в струе и окружающей среде соответственно; m — секундная масса струи.

Дифференцируя уравнение (21) по dz , получаем

$$\frac{da'}{dz} + \frac{(a' - a)}{m} \frac{dm}{dz} + \left(\frac{dS}{dz}\right)_{\text{конд}} + \left(\frac{dS^*}{dz}\right)_{\text{конд}} = 0. \quad (22)$$

Так как

$$a' = \frac{\mu}{M} \frac{f' E'}{P}; \quad a = \frac{\mu}{M} \frac{f E}{P}, \quad (23)$$

где f — относительная влажность в окружающей среде; P — давление воздуха, то, продифференцировав a' по dz , будем иметь

$$\frac{da'}{dz} = \frac{\mu E'}{MP} \left[\frac{df'}{dz} - \frac{f'}{E'} \frac{dE'}{dT'} \left(-\frac{dT'}{dz} \right) - f' \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} \right]. \quad (24)$$

Подставив в формулу (24) уравнение Клаузиуса-Клапейрона — основное уравнение статики атмосферы, получим

$$\frac{da'}{dz} = \frac{\mu E'}{MP} \left[\frac{df'}{dz} - \frac{f' \mu L}{k NT'^2} \left(-\frac{dT'}{dz} \right) + \frac{Mg f'}{k NT} \right]. \quad (25)$$

В свою очередь относительное приращение секундной массы струе описывается известным выражением [5, 7]

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = \frac{c}{R} \frac{T'}{T}. \quad (26)$$

С учетом уравнений (6), (14), (23), (25) и (26) вместо (22) напишем

$$\begin{aligned} & \frac{3SD\mu E'}{\omega r^2 \rho k NT'} \left[(f' - 1) - \frac{2\sigma\mu}{r\rho k NT'} \right] + \\ & + \frac{3S_* D\mu E'_*}{\omega r_*^2 \rho_* k NT'_*} \left[\left(f' \frac{E'}{E'_*} - 1 \right) - \frac{2\sigma_*\mu}{r_*\rho_* k NT'_*} \right] + \frac{\mu E'}{MP} \left[\frac{df'}{dz} + \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{Mg f'}{k N T} - \frac{f' \nu L}{k N T'^2} \left(- \frac{dT'}{dz} \right) + \frac{c \left(f' - \frac{f E'}{E} \right) \frac{T'}{T}}{R} \Big] = 0. \quad (27)$$

Разрешив формулу (27) относительно df'/dz найдем исходное уравнение для расчета влажности воздуха в облачной струе

$$\begin{aligned} \frac{df'}{dz} = f' \left[\frac{\nu L}{k N T'^2} \left(- \frac{dT'}{dz} \right) - \frac{Mg}{k N T} - \frac{c}{R} \frac{T'}{T} \right] - \\ - \frac{3 D M P}{\omega k N T'} \left[\frac{S}{r^2 \rho} (f' - 1) + \frac{S_*}{r_*^2 \rho_*} \left(f' - \frac{E'}{E_*} \right) \right] + \\ + \frac{6 D \nu M P}{\omega (k N T')^2} \left(\frac{S \sigma}{r^3 \rho^2} + \frac{S_* \sigma_*}{r_*^3 \rho_*^2} \frac{E'}{E_*} \right) + \frac{f E'}{E} \frac{c}{R} \frac{T'}{T}. \quad (28) \end{aligned}$$

Полученная система восьми уравнений: (1), (2), (5), (11) (18)—(20) и (28) позволяет, при заданных начальных и граничных условиях, рассчитать основные процессы, протекающие в мелкокапельной облачной струе как до, так и после засева ее льдообразующими частицами. Следует заметить, однако, что расчет ведется лишь до уровня интенсивной естественной кристаллизации облака, положение которого может быть определено согласно [8]

В заключение выполним типовой расчет искусственной кристаллизации кучевого облака. Причем, в первом приближении рассмотрим, при заданных параметрах (ω , T') облака, лишь один чисто конденсационный, механизм кристаллизации. Влияние кристаллизационных процессов на макродинамику облака, а также же эффект вовлечения учитывать пока не будем.

На рис. 1 показан результат расчета вертикальных профилей капельно-жидкой водности q и размеров водяных капель и ледяных кристаллов в кристаллизующемся кучевом облаке. Здесь же для сравнения представлено распределение «адиабатической» водности q_a в «не засеянном», полностью переохлажденном облаке. Расчеты выполнены при следующих условиях: $\omega(z) = \text{const} =$

$= 10$ м/сек; $-\frac{dT'}{dz} = \text{const} = 6^\circ/\text{км}$; $r_0 = 10$ мкм; $n = 10^6$ г^{-1}
 $r_{*0} = 0,1$ мкм; $\rho_* = 0,92$ $\text{г}/\text{см}^3$. Предполагается, что ледяные частицы непрерывно вводятся в облако на уровне с температурой $T_* = -5^\circ\text{C}$ ($z_* = 5$ км), притом концентрация их от случая к случаю меняется.

Видно, что при заданных в примере условиях интенсивная искусственная кристаллизация облака за счет одного процесса: «переконденсации» возможна лишь при значениях концентрации ледяных частиц, равных 10^4 г^{-1} и более. При $n_* = 10^5$ г^{-1} (критические q_3 , r_3 , r_{*3}) процесс «пожирания» капель кристаллами идет настолько быстро, что облако нацело кристаллизуется в непосред-

ственной близости от уровня засева. В то же время концентрация $n_{*} = 10^3 \text{ z}^{-1}$ оказывается явно недостаточной, чтобы изменить существенным образом фазовое состояние облака.

Введение в расчет коагуляционных взаимодействий между кристаллами и каплями должно привести к значительному снижению концентрации ледяных частиц, обеспечивающей интенсивную кристаллизацию облака.

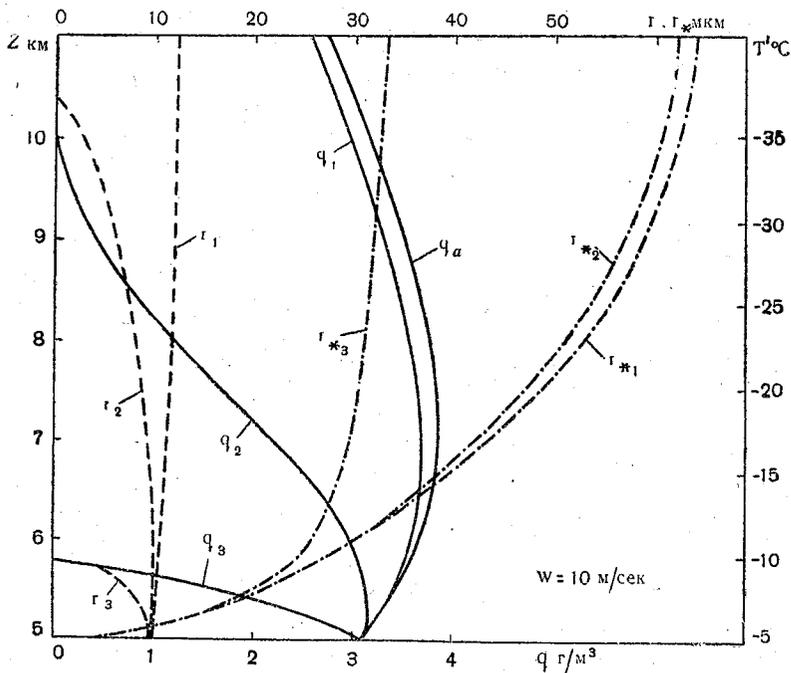


Рис. 1. Вертикальное распределение в кристаллизующемся путем «переконденсации» кучевом облаке капельно-жидкой водности q , радиуса водяных капель r и ледяных кристаллов r_* .

$n_{*} = 10^3 \text{ z}^{-1}$ (кривые q_1, r_1, r_{*1}); 10^1 z^{-1} (кривые q_2, r_2, r_{*2}); 10^0 z^{-1} (кривые q_3, r_3, r_{*3})

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Воробьев Б. М. Особенности вертикальной структуры радиоэхо градовых облаков, обусловленные кристаллизационными процессами. Изв. АН СССР, ФАО, т. IV, № 5, 1968.
2. Качурин Л. Г. и др. Некоторые вопросы фазовых переходов воды в атмосфере применительно к проблеме управления градовыми процессами. Труды ВГИ, вып. 14, 1969.
3. Розенберг В. И., Воробьев Б. М. Рассеяние и ослабление электромагнитных волн длиной 3,2 см неоднородным градом. Изв. АН СССР, ФАО, т. VII, № 6, 1971.

4. Browning K. A. The growth environment of hailstones. Meteorol. magazine, v. 96, № 1140, 1967.
5. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. См. настоящий сборник.
6. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Изд-во ЛГУ, 1965.
7. Squires P., Turner J. S. An entraining jet model for cumulonimbus updraughts. Tellus, v. 14, № 4, 1962.
8. Воробьев Б. М. К расчету замерзания капель в кучевых облаках. См. настоящий сборник.
9. Быкова Н. Д. Некоторые особенности искусственного просветления туманов с помощью реагентов, интенсифицирующих конденсационные процессы. См. настоящий сборник.
10. Chafirir V., Neiburger M. Collision efficiencies of two sphere falling in a viscous medium. Journ. Geophys. Res., v. 68, № 5, 1963.



*Л. И. Гашин (ЛГМИ),
А. В. Шарапов (Дальрыбвтуз)*

ОБ ОЦЕНКЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛЕДЕНЕНИЯ МОРСКИХ СУДОВ

Обледенение морских судов в значительной степени затрудняет работу промыслового флота, связанную с продолжительным пребыванием в суровых условиях дальневосточных и северных морей. Образование льда на палубных механизмах, антеннах радио и локаторов препятствует их нормальному использованию, а работа людей на палубе, покрытой льдом, становится опасной.

Обледенение малых судов сопровождается существенным увеличением нагрузки судна и повышением его центра тяжести. Это ведет к ухудшению, а в ряде случаев к полной потере устойчивости. Использование коллективных спасательных средств в период обледенения сильно затруднено, а подчас и невозможно из-за толстого ледяного панциря, покрывающего шлюпки, плоты и механизмы их спуска на воду. Известны случаи, когда причиной гибели команды рыболовных судов являлось обледенение спасательных средств.

Необходимыми условиями обледенения являются понижение температуры воздуха ниже точки замерзания воды и ее приток к обледеневающей поверхности. По характеру образования аэрозольного облака, наносимого ветром на судно, различают несколько видов явления [4, 7].

Обледенение в потоке морских брызг, образующихся при ударе волны о корпус судна. Нередко процесс забрызгивания сопровождается заливанием палуб судна забортной водой.

Обледенение в переохлажденном тумане. В адвективном тумане, водность которого с высотой растет, сильнее обледеневают верхние части судна — рангоут и такелаж. Это так называемый «черный гололед». При тумане парения водность с высотой резко падает и соответственно интенсивнее обледеневают корпус судна. Такое обледенение обычно называют «белым». Из этих двух видов наиболее опасен «черный гололед».

Обледенение в атмосферных осадках — в переохлажденном дожде или мокром снеге.

Наблюдались случаи обледенения, вызванные несколькими причинами одновременно. Наиболее опасным и часто встречающимся видом обледенения является обледенение в морских брызгах. Интенсивность и опасность его резко увеличивается в снежных зрядах.

В настоящее время наметились два направления в исследованиях по созданию мер и средств защиты судов от обледенения. Первое из них связано с изменением конструкций проектируемых судов с учетом возможного обледенения, поисками покрытий, обладающих малыми силами сцепления со льдом, разработкой механических, химических и тепловых средств борьбы с этим опасным явлением. Второе направление предполагает создание надежной методики прогнозирования обледенения и его интенсивности с учетом гидрометеорологических условий, режима плавания и конструкции судов.

На начальном этапе работы по созданию прогноза обледенения делались попытки найти связь между интенсивностью обледенения судна с каким-либо из гидрометеорологических параметров [3] или с комплексом таких параметров [4, 7]. Экспериментальные данные, которые использовались для построения таких связей, представляют собой результаты качественной оценки судоводителями обледенения судна в градациях «слабое», «сильное», «умеренное». Надежность таких данных существенно снижается тем обстоятельством, что в разных случаях одна и та же оценка может относиться как к скорости, так и к степени обледенения судна. Основная часть данных получена из наблюдений за обледенением малых рыболовных судов типа СРТ и РС, для которых это явление не только затрудняет работу, но и опасно при интенсивном нарастании льда. Таким образом, исследованные зависимости характерны только для судов указанного типа.

Авторы настоящей работы использовали, во-первых, результаты наблюдений за обледенением промысловых судов на дальневосточных морях. Были отобраны 1500 случаев, когда оценивалась только интенсивность нарастания льда на судах типа СРТ и РС. Ряд наблюдений сопровождался измерением толщины льда на различных поверхностях судна. Во-вторых, — результаты натурных исследований по обледенению, проведенных в 1967—1969 гг. на судах «Академик Бер», «Профессор Сомов», «Алаид», и результаты японских исследований [9]. В этих экспедициях получены количественные данные о скорости нарастания общей массы льда на судне типа СРТ в зависимости от гидрометеорологических условий и режима плавания. При анализе данных отобраны случаи, когда курсовой угол плавания относительно направления ветра и направления распространения волн находится в пределах 0—45° левого и правого бортов.

Перечисленный экспериментальный материал позволил выполнить оценку корреляционных связей интенсивности обледенения малых рыболовных судов с отдельными гидрометеорологическими

параметрами, комплексами таких параметров и разработанными к настоящему времени критериями, характеризующими скорость процесса обледенения.

На рис. 1 представлены графики, показывающие зависимость измеренных толщин льда, образовавшегося на палубе, от температуры воздуха, температуры воды, скорости ветра. Видно, что связь между коррелируемыми величинами отсутствует. Выше упоминалось, что известны попытки рекомендовать такие зависимости для прогнозов обледенения. Так, в работе [3] приводятся аналогичные графики, которые иллюстрируют достаточно высокую корреляцию. Резкое отличие в качестве связи на графиках в работе [3] и графиках рис. 1 настоящей работы обусловлено, по-видимому, различным подходом к методике отбора исходного экспериментального материала.

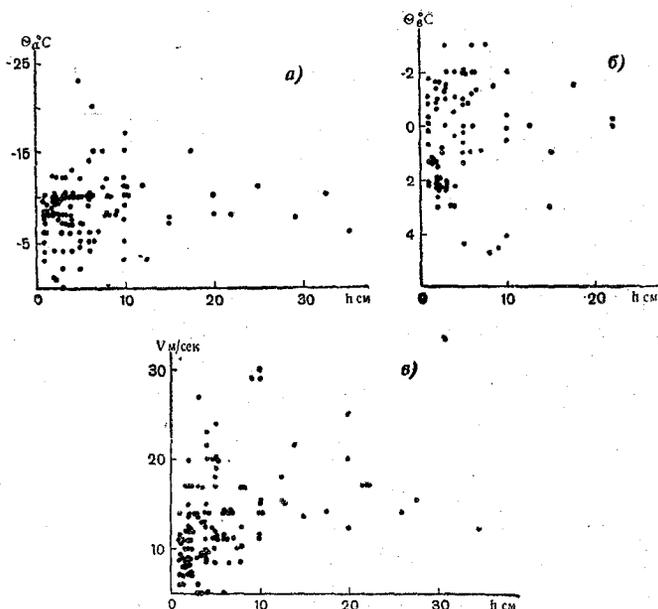


Рис. 1. Зависимость измеренных толщин льда на палубе промышленных судов типа СРТ от температуры воздуха (а), температуры воды (б) и скорости ветра (в).

Более определенный характер обнаруживает связь интенсивности обледенения с комплексом, объединяющим два или более гидрометеорологических параметра.

На рис. 2 нанесены условными значками данные наблюдений за обледенением в градациях «слабое», «умеренное», «сильное» в зависимости от температуры воздуха θ_a °C и скорости ветра V в баллах, измеренных в период обледенения данной интенсивности. Для построения графика использованы результаты 1500 наблю-

дений за 1967—1969 гг. На графике можно выделить три зоны. Зона I ограничена ординатами $V = 0$ баллов и $V = 5$ баллов и абсциссами $\Theta_a = 0^\circ\text{C}$ и $\Theta_a = -5^\circ\text{C}$. Зона II лежит за пределами ординаты $V = 5$ баллов при $V > 5$ баллов и ограничена абсциссами $\Theta_a = -5^\circ\text{C}$ и $\Theta_a = -10^\circ\text{C}$. Зона III лежит за пределами ординаты $V = 5$ баллов при $V > 5$ баллов и за пределами абсциссы $\Theta_a = -10^\circ\text{C}$ при $\Theta_a < -10^\circ\text{C}$.

Зона I содержит 948 случаев. Из них 98,3% слабого, 1,6% умеренного и 0,1% сильного обледенения. Зона II содержит 321 случай. Из них 68,5% умеренного, 24,0% сильного и 7,5% слабого обледенения. В зоне III—201 случай обледенения. Из них 93% сильного, 6,5% умеренного и около 0,5% слабого обледенения.

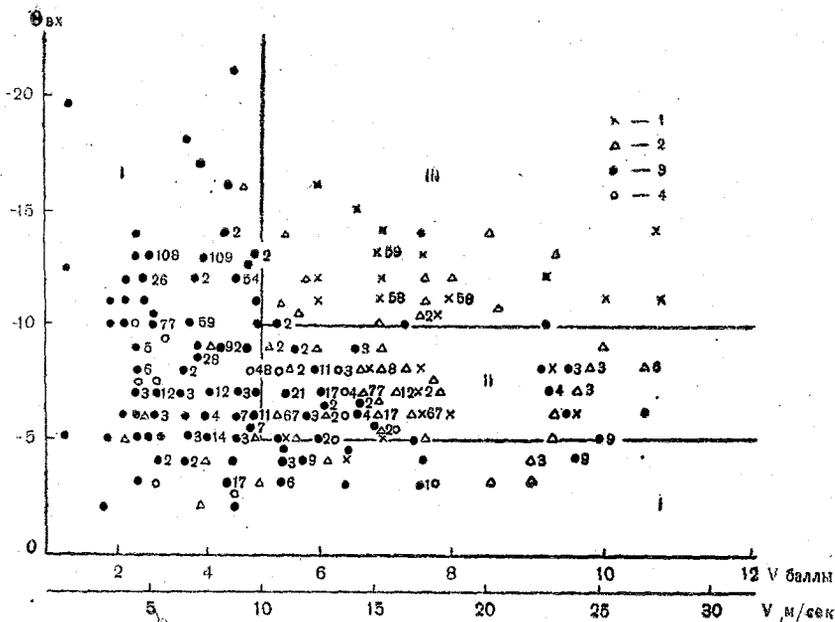


Рис. 2. Зависимость интенсивности обледенения от температуры воздуха и скорости ветра.

