

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

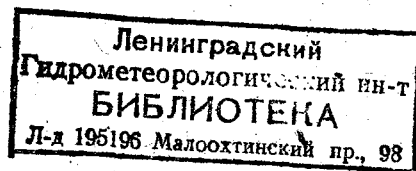
ЛЕНИНГРАДСКИЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 54

286395
ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ

Под редакцией доктора физико-математических наук
профессора Л. Г. КАЧУРИНА



ЛЕНИНГРАД
1975

Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института

В сборнике представлены работы по исследованию грозových явлений. Рассматриваются возможности нового прогрессивного метода индикации грозových очагов с использованием активной радиолокации и радиотелеметрии химического состава облачной воды.

Продолжается построение кинетической модели грозových облаков—естественно развивающихся и искусственно модифицированных.

Теория обледенения морских судов применена в целях краткосрочного прогноза, а также для построения карт обледенения.

Рассмотрены возможности искусственного рассеяния туманов с помощью нисходящих движений, инициированных свободными турбулентными струями, и, наконец, возможности численного анализа облачности, осадков, смогов в глубоких карьерах.

Сборник предназначен в основном для специалистов по физике атмосферы, но он представляет интерес также для специалистов по авиационной и ракетной технике, радиоэлектронике, проектированию и строительству крупных наземных сооружений, для тех, кто связан с гидрометеорологическим обслуживанием морских операций.

Труды Ленинградского гидрометеорологического института

Выпуск 54

Вопросы экспериментальной физики атмосферы

Редактор З. Б. Ваксенбург

○ Ленинградский гидрометеорологический институт, 1975 г.

М-228 33

Подп. к печати 13.08-1975 г.

Тираж 500

Объем 9³/₈ п. л.

Зак. 319

Цена 1 р. 25 к.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборнике представлены работы кафедры экспериментальной физики атмосферы, отображающие следующие новые, развивающиеся направления и проблемы.

Исследуются грозовые явления, в частности, проявляющиеся в радионизлучении облаков как в стадии максимального развития явления, так и в предгрозовой стадии. При этом привлекаются новые понятия — об электрокристаллизационном потенциале, а также о флуктуационной природе критической напряженности электрического поля в грозовых облаках. Рассматриваются возможности нового прогрессивного метода индикации грозовых очагов с использованием активной радиолокации.

Продолжается построение кинетической модели градовых облаков — естественно развивающихся и искусственно модифицированных. Впервые удалось выполнить анализ случаев неудачных воздействий на градовые облака, показать, каковы причины неудач, наметить возможности улучшения существующей методики воздействия.

Обледенение судов в море в холодное время года в бурную погоду — грозное явление, оно опасно не только для малых, но и для крупнотоннажных судов. В последние годы суда все чаще стали удаляться от берегов на значительные расстояния, стали выходить в море в плохую погоду. Соответственно, чаще стали наблюдаться случаи интенсивного обледенения, с которым экипажу не удается справиться в полной мере.

Развитая на кафедре первая численная схема расчета обледенения морских судов в настоящем сборнике применена в целях краткосрочного прогноза, а также для построения карт обледенения, которые могут быть использованы как при планировании морских операций, так и при оперативном предвычислении интенсивности и продолжительности обледенения. Дан метод построения карт опасности обледенения в различных районах Мирового океана. Эти карты, отражающие среднемесячные характеристики обледенения, можно уточнять по долгосрочному прогнозу отклонения погоды от нормы или в соответствии с информацией о температуре воды и воздуха, а также о волнении моря, полученной с метеорологических спутников.

Прогноз смогов и воздействия на них — новая проблема, возникшая сравнительно недавно в связи с развитием открытых горных разработок. Количество карьеров и их глубины прогрессивно растут, соответственно возрастает частота сильных загрязнений, затрудняющих пребывание в них, а иногда заставляющих надолго прекращать в них работу. Опубликованная в настоящем сборнике статья, посвященная смоговым явлениям в глубоких карьерах, направлена на разработку методов прогноза естественно развивающихся смогов и их ослабления в результате действия вентиляционных установок.

Наконец, в сборнике рассматривается численная схема прогноза облачности и осадков. Это одно из новых направлений в физике атмосферы, позволяющее переходить от информации о погоде к ее прогнозу.

Рассмотрим результаты исследований, касающиеся града и грозы, несколько подробнее.

Прежде всего о новых идеях в области грозового электричества, а также о новых прогрессивных методах радиометеорологии — активной и пассивной радиолокации грозовых очагов.

Представления о флуктуационном, вероятностном характере внутриоблачных электрических процессов, изложенные в сборнике Трудов ЛГМИ, вып. 45, 1972 г., складывались на основании измерений напряженности электрического поля в грозовых облаках и вблизи их, выполненных в последние годы, главным образом И. М. Имянитовым и его сотрудниками, на основании наблюдений за радиоизлучением грозовых облаков в стадии максимального развития, а затем при совместных исследованиях кафедры и Высогогорного геофизического института (ВГИ) — и в предгрозовом состоянии. В настоящем сборнике публикуются работы, развивающие эти представления как в теоретическом, так и в экспериментальном плане.

Всего лишь несколько лет назад высказывались сомнения в отношении реальности предгрозового излучения облаков, однако в настоящее время пассивная радиолокация облаков в предгрозовом состоянии уже используется практически. В отношении возможности активной радиолокации грозовых очагов также высказывались сомнения, что было одной из причин, сдерживающей развитие подобных методов, хотя радиолокационные отражения от молнии наблюдались еще в 50-е годы.

Можно думать, что исследования, выполненные совместно с ИГАН ГССР и ВГИ и опубликованные в настоящем сборнике, помогут выйти методам активной радиолокации грозовых очагов на передний край радиометеорологии. В работах, выполненных кафедрой совместно с Институтом геофизики АН ГССР, впервые удалось прямым путем наблюдать флуктуации во времени и в пространстве зон электрической неоднородности в грозовых облаках и установить связь между их размерами и вероятностью появления, качественно согласующуюся с теоретическими представлениями.

Результаты исследования грозовых очагов имеют не только чисто познавательное значение, сейчас уже очевидно, что метод радиолокационного обнаружения грозовых очагов применительно к аэродромам, ракетодромам и другим грозочувствительным объектам значительно перспективнее применяющихся в настоящее время методов.

Точнее говоря, сочетание предгрозового «радиоподслушивания» облаков на первом этапе, пеленгации грозовых облаков — на следующем этапе и радиолокационного наблюдения — на заключительном этапе — наиболее рациональная схема наблюдений, позволяющая своевременно предупреждать о грозоопасности в районе охраняемых объектов. Работы по подавлению грозовой активности также немыслимы без подобных наблюдений.

Но важно не только обнаруживать грозу или ее предвестников, необходимо разобраться в причине образования зарядов в облаках, в физике процесса, который в настоящих кучево-дождевых облаках протекает очень бурно.

Переходим к «градовым» работам.

С состоянием проблемы в целом можно ознакомиться по обзорным работам. Мы же остановимся ниже лишь на тех теоретических исследованиях, которые по своему смыслу могут рассматриваться как прямые предшественники модели градового облака, развиваемой на кафедре.

Представления о физике процессов, использованные в этой модели, начали складываться еще в 1950—1960 гг. Однако до самых последних лет расчеты динамики кучевых облаков и внутренних процессов в них выполнялись независимо. Только в середине прошлого десятилетия появились первые работы, в которых были предприняты попытки эти процессы уложить в единую систему уравнений. Кстати, для неконвективных облаков такие попытки предпринимались раньше аспирантом кафедр В. С. Антоновым.

Чисто динамические осесимметричные стационарные модели кучевых облаков были построены Х. Б. Пристли и Ф. К. Боллом, в дальнейшем многими авторами эти модели совершенствовались, довольно полная модель такого типа развита в серии работ Л. Н. Гутмана и его сотрудников, в работе И. Огуры. В 1967 г. С. В. Ньютоном был подведен итог этого этапа исследований.

Отказ от условия осесимметричности, что, как показывают расчеты и наблюдения, крайне важно при исследовании кучево-дождевых облаков, резко усложняет задачу, поэтому пока таких попыток немного. В серии работ Т. Такеды наряду с термодинамически обратимыми конденсационными процессами был введен вертикальный профиль ветра в окружающей атмосфере. В работах Д. Л. Лайхтмана и его сотрудников в 1960 г. было дано аналитическое решение сноса факела ветром в атмосфере при температурной стратификации, не сильно отличающейся от равновесной.

В серии работ, выполненных на кафедре в те же годы, в численном решении для дымовых факелов и кучевых облаков изгиб струи под влиянием ветра был введен путем экстраполяции экспе-

риментальных данных об изменении формы струи, полученных при моделировании факелов в лабораторных условиях. В. И. Бекряевым была учтена также инерция струи. Наконец, Л. Н. Гутман и Р. С. Пастушков детально исследовали роль сдвига ветра.

В ряде работ, в упоминавшихся уже работах Л. Н. Гутмана и его сотрудников, Т. Такеды, в работах С. Н. Лебедева и др., конвективные облака рассматривались не только в стадии максимального развития, но и на более ранних стадиях. Иными словами, решалась нестационарная задача о конвекции, что, как оказалось, важно не только при решении задач прогностического плана, но и при диагнозе градовых процессов, особенно после воздействия на них.

Однако термодинамические процессы внутри кучевых облаков в работах 60-х годов и более ранних либо совсем не учитывались, либо рассматривались в пределах термодинамически обратимой конденсации водяного пара. Между тем можно высказать следующее довольно общее положение физики атмосферы: бурно развивающиеся процессы, такие как ливни, град, гроза, буря, обязательно связаны с термодинамически необратимыми процессами. Применительно к градовой проблеме — это кристаллизация облака, в основе которой лежит фазовый переход термодинамической системы из метастабильного состояния в стабильное; конденсационно-коагуляционное укрупнение естественно образовавшихся и искусственно созданных ледяных частиц при насыщении водяного пара, существенно отличного от равновесного значения, и, наконец, основа конвекции — переход потенциальной энергии атмосферы в кинетическую энергию конвекции.

Важным фактором в градовом облаке является скорость его кристаллизации. Кристаллизация переохлажденных водных аэрозолей явилась предметом многих исследований — теоретических и экспериментальных. Однако и до сих пор нет полной, в достаточной мере экспериментально подтвержденной методики расчета кристаллизации переохлажденных водных аэрозолей.

В серии экспериментов Г. Вали и его сотрудников изучалась скорость замерзания капель различных размеров. В качестве меры замерзания было принято количество капель, замерзших при охлаждении водного аэрозоля на один градус. Анализ результатов Г. Вали показывает, что выбранная им мера замерзания зависит от скорости охлаждения, правда, в опытах не столь сильно, как в условиях, характерных для кучево-дождевых облаков. В таком варианте фактор времени проявляется в расчетах кристаллизации через вертикальную скорость ветра в облаке.

Работы Г. Вали, а также А. А. Равделя и Г. А. Козлова вместе охватывают широкий диапазон температур, характерный для верхней части облаков, причем они в отличие от большинства подобных работ содержат в явном виде информацию о времени и притом удовлетворительно обеспечены статистически. Поэтому именно они и были использованы авторами настоящего сборника.

Преобразование замерзших капель в зародыши градин, их путь и трансформация в облаке — тема фундаментальных исследований многих ведущих специалистов по градовым процессам. В свете развиваемых в ЛГМИ представлений наиболее интересные работы А. И. Карцивадзе, Р. Листа, В. Хичфельда, Е. Даниельсона и их соавторов.

При детальном анализе градовых процессов нельзя ограничиваться только расчетом размеров градин, важно знать их концентрацию, а также структуру поверхности. О концентрации будет сказано ниже, что же касается структуры градин, то она определяет прежде всего радиолокационную отражаемость градового облака — главную и пока практически единственную характеристику, поддающуюся непосредственному измерению. Обстоятельно этот вопрос рассмотрен в недавно вышедшей книге В. И. Розенберга. В последних вариантах градовых моделей радиолокационная отражаемость входит в качестве одного из важных параметров.

В упомянутых работах судьба отдельных градин исследована с достаточной полнотой, притом на фоне реальной динамической картины конвекции. Однако не хватало одной из основных характеристик — концентрации градин, тесно связанной со всеми основными параметрами облака. Здесь нужны были, с одной стороны, гипотеза о зарождении градовых зародышей и, с другой стороны, соединение воедино всех уравнений, охватывающих все стороны градового процесса — внешние и внутренние, начиная от перехода потенциальной энергии атмосферы в кинетическую энергию конвекции и заканчивая выпадением града на землю или его предотвращением или ослаблением в результате воздействия. Иными словами, необходимо было перейти от расчета роста градин к расчету интенсивности градобития, т. е. построить полную модель градового облака. По-видимому, наиболее полный учет внутренних процессов в градовом облаке в динамической модели со сдвигом ветра был выполнен в работах автора и аспиранта кафедры Б. М. Воробьева в 1968—1970 гг. Было введено понятие о своеобразном фильтре, разделяющем градовые зародыши на неопасные — улетающие в наковальню и опасные — долетающие до земли. Именно это позволило впервые рассчитать интенсивность естественного градобития. Однако в этой работе имелся ряд упрощений, от которых было необходимо отказаться. Так, при расчете водности в верхней части облака, являющейся важной характеристикой фильтра, принимались во внимание лишь скорость замерзания капель и скорость «перегонки» пара. Но коагуляционное «пожирание» переохлажденных капель оказалось хотя и вторичным, но не менее существенным, чем замерзание капель. Слой кристаллизации при расчетах интенсивности града трансформировался в плоскость, как и в более ранних работах. Однако оказалось, что в ряде случаев именно структура этого слоя определяет направление процесса. В практических расчетах упрощался профиль вертикальной скорости. Наконец, в нижней части облака не

было прямого учета коагуляционного взаимодействия, но этот недостаток не устранен полностью и до сих пор.

В работах, опубликованных в настоящем сборнике, модель градового облака получила дальнейшее развитие, удалось отказаться от ряда упрощений и допущений, был существенно усовершенствован фильтр, разделяющий зародыши на улетающие в наковальню и на пути к земле достигающие опасных размеров. Значительная модернизация потребовалась в той части облака, где начинается интенсивный переход облака в кристаллическое состояние. Правда, объем вычислений в результате этого возрос в несколько раз, но тщательный анализ показал, что усложнение некоторых деталей оправдано.

Теперь модель описывает процесс градообразования как естественного, так и искусственно модифицированного. В усовершенствованной модели система уравнений была полностью замкнута, что позволило впервые выполнить количественный анализ фактических случаев воздействия, как удачных, так и неудачных, показать, в чем причина неудач, какие из них сравнительно легко преодолеть, какие требуют коренного изменения методики воздействия. Метод использовался при анализе градобитий в различных климатических условиях.

Вместе с тем анализ указал на слабые, недостаточно обоснованные и в то же время достаточно чувствительные звенья модели, которые в настоящее время дополнительно исследуются, ищутся способы соответствующих усовершенствований.

*Заведующий кафедрой экспериментальной физики атмосферы
доктор физ.-мат. наук профессор Л. Г. КАЧУРИН*

Л. Г. КАЧУРИН, А. И. КАРЦИВАДЗЕ, Л. И. ДИВИНСКИЙ, В. Д. МАЗУР,
Р. И. ДОРЕУЛИ

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ГРОВОЫМИ ОЧАГАМИ В КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКАХ

В течение 1969—1973 гг. Ленинградским гидрометеорологическим институтом совместно с Институтом геофизики АН Грузинской ССР изучались возможности радиолокационного метода исследования характеристик грозовых явлений в кучево-дождевых облаках: координат грозовых очагов, их размеров, характера и интенсивности физических процессов в них, взаимосвязи между интенсивностью грозовой деятельности, оценивая ее количеством зарегистрированных РЛС разрядов в единицу времени, и отражаемостью от частиц облаков и осадков.

Радиолокационная отражаемость от облачных частиц измерялась в сантиметровом, а от ионизированных каналов сильноточных разрядов — в метровом диапазоне радиоволн.

В работах [1, 2] рассмотрен канал молнии как радиолокационная цель и показано, при каких условиях сигнал, отраженный от молнии, может быть надежно выделен из общего радиолокационного сигнала, включающего в себя также отражения от частиц облаков и осадков. Из расчетов, выполненных в работе [1], следует, что диапазон метровых волн и длинноволновая часть дециметрового диапазона наиболее благоприятны для обнаружения радиолокационных отражений от каналов молний.

Экспериментальные работы проводились на территории Алазанской долины Восточной Грузии.

Основные технические характеристики РЛС, используемых в эксперименте, приведены в табл. 1.

Радиолокационные станции были установлены в селении Руиспири. При анализе использовались также данные наблюдений РЛС сантиметрового диапазона Службы борьбы с градом Министерства сельского хозяйства Грузинской ССР, установленных в пунктах Бадиаури, Гурджаани и Цители-Цкаро (рис. 1).

Методика синхронных наблюдений имела два варианта. В первом варианте по данным о координатах зоны максимальной отражаемости, полученным оператором РЛС сантиметрового диапазона, оператор РЛС метрового диапазона исследовал выделенную зону и ее окрестности, осуществляя поиск грозовых очагов и, если

Таблица 1

Наименование характеристики	РЛС сантиметрового диапазона	РЛС метрового диапазона
Длина волны, см	3,2	200
Мощность излучения в импульсе, кВт	250	180
Длительность зондирующего импульса, мкс	2	6
Чувствительность приемника при соотношении сигнал / шум = 3/1, вт	10-12	2.10-13
Ширина диаграммы направленности антенной системы, град.		
а) в горизонтальной плоскости	1	11
б) в вертикальной плоскости	1	40

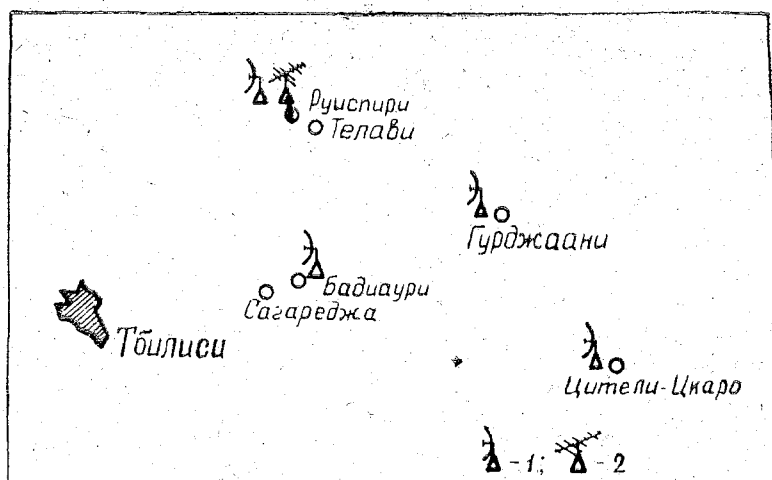


Рис. 1. Схема района работ экспедиции:
1—РЛС сантиметрового диапазона; 2— РЛС метрового диапазона.

обнаруживал их, определял интенсивность грозовых процессов. Во втором варианте по данным о координатах грозового очага, обнаруженного оператором РЛС метрового диапазона, оператор РЛС сантиметрового диапазона производил синхронное исследование района грозового очага и его окрестностей и определял характеристики облачных систем.

При исследовании характеристик грозовой деятельности максимум диаграммы направленности антенной системы РЛС метрового диапазона ориентировался в направлении на грозовой очаг.

Оператором РЛС сантиметрового диапазона производилась фотосъемка изображений облачных систем с экрана индикатора кру-

гового обзора и индикатора «дальность — высота» при различных затуханиях, вводимых в приемный тракт. Оператор РЛС метрового диапазона осуществлял киносъемку изображения сигналов, отраженных от каналов молний с экрана индикатора типа А. Кроме того применялся метод регистрации, при котором сигнал с выхода приемника РЛС модулировался по яркости на экране индикатора, работающего синхронно с РЛС в режиме однострочной развертки. Линия, модулированная по яркости, с экрана индикатора однострочной развертки (ИОР) проектировалась оптической системой на равномерно перемещающуюся киноплёнку. Характеристики системы регистрации данных, включающей камеру с равномерно движущейся пленкой (КРДП), приводятся в работе [3].

На рис. 2 представлено типичное изображение сигнала, отраженного от канала молнии в режиме обычной радиолокации (а) и в режиме радиолокации с накоплением отраженных сигналов (б), зарегистрированное с индикатора типа А в режиме киносъемки со скоростью 16 кадров в секунду. Слева на рисунке видно постоянно существующее отражение от местных предметов.

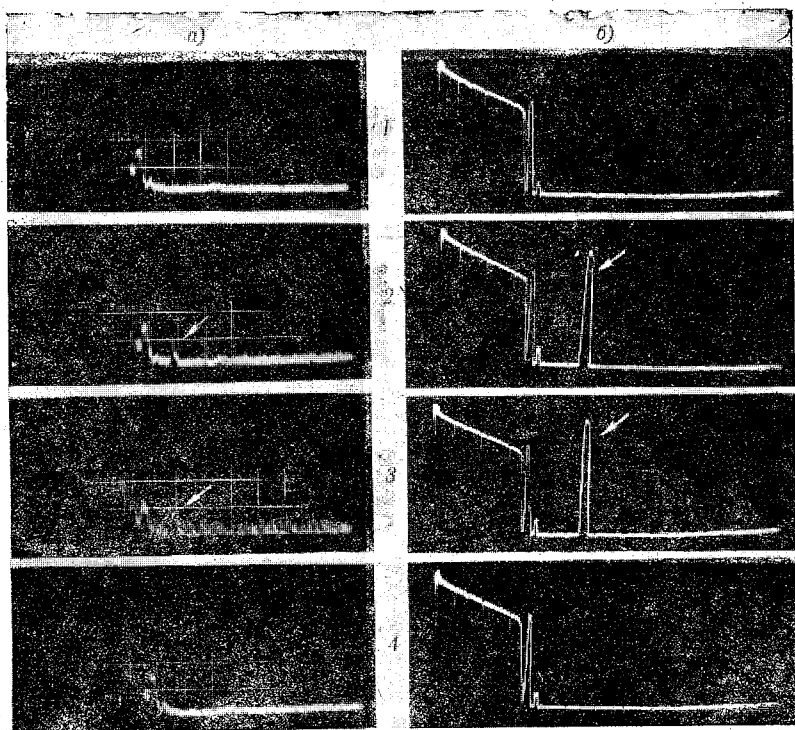


Рис. 2. Пример изображения радиолокационного сигнала, отраженного от канала молнии, на индикаторе типа А:

а — без накопления сигналов; б — с накоплением сигналов;
(Стрелкой отмечен сигнал, отраженный от канала молнии).

Если не производится накопление сигнала, то сигнал на выходе приемника РЛС содержит наряду с сигналами, отраженными от местных предметов, также сигналы собственного радиоизлучения разрядов (см. рис. 2, а). Последние, в силу своего высокого уровня, маскируют исследуемый радиолокационный сигнал.

Несинхронный характер излученных сигналов позволяет, используя режим накопления, существенно повысить уровень синхронных сигналов, отраженных от целей, и свести к минимуму маскирующее действие собственного радиоизлучения молнии.

Режим накопления целесообразно использовать при обнаружении грозовых очагов и определении их координат. При изучении физических процессов в канале разряда приемлем режим обычной радиолокации, так как он позволяет судить об изменении отраженного сигнала во времени.