1—сильное; 2—умеренное; 3—слабое; 4—без обледенения. Цифры у точек обозначают число случаев, объединяемых одной точкой I—III-зоны.

Рис. 2. показывает, что при силе ветра до 5 баллов и во всем диапазоне наблюдаемых температур воздуха, а также во всем диапазоне скоростей ветра, но при температуре воздуха выше -5°C наиболее вероятным является обледенение слабой интенсивности или отсутствие этого явления. При ветре более 5 баллов и при температуре воздуха ниже -10°C наиболее вероятным является обледенение сильной интенсивности. При ветре более 5 баллов в диапазоне температур воздуха $(-5^\circ) - (-10^\circ\text{C})$ наиболее вероятно умеренное обледенение.

Результаты, полученные в специальных натуральных исследованиях по обледенению судов типа СРТ, позволили оценить количественные градации интенсивности, характерные для сочетаний скоростей ветра и температуры воздуха в зонах I, II, III на рис. 2, в тоннах льда, нарастающего на судне за единицу времени. Так, для условий зоны I, где слабая интенсивность обледенения преобладает, скорость нарастания льда может быть принята 0—1,5 т/час. Для зоны III, т. е. для сильного обледенения, эта скорость более 3,5 т/час. В условиях зоны II — для умеренного обледенения — скорость нарастания льда на судне — 1,5—3 т/час.

Очевидно, что характер процесса нарастания льда определяется всем комплексом факторов — температурой воздуха, температурой воды, скоростью и направлением ветра, высотой волн, направлением и скоростью их распространения относительно судна, размерами, геометрией и высотой над уровнем моря обледеневающих объектов. Степень влияния каждого из параметров на интенсивность обледенения различна и оценка ее может быть выполнена лишь на основе расчета физической модели процесса.

Такой расчет обледенения объектов в потоке аэрозоля выполнен в работе [5]. Он позволил оценить вклад различных параметров и рассчитать скорость нарастания льда на различных частях судна с учетом их размеров и геометрии, скорости, температуры и водности потока, обтекающего обледеневающие поверхности, теплофизических свойств воды и объектов. К настоящему времени еще недостаточно изучены факторы, определяющие интенсивность забрызгивания судна, в том числе зависимость величин водности брызгового облака от гидрометеорологических условий, режима плавания и конструкции судна. Кроме того, не исследована теплоотдача с поверхности различных частей и объектов на судне в воздушный поток. Это заставило при практическом применении развитой теории загрузить схему расчета, приняв водность постоянной и решая задачу применительно к обледенению объектов простых форм, для которых известны методы расчета коэффициента теплоотдачи. Приближенное решение позволило найти критерий H , который может быть использован для оценки максимальной скорости нарастания льда на судах типа СРТ при обледенении в потоке брызг:

$$H = \frac{1,1 \cdot 10^4 \frac{\lambda V}{\nu} \frac{Nu}{Re} (T_{\phi} - \Theta_a)}{3\rho_{\lambda} L - \rho_{\nu} c_p [(T_{\phi} - \Theta_a) - 2(\Theta_{\nu} - T_{\phi})]}, \quad (1)$$

где Θ_a , Θ_{ν} и T_{ϕ} — соответственно температура воздуха, температура воды и температура равновесия твердой и жидкой фаз; Nu — число Нуссельта для обледеневающего объекта; Re — число Рейнольдса для обледеневающего объекта; λ и ν — теплопроводность и кинематическая вязкость воздуха; V — скорость потока;

$\rho_{\text{л}}$ и $\rho_{\text{в}}$ — плотность льда и воды соответственно; L — скрытая теплота плавления льда; c_p — теплоемкость воды.

На рис. 3 приведена связь между скоростью нарастания общего количества льда на судне в $t/\text{час}$ и величиной теоретического критерия H , расчет которого выполнялся по величинам метеозаписей, измеренных в период обледенения данной интенсивности.

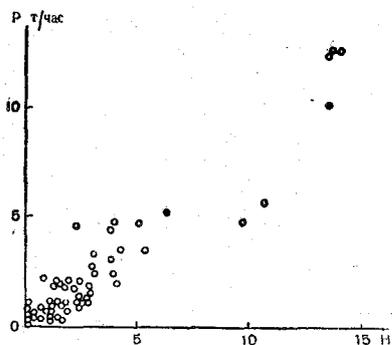


Рис. 3. Связь между интенсивностью обледенения и теоретическим критерием H .

Удовлетворительная связь коррелируемых величин позволяет использовать полученную зависимость для расчетов интенсивности обледенения судов типа СРТ по величинам основных гидрометеорологических параметров, прогнозируемых или измеренных непосредственно на судне.

На рис. 4 показано распределение числа случаев обледенения разной интенсивности в зависимости от величины H . Видно, что обледенение слабой и сильной интенсивности однозначно определяется величиной H . Случаи обледенения умеренной и слабой интенсивности наблюдаются в одном и том же диапазоне H и не могут быть надежно разделены по величине критерия.

Анализ соотношения основных параметров в формуле (1) позволил подобрать комплексный критерий

$$N = V_{\text{к}} (|\Theta_{\text{а}} + \Theta_{\text{в}}|),$$

где $V_{\text{к}}$ — курсовая скорость ветра в баллах.

Расчет этого критерия существенно упрощается по сравнению с формулой (1) и в то же время характер связи с интенсивностью обледенения сохраняется прежний.

Можно грубо оценить зависимости обоих критериев от отдельных параметров. Для этого достаточно рассчитать величины

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Theta_{\text{а}}} \text{ и } \frac{1}{H} \frac{dH}{d\Theta_{\text{а}}}; \quad \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Theta_{\text{в}}} \text{ и } \frac{1}{H} \frac{dH}{d\Theta_{\text{в}}}; \quad \frac{1}{N} \frac{dN}{dV} \text{ и } \frac{1}{H} \frac{dH}{dV}$$

для различных значений H и N во всем интервале их изменения. Расчет показал, что средние значения этих величин равны соответственно 0,08 и 0,12; $-0,10$ и $-0,03$; 0,14 и 0,11. На рис. 5 показаны зависимости критериев H и N от параметров $\Theta_{\text{а}}$, $\Theta_{\text{в}}$, V . Различие зависимостей критериев N и H от $\Theta_{\text{а}}$ и V невелико. Несколько больше разница в изменении N и H за счет $\Theta_{\text{в}}$. Однако, принимая во внимание небольшие амплитуды колебаний $\Theta_{\text{в}}$ по сравнению с $\Theta_{\text{а}}$ и V , в первом приближении можно считать величины H и N пропорциональными.

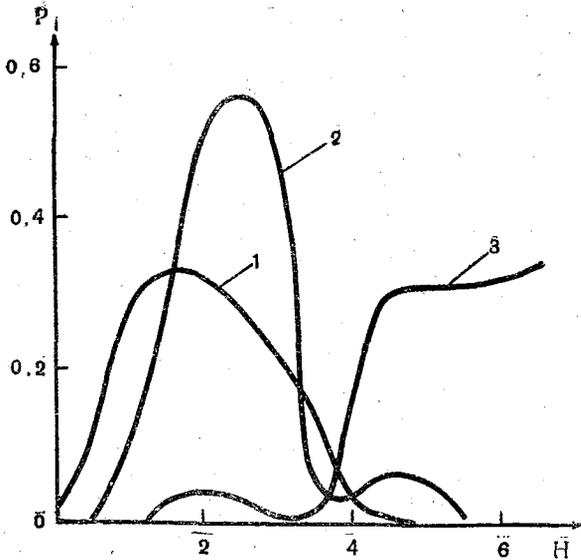


Рис. 4. Распределение числа случаев обледенения различной интенсивности в зависимости от величины критерия H .

1—слабое; 2—умеренное; 3—сильное обледенение

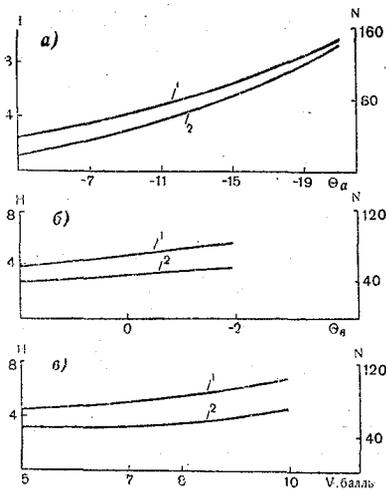


Рис. 5. Зависимость критериев N (кривые 1) и H (кривые 2) от температуры воздуха (а), температуры воды (б) и скорости ветра (в).

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности нарастания общего веса льда на судне типа СРТ от величины критерия N . Очевидно, что рис. 3 и 6 идентичны.

Для практических расчетов интенсивности обледенения судна в пределах той точности, которая обеспечивается данными натурального эксперимента, отобранными для построения рис. 3 и 6, при ветре не менее 5 баллов рационально использовать величину N в качестве критерия интенсивности обледенения.

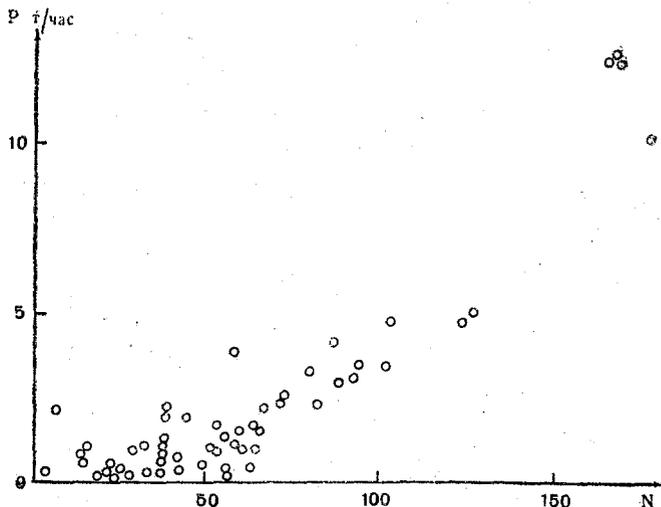


Рис. 6. Связь между интенсивностью обледенения и критерием N .

На рис. 7 показано распределение числа случаев обледенения различной интенсивности в зависимости от величины N . Видно, что характер кривых распределения на рис. 7 и 4 один и тот же.

Выше были приведены примеры использования для прогнозирования обледенения экспериментально подобранных комплексов гидрометеорологических параметров, а также критериев, которые хотя и получены из расчета физической модели процесса, учитывающей всю совокупность гидрометеорологических и теплофизических факторов, но в значительной степени закругленных при практических расчетах [6].

Такие попытки успешны на определенном этапе исследований, когда речь идет о прогнозе максимальной интенсивности обледенения определенного типа судов при малых курсовых углах плавания относительно направления распространения волн. При этом оценивается общее количество льда, растущего на судне. Точность такого прогноза полностью определяется качеством экспериментальных данных, использованных для построения корреляционных связей. Наиболее надежными являются данные, полученные в спе-

циальных натуральных исследованиях, где измерялась скорость нарастания льда. Однако количество их невелико, особенно для случаев тяжелого обледенения.

Результаты наблюдений, полученные судоводителями, менее надежны и носят качественный характер. Возможность точного расчета интенсивности нарастания как общего количества льда на судне, так и обледенения отдельных его частей может дать использование теории обледенения [2, 5]. Но для этого необходимо знание величины теплоотдачи с различных поверхностей судна в воздух и закономерностей, определяющих интенсивность забрызгивания судна. Исследование этих процессов является задачей, решение которой позволит в значительной степени улучшить качество прогноза обледенения судов в море.

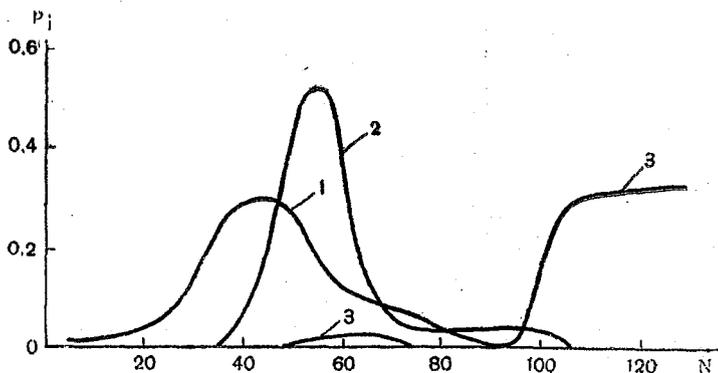


Рис. 7. Распределение числа случаев обледенения различной интенсивности в зависимости от величины N .
1—слабое; 2—умеренное; 3—сильное обледенение

Результаты исследований, изложенные в статье, докладывались на межведомственном семинаре в г. Калининграде в мае 1969 г. Впоследствии часть этих результатов опубликована в работе [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Беренбейм Д. Я. Гидрометеорологические условия обледенения судов. Труды ААНИИ «Гидрометеорологические условия обледенения». Л., 1969.
2. Борисенков Е. П. О физическом обосновании гидрометеорологических комплексов, обуславливающих обледенение судов. Труды ААНИИ «Гидрометеорологические условия обледенения». Л., 1969.
3. Буянов Н. Ф. О критериях устойчивости комплекса при обледенении судов в море. Труды ААНИИ «Гидрометеорологические условия обледенения». Л., 1969.
4. Васильева Г. В. Гидрометеорологические условия, способствующие обледенению судов. Рыбное хозяйство, № 12, 1966.

5. Качурин Л. Г., Гашин Л. И. Расчет обледенения объектов в потоке переохлажденного аэрозоля применительно к задаче об обледенении судов. Труды ААНИИ «Гидрометеорологические условия обледенения». Л., 1969.
6. Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Борисенков Е. П., Панов В. В. Временные указания по предупреждению возможности обледенения судов. Расчетный метод оценки интенсивности обледенения. Изд. ГМЦ, М., 1969.
7. Никифоров М. И. Обледенение траулеров. Калининград, 1966.
8. Шехтман А. Н. Гидрометеорологические комплексы для расчетов обледенения судов на вычислительных машинах. Труды НИИАК, вып. 45, М., 1967.
9. Studies on Ice Accumulation on Ships. IMCO, PFY/101, 1967 (представлено Японией).
10. Тюрин А. П. Судоводителю об обледенении промысловых судов. М., 1970.



*М. А. Герман (ЛГМИ),
К. Г. Хацкевич (ЛенЗНИИЭП)*

**К ИССЛЕДОВАНИЮ ДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
НА РАДИАЛЬНО-ВАНТОВОЕ ПОКРЫТИЕ
ДВОРЦА СПОРТА «ЮБИЛЕЙНЫЙ»**

Использование пространственных висячих покрытий при проектировании различных строительных сооружений выдвинуло проблему, связанную с учетом динамического воздействия атмосферной турбулентности.

Особенностью пространственных висячих покрытий, имеющих площадь десятки квадратных метров, является возникновение над поверхностью покрытия вихрей, характерных как для области «пристеночной» турбулентности, так и для спутной струи за плохообтекаемым телом. Совместное рассмотрение этих двух явлений, создающих поток с поперечным сдвигом, позволит в какой-то степени охарактеризовать динамические нагрузки на висячие системы того или иного сооружения.

Естественно, что указанные выше обстоятельства вызывают определенный интерес к экспериментальным исследованиям, тем более, что в настоящее время имеется необходимая аппаратура, которая позволяет производить измерения с последующей обработкой полученных данных на электронно-вычислительных машинах.

На первый взгляд, наиболее простым методом решения задачи является исследование аэроупругой конструкции в аэродинамической трубе путем моделирования атмосферной турбулентности. Однако такой подход к решению проблемы осложняется широким спектром масштабов турбулентности в приземном слое атмосферы. Кроме этого, в аэродинамической трубе чрезвычайно трудно создать градиент вертикальной компоненты скорости ветра, и полученные результаты можно отнести лишь для случая нейтральной стратификации. Немаловажным является и то обстоятельство, что стенки аэродинамической трубы оказывают существенное влияние на формирование воздушного потока над плохообтекаемым телом.

С другой стороны, технически весьма трудно создать аэроупругую модель всячего покрытия. Например, с целью моделирования мембраны покрытия строящейся в Ленинграде «Большой спортивной арены» (диаметр 160 м, толщина 6,0 мм) потребовалась бы сталь толщиной 0,01—0,02 мм.

Поэтому было решено, что изучение влияния атмосферной турбулентности на динамическую устойчивость гибких висячих систем целесообразно проводить на натурном объекте. В сентябре—октябре 1969 г. кафедрой экспериментальной физики атмосферы ЛГМИ (ЭФА) в творческом содружестве с лабораторией испытаний и исследований конструкций, зданий и сооружений ЛенЗНИИЭПа были начаты натурные исследования на дворце спорта «Юбилейный» в Ленинграде.

Основная цель эксперимента — исследование динамического воздействия атмосферной турбулентности на колебания радиально-вантового покрытия дворца спорта «Юбилейный» путем синхронной записи флуктуаций горизонтальной компоненты скорости воздушного потока и колебаний отдельных точек покрытия при различных термодинамических условиях. Задачи, которые были сформулированы при этом, сводились к следующему:

1. Исследование интенсивности форм турбулентных образований, формирующихся над зданием. Определение деформации вихрей по данным расчета коэффициентов асимметрии и эксцесса.

2. Расчет автокорреляционных функций горизонтальной компоненты скорости ветра и определение по этим функциям интегральных масштабов турбулентности для различных условий над покрытием.

3. Определение автокорреляционных функций колебаний покрытий для фиксированных точек, использование их с целью нахождения интегральных масштабов коррелирования и характерных частот колебаний покрытия.

4. Спектральный анализ энергии пульсаций воздушного потока и колебаний радиально-вантового покрытия.