Результаты эксперимента

На рис. 3 представлен пример непрерывной регистрации с помощью КРДП радиолокационных отражений от каналов разрядов в грозовом очаге в метровом диапазоне. Исследуемый очаг находился на расстоянии 105—128 км от РЛС. Отрезки прямых, проведенных параллельно оси расстояний, отображают момент появления канала разряда, а также удаление его ближнего и дальнего концов от радиолокационной станции. Время существования отраженного сигнала предполагается на рисунке пренебрежимо малым по сравнению с характерным интервалом между разрядами. Длина

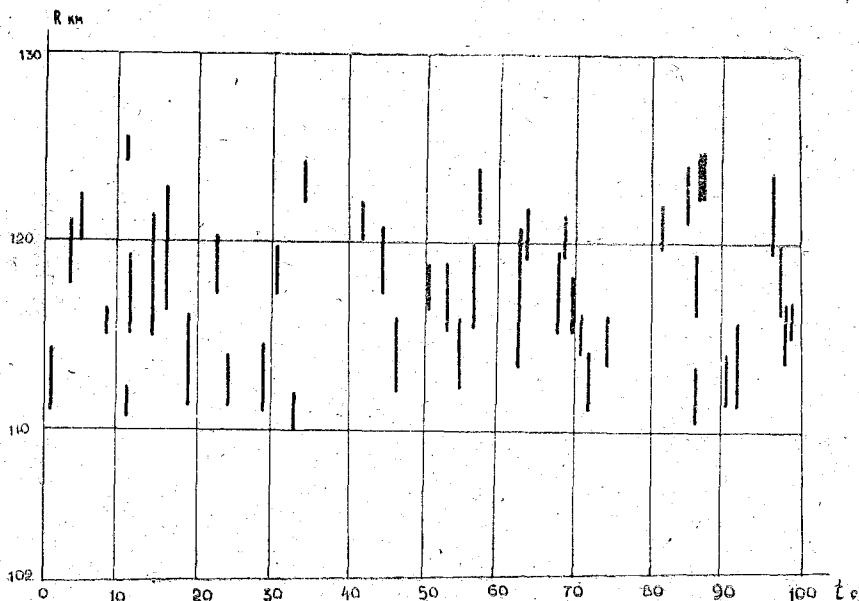


Рис. 3. Пример результатов наблюдений за грозовым очагом.

отрезка соответствует проекции канала на линию наклонной дальности.

Полученные данные согласуются с представлениями [4] о том, что грозовые разряды должны происходить между отдельными

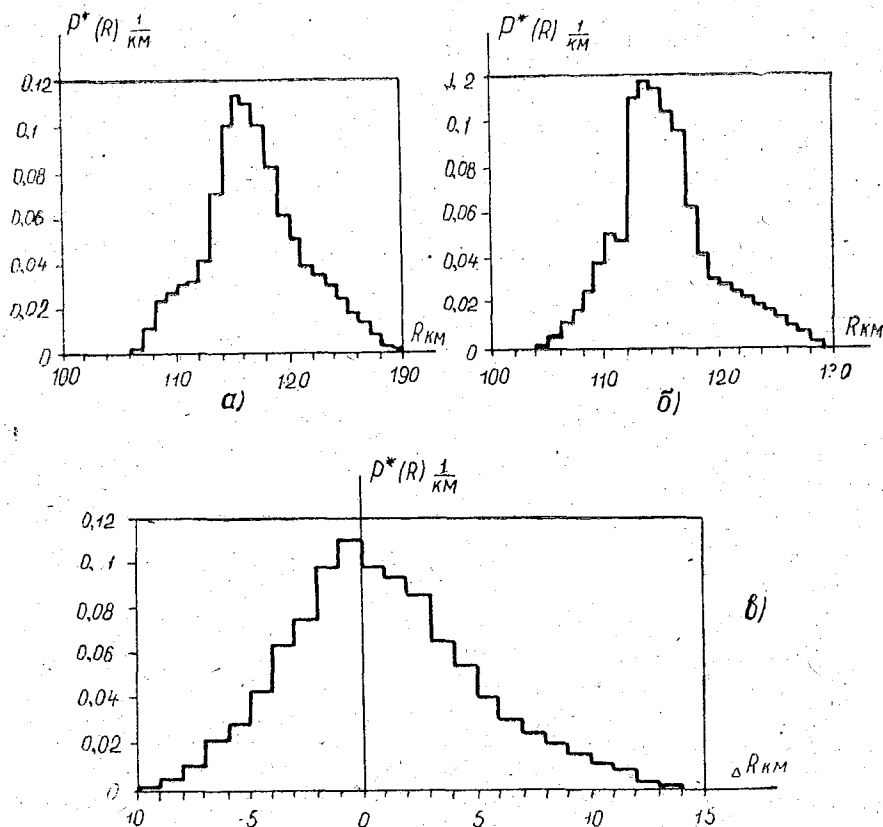


Рис. 4. Гистограмма распределения расстояний Δ каналов молний в грозовом очаге:

а—гистограмма построена по результатам первых пяти минут наблюдений; *б*—гистограмма построена по результатам последующих пяти минут наблюдений; *в*—гистограмма отклонений каналов молний от центра грозового очага.

ячейками различных размеров, хаотично распределенными в пространстве и непрерывно перемещающимися внутри грозового очага.

Судя по наблюдениям, могут иметь место ситуации (рис. 3, 12-я секунда), когда практически одновременно разряды происходят между несколькими ячейками грозового очага.

На рис. 4, *а, б* приведены гистограммы распределения расстояний от РЛС до каналов молнии в грозовом очаге. Гистограммы построены по результатам непрерывных наблюдений за пятиминутные интервалы (за такой временной интервал смещение грозового очага в пространстве незначительно). На рис. 4, *в* представлена гисто-

грамма отклонений каналов разрядов от центра грозового очага. Из рис. 4,б видно, что интенсивность электрических разрядов убывает при удалении от центра грозового очага и что распределение интенсивности электрических разрядов как функции расстояния от центра грозового очага близко к нормальному распределению.

Представляет интерес исследование связи между размерами каналов разрядов и временными интервалами T , разделяющими моменты их появления. Распределим все зарегистрированные отраженные сигналы по градациям размеров их проекций ΔR_p на линию наклонной дальности с шагом 1 км. Определенное для каждой градации среднее значение временного интервала между разрядами приведено на рис. 5. Внутри каждой градации временной интервал между разрядами, зависящий от многих факторов, не поддающихся учету, рассматривается как случайная величина.

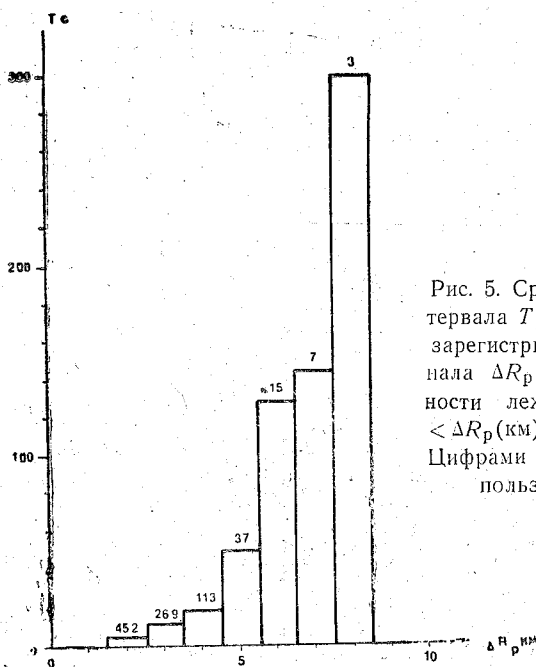


Рис. 5. Среднее значение временного интервала T между разрядами, у которых зарегистрированная длина проекции канала ΔR_p на линию наклонной дальности лежит в интервале $1,5 + i < \Delta R_p \text{ (км)} < 2,5 + i$ ($i = 0, 1, 2, \dots, 6$ км). Цифрами отмечено число случаев, использованных при осреднении.

На рис. 6. приведен пример гистограммы распределения временного интервала между двумя последующими разрядами для группы разрядов с $2,5 \text{ км} < \Delta R_p < 3,5 \text{ км}$.

Рис. 5. показывает, что в соответствии с теорией [4] частота разрядов резко убывает с увеличением ΔR_p , значительно быстрее, чем величина ΔR_p . Чтобы получить возможность количественных сравнений с теорией, необходимо измерять длины каналов разрядов без искажений. Подчеркнем еще раз, что методом радиолокационного зондирования, использованным нами, можно зарегистри-

ровать проекцию канала молнии на линию наклонной дальности. Так, если радиолокационная станция излучает электромагнитные волны вдоль оси Ox (рис. 7), которые в дальней зоне можно рассматривать как плоские и параллельные плоскости zOy , а длина канала равна L , то при произвольной его ориентации (под углами

количество
случаев

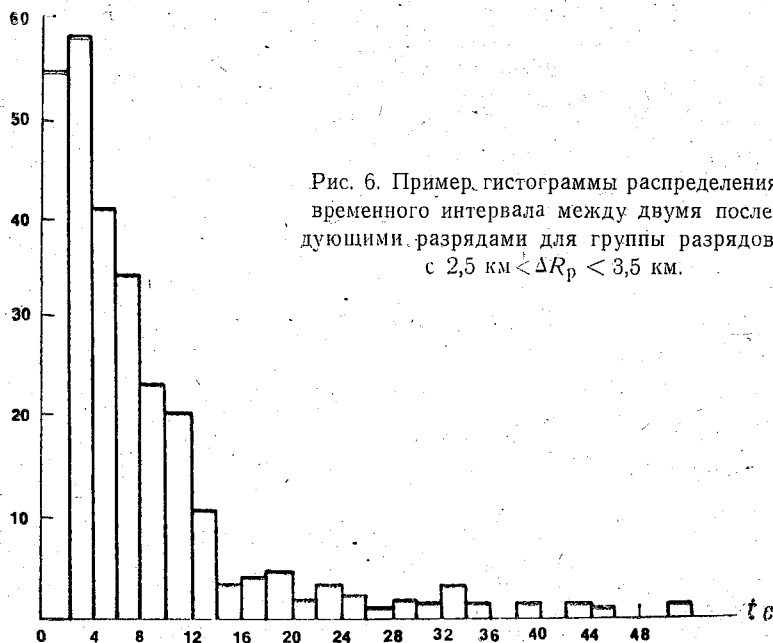


Рис. 6. Пример гистограммы распределения временного интервала между двумя последующими разрядами для группы разрядов с $2,5 \text{ км} < \Delta R_p < 3,5 \text{ км}$.

Θ и φ соответственно к горизонтальной плоскости и к плоскости, перпендикулярной направлению распространения электромагнитной волны) регистрируемая радиолокационным методом протяженность канала по наклонной дальности ΔR_p с учетом ограниченной разрешающей способности РЛС по дальности и погрешностей, вносимых системой регистрации, равна

$$\Delta R_p = \sqrt{L^2 \cos^2 \Theta \sin^2 \varphi + r^2}, \quad (1)$$

где $L^2 \cos^2 \Theta \sin^2 \varphi = \Delta R$ — истинное значение проекции канала молнии на ось Ox — ось дальности; r — постоянная величина, зависящая от разрешающей способности РЛС по дальности, от параметров электронно-лучевой трубки КРДП и режима регистрации сигнала. С учетом конкретных значений указанных выше величин $r = 2 \text{ км}$.

Зависимость (1) позволяет при известных функциях плотности распределения величин ΔR_p , Θ и φ определить в [6] функцию плотности распределения длины канала молнии L .