Конструкция покрытия дворца спорта «Юбилейный» представляет собой систему 48 вантовых ферм, соединенных в центре металлическим барабаном и крепящихся с наружного края к железобетонным колоннам. Фермы состоят из двух тросов (вант): несущего (нижнего) и стабилизирующего (верхнего). Ванты в пролете соединены несжимаемыми распорками через 4 м. Кровля в виде утеплителя, металлических листов толщиной 2 мм и слоя изоляции крепится к узлам ферм с помощью специальных столиков. Диаметр здания 96 м, высота 21,1 м, общий вес покрытия около 600 т.

Для получения пульсационных характеристик ветра был использован малоинерционный искровой анемометр, разработанный сотрудником кафедры ЭФА Е. В. Зарубиным [6]. Датчик прибора крепился к передвижной мачте на высотах 0,3; 2,0; 4,0; 7,0; 9,0; 11,0 и 13,5 м над поверхностью покрытия Дворца спорта. В зависи-

мости от направления воздушного потока мачта устанавливалась в точках А, Б, В, Г, Д, Е, Ж и К (рис. 1).

Колебания вантовых ферм фиксировались динамическими прогибомерами, разработанными одним из авторов статьи [11]. Приборы устанавливались в линию (по диаметру) в количестве 12 шт. в узлах вантовых ферм как вдоль, так и поперек ветровому потоку (рис. 1). Выбор линии установки датчиков определялся направлением воздушного потока и необходимостью получить данные перемещений практически всех точек покрытия. Синхронная

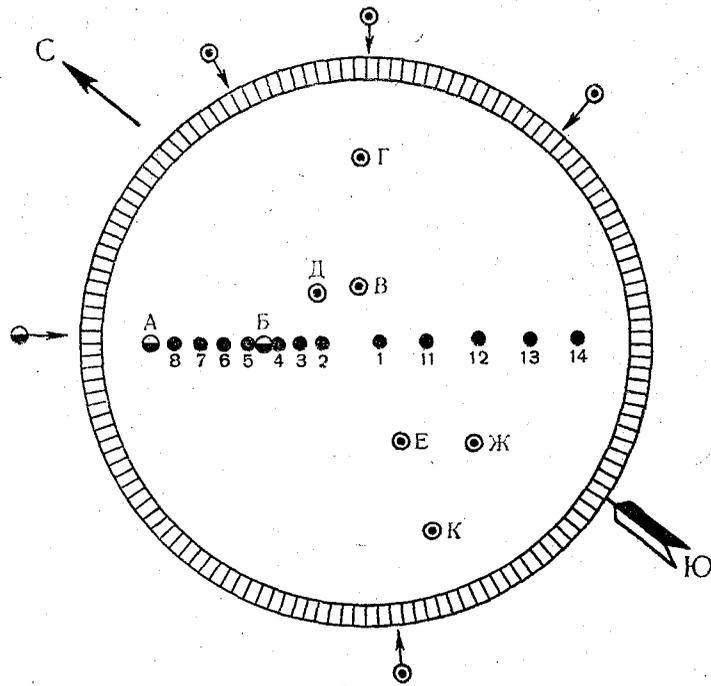


Рис. 1. Схема установки приборов над радиально-вантовым покрытием дворца спорта «Юбилейный». Буквенными индексами указаны места установки мачты с искровым анемометром; цифровыми — датчики, фиксирующие колебания покрытия; стрелками — господствующие направления ветра

запись пульсаций ветра и колебаний покрытия производилась осциллографом Н-700 со скоростью протяжки 10 мм/сек. Таким образом, одновременно с помощью осциллографа регистрировались флуктуации ветра в одной точке (на фиксированной высоте) и перемещения вантового покрытия в шести точках. Направление ветра определялось серийной установкой М-47. Исходные данные для нахождения термодинамических условий исследования записывались специальной автоматической градиентной установкой. Обработка полученной информации производилась по специаль-

ной программе вычислений. С этой целью была составлена и отлажена программа вычислений на электронно-вычислительной машине М-20. Исходными данными служили дискретные значения (ординаты) той или иной физической величины, которые были получены в результате апертурного квантования непрерывного электрического сигнала датчика по времени. Используя теорему В. А. Котельникова [7], была определена величина апертурного интервала по времени для конкретного исследования $\tau_0 = 0,2$ сек. Выбор апертурного интервала определил диапазон достоверного спектрального анализа с необходимой статистической обеспеченностью нижней и верхней границ спектральной функции. В данном исследовании этот диапазон определен в пределах от 0,04 до 2,5 гц. Скорость протяжки ленты осциллографа и время осреднения реализации определялось с учетом критерия, предложенного Р. Б. Блекманом и Т. В. Тьюки [12]. При этом в каждом определенном случае учитывалась средняя скорость воздушного потока.

Для машинной обработки и анализа структуры воздушного потока и колебаний ферм вантового покрытия были использованы 220 реализаций записей с различным интервалом осреднения (в зависимости от стратификации приземного слоя атмосферы). Схема обработки исходных данных натурного эксперимента предусматривала получение ряда статистических характеристик и величин спектрального анализа.

Учитывая большой объем и сложность обработки данных, полученных во время натурного эксперимента, в работе рассматриваются лишь предварительные результаты исследования.

Рассмотрим числовые характеристики законов распределения — статистические моменты для горизонтальной компоненты воздушного потока на различных уровнях над покрытием Дворца спорта. Для оценки закона распределения вычислялись центральные моменты второго μ_2 , третьего μ_3 и четвертого μ_4 порядков.

Анализ дисперсий скорости ветра свидетельствует о сложной структуре воздушного потока. Учитывая то, что эта величина существенно зависит от термической стратификации в слое исследования, характера подстилающей поверхности, а в нашем случае еще от локальных условий эксперимента, так как аэродинамика воздушного потока в зависимости от направления ветра неоднородна, была предпринята попытка систематизировать данные в зависимости от перечисленных факторов. В результате систематизации можно выделить несколько характерных для данных условий вертикальных профилей величины μ_2 .

Так, в случае, когда воздушный поток имеет направление юго-западной четверти, со средними скоростями, не превышающими 5—8 м/сек, величина дисперсии горизонтальной компоненты скорости ветра имеет тенденцию постепенного уменьшения с высотой над покрытием. При усилении ветра на высоте 7,0 и 13,5 м могут наблюдаться отдельные максимумы μ_2 . При ветрах северной четверти очень часто наблюдается минимум на высоте около 7,5 м,

причем такой вертикальный профиль характерен в этом случае для точек В, Д, Е и Ж. Однако общая тенденция почти для всех стоянок — уменьшение дисперсии с высотой над поверхностью покрытия — позволяет считать этот вертикальный профиль наиболее характерным. При воздушных потоках северо-восточной четверти отмечается неоднородность в вертикальном распределении μ_2 .

Центральный момент третьего порядка μ_3 позволил определить коэффициент асимметрии A , характеризующий несимметричность распределения случайной величины горизонтальной пульсации воздушного потока относительно ее среднего значения. По данным расчета, коэффициент A изменяется в относительно широком диапазоне 0,05—0,30. Небольшое количество обработанных данных не позволяет пока сделать вывод о переносе интенсивности рассматриваемой компоненты самой этой компонентой. В настоящее время данные по величине A для приземного слоя малочисленны, можно указать на единичные измерения, полученные для приземного слоя при неустойчивой стратификации А. С. Гурвичем [3], Э. Л. Диконом [13] и др. По данным этих авторов, величина A имеет значения 0,2—0,8. Для пограничного слоя, по данным измерений В. Н. Иванова [4], для неустойчивой стратификации величина A существенно больше (до 0,5—1,5), чем в приземном слое.

Отметим, что вертикальные профили величины A систематизировать по данным эксперимента не удается, хотя для большинства приземных характерен рост до уровня порядка 1,5—2,5, затем сохранение постоянства величины A с высотой.

Коэффициент эксцесса K , который вычислялся по данным центрального момента μ_4 , с высотой практически оставался постоянным, имел отрицательную величину, изменяясь в пределах от 2,918 до 3,126. В отдельных случаях вертикальные профили величины K имеют тенденцию роста, однако определенных зависимостей от стратификации приземного слоя атмосферы проследить не удается.

Таким образом, анализ центральных моментов свидетельствует о сложном процессе вихреобразования над покрытием дворца порта «Юбилейный», причем сами вихри имеют достаточно неоднородную структуру, что подтверждается вертикальными профилями проанализированных величин μ_2 , μ_3 , μ_4 .

Самостоятельный интерес представляет анализ дисперсий колебаний вантовых ферм покрытия. Данные расчета свидетельствуют о волновом характере возмущенных поперечных колебаний по вертикали покрытия как единого целого. Амплитуды этих колебаний невелики, однако они зависят от направления и скорости воздушного потока.

Большое значение для измерения структуры воздушного потока имеют спектральные характеристики горизонтальной компоненты скорости ветра и вертикальных колебаний вантового покрытия. Учитывая важность определения спектральной плотности при

выполнении данного исследования, остановимся подробнее на схеме вычисления этой величины.

Наиболее оптимальным путем определения спектральной плотности по экспериментальным данным является определение, основанное на предварительном вычислении корреляционной функции процесса. Однако получение низкочастотных спектральных компонент в этом случае связано с определенными трудностями. В основном они характеризуются тем, что абсолютная величина случайной ошибки в определении корреляционной функции приблизительно одинакова для всех значений сдвигов, а относительная ошибка существенно возрастает по мере увеличения сдвига так как амплитуда корреляционной функции при этом падает. Следует отметить, что именно при больших сдвигах корреляционная функция содержит информацию о низкочастотных составляющих спектра. В таких случаях при вычислении спектральной плотности вводят так называемый фильтр пропускания полос, т. е. такой математический фильтр, который позволяет отфильтровать высокочастотные составляющие спектра, повысить удельный вес низкочастотных компонент в общей энергии (соответственно амплитуду корреляционной функции при больших сдвигах).

Фильтрацию случайного процесса можно производить сглаживанием, путем введения в расчеты весовых функций. Простейшим статистическим фильтром является скользящая средняя с равными весами, которая рассчитывается путем суммирования n последовательных величин временного ряда и делением полученной суммы на n , т. е. все веса фильтрации одинаковы и равны $1/n$.

Если рассматривать интервал длиной T , то в данном случае скользящая средняя будет представлять собой результат осреднения высокочастотной компоненты, а низкочастотная компонента останется без изменений. Однако такой подход к фильтрации для решения ряда задач неприемлем.

При выборе весовой функции можно воспользоваться тем, что корреляционная функция является преобразованием Фурье от спектральной плотности. Производя усечения корреляционной функции и выполняя расчет по этой усеченной функции, можно заметить, что из полученного преобразования по сравнению с истинным значением спектральной плотности также исчезнут высшие гармоники.

К выбору весовой функции надо подходить осторожно. Весовая функция

$$P^2(\omega) = \frac{\sin^2 \omega t}{\omega^2 \pi} \quad (1)$$

может принимать как положительные, так и отрицательные значения, поэтому в результате расчета можно получить отрицательную оценку спектральной плотности, что является существенным

недостатком этой функции. В этом отношении выгоднее использовать весовую функцию

$$P^2(\omega) = \frac{\sin^2 \frac{\omega t}{2}}{\pi t \omega^2}, \quad (2)$$

которая является неотрицательной. Однако введение дополнительного члена несколько замедляет сходимость оценки спектральной плотности при $T \rightarrow \infty$.

Исследования показывают, что спектральная плотность во многом определяется видом весовой функции. Выполненные сравнительные расчеты [1] показали, что наиболее целесообразно в конкретных расчетах численное интегрирование выражения спектральной плотности производить методом Филона [10] с учетом весовой функции, предложенной Р. В. Хеммингом,

$$P(\tau) = \begin{cases} \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \left\{ 0,54 + 0,46 \cos \frac{\pi\tau}{\tau_{\max}} \right\} & |\tau| \leq \tau_{\max} \\ 0 & |\tau| > \tau_{\max}, \end{cases} \quad (3)$$

где τ_{\max} — максимальный сдвиг по времени; T — длина интервала реализации по времени; $\tau = t_i - t_{i+1}$; t_i — текущее время.

С учетом этих соображений определена схема расчета спектральной плотности.

Для всех точек стоянок мачты (рис. 1) произведен расчет спектральной плотности. Получение устойчивых кривых распределения энергии по высоте обеспечивалось предварительным усреднением автокорреляционных функций отдельных реализаций на неопределенной высоте, а затем расчетом по усредненной функции спектральной плотности. Рассмотрим спектры кривых $\hat{S}(\Omega)$ на примере измерений в точке А. В этой точке кривые спектральных плотностей продольной компоненты скорости воздушного потока, рассчитанные для различных уровней, хорошо аппроксимируются прямой линией. В области высоких частот все спектральные функции имеют степенную зависимость от пространственной частоты Ω с показателем степени, близким к $-5/3$ — значению, являющемуся следствием «закона 2/3» Колмогорова-Обухова.

На низкочастотном участке спектры имеют излом кривых с ясно выраженным максимумом для отдельных высот, например на высоте 13 м.

Наибольший интерес имеют представленные на рис. 2 кривые спектральных функций вида $fS(f)$. В этом случае почти на всех высотах исследования наблюдается отчетливо выраженный максимум, лежащий в диапазоне частот 0,50—0,75 рад/сек (0,08—0,12 гц).

Известно, что площадь, ограниченная кривой спектральной плотности, в таких координатах пропорциональна «энергии». Наличие отчетливо выраженного максимума свидетельствует о том, что основная часть «энергии» при данной стратификации приземного слоя сосредоточена в сравнительно узком диапазоне частот $\frac{\Delta f}{f} \sim 0,3-0,5$ со средней частотой $0,62 \text{ рад/сек}$. Пространственные масштабы, соответствующие этой частоте, согласно оценке, составляют $30-60 \text{ м}$. Исключением в этом случае являются данные для уровня 7 м . Следует отметить, что кривая спектральной плотности для этой высоты (рис. 2) не достигает максимума в исследованном диапазоне частот. По-видимому, можно предположить, что максимум кривой $fS(f)$ наблюдается в более низком диапазоне. Однако в нашем конкретном случае частоту максимума $fS(f)$ установить не удалось.

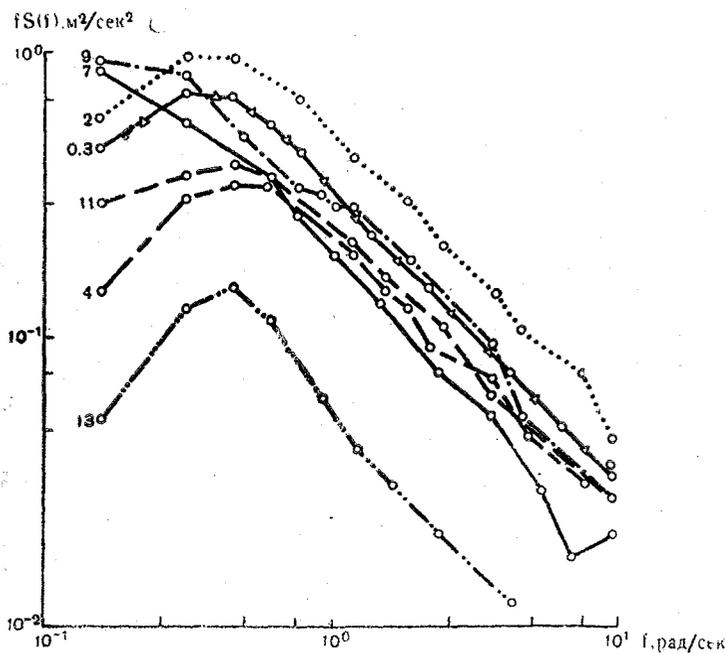


Рис. 2. Спектральные плотности пульсации продольной компоненты воздушного потока $fS(f)$ для различных уровней над покрытием в точке А.

Представляет интерес вертикальное распределение «энергии» для определенных частот (масштабов возмущений). На рис. 3 по оси абсцисс отложены масштабы турбулентности, отнесенные к средней скорости $6,4 \text{ м/сек}$. На перпендикулярах, восстановленных на оси абсцисс, соответствующих частотам $0,25; 0,50; 0,75;$

1,0; 3,0; 5,0 рад/сек, отложены в определенном масштабе величины $fS(f)$ для различных высот. Для большинства частот наблюдается сложное вертикальное распределение энергии с двумя отчетливо выраженными максимумами на высоте 2 м. Это обстоятельство, возможно, объясняется особенностью формирования турбулентных вихрей над радиально-вантовым покрытием у наветренной кромки.

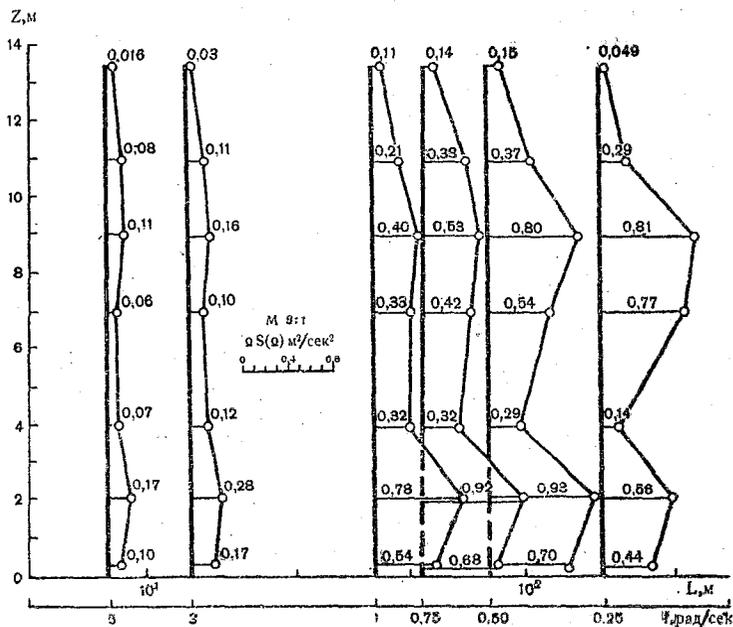


Рис. 3. Вертикальное распределение интегральных масштабов турбулентности в точке А.

Таким образом, выполненный анализ спектров указывает на существенную зависимость «энергии» от направления воздушного потока, обтекающего дворец спорта «Юбилейный». Вместе с этим данные расчета $S(\Omega)$ свидетельствуют о неоднородности структуры потока и формировании над радиально-вантовым покрытием турбулентных вихрей различных масштабов.