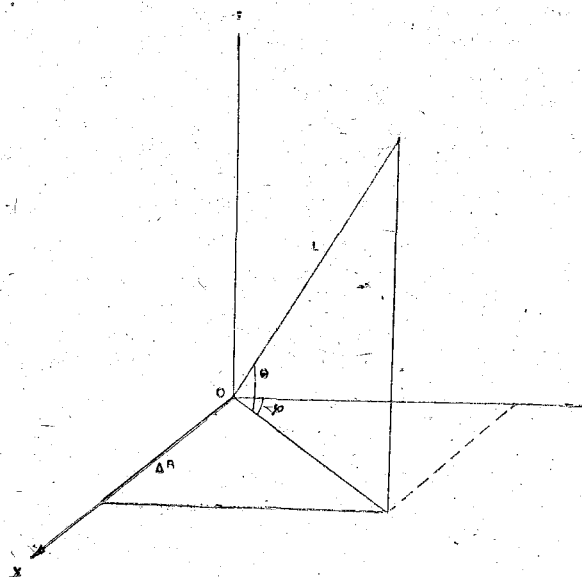


Рис. 7. К пояснению величины проекции канала разряда на линию наклонной дальности ΔR_p .

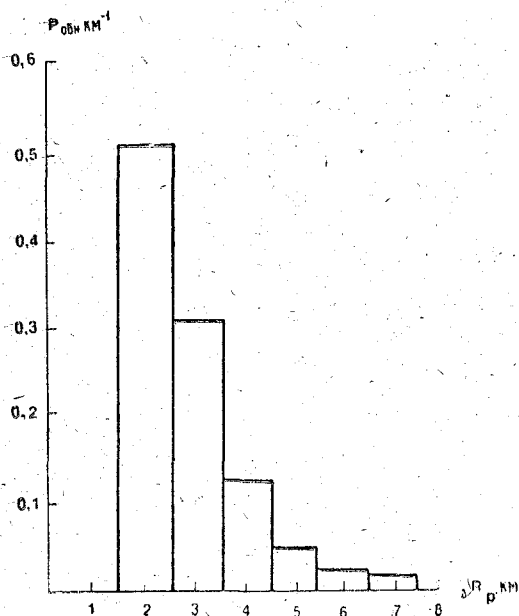
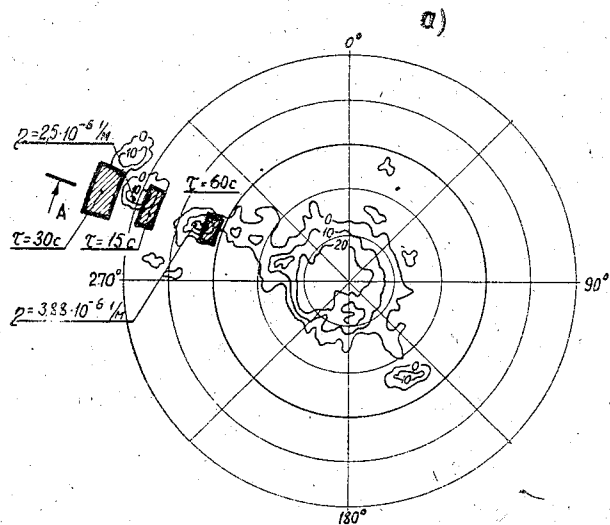
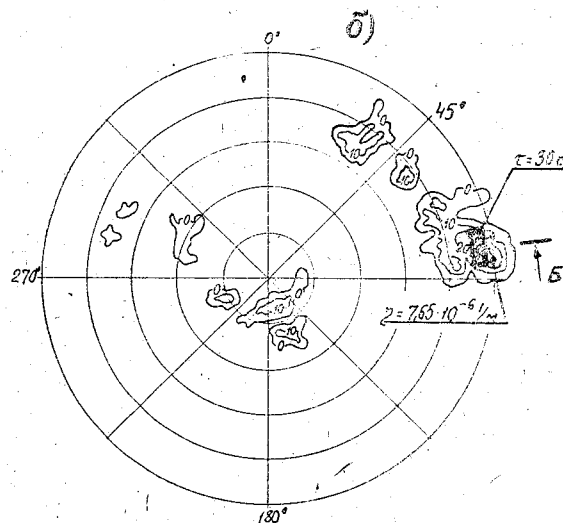
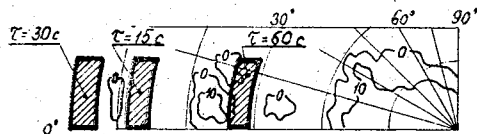


Рис. 8. Гистограмма распределения протяженности каналов разрядов (в проекции на линию наклонной дальности).

286 395



Сечение по А



Сечение по Б

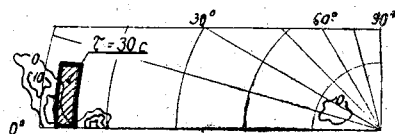


Рис. 9. Пример совмещенной карты результатов синхронных наблюдений за отражаемостью от частиц облаков и осадков и за положением грозовых очагов (заштрихованные области). В разрывах линий изоэхо приведены числа, показывающие в дБ величину затухания, введенного в приемный тракт РЛС:

а — наблюдения 14.06.1973 г. в 17 ч 06 мин — 17 ч 10 мин; б — наблюдения 15.09.1973 г. в 01 ч 17 мин — 01 ч 20 мин.

$$W(L) = \int_{\Theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{\frac{\pi}{2}} W_1(\sqrt{L^2 \cos^2 \Theta \sin^2 \varphi + r^2}) W_2(\Theta) W_3(\varphi) \times \\ \times \frac{L \cos^2 \Theta \cdot \sin^2 \varphi}{\sqrt{L^2 \cos^2 \Theta \sin^2 \varphi + r^2}} d\Theta d\varphi, \quad (2)$$

где $W_1(\Delta R_p)$ — функция плотности распределения величины ΔR_p ; $W_2(\Theta)$ и $W_3(\varphi)$ — функции плотности распределения величин углов Θ и φ .

Эксперименты не позволяют судить о функциях распределения $W_2(\Theta)$ и $W_3(\varphi)$, и поэтому представляется возможным лишь отыскание функции распределения проекции ΔR_p канала молнии на луч, направление которого совпадает с направлением излучения РЛС. Гистограмма плотности распределения величины ΔR_p приведена на рис. 8.

Два примера результатов синхронных наблюдений за облаками с помощью радиолокационных станций сантиметрового и метрового диапазонов представлены на рис. 9. Данные, полученные с помощью РЛС сантиметрового диапазона, представлены в виде изолиний, соответствующих одинаковой величине затухания, введенного в приемный тракт. Результаты, полученные с помощью РЛС метрового диапазона, изображены на рисунках заштрихованными областями, в пределах которых наблюдались отражения от

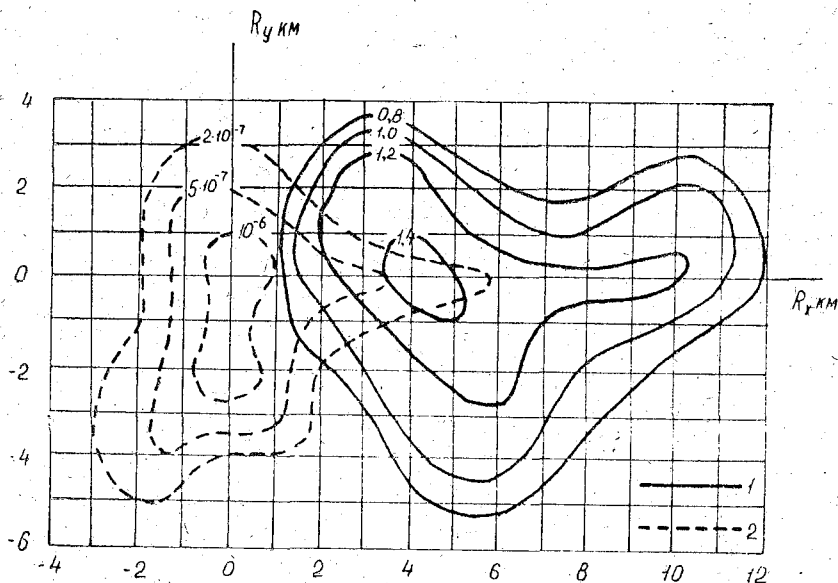


Рис. 10. Осредненные характеристики интенсивности электрических разрядов в облаках и отражаемости частиц облаков и осадков:

1 — изолинии интенсивности электрических разрядов (мин^{-1}); 2 — изолинии отражаемости частиц облаков и осадков (м^{-1}).

каналов молний. Интенсивность грозовых процессов в очаге представлена средней величиной временного интервала τ между следующими друг за другом разрядами, вне зависимости от их характеристик. Эти данные использовались для исследования взаимосвязей между величиной отражаемости радиоволн сантиметрового диапазона от частиц облаков и осадков и интенсивностью грозовых процессов.

Как видно из рис. 9,а, грозовые процессы могут наблюдаться на периферийных частях облачных систем, в областях с относительно малой величиной отражаемости от гидрометеоров.

Обобщенные данные о взаимосвязи отражаемости от гидрометеоров в сантиметровом диапазоне радиоволн и интенсивности грозовых процессов, полученные путем осреднения характеристик всех наблюдавшихся в сезонах 1972—1973 гг. грозовых очагов, представлены на рис. 10. Пунктиром изображены линии равной отражаемости радиоволн сантиметрового диапазона от гидрометеоров, а сплошные линии соответствуют линиям равной частоты разрядов. Интенсивность разрядов на рис. 10 представлена средним количеством разрядов в минуту. Рисунок показывает, что в среднем между областями максимальных значений отражаемости в сантиметровом диапазоне и областями высокой интенсивности грозовых процессов имеются значительные расхождения, что ставит под сомнение принципиальную возможность отыскания достаточно надежных методов определения грозовых очагов с использованием в качестве основного параметра отражаемости от облачных частиц.

Результаты сравнения взаимного расположения областей наибольшей отражаемости в сантиметровом диапазоне и центра грозового очага представлены в табл. 2.

Таблица 2

Интервал расстояний между центром грозового очага и точкой максимальной отражаемости облака в районе грозового очага, км	Числитель—число наблюдавшихся ситуаций, знаменатель—процент от общего числа наблюдений
0—2	14/32
2—4	12/28
4—6	6/12
6—8	5/11
8—10	2/4
10—12	2/4
>12	4/9

Всего: 45/100

В табл. 3 приводятся данные о распределении отражаемости грозовых облаков в сантиметровом диапазоне радиоволн ($\lambda = 3,2$ см) по результатам наблюдений 1972—1973 гг.

Результаты синхронных наблюдений радиолокационными станциями сантиметрового и метрового диапазонов позволяют сделать следующие основные выводы:

1. Грозовые процессы происходят в облаках, радиолокационная отражаемость которых в сантиметровом диапазоне радиоволн изменяется в широком интервале значений от $\eta < 10^{-8}$ 1/м до $\eta > 10^{-1}$ 1/м.

Таблица 3

Отражаемость η от облаков в районе грозового очага, 1/м	Числитель—число грозовых очагов, наблюдавшихся в районе облаков с данной отражаемостью, знаменатель—процент от общего числа наблюдений
10-4—10-5	15/33
10-5—10-6	16/36
10-6—10-7	6/13
10-7—10-8	4/9
<10-8	4/9
Всего:	45/100

2. Взаимное расположение областей максимальной отражаемости и грозовой активности меняется в широких пределах. Практически совпадение наблюдалось лишь примерно в одной трети наблюдавшихся случаев. Наиболее часто грозовые процессы характеризуются значительным смещением своего местоположения относительно центров отражаемости облачных систем. В силу этого критерии грозоопасности, основанные на обработке результатов наблюдений радиолокационными станциями сантиметрового диапазона, не позволяют достаточно надежно судить о подлинной грозоопасности облачности.

3. Радиолокационные наблюдения за грозовыми очагами позволили впервые прямым путем подтвердить одно из основных положений теоретической модели грозового облака, развиваемой на кафедре, в которой грозовые очаги различных размеров флуктуируют во времени (по интенсивности) и в пространстве.

4. Радиолокационные станции метрового диапазона позволяют получить достоверные сведения об интенсивности грозовых очагов и их координатах. Учитывая важность подобной информации для ряда отраслей народного хозяйства, в том числе авиации, морского флота (нефтеналивные суда), лесного хозяйства и некоторых других отраслей, представляются целесообразными дальнейшие исследования возможностей радиолокационного способа обнаружения грозовых очагов и определения их координат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дивинский Л. И. О выделении сигнала, отраженного от канала молнии. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 169—175.
2. Дивинский Л. И. Радиолокационная эффективная отражающая поверхность канала молнии. См. настоящий сборник.
3. Дивинский Л. И., Иванов Б. Д., Мазур В. Д., Попова Л. К. Исследование временных характеристик сигнала, отраженного от канала молнии. См. настоящий сборник.
4. Качурин Л. Г., Розенталь О. М., Четин Ф. Е. Флуктуации электрического поля в грозовом облаке. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 38—45.
5. Качурин Л. Г., Розенталь О. М. К построению кинетической модели электрической структуры грозовых зон. См. настоящий сборник.
6. Абзгауз Г. Г., Тронь А. П., Копенкин Ю. Н., Коровина И. А. Справочник по вероятностным расчетам. Изд. 2. М., Воениздат, 1970, 536 с.
7. Ligda M. The Radar Observation of Lightning. J. Atmos. Terr. Phys., 1956, 9, pp. 329—346.

Л. Г. КАЧУРИН, Х. Х. МЕДАЛИЕВ, С. М. СИЖАЖЕВ

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРОЗОВЫХ ОЧАГОВ В ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

В настоящее время местоположение грозовых очагов в облаках определяется либо с помощью радиопеленгаторов, либо по косвенным признакам, например по радиолокационной отражаемости гидрометеоров. Эти методы не позволяют исследовать структуру грозовых очагов и тем более контролировать ее изменение в процессе естественного развития облака или в результате воздействия

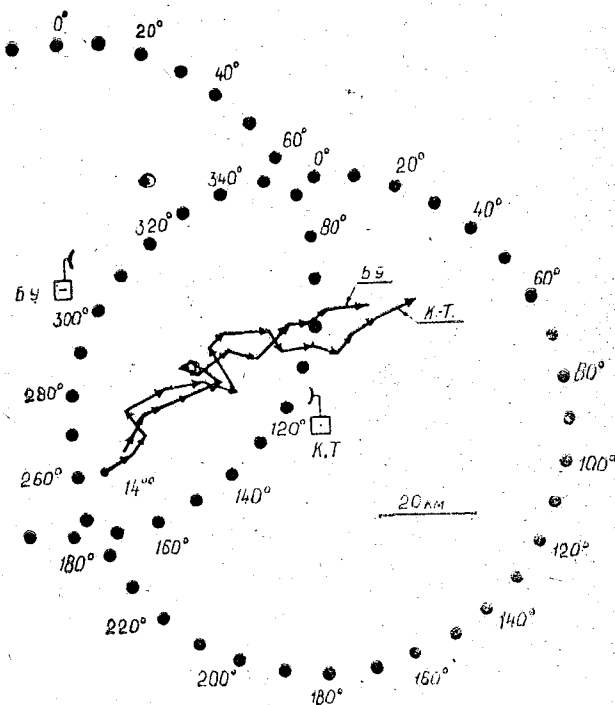


Рис. 1. Синхронное наблюдение за кучево-дождевой облачностью с помощью радиолокационных станций сантиметрового диапазона (п. Куба-Таба) и дециметрового диапазона (п. Белый Уголь), 13 июня 1973 г.

на него. Поэтому возможности совершенствования применяемых методов ограничены.

Между тем, используя современные радиолокационные станции (РЛС) дециметрового и метрового диапазонов, можно определять координаты каналов грозовых разрядов как естественных, так и вызванных искусственно, и, таким образом, получать данные о структуре исследуемого грозового очага.

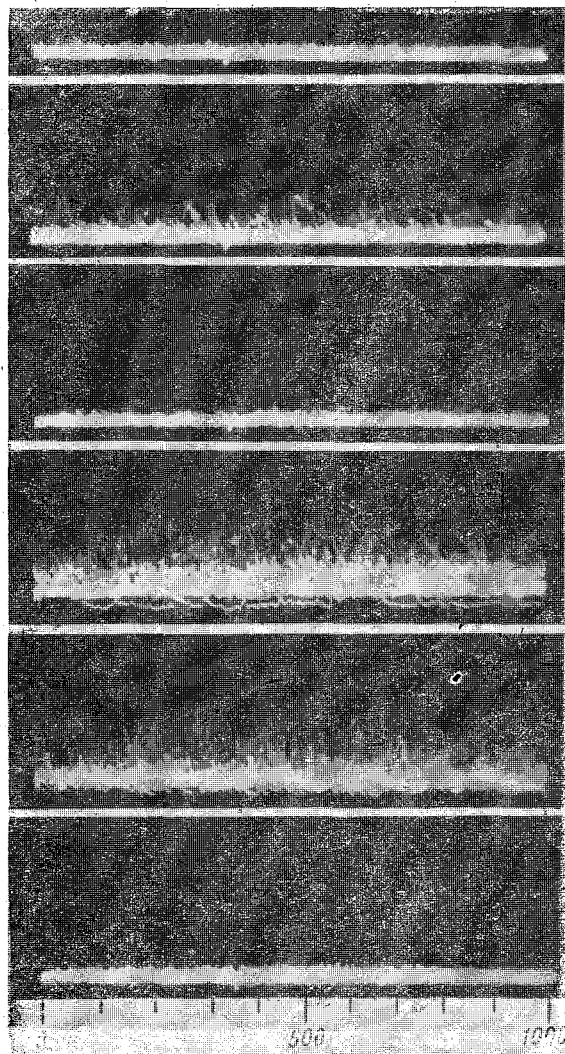


Рис. 2. Типовые сигналы собственного радиоизлучения грозовых очагов в зрелой стадии. Белый Уголь, 21 июня 1973 г.

В настоящей статье приводятся некоторые результаты исследований грозовых процессов в кучево-дождевых облаках, выполненных с помощью радиолокационных станций дециметрового и сантиметрового диапазонов. Станции располагались на расстоянии 60 км друг от друга (рис. 1). Основные измерения выполнены на РЛС дециметрового диапазона, расположенной на одной из господствующих высот в районе поселка Белый Уголь (Приэльбрусье).

На рис. 1 дан пример синхронного определения местоположения максимума отражаемости от гидрометеоров (в сантиметровом диапазоне) и от разрядных каналов (в дециметровом диапазоне). Результаты наблюдений этого дня и данные других аналогичных экспериментов показывают, что максимум радиолокационной отражаемости часто не совпадает с зоной максимальной грозовой активности облака. Разница нередко достигает 6—8 км, что намного больше ошибок определения радиолокационными станциями максимумов отражаемости и грозовой активности.

На рис. 2 показана серия фотографий сигналов собственного радиоизлучения облаков в дециметровом диапазоне, снятых с экрана индикатора типа А. В целом результаты наблюдений за собственным радиоизлучением с помощью РЛС дециметрового диапазона в режиме пассивной радиолокации согласуются с данными, полученными ранее в широком диапазоне длин волн [1—2]. Характеристики излученных сигналов представляют существенный интерес, так как отраженный от канала молний сигнал существует на фоне активных помех, вызванных собственным радиоизлучением сильнооточных разрядов и грозовых облаков.

Собственное радиоизлучение хорошо просматривается на рис. 3,а и 3,б, где на фоне собственного излучения показаны сигналы, отраженные от гидрометеоров (на 60—64 км), от канала молнии (на 71—74 км) и от горы (на 78 км).

На рис. 3,в представлена зависимость максимальной амплитуды отраженных сигналов от времени, построенная по данным, полученным путем киносъемки изображения с экрана индикатора типа А. Приведенная зависимость показывает возможность осуществления временной селекции сигналов, отраженных от молний на фоне отражений от гидрометеоров, и излученных сигналов. При визуальном анализе изображения на экране индикатора типа А эта задача обычно легко решается несмотря на маскирующее действие собственного излучения и флуктуации величины эффективной площади рассеяния (ЭПР) гидрометеоров. Излученные сигналы могут быть отфильтрованы путем интегрирования. В диапазоне дециметровых радиоволн суммарная ЭПР частиц облаков и осадков значительно меньше ЭПР канала молнии. Кроме того, сигнал, отраженный от гидрометеоров, существует значительно дольше сигнала, отраженного от канала молнии. Поэтому кратковременно существующее отражение от канала разряда контрастно выделяется по амплитуде на фоне отражения от гидрометеоров.

В случае, представленном на рис. 3, количество отражающих объектов в рассматриваемом направлении ограничено и выделение

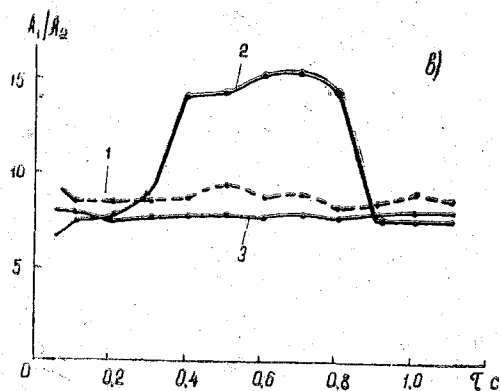
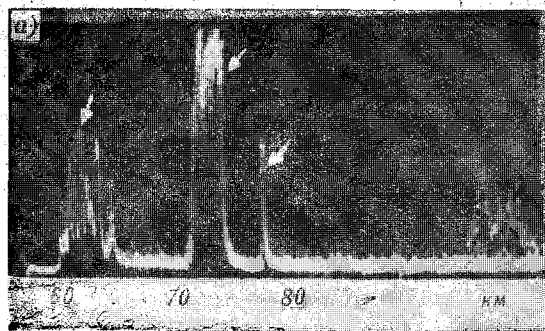
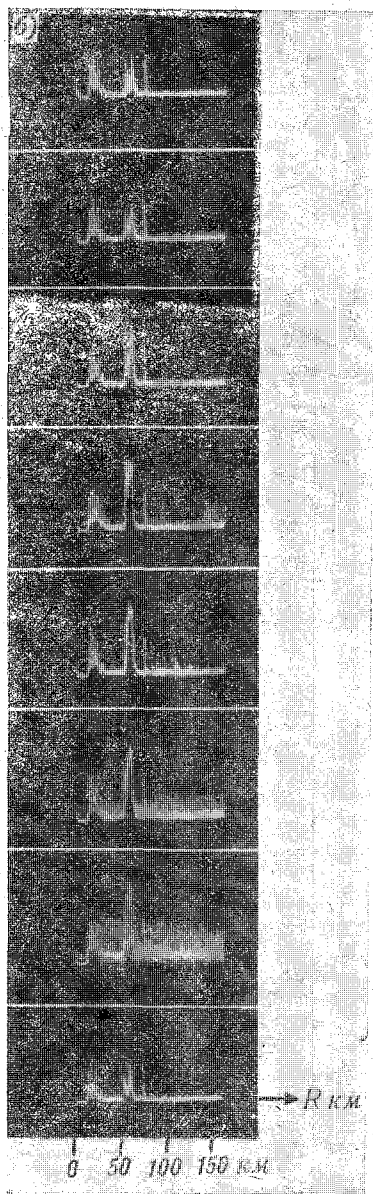


Рис. 3. Радиолокационные отражения от гидрометеоров (1), от капала молнии (2) и от местного предмета — горы (3):

a — типовая фотография отраженных сигналов на индикаторе типа А (по оси абсцисс — дальность); *б* — серия фотографий с частотой 10 кадров в секунду; *в* — временная развертка сигналов 1, 2, 3, A_1 — амплитуда сигналов, отраженных от объектов, A_2 — амплитуда собственного радионизлучения облаков. Белый Уголь, 6 июля 1973 г.