Большой интерес представляет сравнение интегральных масштабов турбулентности в фиксированной точке на различных уровнях от покрытия. В качестве характерного примера рассмотрим данные для случая, когда измерения проводились в точке А при направлении ветра юго-западной четверти (рис. 4). Эта точка имеет ряд особенностей, предусмотренных методикой эксперимента. Согласно теоретическим исследованиям, в основу которых положен метод комфортных отображений здания на плоскости

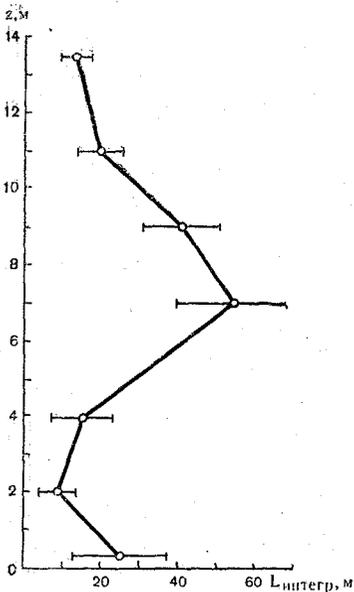
с разрезом вдоль действительной оси, вихрь, возникающий с наветренного края, должен располагаться в секторе под углом в $45-60^\circ$, рассчитываемого для данного типа покрытия от крайней точки. Такой вихрь должен иметь форму эллипса с малой полуосью, равной $0,3-0,4$ высоты здания [2]. Естественно, эта величина в каждом отдельном случае является функцией термической стратификации исследуемого слоя. В конкретном примере она находится в пределах $12-16$ м.

С учетом этих соображений мачта была установлена на расстоянии 6 м от наветренного края покрытия. Таким образом, на высоте $13-15$ м в точке А можно было получить параметры турбулентного вихря, характеризующие невозмущенный турбулентный поток, который должен резко отличаться от потока, состоящего из вихрей, вызванных аэродинамикой здания.

Из рис. 4 видно, что с увеличением высоты над покрытием величина интегрального масштаба турбулентности уменьшается, достигает глубокого минимума для $3-4$ м, вновь растет до $7-9$ м, а затем опять уменьшается.

Кривые спектральной плотности колебаний различных фиксированных точек покрытия Дворца спорта (рис. 5) представляют распределение квадрата амплитуды отклонения покрытия от некоторого среднего положения в отличие от энергетической кривой.

Рис. 4. Вертикальное распределение «энергии» для дисперсных масштабов атмосферной турбулентности в точке А.



приведенной для уровня 9 м точки А. Сравнение этих кривых позволяет отметить некоторые важные, на наш взгляд, особенности распределения энергии колебаний конструкции вантового покрытия.

Во-первых, по мере удаления от наветренной кромки дворца спорта отмечается резкое ослабление «энергии» возмущенных колебаний. Так «энергия» (площадь под кривой) точки б по своей величине примерно на порядок меньше, чем эта же величина в точке в, а «энергия», измеренная в точке 4, уже на два порядка меньше, чем для точки в. Этот факт свидетельствует о постепенном ослаблении возмущенных колебаний ферм покрытия по мере удаления от наветренной кромки здания. При рассмотрении колебаний отдельных точек от центра к подветренной кромке покрытия (имеется в виду линия вдоль направления воздушного потока)

амплитуды колебаний постепенно начинают возрастать, достигая своего максимума у точки 14 (см. рис. 1), однако его величина меньше, чем у точки 8 (с наветренного края). Такая схема распределения амплитуд колебаний позволяет сделать вывод о волновом характере возмущений вантового покрытия. При изменении направления ветра на 90° по отношению к линии датчиков они становятся на порядок меньше. Таким образом, отчетливо выявляется зависимость возмущенных колебаний отдельных точек покрытия от направления воздушного потока.

Во-вторых, анализ кривых, проведенный для точек 8, 6 и 4 (рис. 1 и 5), указывает на определенный сдвиг максимума амплитуды по частотному интервалу. Причем этот сдвиг максимума направлен в сторону повышения частоты возмущенных колебаний покрытия. Это свидетельствует о сложной схеме формирования возмущенных колебаний различных точек вантового покрытия.

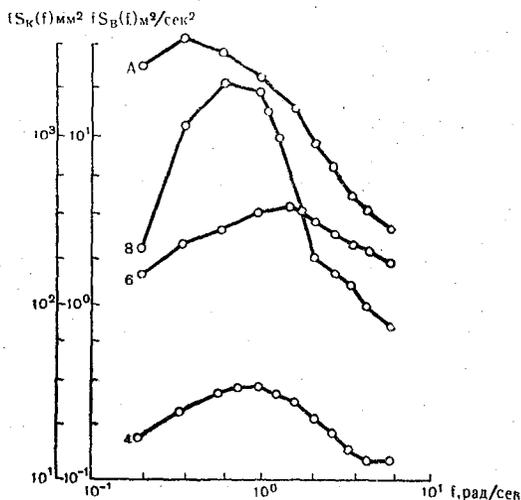


Рис. 5. Спектральные плотности возмущенных колебаний конструкции вантового покрытия для трех точек и ветра в точке А.

В то же время можно считать, что наличие максимума на всех кривых возмущенных колебаний покрытия свидетельствует о том, что основная часть энергии колебаний конструкции вантовых ферм сосредоточена в сравнительно узком диапазоне частот от 0,70 до 1,25 рад/сек. Сдвиг частот между максимумами энергии воздушного потока и возмущенными колебаниями вантового покрытия невелик. По-видимому, особенности покрытия вызывают этот сдвиг при его работе в режиме вынужденных колебаний от пульсации наиболее энергоемкой части воздушного потока.

В заключение авторы выражают свою признательность научному сотруднику И. Ф. Назаровой за помощь, оказанную при обработке экспериментальных данных на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герман М. А. К вопросу определения вертикальных пульсаций скорости ветра по акселерографическим записям перегрузок центра тяжести вертолета КА-18. Труды ГГО, вып. 185, 1966.
2. Глики А. А. Экспериментальное исследование движения вихрей вблизи плохообтекаемого тела. Уч. зап. ЛГУ, вып. 172, 1951.
3. Гурвич А. С. Экспериментальное исследование частотных спектров и функций распределения вероятностей вертикальной компоненты скорости ветра. Изв. АН СССР, № 4, 1966.
4. Иванов В. Н. Использование высотной метеорологической мачты ИЭМ для изучения пограничного слоя атмосферы. Труды ИЭМ, вып. 12, 1970.
5. Исследование физических основ рабочих процессов топков и печей. Сб. статей. Оргтехиздат, М., 1964.
6. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд-во «Высшая школа», М., 1967.
7. Котельников В. А. Теория потенциальной помехоустойчивости. Госэнергоиздат, М., 1956.
8. Попов С. Г. Механика жидкостей и газов. Изв. АН СССР, № 2, 1966.
9. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. ИЛ, М., 1959.
10. Трантер К. Дж. Интегральные преобразования в математической физике. Гостехиздат, М., 1956.
11. Хацкевич К. Г., Митрофанов Е. Н. К методике динамических испытаний висячих покрытий. Материалы 2-го Всесоюзного симпозиума 1969. Стройиздат, М., 1970.
12. Blackman R. B., Tukey T. W. The measurement of power spectra from point of view communications engineering. The Bell System Technical J. № 313, 1958.
13. Deacon E. L. The turbulent transfer of momentum in the lower layer of the atmosphere. C. SJR. O. Div. Met. Phys. Techn. Pap. № 4. Melbourne.
14. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. Nat. adv. Com. Aeronaut Rep., № 1247.

М. А. Герман (ЛГМИ)

К ПРОГНОЗУ СКОРОСТИ ВЕТРА НА НЕПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫЙ ИНТЕРВАЛ ВРЕМЕНИ

Развитие современной авиации существенно повысило требования к метеорологической информации. Среди сведений, которые передаются на борт самолета, наибольшее внимание пилота привлекают данные о высоте нижней кромки облаков, видимости и ветре.

Учитывая повышенную чувствительность самолетов и вертолетов к различным изменениям ветра при взлете и посадке, соответствующими правилами эксплуатации авиационной техники введены определенные ограничения. Так, например, для самолета ТУ-104 предельная скорость бокового ветра, при которой разрешены взлет и посадка, равна 15 м/сек; для более легких самолетов допустимая скорость этого ветра обычно меньше.

Информация о ветре, поступающая на борт самолета, состоит из двух частей: первая часть — это данные о ветре, полученные в момент наблюдений; вторая часть — это прогностические данные, соответствующие моменту времени захода самолета на посадку. Временной интервал между моментом наблюдений и посадкой самолета не превышает 10—15 мин. Этот интервал и определяет время, для которого необходимо дать прогноз скорости и направления ветра.

Прогнозы ветра на небольшие интервалы времени нужны и для других не менее важных практических задач. Представляет также интерес автоматизировать выдачу величины прогностического ветра в различных метеорологических устройствах, используемых на пунктах управления взлетом и посадкой авиации и т. п.

Для прогноза скорости ветра на требуемый интервал времени существует несколько методов.

Ниже рассматриваются результаты проверки оправданности некоторых методов, которые используются в оперативной практике службы погоды, и тех методов, с помощью которых можно дать прогноз ветра на небольшой интервал времени.

Наиболее широкое применение получил так называемый инерционный метод прогноза. Сущность его сводится к тому, что принимается сохранение максимальной величины скорости ветра, наблюдаемой в данный момент времени, на последующий 10—15-минутный интервал времени. Для проверки инерционного метода был поставлен комплекс измерений скорости ветра на высоте флюгера.

Измерения производились с января по май, в дневные часы на территории метеоплощадки ЛГМИ, с помощью датчика узла скорости ветра М-63 с регистрацией на диаграммную ленту самописцем Н-375.

После производства измерений диаграммная лента разбивалась на участки, соответствующие десятиминутному интервалу, для которого определялось максимальное значение скорости ветра V_{\max} . Затем давался прогноз V_{\max} по схеме, рассмотренной выше.

Из 320 прогнозов, представленных в табл. 1, видно, что в большинстве случаев корреляционная связь между прогностическими и фактическими величинами V_{\max} невысокая. Анализ табл. 1 не позволяет выявить закономерности качества прогноза в зависимости от времени дня. Однако для тех случаев, когда скорости ветра превышают 10 м/сек, оправдываемость инерционного метода оказывается более высокой.

Таблица 1

Результаты расчета корреляционной связи между прогностическими и фактическими максимальными величинами скорости ветра в 1967 году (прогноз по инерционному методу)

Дата	Кол-во прогнозов	Коэффициент корреляции, R	Ошибка коэффициента корреляции, E_R	Время наблюдений, часы и минуты
27/I	45	0,69	$\pm 0,05$	13.30—17.15
29/I	46	0,74	$\pm 0,05$	10.15—14.05
1/II	37	0,48	$\pm 0,12$	14.00—17.10
4/II	41	0,32	$\pm 0,10$	11.30—14.55
5/II	39	0,64	$\pm 0,06$	9.00—12.20
9/III	19	0,46	$\pm 0,13$	10.50—12.25
24/IV	36	0,57	$\pm 0,07$	9.05—12.10
24/IV	37	0,39	$\pm 0,09$	12.35—15.45
25/IV	20	0,33	$\pm 0,14$	12.40—14.20

Исследования закономерностей распределения приращения скорости ветра в нижнем 10—15-метровом слое показывают, что изменчивость скорости ветра может быть охарактеризована зако-

нами распределения, близкими к нормальному закону [4]. Используя эти результаты, запишем соотношение, определяющее прогнозную величину максимальной скорости ветра, в виде

$$V_{\max} = \bar{V} + k |\bar{V}'|, \quad (1)$$

где V_{\max} — прогнозируемая максимальная величина скорости ветра; \bar{V} — средняя скорость ветра и $|\bar{V}'|$ — средний порыв скорости ветра, для одного и того же интервала времени; k — коэффициент, характеризующий степень вероятности появления порыва ветра величины V' .

С помощью формулы (1) для различных значений k было выполнено 786 прогнозов на материалах наблюдений в аэропорту Шоссейная (г. Ленинград). Для оценки оправдываемости использовался критерий

$$Q = \left(1 - \frac{n}{N}\right) \cdot 100\%, \quad (2)$$

где Q — оправдываемость прогноза (в %); n — количество неоправдавшихся прогнозов; N — общее число прогнозов.

Согласно рекомендациям ИСАО, прогноз максимальной скорости ветра считается оправдавшимся, если разность между $V_{\text{факт}}$, и $V_{\text{прогн}}$ не превышает 10% от фактически наблюдаемой скорости ветра за период времени, для которого давался прогноз [5].

Анализ расчетных прогностических величин показал, что в тех случаях, когда скорость ветра невелика (меньше 8 м/сек), величины оправдываемости прогноза не превышают 60%; при скорости воздушного потока более 8 м/сек оправдываемость прогноза, выполненного по формуле (1), начинает медленно расти, достигая 70%, и только в 10% от общего числа спрогнозированных величин оправдываемость оказалась равной 78—80%.

Таким образом, рассмотренные методы не отличаются высокой степенью оправдываемости прогнозируемых величин и поэтому использование этих методов вряд ли является целесообразным.

Для прогноза скорости ветра автором была сделана попытка использовать динамико-статистический метод Ю. М. Алехина [1]. Этот метод, являясь перспективным для решения гидрологических задач, к сожалению, хороших результатов в решении нашей задачи не дал. Возможно, что при более тщательном трактовании физики исследуемого процесса метод Ю. М. Алехина может и в данном случае дать более высокие результаты.

Кроме рассмотренных методов прогноза существуют и другие, например синоптический, климатологический и т. п. методы. Однако их оправдываемость также невелика и обычно не превышает 70%.

Исследование порывистости ветра указывает на сложную схему формирования величины порыва. К основным факторам, кото-

Определим величины X, Y, Z из произвольно выбранных трех уравнений. В результате решения этой системы трех уравнений находим значения

$$X_0, Y_0, Z_0. \quad (10)$$

При подстановке величин (10) в систему уравнений (9) оказывается, что некоторые из равенств (9) будут выполнены достаточно точно, а другие будут выполнены слишком приближенно.

Для того чтобы получить значения параметров, которые удовлетворяли бы, по возможности точно, все уравнения системы (9), придадим значениям X_0, Y_0, Z_0 малые поправки x, y, z . Таким образом получим последовательность

$$X_0 + x; \quad Y_0 + y; \quad Z_0 + z. \quad (11)$$

Подставим значения величин (11) в уравнение (9), предварительно разложив по степеням x, y, z и ограничиваясь членами первой степени относительно этих малых поправок. В этом случае первое из уравнений (9) может быть записано в виде

$$V_{1 \max} = f(\bar{T}_1, \bar{V}_1, \Delta \bar{V}_1, X_0, Y_0, Z_0) + a_1 x + b_1 y + c_1 z. \quad (12)$$

Обозначим через e разность

$$e = f(\bar{T}_1, \bar{V}_1, \Delta \bar{V}_1, X_0, Y_0, Z_0) - V_{\max}, \quad (13)$$

после чего уравнение (12) может быть записано следующим образом:

$$a_1 x + b_1 y + c_1 z + e = 0. \quad (14)$$

Применив аналогичные преобразования к другим уравнениям системы (9), имеем

$$\left. \begin{aligned} a_1 x + b_1 y + c_1 z + e_1 &= 0, \\ a_2 x + b_2 y + c_2 z + e_2 &= 0, \\ \dots & \\ a_n x + b_n y + c_n z + e_n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Таким образом, вопрос о нахождении трех параметров сведен к получению x, y, z из линейных уравнений системы (15).

Найдем оптимальные значения x, y, z , при которых уравнения системы (15) удовлетворялись бы с возможно малой погрешностью. Обозначим эти погрешности через $\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \dots, \vartheta_n$ т. е. полагая

$$\vartheta_i = a_i x + b_i y + c_i z + e_i, \quad (16)$$

можно представить сумму квадратов величины ϑ_i

$$S = \vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + \vartheta_3^2 + \dots + \vartheta_n^2 \quad (17)$$

подставляя найденные значения производных и выражения по грешностей через x, y, z в систему (21), после приведения подобных членов получаем

$$\left. \begin{aligned} (a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_n^2)x + (a_1b_1 + a_2b_2 + \dots + a_nb_n)y + \\ + (a_1c_1 + a_2c_2 + \dots + a_nc_n)z + (a_1e_1 + a_2e_2 + \dots + a_nb_n) &= 0, \\ (a_1b_1 + a_2b_2 + \dots + a_nb_n)x + (b_1^2 + b_2^2 + \dots + b_n^2)y + \\ + (b_1c_1 + b_2c_2 + \dots + b_nc_n)z + (b_1e_1 + b_2e_2 + \dots + b_n e_n) &= 0, \\ (a_1c_1 + a_2c_2 + \dots + a_nc_n)x + (b_1c_1 + b_2c_2 + \dots + b_nc_n)y + \\ + (c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_n^2)z + (c_1e_1 + c_2e_2 + \dots + c_n e_n) &= 0. \end{aligned} \right\} (22)$$

Обозначив коэффициенты данной системы по Гауссу, с последовательностью (22) имеем

$$[aa], [ab], [ac], [ae], [bb], [bc], [be], [cc], [ce].$$

При этих обозначениях формальная система представляется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} [aa]x + [ab]y + [ac]z + [ae] &= 0, \\ [ab]x + [bb]y + [bc]z + [be] &= 0, \\ [ac]x + [bc]y + [cc]z + [ce] &= 0. \end{aligned} \right\} (23)$$

Решение этой системы практически не представляет трудности. В нашем случае оно было реализовано с помощью программы вычислений на ЭВМ М-20.

Прежде чем перейти к составлению корреляционных уравнений, необходимо определить параметры, формирующие максимальный порыв.

Известно, что, при прочих равных условиях, на величину V_{\max} влияют те термодинамические факторы, которые обуславливают развитие атмосферной турбулентности в приземном слое атмосферы. Важное место в этом случае отводится температурной стратификации и влиянию подстилающей поверхности. Непосредственный учет температурной стратификации существенно усложняет схему расчета и требует привлечения дополнительных данных. Влияние же подстилающей поверхности непосредственному учету практически не поддается. Поэтому подход к решению, предложенный выше, в нашем случае является оправданным.