сигнала, отраженного от канала молнии, осуществляется сравнительно просто.

Более сложный случай представлен на рис. 4. В рассматриваемом направлении наблюдаются семь отражающих объектов, расположенных на расстоянии от 38 до 114 км. На расстоянии 78 км от места наблюдения (рис. 4,а) находится горная вершина (объект

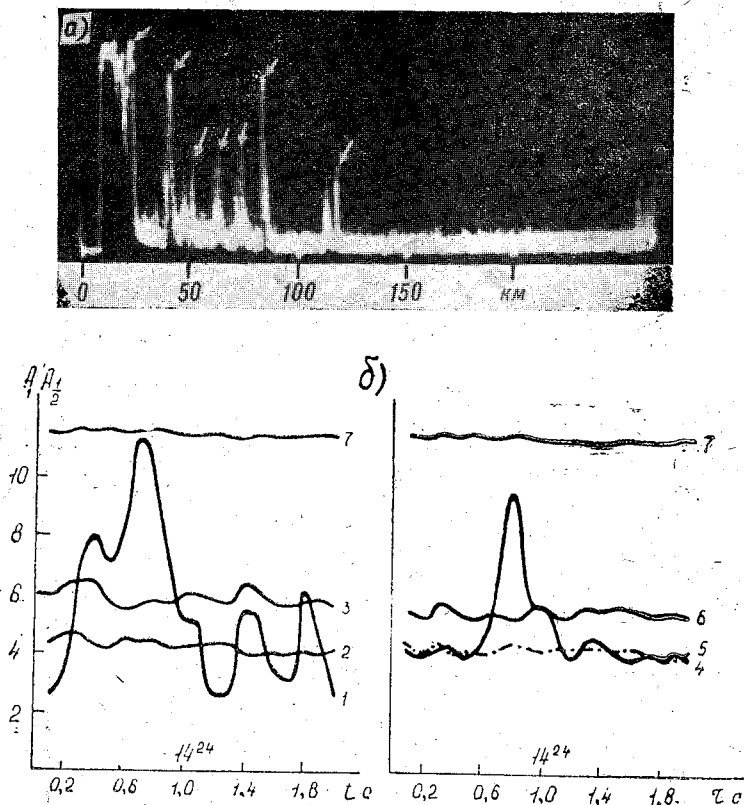


Рис. 4. Радиолокационные отражения от канала молнии (1, 4), от гидрометеоров (2, 3, 5, 6) и от горы (7): а — типовая фотография отраженных сигналов на индикаторе типа А; б — временная развертка сигналов 1—7. Белый Уголь, 20 июня 1972 г.

7). В непосредственной близости (объект б), а также на некотором удалении от РЛС (объекты 2, 3, 5) наблюдаются отражения от гидрометеоров, средняя величина ЭПР которых сравнительно медленно флуктуирует. Кратковременное отражение от каналов молний (объекты 1, 4) появляется в момент возникновения сильноточных разрядов в районе грозовых очагов. Собственное излучение в приведенном примере значительно более слабое по сравнению с ранее рассмотренным случаем (см. рис. 3). Графики на рис. 4,б

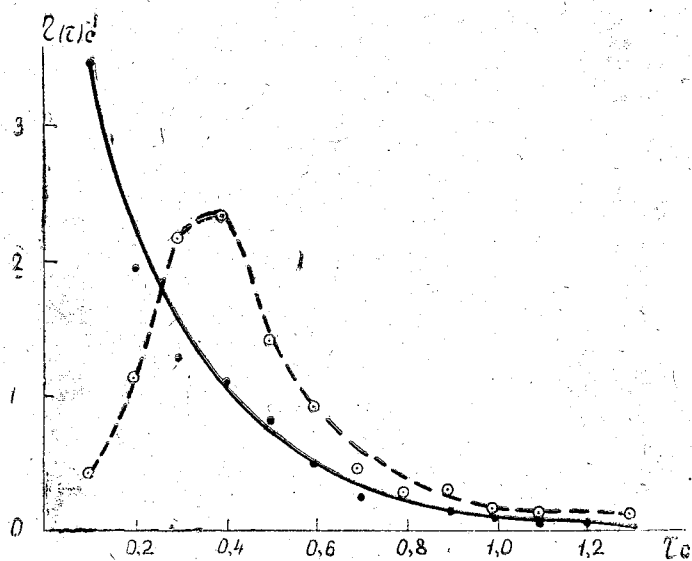


Рис. 5. Характерные длительности радиолокационного отражения от канала молнии (пунктирная линия, число случаев 65) и собственного излучения канала молнии (сплошная линия, число случаев 1720). Белый Уголь, 1972—1973 гг.

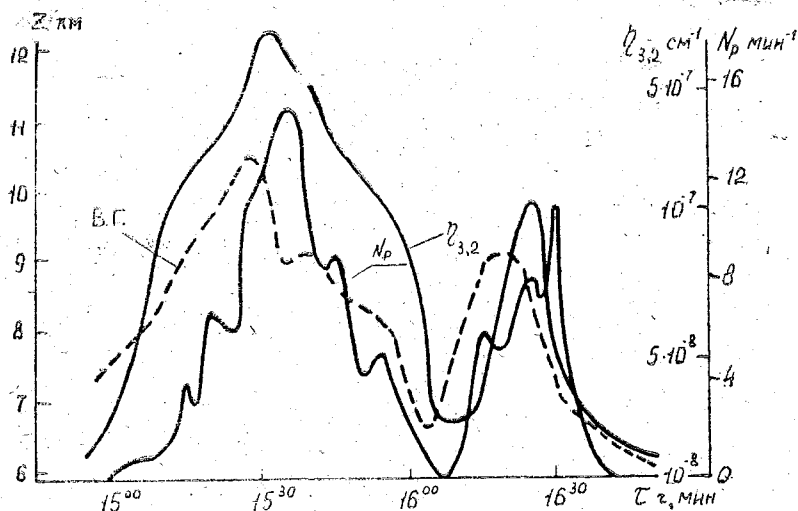


Рис. 6. Типовое изменение верхней границы конвекции (В. Г.), радиолокационной отражаемости $\varphi_{3.2}$ и грозовой активности N_p . Белый Уголь, 20 августа 1973 г.

аналогичны ранее рассмотренным зависимостям, показанным на рис. 3,а.

Представляет интерес сопоставление длительности пакетов импульсов собственного радиоизлучения и времени существования сигналов, отраженных от каналов молний. Функции плотности распределения их по длительностям существенно отличаются друг от друга (рис. 5). Это объясняется, по-видимому, тем, что собственное излучение удается зафиксировать от значительно более мелкомасштабных каналов разрядов, чем те, которые обладают заметной ЭПР.

На рис. 6 показан типичный случай изменения радиолокационных характеристик облака в процессе развития грозы. По мере развития облака радиолокационная отражаемость от гидрометеоров в сантиметровом диапазоне увеличивается, растет высота верхней границы облака и усиливается его электрическая активность. Отметим, что если собственное радиоизлучение появляется обычно на восходящих ветвях конвекции, то максимум частоты грозовых разрядов, как правило, оказывается на ее нисходящих ветвях (на рис. 6 это отмечалось как в 15 ч 30 мин, так и в 16 ч 20 мин). Рис. 6, так же как и ранее рассмотренные, показывает, что зона сильного отражения от гидрометеоров обычно не совпадает с областями наиболее интенсивной грозовой активности. Это еще раз свидетельствует о том, что положение грозовых очагов в пространстве следует определять непосредственно, а не по косвенным признакам.

Выполненная работа, наряду с работой [3], свидетельствует о больших возможностях прямого радиолокационного метода наблюдения за грозовыми очагами. Сочетание активного и пассивного режимов радиолокации грозовых очагов позволяет определять не только местоположение, но в какой-то мере и внутреннюю структуру грозовых очагов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалнев Х. Х. О радиоизлучении предгрозовых облаков. Труды ЛГМИ, 1971, вып. 45, с. 28—37.
2. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалнев Х. Х. Основные характеристики радиоизлучения конвективных облаков. ИАН ФАО, № 11, 1974, с. 1163—1169.
3. Качурин Л. Г., Карцивадзе А. И., Дивинский Л. И., Мазур В. Д., Дореули Р. И. Радиолокационные наблюдения за грозовыми очагами в кучево-дождевых облаках. См. настоящий сборник.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ОТРАЖАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ КАНАЛА МОЛНИИ

При анализе особенностей радиолокационного сигнала, отраженного от канала молнии, одним из наиболее существенных является вопрос о величине и характеристиках эффективной отражающей поверхности канала.

Значение величины эффективной отражающей поверхности определялось многими исследователями, и полученные оценки лежат в интервале от десятков квадратных метров [17] до многих сотен тысяч квадратных метров [9, 10]. Учитывая определяющее влияние величины эффективной отражающей поверхности на условие обнаружения радиолокационными станциями (РЛС) сигнала, отраженного от канала молнии, в данной работе исследуется процесс отражения электромагнитных волн каналом молнии и производится оценка величины его эффективной отражающей поверхности.

Отражение электромагнитных волн от канала молнии

Отражение электромагнитных волн от канала молнии обусловлено двумя факторами — отражением от разогретого до высоких температур (тысячи и десятки тысяч градусов) [4, 5] газа и отражением от заряженных частиц, находящихся в канале молнии.

Как известно [8], отражение электромагнитных волн возможно, если волновое сопротивление отражающего объекта $Z_{об} =$

$$= \sqrt{\frac{\mu_{об}}{\epsilon_{об}}} \quad (\mu_{об} — \text{абсолютная магнитная проницаемость объекта,}$$

$\epsilon_{об}$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость объекта) отличается от волнового сопротивления окружающей среды $Z_c =$

$$= \sqrt{\frac{\mu_c}{\epsilon_c}} \quad (\text{по аналогии } \mu_c \text{ и } \epsilon_c — \text{магнитная и диэлектрическая}$$

проницаемости среды).

Магнитная проницаемость канала молнии μ_m равна магнитной проницаемости окружающей среды ($\mu_m = \mu_c$; $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ гн/м). Зависимость относительной диэлектрической проницаемости воздуха от температуры изучена в узком диапазоне температур [9, 10] и отмечается тенденция ее монотонного стремления к величине диэлектрической проницаемости вакуума с ростом температуры

нейтрального газа. Если предположить, что окружающая канал молнии среда имеет максимально наблюдаемое в атмосфере значение диэлектрической проницаемости (и позитивно $1,00046 \epsilon_0$, где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8,85 \times 10^{-12}$ м), а диэлектрическую проницаемость нейтрального газа, имеющего температуру газа в канале молнии, равной диэлектрической проницаемости вакуума, то в этом случае коэффициент отражения электромагнитных волн по мощности от нейтрального сильно разогретого газа равен

$$|\rho|^2 = \left| \frac{Z_r - Z_c}{Z_r + Z_c} \right|^2 = 1,32 \cdot 10^{-8}, \quad (1)$$

где $|\rho|^2$ — коэффициент отражения электромагнитных волн по мощности; $Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{1,00046 \epsilon_0}} = (1 - 2,3 \cdot 10^{-4})$; Z_0 — волновое сопротивление среды, окружающей область разогретого газа; $Z_r = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377$ ом — волновое сопротивление разогретого газа, принятое равным волновому сопротивлению вакуума.

Таким образом, отражение от канала молнии, обусловленное его термическим разогревом, незначительно.

Наличие заряженных частиц в среде приводит к появлению активной проводимости γ и изменению диэлектрической постоянной среды:

$$\gamma = \frac{Ne^2\gamma}{m(\omega^2 + \gamma^2)}; \quad (2)$$

$$\epsilon_n = \epsilon_{cp} - \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (3)$$

где ϵ_n — диэлектрическая проницаемость ионизированной среды; N — концентрация заряженных частиц; m — масса заряженных частиц; e — заряд частиц; ω — круговая частота колебаний внешнего электрического поля; γ — частота столкновений заряженных частиц, сопровождающихся потерей импульса количества движения.