Предположим, что на формирование максимального порыва ветра на прогнозируемый интервал времени влияют:

1) средняя скорость воздушного потока \bar{V}_i , за прошедший прогностический интервал времени (равный времени прогнозирования);

2) величина среднего приращения скорости воздушного потока $\Delta\bar{V}$ за прогностический интервал времени;

3) средняя величина времени сохранения порыва ветра \bar{T} ;

4) предполагаемая величина максимальной скорости ветра $V_{\max_{i+1}}$ за прогностический интервал времени;

5) величина максимальной скорости V_{\max_i} , которая наблюдалась за отрезок времени, предшествовавший прогнозу.

Эти предположения были положены в основу исследования множественной корреляции между величинами

$$V_{\max_{i+1}} \sim \bar{V}_i \sim \Delta \bar{V}_i \sim \bar{T}_i, \quad (24)$$

$$V_{\max_{i+1}} \sim V_{\max_i} \sim \bar{V}_i \sim \Delta \bar{V}_i. \quad (25)$$

Предварительная оценка коэффициента корреляции между величинами соотношений (24) и (25) свидетельствует о вполне удовлетворительных связях. С учетом полученной корреляционной связи в дальнейшем были составлены исходные уравнения вида

$$a\bar{V}_i + b\Delta\bar{V}_1 + c_0\bar{T}_i - V_{\max_{i+1}} = 0; \quad (26)$$

$$a\bar{V}_i + b\Delta\bar{V}_2 + c_0\bar{T}_i - V_{\max_{i+1}} = 0; \quad (27)$$

$$a\bar{V}_i + b\Delta\bar{V}_1 + cV_{\max_i} - V_{\max_{i+1}} = 0; \quad (28)$$

$$a\bar{V}_i + b\Delta\bar{V}_2 + cV_{\max_i} - V_{\max_{i+1}} = 0; \quad (29)$$

де a , b и c — эмпирические весовые коэффициенты (безразмерные); c_0 — эмпирический весовой коэффициент с размерностью $i \cdot \text{сек}^{-2}$; $\Delta\bar{V}$ — средняя величина приращения скорости ветра, которая определялась с помощью выражений:

$$\Delta\bar{V}_1 = V_{\max_i} - \bar{V}_i, \quad (30)$$

$$\Delta\bar{V}_2 = \frac{V_{\max_i} + V_{\min_i}}{2} - \bar{V}_i. \quad (31)$$

Отметим, что выражения (26) — (29) не лишены недостатков, частности они не полностью учитывают термодинамику формирования порыва скорости ветра. Однако в форме представленных уравнений уже имеется определенная тенденция, которая в комплексе позволяет учесть указанные факторы.

Уравнения (26) — (29) легли в основу составления условных систем для определения весовых коэффициентов

$$a\bar{V}_j + b\Delta V_j + cT_j - V_{\max_{j(l+1)}} = 0;$$

$$a\bar{V}_{(j+1)} + b\Delta V_{(j+1)} + cT_{(j+1)} - V_{\max_{(l+1)(j+1)}} = 0;$$

.....

$$a\bar{V}_{(j+m)} + b\Delta V_{(j+m)} + cT_{(j+m)} - V_{\max_{(l+1)(j+m)}} = 0.$$

Таким образом, были составлены четыре условные системы, состоящие из 40 уравнений с тремя неизвестными: a , b , c .

Используя метод наименьших квадратов, с помощью специальной программы вычислений были получены нормальные системы уравнений, а затем определены весовые коэффициенты для каждого уравнения. Результаты расчета представлены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты расчета эмпирических весовых коэффициентов *

Номер формулы	Весовые коэффициенты		
	a	b	c_0
26	1,20	0,71	0,01
27	1,11	0,52	0,01
28	-0,01	-0,57	+1,12
29	0,54	-0,10	0,59

Анализ величин, представленных в табл. 3, свидетельствует о неоднородности значений весовых коэффициентов. Этот разброс объясняется тем, что в основу каждого уравнения, для которого получены коэффициенты, положены различные физические предположения и поэтому вклад того или иного параметра различен.

В итоге были получены четыре прогностические эмпирические формулы вида

$$V_{\max} = 1,20 \bar{V} + 0,71 \Delta \bar{V}_1 + 0,01 \bar{T}; \quad (32)$$

$$V_{\max} = 1,11 \bar{V} + 0,52 \Delta \bar{V}_2 + 0,01 \bar{T}; \quad (33)$$

$$V_{\max} = -0,01 \bar{V} - 0,57 \Delta \bar{V}_1 + 1,12 V_{\max_i}; \quad (34)$$

$$V_{\max} = 0,54 \bar{V} - 0,10 \Delta \bar{V}_2 + 0,59 V_{\max_i}. \quad (35)$$

Отметим, что в формулах (34) и (35) для расчета прогностической величины максимальной скорости ветра привлекаются сведения о максимальной скорости, наблюдаемой в данный момент времени.

Для проверки прогностических формул были использованы многочисленные материалы структурных измерений, выполненные кафедрой экспериментальной физики атмосферы ЛГМИ, на метеоплощадке института, в аэропорту Шоссейная и на полевой базе в дер. Даймище.

* Для формул (28) и (29) в табл. 3 представлены коэффициенты c .

Проверка производилась для зависимого и независимого видов прогноза. Зависимый прогноз скорости ветра позволил сравнить схему прогноза по реализации, по которой были вычислены весовые коэффициенты. Сущность независимого прогноза — расчет прогностических величин на новом (независимом) текущем материале.

В табл. 4 приведены результаты зависимого прогноза скорости ветра с помощью формул (32)—(35).

Сравнивая фактические и прогностические величины скорости ветра и используя критерий ИСАО, дадим оценку оправдываемости прогноза ветра с помощью формулы (2). В результате расчетов оказывается, что прогноз по формулам (34) и (35) дает одинаковую оправдываемость около 82%, наименьшую оправдываемость прогноза обеспечивает выражение (32)—73%, а соотношение (33) обеспечивает $Q = 80\%$. Таким образом, с точки зрения прогнозирования на зависимом материале наиболее удачными следует признать прогнозы скорости ветра, вычисленные с помощью формул (34) и (35).

Наибольший интерес в исследуемом случае представляет прогноз ветра на независимом материале. В табл. 5 приведен пример подобного прогноза. Предварительный просмотр данных табл. 5 показывает, что в данном случае прогностические величины ветра, рассчитанные по формулам (33), (34) и (35), дают близкие результаты и наиболее неудачные прогнозы связаны с использованием соотношения (32).

К этим же выводам можно прийти, анализируя рис. 1, где приведены результаты прогноза скорости ветра с помощью формул (32) и (34) для одной и той же совокупности ветровых наблюдений. Однако эти предварительные выводы не согласуются с окончательной оценкой при прогнозе данного вида для всей совокупности исходного материала, использованного в настоящей работе. Всего было произведено около 100 единичных прогнозов для десятиминутного интервала времени.

В табл. 6 приведены результаты расчета коэффициента оправдываемости прогноза скорости ветра с учетом требований к подобным прогнозам. Приводимые здесь коэффициенты оправдываемости являются осредненными для трех групп. Критерием для деления исходного материала на группы явилась скорость воздушного потока. В первую группу вошли случаи, у которых максимальная скорость ветра была более 10 м/сек, во вторую группу — в пределах от 8 до 10 м/сек, в третью — менее 8 м/сек.

При анализе данных табл. 6 привлекают внимание два обстоятельства: первое — высокая оправдываемость прогноза ветра для первой группы формул (33) и (34) и второе — сравнительно низкая оправдываемость для второй и третьей групп. Первое из них, возможно, объясняется частично тем, что при расчете весовых коэффициентов эмпирических формул были использованы случаи с максимальной скоростью ветра значительно более

Результаты расчета максимальной скорости ветра с помощью эмпирических формул (зависимый прогноз) 24 апреля 1967 г.

Фактическая V_{\max} , м/сек	$\Delta \bar{V}_1$, м/сек	$\Delta \bar{V}_2$, м/сек	\bar{T}_1 , сек	Прогностическая V_{\max} (в м/сек), рассчитанная по формуле			
				32	33	34	35
10,6	2,3	0,19	85	10,1	11,7	10,2	10,7
11,1	2,9	0,22	85	10,2	10,4	10,5	10,7
12,5	3,8	0,32	75	10,2	10,7	11,0	12,1
12,3	2,3	-0,50	150	10,8	11,7	11,7	12,0
10,6	2,5	0,22	60	13,1	12,7	12,3	12,7
11,5	3,1	0,22	75	10,0	10,4	10,5	10,7
10,9	2,6	0,37	60	10,4	10,9	11,0	11,3
13,1	3,7	1,01	150	10,4	10,7	10,6	10,9
10,6	2,5	0,22	60	12,2	12,4	12,6	12,7
11,9	2,1	0,50	85	12,9	13,1	13,1	13,5
12,0	1,9	0,04	85	12,3	12,0	12,0	12,2
13,0	3,4	0,36	120	12,3	12,2	11,2	12,4
10,1	1,7	-0,34	75	11,8	12,6	12,5	12,3
10,7	1,9	0,26	66	10,0	10,2	10,2	10,5
11,2	2,3	0,58	75	10,9	10,8	10,8	11,0
10,7	1,9	0,07	75	11,2	11,2	11,2	11,3
10,7	1,8	0,08	75	10,7	10,7	10,7	11,1
14,0	3,1	0,50	120	10,9	10,7	10,7	11,0
13,8	1,9	0,38	120	13,5	13,7	13,8	14,2
14,0	3,3	0,30	75	14,7	14,2	14,3	14,5
12,1	1,8	0,40	60	13,1	13,7	13,6	14,1
12,8	2,3	0,23	66	12,8	12,3	12,4	12,6
13,0	2,6	-0,16	66	12,9	12,9	12,6	13,3
14,1	2,6	0,51	66	12,5	12,7	13,0	13,4
14,1	3,2	1,06	100	14,4	14,1	14,3	14,3
14,3	2,3	0,18	100	14,0	13,9	14,0	14,1
16,0	3,0	0,88	85	14,7	14,4	14,6	14,7
15,1	3,3	0,40	150	16,1	16,1	16,0	16,3
15,6	3,3	0,65	55	14,5	14,8	14,9	15,2
15,9	4,0	1,16	75	15,9	15,4	15,5	15,7
15,2	3,5	0,68	120	15,2	15,5	15,5	15,8
16,1	4,3	0,65	200	14,6	15,6	14,9	15,4
17,5	5,0	1,32	85	15,0	16,1	16,5	15,8
16,8	4,8	1,21	100	16,9	17,5	16,8	17,3
15,1	2,6	0,03	85	16,4	16,7	16,1	16,5

Таблица 5

Результаты расчета максимальной скорости ветра с помощью эмпирических формул (независимый прогноз) 7 мая 1967 г.

Фактическая V_{\max} , м/сек	$\Delta \bar{V}_1$, м/сек	$\Delta \bar{V}_2$, м/сек	\bar{T} , сек	Прогностическая V_{\max} (в м/сек), рассчитанная по формуле			
				32	33	34	35
8,1	1,8	0,50	66	—	—	—	—
7,6	1,4	0,40	55	8,2	7,9	7,9	8,1
7,8	1,6	0,27	55	8,3	7,6	7,6	7,8
8,3	2,1	0,45	46	7,9	7,7	7,8	7,9
8,0	1,6	0,26	120	8,5	8,0	7,8	8,2
8,1	1,5	0,10	85	9,0	7,9	7,9	8,2
7,3	1,2	0,08	50	8,8	7,8	7,8	8,3
7,9	1,3	0,21	66	7,9	8,1	7,5	7,6
8,7	2,0	0,59	75	8,7	7,4	8,1	8,2
8,8	1,9	0,25	85	9,1	8,0	8,5	8,7
8,3	1,7	0,16	85	9,3	8,5	8,3	8,9
8,6	1,8	— 0,01	100	8,9	8,5	8,4	8,5
8,1	1,6	0,15	85	9,1	8,2	8,5	8,7
8,6	1,8	0,01	66	8,8	8,0	8,1	8,3
9,7	2,7	0,72	120	8,8	8,5	8,5	8,7
8,3	1,8	0,44	75	9,9	9,2	9,2	9,5
8,3	1,3	0,59	85	8,9	8,2	8,2	8,4
7,7	1,2	0,13	75	11,1	8,4	8,4	8,7
8,0	1,4	0,22	75	10,1	7,8	7,8	8,0
8,8	2,1	0,77	55	9,7	8,1	8,1	8,3

10 мсек (см. табл. 4), поэтому эмпирические соотношения в данном случае полнее отражают структуру воздушного потока при больших скоростях ветра и хуже — при относительно более слабом ветре. С другой стороны, воздушные потоки с малыми скоростями более устойчивы, так как они меньше флуктуируют, следовательно, предложенная в работе схема формирования максимального порыва ветра для подобных потоков не пригодна.

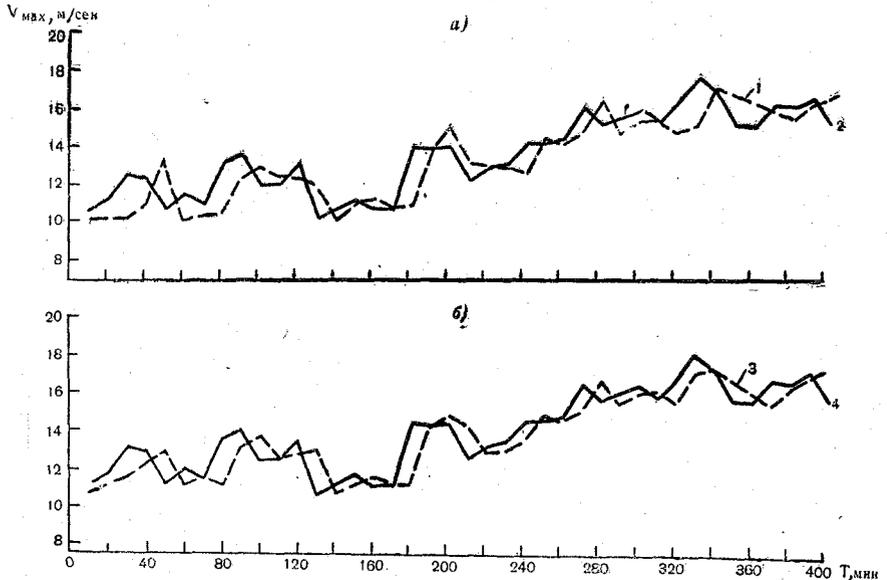


Рис. 1. Результаты расчета максимальной скорости ветра.
 а — с помощью эмпирического соотношения (32): 1 — $V_{\text{прогн}}$; 2 — $V_{\text{факт}}$; б — с помощью эмпирического соотношения (34): 3 — $V_{\text{прогн}}$; 4 — $V_{\text{факт}}$

Таблица 6

Результаты расчета среднего коэффициента оправдываемости прогноза скорости ветра с помощью эмпирических соотношений (32) — (35)

№ формул	Коэффициент оправдываемости, %			
	Зависимый прогноз	Независимый прогноз для групп №		
		1	2	3
32	73	65	47	34
33	80	80	67	56
34	82	85	75	67
35	82	63	63	56

Таким образом, наиболее оптимальными соотношениями для прогноза ветра следует признать формулы (33) и (34). По-видимому, в этих соотношениях наиболее полно отражено формирование максимального порыва ветра.

В заключение следует отметить, что целью настоящей статьи является не получение конкретного эмпирического соотношения для прогноза скорости ветра, а определение оптимального пути в направлении решения подобных задач. Действительно, весовые коэффициенты, полученные в работе, возможно характерны лишь для определенного географического района, в данном случае — Ленинградской области, однако методика их получения может быть применена в любом конкретном районе. Естественно, что величины весовых коэффициентов будут в этом случае другими. В то же время не исключен другой подход к вопросу формирования максимальных порывов ветра, что составляет будущее подобных исследований. Но методика определения весовых коэффициентов останется, очевидно, прежней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алехин Ю. М., Кондратович К. В., Гвоздева В. Г. Динамико-статистический метод прогноза гидрометеорологических процессов и опыт его практического применения. Материалы рыбохозяйственных исследований Северного бассейна. Труды ТТИНРО, вып. XII, Мурманск, 1968.
2. Длин А. М. Математическая статистика в технике. Изд-во «Советская наука», Л., 1949.
3. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд-во «Высшая школа», М., 1967.
4. Монин А. С. О структуре полей скорости ветра и температуры в приземном слое воздуха. Труды Института физики атмосферы АН СССР, № 4, 1962.
5. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, часть II. Гидрометеониздат, Л., 1965.
6. Пановский Г. А., Брайер Г. В. Статистические методы в метеорологии. Гидрометеониздат, Л., 1967.
7. Яковлев К. Н. Математическая обработка результатов измерений. Гос-техтеориздат, М., 1953.

Г. Ф. Попов (ЛГМИ)

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНОГО ПЕРИОДА ОСРЕДНЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ВЕТРА

Выбор оптимального периода осреднения при измерениях ветра является непременным условием получения репрезентативного результата. Наблюдения показывают, что при сравнительно устойчивых погодных условиях, когда периодические изменения (суточный ход) внутри рассматриваемых отрезков времени не оказывают существенного влияния, когда рельеф местности довольно ровный и подстилающая поверхность однородна, установление размера оптимального периода осреднения не представляет большого труда.

При неустойчивой же атмосфере, в условиях частой смены погодных условий, при выраженном суточном ходе, в случае неровного рельефа и неоднородной подстилающей поверхности определение оптимального периода осреднения значительно затруднено.

В общих чертах период осреднения $T_{\text{опт}}$ должен отвечать следующим требованиям. Он должен быть, с одной стороны, достаточным по размеру, чтобы охватить собой наблюдающийся спектр колебаний (пульсаций) ветра. С другой стороны, период осреднения должен быть ограничен по размеру с тем, чтобы имелась возможность вскрыть изменение во времени самой средней величины. Следовательно, период осреднения должен быть таким, чтобы установленное среднее значение не было функцией его размера. Укажем сразу, что однозначное решение такой задачи в атмосфере почти исключается. Имея в виду разнообразие физических условий, принципиально не имеют большого смысла поиск и обоснование периода осреднения, одинаково оптимального для всех случаев. Можно и нужно устанавливать лишь его целесообразные границы для интервалов времени и удалений, на которые распространяется полученное среднее значение, учитывая при этом допустимые ошибки измерений.

Изложим некоторые соображения практического характера по выбору оптимального периода $T_{\text{опт}}$ опытным путем.

Принципиально период осреднения, как время, необходимое для получения корректного значения средней скорости ветра, определяется видом спектральной функции плотности распределения пульсаций функции $C(t)$. Справедливость этого положения не нуждается в подтверждении. В качестве меры оценки разброса средней величины обычно используют дисперсию. Приведем косинус-преобразование Фурье, связывающее автокорреляционную функцию и спектральную плотность

$$R(\tau)_c = \int_0^{\infty} S(\varphi) \cdot \cos \varphi \tau d\varphi. \quad (1)$$

При $\tau = 0$, $R(0)_c = \sigma^2(c)_\infty$ — полная дисперсия функции. Тогда

$$\sigma^2(c)_\infty = \int_0^{\infty} S(\varphi) d\varphi. \quad (2)$$

Площадь, ограниченная кривой $S(\varphi)d\varphi$, равна полной дисперсии случайной функции. Для дальнейших рассуждений используем зависимость, существующую между частной и полной дисперсиями

$$\sigma^2(c)_{T_i} = \sigma^2(c)_\infty \int_0^{\infty} S(\varphi) \left[1 - \frac{\sin^2 \frac{\varphi T_i}{2}}{\left(\frac{\varphi T_i}{2}\right)^2} \right] d\varphi, \quad (3)$$

где T_i — некоторый частный период осреднения. Очевидно, условием, удовлетворяющим наиболее оптимальному осреднению во времени для конкретного случая и заданного интервала времени, будет положение, при котором кривая $\sigma^2(c) = f(T_i)$, построенная для экспериментально выбранных T_i , получит «насыщение». При этом становится справедливым следующее приближенное равенство:

$$\sigma^2(c)_{T_{\text{онт}}} \simeq \sigma^2(c)_\infty. \quad (4)$$

Значение T_i , соответствующее начальной части участка «насыщения», практически может достаточно надежно характеризовать оптимальную величину периода осреднения. Построением кривых $\sigma^2(c) = f(T_i)$ для разных условий и состояний устойчивости атмосферы и в дальнейшем их осреднением можно получить необходимые данные для рекомендаций о размере $T_{\text{онт}}$. Осреднение этих кривых целесообразно осуществить на основе безразмерного аргумента $\left[\frac{T_i \cdot \bar{C}(t)}{z_0} \right]$.

Об оптимальном размере периода осреднения внутри конкретного отрезка времени t_i можно судить непосредственно по ошибкам, полученным при измерениях с периодами осреднения $T_i < t_i$.

В таком случае по экспериментальным данным следует получить средние квадраты относительных отклонений от средней скорости ветра за время t_i аналогично расчетам, выполненным в работе [1]:

$$\beta_{T_i}^2 = \frac{\overline{\sigma(c)_{T_i}}^2}{\overline{C(t)_{T_i}}}, \quad (5)$$

где $\sigma^2(c)_{T_i} = \overline{[C(t)_{T_i} - \overline{C(t)_{T_i}}]^2}$ (осреднение по числу $n = \frac{t_i}{T_i}$).

Целесообразно средние квадраты $\beta_{T_i}^2$ первоначально определить для отдельных групп (градаций) средней скорости ветра $\overline{C(t)_{T_i}}$, параметры шероховатости z_0 , а затем осреднить. При построении графика зависимости в полулогарифмических координатах $\beta_{T_i}^2 = f(\ln n)$ последняя надежно аппроксимируется прямой линией вида

$$\beta_{T_i}^2 = \beta_0^2 + k \ln n, \quad (6)$$

где β_0^2 — средний квадрат некоторой систематической ошибки. Имея значения $\beta_{T_i}^2$, не представляет труда перейти к ошибкам определения ветра, в частности к средним ошибкам скорости ветра, возникающим за счет неоптимальности T_i ,

$$E_{\overline{C(t)_{T_i}}} = 0,674 \sqrt{\beta_{T_i}^2}. \quad (7)$$

С другой стороны, задавшись допустимыми величинами ошибок для интервалов времени t_i , нетрудно получить разумные границы оптимального периода осреднения $T_{\text{опт}}$.

Оба способа, изложенные выше, послужили методической основой для оценки размеров оптимального периода осреднения непосредственно по данным фактических измерений. Последние представляли из себя специальные измерения горизонтальной составляющей скорости ветра с помощью малоинерционной аппаратуры, выполнявшиеся в виде серий при различных состояниях атмосферы, на высотах до 100 м в условиях равнинной местности. В выполненном исследовании предпочтение было отдано установлению закономерностей изменения оптимального периода осреднения внутри малых отрезков времени (до 10—30 мин). В свою очередь, имеющиеся данные [1, 2] показывают, что при осреднении за 10 мин величина вероятной ошибки в средней скорости ветра, в случае экстраполяции последней на ближайшие 40—60 мин, составляет 8—10%.

На рис. 1 приведены кривые дисперсий $\sigma^2 \left[\frac{T_i \cdot \bar{C}(t)}{z_0} \right]$, полученные осреднением отдельно для высот 25 и 100 м и трех групп состояния стратификации атмосферы: устойчивая ($R_{i_{2-100}} \geq 0,050$), равновесная ($-0,50 < R_{i_{2-100}} < 0,50$), неустойчивая ($R_{i_{2-100}} < -0,050$). Кривые достаточно четко воспроизводят основные закономерности изменения периода осреднения внутри 10-минутного интервала и позволяют сделать следующие выводы.

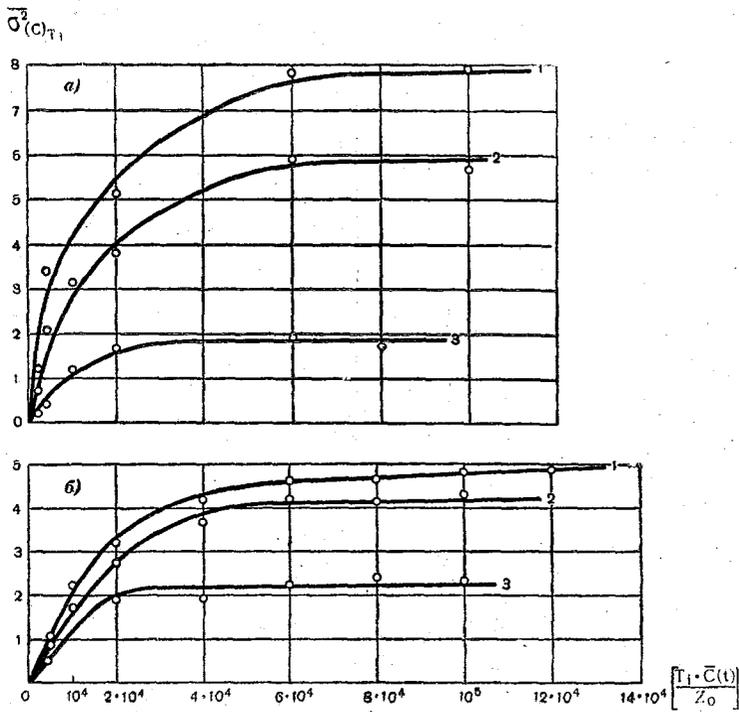


Рис. 1. Осредненные кривые дисперсий $\sigma^2(c)_{T_i} = f \left[\frac{T_i \cdot \bar{C}(t)}{z_0} \right]$.

a, б — соответственно высоты измерений 25 и 100 м; стратификации: 1 — неустойчивая ($R_{i_{2-100}} < 0$); 2 — равновесная ($R_{i_{2-100}} \cong 0$); 3 — устойчивая ($R_{i_{2-100}} > 0$);

пунктиры — значения $\left[\frac{T_i \cdot \bar{C}(t)}{z_0} \right]_{\text{насыщ}}$

Размер оптимального периода осреднения (на рис. 1 пунктир, соответствующий $\left[\frac{T_i \cdot \bar{C}(t)}{z_0} \right]_{\text{насыщ}}$) возрастает на обоих рассмотренных высотах измерений по мере роста неустойчивости атмосферы.

С увеличением высоты измерений от 25 до 100 м размер оптимального периода осреднения обычно возрастает на 20—30% при неустойчивой стратификации, несущественно изменяется при равновесной и сокращается на 15—20% при устойчивой стратификации в слое измерений.

Начало участков «насыщения» кривых $\bar{\sigma}^2$ для нижнего 100-метрового слоя чаще всего приходится на дисперсии, соответствующие периодам осреднения: 250—500 сек — неустойчивая стратификация; 200—350 сек — равновесная стратификация; 150—200 сек — устойчивая стратификация.

Для целей аналитической аппроксимации кривых дисперсий, приведенных на рис. 1, может быть применена степенная зависимость вида

$$\sigma^2 \left[\frac{T_i \bar{C}(t)}{z_0} \right] = \sum_i^N B_i^2 \left[\frac{T_i \bar{C}(t)}{z_0} \right]^{\eta_i}, \quad (8)$$

где B_i^2 и η_i — показатели, зависящие от состояния стратификации атмосферы. Значения B_i^2 , η_i для разных состояний стратификации атмосферы приведены в табл. 1.

Таблица 1

Величины B_1^2 , B_2^2 , η_1 , η_2

Состояние стратификации	B_1^2		B_2^2		η_1		η_2	
	25 м	100 м	25 м	100 м	25 м	100 м	25 м	100 м
Неустойчивое	0,229	0,820	—	25,85	0,320	0,154	—	0,961
Равновесное	0,091	1,320	—	13,10	0,367	0,104	—	0,643
Устойчивое	0,016	0,500	—	37,80	0,447	0,144	—	0,880

Рассмотрим результаты расчетов средних квадратов относительных отклонений, согласно выражений (5), (6). Последние были определены отдельно для характерных интервалов времени 10, 5, 2,5 и 1 мин. Внутри указанных интервалов времени рассчитывались средние величины скорости за период времени 5—10—15—30—60—100—300—600 сек. На рис. 2 даны графики зависимостей средних квадратов $\beta_{T_i}^2$ от числа $n = \frac{t_i}{T_i}$ (в полулогарифмических координатах). Величину среднего квадрата примем в качестве относительной меры репрезентативности данных о ветре, полученных с различным осреднением T_i . Из графиков видно, что

с уменьшением рассматриваемого периода осреднения T_i и с увеличением t_i средние квадраты $\beta_{T_i}^2$ возрастают, а с увеличением высоты измерений, при всех других равных условиях, величины $\beta_{T_i}^2$ уменьшаются.

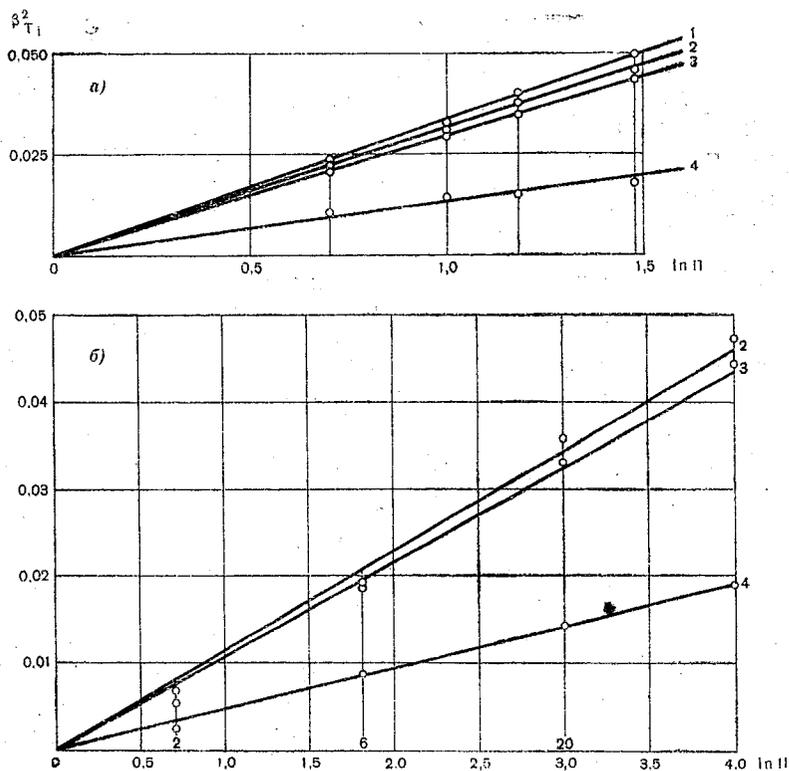


Рис. 2. График зависимости средних квадратов относительных отклонений скорости ветра $\beta_{T_i}^2$ внутри 2,5-минутного (а) и 10-минутного (б) периодов осреднения от числа n :

$$\beta_{T_i}^2 = \beta_0^2 + k \ln n.$$

1, 2, 3, 4—соответственно для высот измерений 6, 25, 50 и 100 м

Обратимся непосредственно к ошибкам определения средней скорости ветра, возникающим за счет неоптимальности T_i . Из данных табл. 2 следует, что если приемлемую величину срединной шибки $E_{\bar{c}(t) T_i}$ установить равной 5—7%, то соответствующий период осреднения $T_{\text{опт}}$ в среднем примерно оказывается равным $1,5 t_i$. Так, при измерениях ветра внутри $t_i = 10 \text{ мин}$ $T_{\text{опт}} \approx 300 \text{ сек}$, при $t_i = 5 \text{ мин}$ $T_{\text{опт}} \approx 150 \text{ сек}$ и т. д.

Указанные положения сохраняют свою силу при измерениях на высотах до 30—50 м включительно. Для высоты измерений 100 м отношение $\frac{T_i}{t_i}$ колеблется в зависимости от t_i , но в среднем

размер оптимального периода составляет $T_{\text{опт}} = 0,25 t_i$. Учитывая изменение характера атмосферных образований с высотой (их упорядочение), а также то, что в данном случае не оценивается влияние стратификации атмосферы, полученный результат является вполне закономерным.

Более строгая выборка границ периода осреднения $T_{\text{опт}}$ для разных интервалов времени t_i , при заданной относительной ошибке $E_{\bar{C}(t)}$, равной 5% и 10%, дала результаты, представленные в табл. 3.

Таблица 3

Величины средних ошибок $E_{\bar{C}(t)T_i}$ для разных t_i (в процентах)

Высота измерений, м	T_i , сек						
	300	100	30	10			
$t_i = 10$ мин							
25	5,0	9,0	13,0	15,0			
50	5,0	9,0	12,0	14,0			
100	3,0	6,0	8,0	9,0			
$t_i = 5$ мин							
	150	100	60	30	20	10	5
6	7,1	9,3	10,9	12,5	13,9	15,2	16,5
25	7,1	7,7	9,8	12,0	13,8	14,5	15,8
50	6,4	7,4	9,5	11,7	13,5	14,0	15,0
100	4,8	5,7	7,1	8,2	9,1	9,6	10,0
$t_i = 2,5$ мин							
	100	30	15	10	5		
6	4,2	10,2	11,7	13,5	15,1		
35	4,3	10,0	12,3	13,2	14,5		
50	4,3	10,0	11,8	12,6	14,2		
100	2,6	6,8	8,0	8,3	9,0		

Таблица 3

Размеры периода осреднения $T_{\text{опт}}$ (в сек) при заданных величинах ошибки $E_{\bar{C}(t)T_i}$ (средние результаты)

t_i , мин	Высота 6 м		Высота 25 м		Высота 50 м		Высота 100 м	
	$E_{\bar{C}(t)T_i}$, %							
	5	10	5	10	5	10	5	10
10	—	—	390—400	100—110	300	70—75	200	10—15
5	160—170	70—90	140—150	35—40	180—200	50—55	130—140	5—10
2,5	80—90	30—35	80—85	30	75	30	50—55	5—7
1	30—40	13—15	35—40	12—15	35—40	11—14	20—25	4—5

Данные табл. 2—3 показывают, что размер периода осреднения $T_{\text{опт}}$ существенно сокращается при переходе от ошибки $E_{\bar{C}(t)T_i} = 5\%$ к более грубым измерениям $E_{\bar{C}(t)T_i} = 10\%$. Причем, это особенно заметно для высоты измерений более 50 м. Имевшийся статистический материал, полученный при $z_0 = 0,03—0,10$ м, позволил установить следующие эмпирические формулы для определения $T_{\text{опт}}$ на высотах измерения 6—100 м в зависимости от интервала времени t_i (в сек):

$$\left. \begin{aligned} \lg T_{\text{опт}}^{6 \text{ м}} &= M [3,50 + 0,0058 t_i], \\ \lg T_{\text{опт}}^{25 \text{ м}} &= M [4,05 + 0,0032 t_i], \\ \lg T_{\text{опт}}^{100 \text{ м}} &= M [3,40 + 0,0037 t_i], \end{aligned} \right\} (9)$$

где $M = \lg e = 0,4343$.

Размер $T_{\text{опт}}$, установленный по приведенным формулам, позволяет определить среднюю скорость ветра внутри $t_i = 1—10$ мин в среднем с ошибкой $E_{\bar{C}(t)T_i} = 5—7\%$ в основном в условиях устойчивой и равновесной стратификации атмосферы в слое измерений.

Если рассматривать интервал времени $t_i = 30$ мин, то основные закономерности изменения оптимального периода осреднения, изложенные для $t_i \leq 10$ мин, сохраняют свою силу. Так, для получения устойчивого среднего значения скорости ветра на высотах измерений до 30—50 м в среднем $T_{\text{опт}} = 10—15$ мин, а на высотах до 100 м $T_{\text{опт}} = 8—12$ мин.

Изложенные возможности и характеристики определения репрезентативности средних значений скорости ветра внутри малых интервалов времени представляют интерес при изучении структуры полей метеозаэlements и при оценках влияния атмосферы на быстро протекающие процессы. Однако нужно помнить, что полученные результаты основаны на измерениях, выполненных с помощью малоинерционной аппаратуры, позволившей иметь непрерывную регистрацию реального воздушного потока. Очевидно, при пользовании результатами измерений ветра инерционными приборами необходимо дополнительно учитывать, главным образом для малых t_i , что выполненное такими приборами сглаживание турбулентных пульсаций нельзя считать полностью равносильным осреднению во времени при измерениях безынерционной аппаратурой [3].