Основной причиной, приводящей к появлению активной проводимости и изменению диэлектрической проницаемости ионизированной среды, является наличие в ионизированной среде свободных электронов, для которых величина удельного заряда наиболее значительна ($\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг). Частота столкновений свободных электронов с нейтральными молекулами газа равна [6, 9]

$$\nu = \pi R_m N \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 2,4 \cdot 10^7 \rho_{Hg} \sqrt{T},$$

где R_m — эффективный радиус молекулы газа (для азота $R_m = 1,89 \cdot 10^{-10}$ м, для кислорода $R_m = 1,81 \cdot 10^{-10}$ м [11]); N — концентрация свободных электронов; T — температура газа в °К; m — масса электрона $9,11 \cdot 10^{-31}$ кг; ρ_{Hg} — давление газа в мм рт. ст.

Волновое сопротивление среды, обладающей конечной проводимостью, равно [8]

$$Z_{\text{н}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{\text{н}} - j \frac{\gamma}{\omega}}}$$

Величина коэффициента отражения по мощности $|\rho|^2$, вычисленная по соотношению (1) для различных длин волн электромагнитного поля и различных концентраций свободных электронов, представлена на рис. 1. При расчете температура газа принималась равной $T = 270^\circ \text{K}$ при $N \leq 10^{21} \text{ 1/м}^3$ и равной $T = 3600^\circ \text{K}$ при $N \geq 10^{22} \text{ 1/м}^3$. Действительно, низкие концентрации электронов характерны для холодного разряда, возникающего на этапе форми-

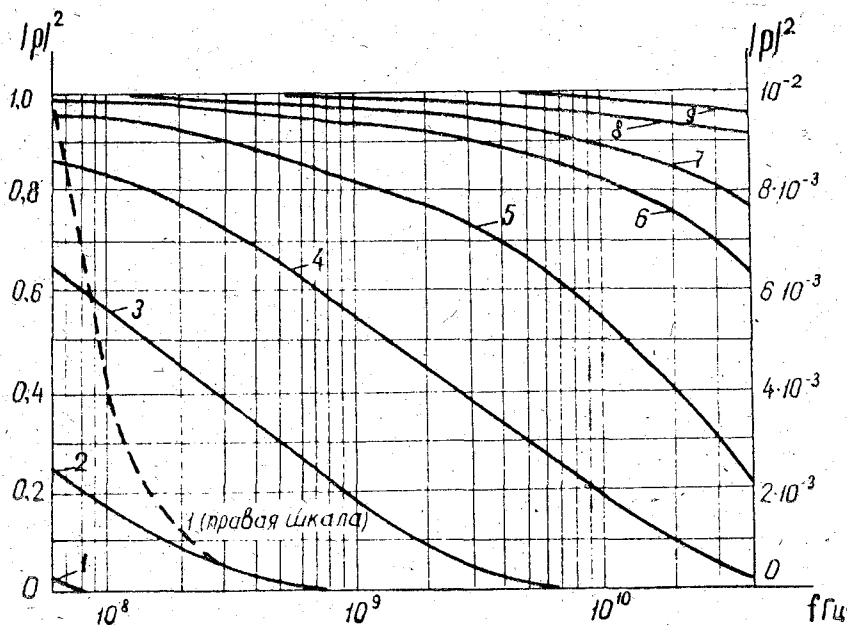


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения электромагнитных волн по мощности $|\rho|^2$ от частоты f при различных концентрациях свободных электронов N и различных температурах канала молнии T :

1 — $N = 10^{16} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 2 — $N = 10^{17} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 3 — $N = 10^{18} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 4 — $N = 10^{19} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 5 — $N = 10^{20} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 6 — $N = 10^{21} \text{ 1/м}^3$, $T = 270^\circ \text{K}$; 7 — $N = 10^{22} \text{ 1/м}^3$, $T = 3600^\circ \text{K}$; 8 — $N = 10^{23} \text{ 1/м}^3$, $T = 3600^\circ \text{K}$; 9 — $N = 10^{24} \text{ 1/м}^3$, $T = 3600^\circ \text{K}$.

рования ступенчатого лидера. Температура газа в области коронного разряда практически остается равной температуре окружающей среды (1). Высокие концентрации свободных электронов наблюдаются в сильноточном, разогретом до высоких температур канале дугового разряда. В начальный период формирования дугового канала его температура измеряется десятками тысяч градусов (обычно $24\,000$ — $35\,000^\circ \text{K}$) [4, 5, 7]. Но после завершения им-

пульса тока длительностью в несколько десятков микросекунд (в среднем 50—70 мкс) температура канала быстро (в течение нескольких десятков миллисекунд) снижается до величины порядка 3000—6000° K [20]. Приведенная на рис. 1 величина коэффициента отражения по мощности справедлива, если отражение происходит от плоской границы раздела двух полуограниченных сред, при нормальном падении радиоволн на плоскость раздела. Применение полученных значений $|\rho|^2$ допустимо в случае существенного преобладания размеров ионизированной зоны над глубиной проникновения электромагнитного поля.

Глубина проникновения электромагнитного поля δ обратна действительной части коэффициента распространения [8]

$$\frac{1}{\delta} = \operatorname{Re} \cdot \kappa = \operatorname{Re} \sqrt{\mu_0 \left(\varepsilon_n - j \frac{\gamma}{\omega} \right)},$$

где κ — комплексный коэффициент распространения.

Зависимость глубины проникновения электромагнитного поля в ионизированную среду от частоты при различных концентрациях свободных электронов представлена на рис. 2.

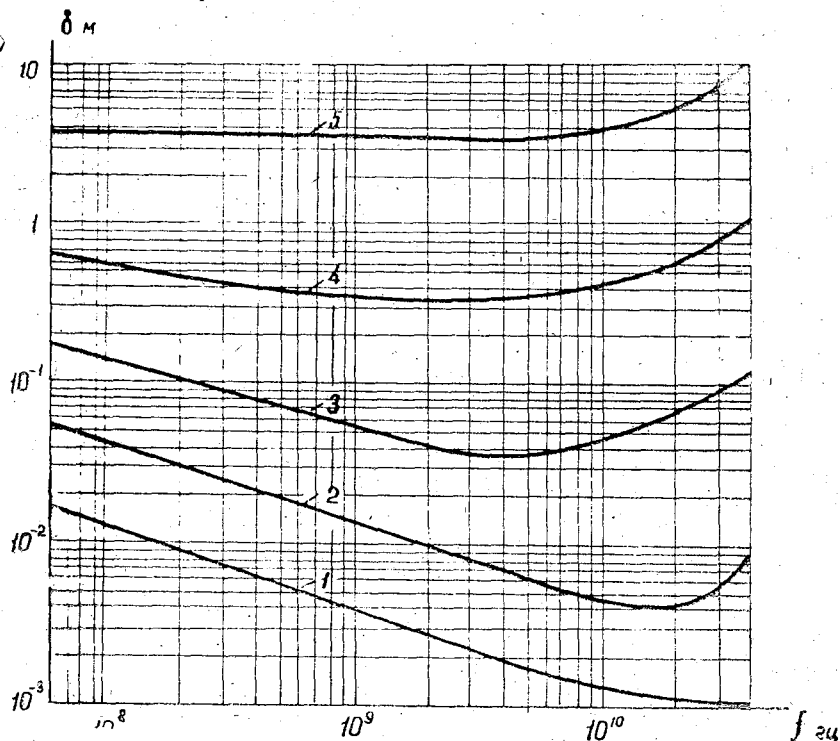


Рис. 2. Зависимость глубины проникновения δ электромагнитного поля в ионизированный слой от частоты f при различных концентрациях свободных электронов:

1 — $N = 10^{20}$ 1/м³; 2 — $N = 10^{19}$ 1/м³; 3 — $N = 10^{18}$ 1/м³; 4 — $N = 10^{17}$ 1/м³; 5 — $N = 10^{16}$ 1/м³.

Если размеры ионизированного пространства сравнимы с глубиной проникновения радиоволн, для определения характеристик отраженного сигнала необходимо учитывать рассеяние радиоволн отдельными свободными электронами.

В данной работе ограничимся исследованием процесса отражения электромагнитных волн от каналов молний, у которых глубина проникновения электромагнитного поля существенно меньше размеров канала. Назовем такие каналы насыщенными.

Эффективная отражающая поверхность насыщенных каналов молний

Если насыщенный канал имеет коэффициент отражения $|\rho|^2$, близкий к единице, то без существенной погрешности его можно рассматривать как идеальный отражающий объект. Если $|\rho|^2$ заметно отличается от единицы, но канал непрозрачен для радиоволн (радиоволны в нем затухают и глубина проникновения невелика), то справедливо соотношение

$$\sigma_p = |\rho|^2 \sigma_m,$$

где σ_p — величина эффективной отражающей поверхности канала молнии, имеющего коэффициент отражения радиоволн, равный $|\rho|^2$; σ_m — величина эффективной отражающей поверхности идеально отражающего объекта, с геометрической структурой, идентичной структуре канала молнии.

Учитывая осевую симметрию канала молнии, его можно считать цилиндрическим отражателем. Однако известные соотношения [2, 9, 10], определяющие значение эффективной отражающей поверхности цилиндрического отражателя длиной L и радиуса r и равные

$$\sigma = \begin{cases} |\rho|^2 \frac{2\pi r L^2}{\lambda} & \text{при } r \geq \lambda, \\ |\rho|^2 \pi L^2 \left[-\frac{1}{\ln \frac{2\pi r}{\lambda}} \right]^2 & \text{при } r \ll \lambda \end{cases} \quad (4)$$

(5)

дают существенно завышенную величину эффективной отражающей поверхности σ , достигающую сотен тысяч квадратных метров для каналов с размерами $L = 1$ км и $r = 10$ —15 см.

Завышение величины σ объясняется тем, что соотношения (4) и (5) справедливы только для случая нормального падения на цилиндрический отражатель плоской электромагнитной волны, у которой вектор напряженности электрического поля параллелен оси цилиндра.

При анализе величины эффективной отражающей поверхности необходимо учитывать особенности геометрической структуры молнии, а именно ее существенную изломанность, относительную произвольность ориентации отдельных ее отрезков в пространстве и разветвленность.

Более справедливой представляется модель, в которой отраженный от молнии сигнал рассматривается как некогерентная совокупность независимых сигналов, отраженных отдельными произвольно ориентированными в отражающем объеме ΔV прямолинейными участками канала. Под отражающим объемом ΔV понимается область пространства, из которой одновременно от всех находящихся в ней целей приходит отраженный сигнал на вход приемника РЛС. Если величина углов диаграммы направленности антенной системы РЛС в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно равна Θ и φ и поток энергии, излучаемый антенной системой РЛС за пределы указанных углов, пренебрежимо мал, то отражающий объем пространства равен

$$\Delta V = R^2 \Theta \varphi \frac{c\tau}{2},$$

где R — расстояние от отражающего объекта; τ — длительность зондирующего импульса РЛС; c — скорость распространения радиоволн.

Обратное рассеяние радиоволн цилиндрическими отражателями изучалось в работах [2, 13, 14].

Ограничим исследование характеристик отраженных сигналов случаем отражения от насыщенных каналов молний, у которых радиус ионизированной зоны $r \geq \lambda$. В этом случае эффективная отражающая поверхность равна [13]

$$\sigma = \frac{2\pi r L^2 \cos \beta}{\lambda} \left[\frac{\sin \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \sin \beta \right)}{\frac{2\pi L}{\lambda} \sin \beta} \right]^2, \quad (6)$$

где L — длина цилиндрического отражателя; β — угол между плоскостью, нормальной к оси цилиндра, и направлением распространения электромагнитных волн.

Из приведенного выражения (6) следует, что величина σ является осциллирующей функцией, достигающей максимума, соответствующего выражению (4) лишь при $\beta = 0$. При $\beta > \frac{\lambda}{4L}$ величина эффективной отражающей поверхности существенно меньше максимального значения.