Соотношение между «постоянной» времени применяемого прибора и его временной характеристикой осреднения (сглаживания) зависит от состояния потока, конкретного вида корреляционной функции пульсаций ветра и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев И. Д. Выбор оптимального интервала осреднения скорости ветра. Труды ГГО, вып. 83, 1958.
2. Каулин Н. Я. Об измерениях скорости ветра. Труды ГГО, вып. 108, 1960.
3. Яглом А. М. Об учете инерции метеорологических приборов при измерениях в турбулентной атмосфере. Труды Геофизич. института АН СССР № 24, 1954.

Л. Г. Качурин (ЛГМИ),
Л. А. Салтыкова (Норильский индустр. ин-т)

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ САМОДИФФУЗИИ ЖИДКОСТИ

Зависимость коэффициента самодиффузии D от температуры T принято аппроксимировать выражением вида [1]

$$D \sim \exp \left[-\frac{\omega}{kT} \right], \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана; ω — так называемая энергия активации, подлежащая определению по результатам измерения скорости самодиффузии при различных температурах.

В последние годы было проведено большое количество измерений скорости самодиффузии веществ, в том числе воды и расплавленных металлов. В связи с этим появилась возможность проверить предложенную в [2, 3] формулу для температурной зависимости скорости самодиффузии жидкостей, в которой определяющим параметром является не энергия активации, а энтропия жидкости. Эта формула записывается так:

$$D \sim \exp \left[\frac{\Delta S}{k} \right], \quad (2)$$

где ΔS — изменение энтропии жидкости, обусловленное изменением ее теплосодержания. При неизменном давлении запишем:

$$\Delta S = \int_{T_0}^T \frac{c_p dT}{T}, \quad (3)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Введем D_0 , соответствующее T_0 . Тогда

$$\frac{D}{D_0} = \exp \left[\frac{1}{k} \int_{T_0}^T \frac{c_p dT}{T} \right]. \quad (4)$$

Если для сравнительно небольшого интервала температур использовать среднее (по температуре) значение c_p , то

$$\frac{D}{D_0} = \exp \left[\frac{c_p}{k} \ln \frac{T}{T_0} \right] = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{c_p}{k}} \quad (5)$$

Недавно в работе [4] формулы вида (2)—(3) были использованы для определения структурных характеристик металлов. Полученные в работе [4] результаты также говорят о возможности использования формул (2)—(5).

По формуле (5) нами были рассчитаны коэффициенты самодиффузии для воды и девяти жидких металлов.

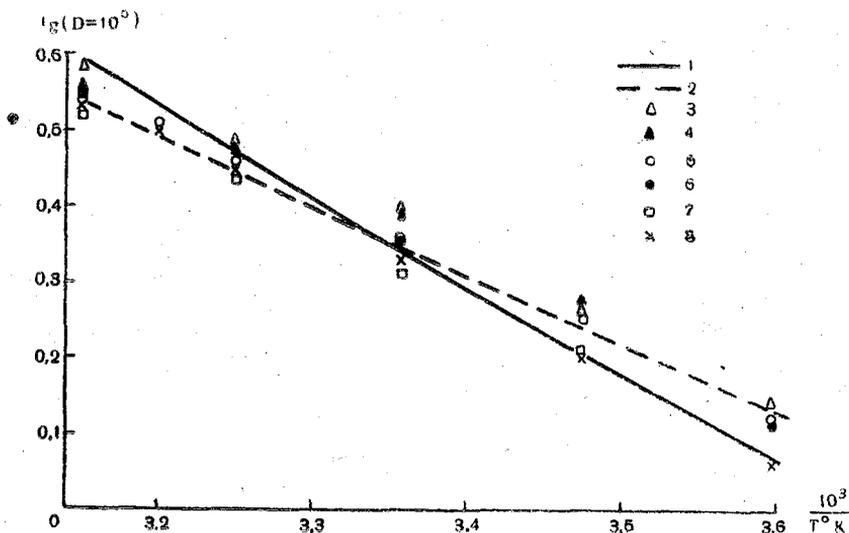


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента самодиффузии воды. 1—теоретическая кривая по уравнению (5); 2—аппроксимирующая кривая из работы [7]; 3, 4, 5, 6, 7, 8—экспериментальные точки соответственно из работ [9], [10], [7], [8], [11], [25]

Величина D_0 рассчитывалась на основании экспериментальных данных по формуле (5) следующим образом: для каждого значения экспериментально полученной величины коэффициента самодиффузии D при соответствующей температуре T и при фиксированной температуре T_0 посредине интервала температур, при которых проводился опыт, вычисляли значение D_0 . Затем значения D_0 осреднялись. Полученная величина и использовалась при расчете температурной зависимости скорости самодиффузии. Средние отклонения от осредненной величины D_0 колебались от 1 до 7,5% для различных веществ. В расчетах были использованы средние значения теплоемкости c_p , взятые из таблиц [5, 6].

Предварительно для ряда веществ (Zn, Sn, Hg) были проведены параллельные расчеты с учетом и без учета температурной зависимости c_p . Расчеты показали, что учет температурной зависимости c_p не меняет существенно результатов вычислений.

Были построены теоретические кривые зависимости $\lg D$ от $\frac{1}{T}$ для каждого вещества и проведено сравнение с эксперимен-

тальными данными. Примеры таких сравнений приведены на рис. 1, 2. На рис. 1, кроме теоретической кривой 1 и экспериментальных точек, нанесена аппроксимирующая экспериментальные данные кривая 2, полученная в работе [7]. Нетрудно заметить, что кривые 1 и 2 примерно одинаково расположены по отношению к экспериментальным точкам, несмотря на то, что наклон кривой 1 определялся теоретически, в то время как наклон кривой 2 определяется экспериментальными данными, теми самыми, с которыми сравниваются кривые.

Аппроксимирующая экспериментальные данные кривая 3 на рис. 2, построенная по уравнению из работы [17]

$$D = 1,2 \cdot 10^{-3} \exp [-5600/RT], \quad (6)$$

согласуется с экспериментом не лучше, чем теоретическая кривая (5).

На рис. 3 для семи веществ дан сводный график зависимости $\frac{k}{c_p} \lg \frac{D_s}{D_0}$ от $\lg \frac{T}{T_0}$, где D_s — экспериментальное значение коэффициента самодиффузии.

График показывает, что экспериментальные данные для всех семи веществ удовлетворительно согласуются с теоретическим расчетом, хотя и хуже в среднем, чем для Zn и H₂O.

Несколько хуже согласуется формула (5) с экспериментальными данными для Zn, Hg, In (рис. 4). В связи с небольшим количеством опытов, сведения о которых удалось обнаружить в литературе, нельзя сделать окончательный вывод о причинах расхождений. Для индия, например, теплоемкость известна только для температур плавления.

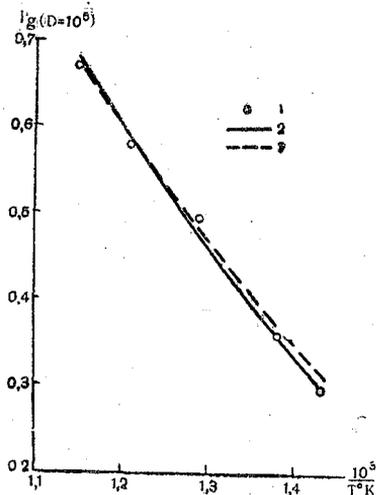


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента самодиффузии цинка.

1 — экспериментальные точки из работы [17]; 2, 3 — кривые по уравнениям (5) и (6)

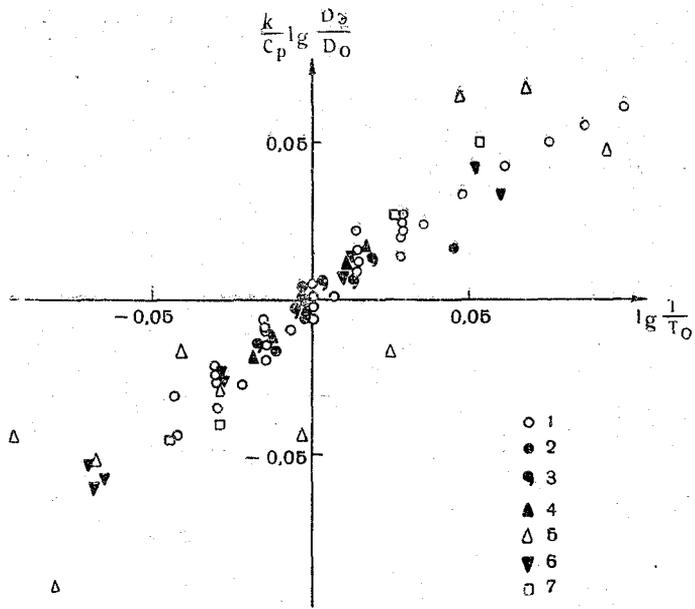


Рис. 3. Сравнение теории и экспериментальных данных для воды и шести жидких металлов.
1-7—соответственно для H_2O , Ga, Ag, Cu, Pb, Na, Zn

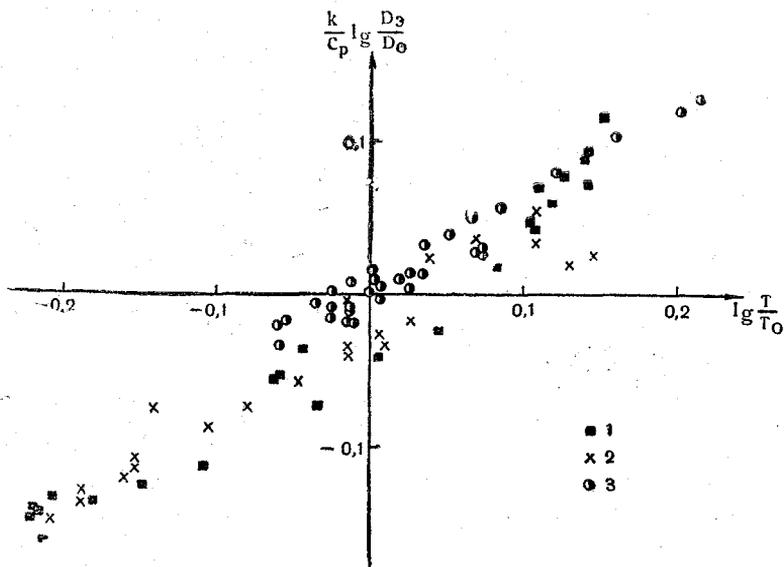


Рис. 4. Сравнение теории и экспериментальных данных:
1—для Sn [18, 19]; 2—для In [19, 20]; 3—для Hg [21, 22, 23, 24]

Таким образом, для воды и ряда расплавленных металлов температурная зависимость коэффициента самодиффузии по уравнению (5) дает удовлетворительное согласие с опытом, что может быть использовано для экстраполяции коэффициента самодиффузии за пределы температурного диапазона, в котором выполнены измерения самодиффузии, а также для приближенной оценки температурной зависимости скорости самодиффузии неисследованных расплавов.

В работе [26] формула (1) проверялась для процессов диффузии примесных атомов Ag и Tl в жидком олове. Построенные по экспериментальным данным зависимости коэффициента диффузии от температуры на графике с осями $\lg D$ и $\lg T$ оказались существенно нелинейными.

Построенные нами по тем же экспериментальным данным те же зависимости на графике с осями $\lg D$ и $\lg T$ (в соответствии с формулой (5)) оказались значительно более линейными. Это говорит о разумности использования формулы (5) для расчета диффузии примесей в расплавах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. Собрание избранных трудов. Том III. Кинетическая теория жидкостей. Изд-во АН СССР, 1959.
2. Качурин Л. Г. Некоторые вопросы кинетической теории образования зародышей стабильной фазы в метастабильной. Труды ЛГМИ, вып. 3, 1954.
3. Качурин Л. Г. Сравнение различных уравнений замедления переохлажденных водных аэрозолей. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1, 1959.
4. Павлинов Л. В. К расчету параметров диффузии. Физика металлов и металловедение, т. 20, вып. 3, 1965.
5. Теплофизические свойства веществ. Справочник под ред. Н. Б. Варгафтика, 1956.
6. Справочник химика, часть 1. Госхимиздат, 1962.
7. Андреев Г. А. Диффузия в системе H_2O-HDO . Журнал физической химии, 37, 2, 1963.
8. Longsworth L. I. The mutual diffusion of light and heavy water. J. Phys. Chem. 64, 1914, 1960.
9. Wang J. H., Robinson S. V., Edelman J. S. Self-diffusion and structure of liquid water. III. Measurement of the self-diffusion of liquid water with H^2 , H^3 and O^{18} as tracer. J. Am. Chem. Soc., 75, 466, 1953.
10. Partington J. R., Hudson R. F., Bagnal K. W. Self-diffusion of Aliphatic Alcohols. Nature, 196, 583, 1952.
11. Graupner K., Winter E. R. S. Some measurement of the self-diffusion coefficients of liquids. J. Chem. Soc., 1145, 1952.
12. Petit J., Nachtrieb N. H. Self-diffusion of liquid gallium. J. Chem. Phys., 24, 1027, 1956.
13. Jang L., Kado S., Derge I. Self-diffusion of silver in molten silver. Trans. Amer. Inst. Min. (Metall) Engrs, 212, 628, 1958.
14. Henderson J., Jang L. Self-diffusion of Copper in molten copper. Trans. Amer. Inst. Min. (Metall) Engrs, 221, 72, 1961.
15. Rothman S. J., Hall L. D. Diffusion in liquid lead. J. Metals, 8, 199, 1956.
16. Meyer R. E., Nachtrieb N. H. Self-diffusion of liquid sodium. J. Chem. Phys., 23, 1851, 1955.

17. Lange W., Pippel W., Bendel F. Die selbst-diffusion in flüssigem zink. Zs. Physik. Chem., 212, 238, 1959.
18. Ma C. H., Swalin R. A. Self-diffusion in liquid tin. J. Chem. Phys., 36, 3014, 1962.
19. Carriri I., Paoletti A., Vicentini M. Further experiments on liquid indium and tin self-diffusion. Nuovo Chimento, 10, 1088, 1958.
20. Lodding A. Selbst-diffusion in geschmolzenem indiummetall. Z. Naturf., 11 A, 200, 1956.
21. Meyer R. E. Self-diffusion of liquid mercury. J. Phys. Chem., 65, 567, 1961.
22. Hoffman R. E. Self-diffusion of liquid mercury. J. Chem. Phys., 20, 1567, 1962.
23. Nachtrieb N. H., Petit J. Self-diffusion of liquid mercury. J. Chem. Phys., 24, 746, 1956.
24. Brown D. S., Tuck D. J. New method for studying self-diffusion in liquids: self-diffusion in liquid mercury. Trans. Faraday Soc., 60, 7, 1964.
25. Simpson J., Carr H. Diffusion and nuclear spin relaxation in water. Phys. Rev., III, 1201, 1958.
26. Харьков Е. И., Звягинцев А. Л., Оноприенко Г. И. Диффузия примесных атомов серебра и таллия в жидком олове. УФЖ, 15, № 10, 1733, 1970.

Л. И. Дивинский (ЛГМИ)

О ВЫДЕЛЕНИИ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ МОЛНИИ

В настоящее время известен ряд работ [1], [3], [4], [5], в которых сообщается о радиолокационных характеристиках сигнала, отраженного от молнии. В этих работах отмечается, что возникновение молнии приводит к кратковременному значительному увеличению уровня отраженного сигнала. Увеличение уровня сигнала связано с изменением величины эффективной отражающей поверхности области пространства, в котором возникает молния, так как сильноточный разряд сопровождается появлением в облаках ионизированных участков с большой концентрацией свободных электронов, хорошо отражающих радиоволны.

Разработка радиолокационной аппаратуры, предназначенной для определения координат сильноточных разрядов в облаках гребует выявления количественных характеристик сигналов на выходе приемника РЛС, позволяющих выделить отражения от облаков при возникновении в них молний.

Рассмотрим явления, происходящие при отражении от облаков при отсутствии молнии. Используя закон распределения Релея при рассмотрении отражения радиоволн от облаков, получаем среднее значение мощности на входе приемника, отраженной от области пространства, удаленного на расстояние R от РЛС при отсутствии молнии

$$P_{\text{пр}}^{\circ} = \frac{P_{\text{пер}} \lambda^2 c \tau}{2 (4\pi)^3 R^2} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \eta(R, \theta, \varphi) \left[\frac{4\pi F(\theta, \varphi)}{\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F(\theta, \varphi) d\theta, d\varphi} \right]^2 d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где $P_{\text{пер}}$ — мощность излучения передатчика; λ — длина волны РЛС; c — скорость распространения электромагнитных волн; τ — длительность импульса излучения передатчика; R — расстояние до цели; $\eta(R, \theta, \varphi)$ — эффективная площадь рассеивания, приходящаяся на единицу объема цели; $F(\theta, \varphi)$ — нормированная

функция диаграммы направленности по мощности антенной системы РЛС.

Возникновение молнии приводит к появлению на входе приемника дополнительной мощности $P_{\text{пр}}^M$. Если дополнительная мощность $P_{\text{пр}}^M$ в m^2 раз превосходит среднюю мощность $P_{\text{пр}}^0$, то плотность вероятности распределения мощности на входе приемника [6], [7]

$$W_m(P_{\text{пр}}) = \frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \exp\left(-\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{пр}}^0} - m^2\right) I_0\left(2m \sqrt{\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{пр}}^0}}\right), \quad (2)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя первого рода, нулевого порядка.

Соотношение (2) при $m = 0$ определяет плотность вероятности распределения мощности $P_{\text{пр}}$ при отсутствии молнии.

Предполагая, что приемник является нешумящим, безынерционным, нелинейным преобразователем, осуществляющим преобразование мощности $P_{\text{пр}}$ в напряжение на выходе приемника $U_{\text{вых}}$ в соответствии с зависимостью

$$U_{\text{вых}} = \varphi(P_{\text{пр}}), \quad (3)$$

плотность вероятности распределения напряжения $U_{\text{вых}}$ запишется так:

$$W_m(U_{\text{вых}}) = \frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \exp\left[-\frac{\psi(U_{\text{вых}})}{P_{\text{пр}}^0} - m^2\right] \times I_0\left[2m \sqrt{\frac{\psi(U_{\text{вых}})}{P_{\text{пр}}^0}}\right] \times \left|\frac{d\psi(U_{\text{вых}})}{dU_{\text{вых}}}\right|, \quad (4)$$

где $\psi(U_{\text{вых}})$ — функция обратная $\varphi(P_{\text{пр}})$.

Если амплитудная характеристика приемника (3) логарифмическая, описываемая выражением

$$U_{\text{вых}} = U_0 \ln \frac{P_{\text{пр}} + P_{\text{ш}}}{P_0}, \quad (5)$$

где U_0 , $P_{\text{ш}}$ и P_0 — постоянные коэффициенты, то $W_m(U_{\text{вых}})$ определяется как:

$$W_m(U_{\text{вых}}) = \frac{P_0}{P_{\text{пр}}^0 U_0} \exp\left[\frac{U_{\text{вых}}}{U_0} m^2 - \frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \left(P_0 \exp \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} + P_{\text{ш}}\right)\right] \times I_0\left[2m \sqrt{\frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \left(P_0 \exp \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} + P_{\text{ш}}\right)}\right]. \quad (6)$$

Предположим, что функция диаграммы направленности антенны РЛС равна:

$$F(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1, & \text{при } 0 < \theta < \theta_0 \text{ и } 0 < \varphi < \alpha \\ 0, & \text{при } \theta_0 < \theta < \frac{\pi}{2} \text{ и } \alpha < \varphi < 2\pi - \alpha \end{cases} \quad (7)$$

Если реальная антенная система РЛС имеет ширину диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно α и θ_0 , то замена реальной диаграммы направленности, описываемой, как правило, сложным аналитическим выражением, зависимостью (7) незначительно снижает точность расчетов, так как у современных антенн за пределы указанного сектора обычно излучается менее 10% от общего потока мощности.

С учетом (7) получаем

$$\frac{4\pi F(\theta, \varphi)}{\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F(\theta, \varphi) d\theta, d\varphi} = \begin{cases} G_0 = \frac{4\pi}{\alpha \theta_0} & \text{при } 0 < \theta < \theta_0, 0 < \varphi < \alpha \\ 0 & \text{при } \theta_0 < \theta < \frac{\pi}{2} \text{ и } \alpha < \varphi < 2\pi - \alpha \end{cases} \quad (8)$$

где G_0 — коэффициент направленного действия антенны.

Если эффективная площадь рассеивания $\eta(R, \theta, \varphi)$, приходящаяся на единицу объема постоянна и равна η_0 для высот, меньших H и равна нулю при высотах больших H , т. е. определяется выражением:

$$\eta(R, \theta, \varphi) = \begin{cases} \eta_0 & \text{при } R < H \\ \eta_0 & \text{при } R > H \text{ и } \theta < \arcsin \frac{H}{R} \\ 0 & \text{при } R > H \text{ и } \theta > \arcsin \frac{H}{R} \end{cases}$$

где H — максимальная высота существования гидрометеоров, то, учитывая (8), среднее значение мощности $P_{\text{пр}}^{\circ}$ (1) запишется как:

$$P_{\text{пр}}^{\circ} = \begin{cases} \frac{P_{\text{пер}} \lambda^2 c \tau G_0^2 \eta_0 \alpha \theta_0}{2(4\pi)^3 R^2} & \text{при } R < \frac{H}{\sin \theta_0} \\ \frac{P_{\text{пер}} \lambda^2 \cdot c \cdot \tau G_0^2 \eta_0 \alpha}{2(4\pi)^3 \cdot R^2} \arcsin \frac{H}{R} & \text{при } R > \frac{H}{\sin \theta_0} \end{cases} \quad (9)$$

Полученные соотношения (6) и (9) позволяют, задаваясь каким-либо критерием, обоснованно произвести выбор оптимального порогового напряжения $U_{\text{пор}}$, превышение которого выходным напряжением приемника свидетельствует о наличии молнии в пространстве обзора. В качестве критерия выбирается такое

значение $U_{\text{пор}}$, для которого вероятность ложного обнаружения молнии равна вероятности пропуска цели

$$\int_{U_{\text{пор}}}^{\infty} W_0(U_{\text{вых}}) dU_{\text{вых}} = \int_0^{U_{\text{пор}}} W_m(U_{\text{вых}}) dU_{\text{вых}}. \quad (10)$$

После преобразования выражения (10) получено уравнение, из которого численными методами определено $U_{\text{пор}}$:

$$\int_0^{U_{\text{пор}}} \frac{P_0}{P_{\text{пр}}^0 U_0} \left\{ \exp \left[\frac{U_{\text{вых}}}{U_0} - \frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \left(P_0 \exp \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} + P_{\text{ш}} \right) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ e^{-m^2} I_0 \left[2m \sqrt{\frac{1}{P_{\text{пр}}^0} \left(P_0 \exp \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} + P_{\text{ш}} \right)} \right] + 1 \right\} dU_{\text{вых}} = 1. \quad (11)$$

Из (11) следует зависимость $U_{\text{пор}}$ от расстояния до цели R и от интенсивности отраженного от молнии сигнала, оцениваемой величиной m .

Учитывая, что интенсивность сигнала, отраженного от молнии, является случайной величиной, и, полагая, что $f(m)$ есть функция плотности вероятности распределения m , получаем

$$U_{\text{пор}}(R) = \int_0^{\infty} U_{\text{пор}}(m, R) f(m) dm, \quad (12)$$

где $U_{\text{пор}}(m, R)$ — величина $U_{\text{пор}}$, определяемая из соотношения (11) для различных расстояний R и величин m .

Предполагая, что при $U_{\text{вых}}(R) > U_{\text{пор}}(R)$ в пространстве обзора есть молния, имеем вероятность ее обнаружения

$$P_{\text{обн}} = \int_0^{\infty} \left[\int_{U_{\text{пор}}(R)}^{\infty} W_m(U_{\text{вых}}) dU_{\text{вых}} \right] f(m) dm. \quad (13)$$

Вероятность ложного обнаружения цели равна

$$P_{\text{ложн}} = \int_{U_{\text{пор}}(R)}^{\infty} W_0(U_{\text{вых}}) dU_{\text{вых}}. \quad (14)$$

Полученные выражения использованы для определения величины вероятности обнаружения молнии и вероятности ложного обнаружения ее радиолокационной станцией, обладающей следующими техническими характеристиками: $P_{\text{пер}} = 250$ квт, $\lambda = 17$ см, $\theta_0 = 0,9$ радиан, $\alpha = 0,14$ радиан, $\tau = 0,8$ мксек, $U_0 = 0,434$ в, $P_0 = P_{\text{ш}} = 10^{-12}$ вт.

Величина удельной эффективной площади рассеяния объемно-распределенной цели, согласно [6], принята равной $\eta_0 = 10^{-8}$ м²/м³,

то соответствует наиболее типичному случаю — возникновению молнии в сильно дождящих облаках. Максимальная высота гидрометеоров предположена равной 14 км.

Результаты расчета плотности вероятности распределения напряжения $U_{\text{ВЫХ}}$ на выходе приемника для различных расстояний до отражающего объема при отсутствии молнии ($m = 0$) и при ее наличии ($m \neq 0$) приведены на рис. 1.

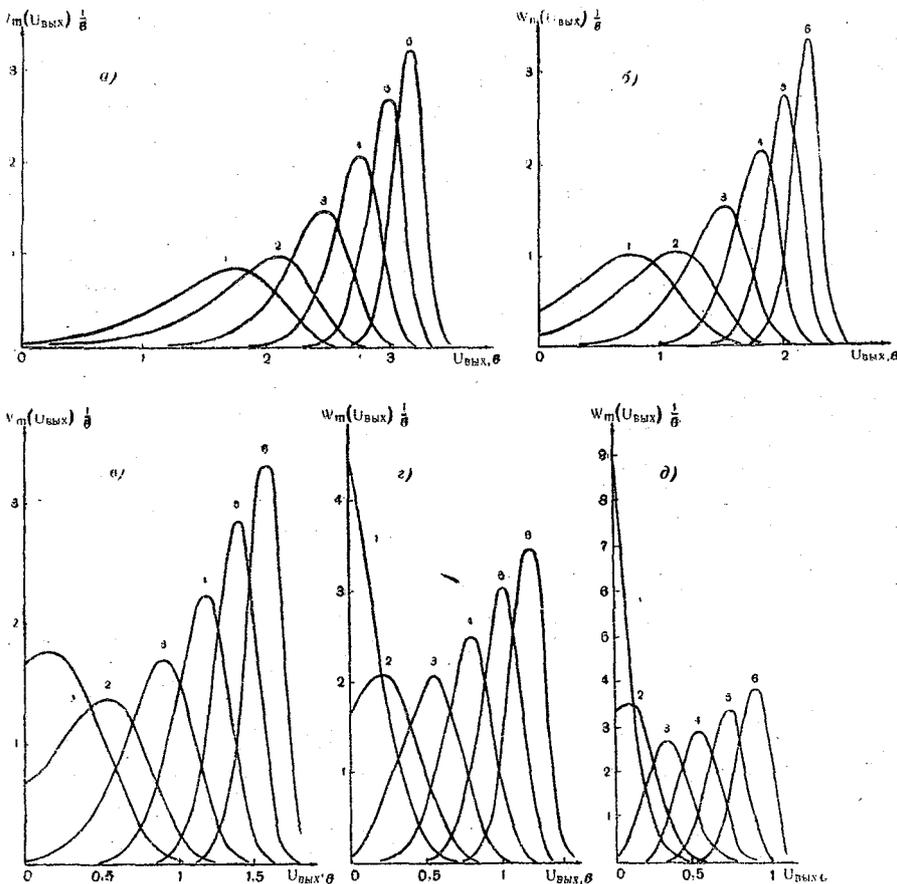


Рис. 1. Результаты расчета плотности вероятности распределения напряжения $U_{\text{ВЫХ}}$ на выходе приемника для различных расстояний до отражающего объема.

$a, б, в, г$ —значения R , равные соответственно 10, 25, 40, 53, 70 км; $1 - m = 0$; $2 - m = 1$; $3 - m = 2$; $4 - m = 3$; $5 - m = 4$; $6 - m = 5$

Имеющиеся качественные данные [1], [3], [4], [8] свидетельствуют, что возникновение молнии значительно увеличивает уровень сигнала и часто приводит к насыщению приемного устрой-

ства РЛС. Это означает, что при возникновении разряда наблюдается многократное увеличение напряженности отраженного электромагнитного поля.

В расчетах предположено, что напряженность поля, образованного отражением от молнии, равна или превосходит не более, чем в 5 раз напряженность поля, образованного отражением от объемно-распределенных целей, т. е. возможные значения m ограничены небольшими величинами.

Вычисления проведены для двух различных законов распределения $f(m)$. Предположено, что $f(m)$ является случайной величиной, подчиняющейся либо закону распределения с равномерной плотностью, либо закону распределения Симпсона в интервале значений $1 \leq m \leq 5$. В результате расчетов определено оптимальное, с точки зрения выбранного критерия, значение порогового напряжения $U_{\text{пор}}(R)$ для различных дальностей R . На рис. 2 изображена зависимость напряжения $U_{\text{пор}}(R)$ от расстояния. Поскольку отраженные с расстояния R сигналы повторяются с частотой запуска передатчика РЛС, напряжение $U_{\text{пор}}(R)$ также является периодической функцией времени.

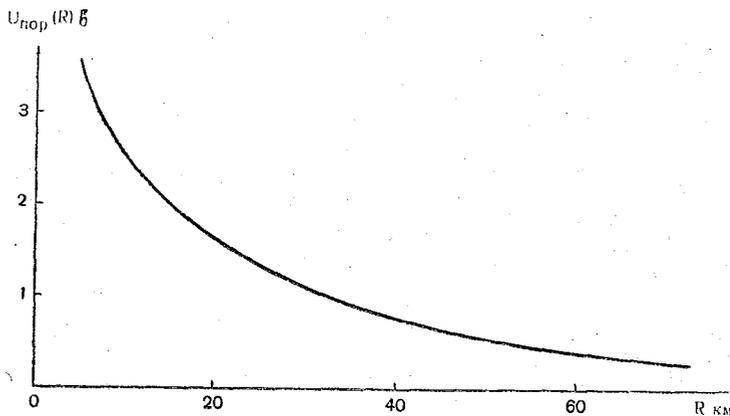


Рис. 2. Зависимость порогового напряжения от расстояния.

Анализ соотношений (13) и (14), проведенный применительно к оговоренным ранее техническим характеристикам радиолокационной станции и параметрам цели, дает вероятность ложного обнаружения молнии таким методом, равную $P_{\text{ложн}} = 0,02 \div 0,04$ в зависимости от расстояния до цели; вероятность обнаружения молнии, равную $P_{\text{обн}} = 0,73-0,78$ (в случае, если закон распределения m равномерностный) и $P_{\text{обн}} = 0,81-0,88$ (в случае, если m распределено по закону Симпсона).

Выводы

1. При любой величине порогового напряжения $U_{\text{пор}}(R)$ для заданного расстояния существует конечная вероятность того, что при отсутствии молнии напряжение на выходе приемного устройства превысит $U_{\text{пор}}(R)$ и будет принято решение о наличии ее в пространстве. Вероятность ложного обнаружения цели уменьшается с увеличением $U_{\text{пор}}(R)$.

2. При любой величине порогового напряжения существует конечная вероятность пропуска цели, которая увеличивается с увеличением $U_{\text{пор}}(R)$. Увеличение интенсивности отраженного от молнии сигнала уменьшает вероятность пропуска цели.

3. Выбор $U_{\text{пор}}(R)$ по соотношениям (11) и (12) обеспечивает достаточно высокую вероятность обнаружения сигнала, отраженного от молнии (0,73—0,88), при малой вероятности обнаружения ложной цели (0,02—0,04), если параметр m , оценивающий интенсивность отражения от молнии, имеет математическое ожидание $M(m) \geq 3$.

4. При увеличении расстояния величина $U_{\text{пор}}(R)$ снижается. Полученные соотношения справедливы, если $U_{\text{пор}} \gg U_{\text{ш}}$, где $U_{\text{ш}}$ — напряжение шумов на выходе приемника. При больших расстояниях, когда $U_{\text{пор}}$, определенное по соотношениям (11) и (12), становится сравнимым с уровнем собственных шумов приемника, использование $U_{\text{пор}}(R)$ в качестве критерия для определения наличия молнии в пространстве повышает вероятность ложного обнаружения цели. Уменьшение вероятности ложного обнаружения цели достигается повышением $U_{\text{пор}}$. Однако при этом происходит снижение вероятности обнаружения молний, интенсивность которых мала (малое значение m).

5. Приведенные соотношения могут быть использованы при разработке аппаратуры, предназначенной для обнаружения сильноточных разрядов в облаках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Д. Успехи радарной метеорологии. Гидрометеоиздат., Л., 1967.
2. Бартон Д. Радиолокационные системы. Воениздат, М., 1967.
3. Баттан Л. Дж. Радиолокационная метеорология. Гидрометеоиздат, Л., 1962.
4. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Гидрометеоиздат, Л., 1951.
5. Скольник М. Введение в технику радиолокационных систем. Изд-во «Мир», М., 1965.
6. Современная радиолокация. Перевод с англ. под ред. Ю. Б. Кобзарева. Изд-во «Советское радио», М., 1969.
7. Распространение ультракоротких волн. Перевод с англ. под ред. Б. А. Шиллерова. Изд-во «Советское радио», М., 1954.
8. Ligda, Myron G. H. The radar observations of Lightning. J. of atmosph. terr. phys., 9, 329—346, 1956.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
<i>Бекряев В. И., Качурин Л. Г., Псаломщиков В. Ф.</i> Электризация тел в потоке аэрозоля	19
<i>Качурин Л. Г., Розенталь О. М.</i> К построению теории электрического заряжения тел в потоке аэрозоля	21
<i>Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х.</i> О радиоизлучении облаков в предгрозовой стадии	28
<i>Качурин Л. Г., Розенталь О. М., Четин Ф. Е.</i> Флюктуации электрического поля в грозовом облаке	38
<i>Гвелесиани А. И.</i> Некоторые вопросы таяния ледяных сфер	42
<i>Бейтуганов М. Н.</i> Дробление капель водных растворов в электрическом поле	49
<i>Качурин Л. Г., Степаненко С. Р.</i> Перестройка структуры тумана и изменение дальности видимости при нагревании	57
<i>Бекряев В. И.</i> Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере	62
<i>Бекряев В. И., Бухман Я. З., Степаненко О. А.</i> Высокоскоростная турбулентная струя, создаваемая реактивным двигателем. Сравнение теории и эксперимента	75
<i>Качурин Л. Г., Дыдина Г. П.</i> О рассеянии облаков и туманов нисходящими струями вертолета	77
<i>Быкова Н. Д.</i> Некоторые особенности искусственного просветления туманов с помощью реагентов, интенсифицирующих конденсационные процессы	87
<i>Воробьев Б. М.</i> К расчету замерзания капель в кучевых облаках	93
<i>Воробьев Б. М.</i> К расчету процессов, протекающих в искусственно кристаллизующемся мощном кучевом облаке	108
<i>Гашин Л. И., Шарпов А. В.</i> Об оценке интенсивности обледенения морских судов	117
<i>Герман М. А., Хацкевич К. Г.</i> К исследованию динамического воздействия атмосферной турбулентности на радиально-вантовое покрытие дворца спорта «Юбилейный»	127
<i>Герман М. А.</i> К прогнозу скорости ветра на непродолжительный интервал времени	139
<i>Попов Г. Ф.</i> О выборе оптимального периода осреднения при измерениях ветра	154
<i>Качурин Л. Г., Салтыкова Л. А.</i> О температурной зависимости скорости самодиффузии жидкости	163
<i>Дивинский Л. И.</i> О выделении радиолокационного сигнала, отраженного от молнии	169

Труды ЛГМИ, вып. 45

ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ

Редакторы *З. Б. Ваксенбург* и *Ю. П. Андрейков*

Сдано в набор 20/V 1971 г. Подписано к печати 16/II 1972 г. Зак. 243

Бумага 60×90 1/16 Объем 11,75 печ. л. Тираж 500 М-08057

Типография ВОК Цена 1 р. 14 к.

[The page contains extremely faint and illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the document. No specific content can be transcribed.]