Если канал молнии и его ответвления представить в виде отдельных прямолинейных участков, независимо отражающих электромагнитные волны, то результирующая величина эффективной отражающей поверхности n независимых отражателей, находящихся в отражающем объеме ΔV , равна

$$\sigma = \left| \sum_{i=1}^n \sqrt{\sigma_i} \exp \left(j \frac{4\pi R_i}{\lambda} \right) \right|^2,$$

где σ_i — эффективная отражающая поверхность i -го отражателя; R_i — расстояние от фазового центра антенны до середины i -го прямолинейного цилиндрического отражателя.

Произвольность ориентации отдельных отражающих элементов обуславливает статистический характер величины σ , которая подчиняется экспоненциальному закону распределения [13, 14]

$$p(\sigma) = \frac{1}{\sigma_{\text{общ}}} \exp\left(-\frac{\sigma}{\sigma_{\text{общ}}}\right),$$

где $p(\sigma)$ — функция распределения величины σ ; $\sigma_{\text{общ}}$ — среднее значение величины σ .

Среднее значение эффективной отражающей поверхности с учетом теоремы Чебышева равно

$$\bar{\sigma}_{\text{общ}} \approx \sum_{i=1}^n \sigma_i \approx n \bar{\sigma}_i, \quad (7)$$

где $\bar{\sigma}_i$ — среднее значение эффективной отражающей поверхности отдельного прямолинейного участка канала молнии.

Найдем среднее значение $\bar{\sigma}_i$ прямолинейного участка канала молнии. Предположим, $p_1(L)$ и $p_2(r)$ — функции распределения соответственно длины L отдельного прямолинейного участка канала и его радиуса r . В этом случае, предполагая величину β с равной вероятностью принимающей значения в интервале

$$0 < \beta < \frac{\pi}{2}, \text{ имеем}$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_i = |\rho|^2 & \int_{L_{\text{мин}}}^{L_{\text{макс}}} p_1(L) dL \int_{r_{\text{мин}}}^{r_{\text{макс}}} p_2(r) dr \times \\ & \times \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{2\pi r \cos \beta}{\lambda} L^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \sin \beta\right)}{\frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \sin \beta} \right]^2 d\beta, \end{aligned}$$

где $L_{\text{макс}}$ и $L_{\text{мин}}$ — соответственно максимальная и минимальная длина L отдельных прямолинейных участков канала молнии; $r_{\text{макс}}$ и $r_{\text{мин}}$ — соответственно максимальная и минимальная величина радиуса r отдельных участков канала молнии.

После введения переменной $u = \frac{2\pi L}{\lambda} \sin \beta$ получаем

$$\bar{\sigma}_i = |\rho|^2 \int_{L_{\text{мин}}}^{L_{\text{макс}}} p_1(L) dL \int_{r_{\text{мин}}}^{r_{\text{макс}}} p_2(r) dr \frac{2rL}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi L}{\lambda}} \frac{\sin^2 u}{u^2} du. \quad (8)$$

Представим выражение (8) в виде

$$\bar{\sigma}_i = |\rho|^2 \int_{L_{\text{мин}}}^{L_{\text{макс}}} p_1(L) dL \cdot \int_{r_{\text{мин}}}^{r_{\text{макс}}} p_2(r) dr \cdot \frac{2rL}{\pi} \left[\int_0^{\frac{2\pi L}{\lambda}} \frac{\sin^2 u}{u^2} du - \int_{\frac{2\pi L}{\lambda}}^{\infty} \frac{\sin^2 u}{u^2} du \right]. \quad (9)$$

Из (9) следует неравенство

$$|\rho|^2 \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} p_1(L) dL \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_2(r) dr \cdot \frac{2rL}{\pi} \left[\int_0^{\infty} \frac{\sin^2 u}{u^2} du - \int_{\frac{2\pi L}{\lambda}}^{\infty} \frac{du}{u^2} \right] < \bar{\sigma}_i < \\ < |\rho|^2 \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} p_1(L) dL \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_2(r) dr \cdot \frac{2rL}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 u}{u^2} du.$$

После преобразования получаем

$$|\rho|^2 \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} p_1(L) dL \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_2(r) \left(rL - \frac{r\lambda}{\pi^2} \right) dr < \bar{\sigma}_i < \\ < |\rho|^2 \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} p_1(L) dL \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_2(r) rL dr. \quad (10)$$

Учитывая, что

$$\bar{L} = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} p_1(L) \cdot L dL, \quad \bar{r} = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_2(r) \cdot r \cdot dr,$$

где $\bar{L}$ — среднее значение длины прямолинейного участка канала молнии; $\bar{r}$ — среднее значение радиуса прямолинейного участка канала молнии, имеем из неравенства (10)

$$|\rho|^2 \left(\bar{r} \bar{L} - \frac{\bar{r} \lambda}{\pi^2} \right) < \bar{\sigma}_i < |\rho|^2 \bar{r} \bar{L}. \quad (11)$$

Данные фотометрических исследований молний показывают, что в пределах отдельной ступени лидера, средняя длина которой равна примерно 30—70 м, канал молнии достаточно прямолинеен и может рассматриваться как отдельный прямолинейный цилиндрический отражатель. Поскольку длина волны РЛС существенно меньше средней длины отдельного участка канала молнии, справедливо неравенство

$$\bar{r} \bar{L} \gg \frac{\bar{r} \lambda}{\pi^2}.$$

Так, при $\bar{L} \geq 10 \lambda$ имеем $\frac{\bar{r} \lambda}{\pi^2} \leq 0,01 \bar{r} \bar{L}$ и неравенство (11) записывается в виде

$$0,99 |\rho|^2 \bar{r} \bar{L} < \bar{\sigma}_i < |\rho|^2 \bar{r} \bar{L},$$

т. е. практически

$$\bar{\sigma}_i = |\rho|^2 \bar{r} \bar{L}. \quad (12)$$

Общая величина среднего значения эффективной отражающей поверхности канала молнии, как это следует из выражений (7) и (12), равна

$$\bar{\sigma}_{\text{общ}} = n |\rho|^2 \bar{r} \bar{L}, \quad (13)$$

где n — число отдельных прямолинейных участков канала в отражающем объеме пространства ΔV .

Преобразуем выражение (13):

$$\bar{\sigma}_{\text{общ}} = n |\rho|^2 \bar{r} \frac{L_1 + L_2 + \dots + L_n}{n} = |\rho|^2 \bar{r} \sum_{i=1}^n L_i. \quad (14)$$

Из (14) следует, что результирующее среднее значение эффективной отражающей поверхности канала молнии, при полном отражении электромагнитных волн ($|\rho|^2 = 1$), равно произведению полной длины канала молнии и его ответвлений, расположенных в отражающем объеме пространства, на средний радиус прямолинейных участков канала.

Анализ характеристик сигнала, отраженного от канала молнии

Задаваясь конкретными характеристиками канала молнии, произведем оценку величины среднего значения эффективной отражающей поверхности.

Как известно [12], формирование канала молнии начинается с возникновения ступенчатого лидера, прокладывающего канал последовательными ступенями, длина которых лежит в интервале 30—70 м. Диаметр ионизированной зоны, по данным различных авторов [18, 19], находится в интервале 1—10 м. Ступенчатый лидер формирует канал с большим числом ответвлений, длиной в несколько километров. Канал сильно ионизирован и концентрация свободных электронов в нем достигает $10^{18} - 10^{19} \text{ 1/м}^3$ [1, 18].

Зависимость среднего значения эффективной отражающей поверхности от длины волны электромагнитных колебаний при различных значениях концентрации свободных электронов представлена на рис. 3. При этом предполагалось, что суммарная длина канала и его ответвлений, расположенных в отражающем объеме пространства, равна 1 км, а радиус с равной вероятностью принимает значения, лежащие в интервале от 1 до 10 м. При увеличении суммарной длины канала и его ответвлений в окружающем объеме пространства, как это следует из (14), линейно увеличивается среднее значение $\bar{\sigma}_{\text{общ}}$.

Процесс формирования ступенчатого лидера продолжается около 20 мс и завершается возникновением канала возвратного удара, который расположен внутри канала ступенчатого лидера и имеет радиус, измеряемый 5—12 см. Газ в канале возвратного удара практически полностью ионизирован, а некоторая часть атомов ионизирована двукратно [7]. Концентрация свободных электронов в канале возвратного удара достигает величины $(10^{23} - 10^{24}) \text{ 1/м}^3$ [1, 12]. Если результирующая длина канала возвратного удара и

его отвлечений в окружающем объеме пространства равна 1 км, а среднее значение радиуса канала возвратного удара предположить равным 6,5 см ($r_{\min} = 1$ см, $r_{\max} = 12$ см при равномерной плотности распределения величины r), то эффективная отражающая поверхность, как это следует из (14), имеет среднее значение, равное примерно 65 м². Поскольку соотношение (12) было выведено для случая $r \gg \lambda$, полученное среднее значение $\bar{\sigma}_{\text{общ}}$ эффективной отражающей поверхности канала возвратного удара справедливо для РЛС сантиметрового диапазона.

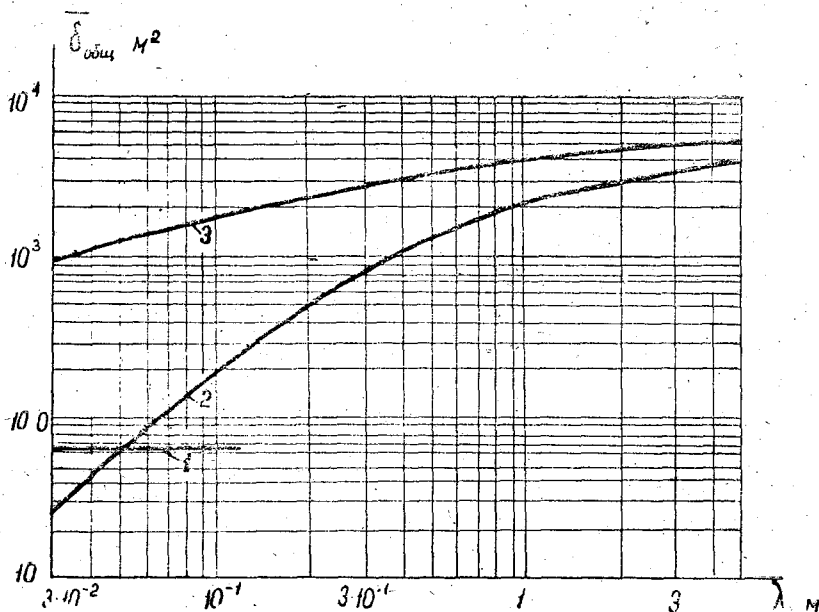


Рис. 3. Зависимость среднего значения эффективной отражающей поверхности канала молнии $\bar{\sigma}_{\text{общ}}$ от длины волны λ электромагнитного поля при различных концентрациях свободных электронов:

1 — $N = 10^{23} \text{ 1/м}^3$, $\bar{r} = 6,5$ см (канал возвратного удара);
 2 — $N = 10^{18} \text{ 1/м}^3$, $\bar{r} = 5,5$ м;
 3 — $N = 10^{10} \text{ 1/м}^3$, $\bar{r} = 5,5$ м } канал ступенчатого лидера.

В РЛС метрового и длинноволновой части дециметрового диапазонов канал возвратного удара обычно экранирован внешней ионизированной оболочкой канала ступенчатого лидера. Поэтому уровень выходного сигнала в этих РЛС может не измениться при возникновении возвратного удара. Это подтверждается результатами экспериментальных наблюдений. Для радиолокационных станций сантиметрового и коротковолновой части дециметрового диапазонов характерна малая длительность зондирующего импульса и малая величина угла диаграммы направленности антенной системы, что приводит к небольшой величине ΔV — отражающего объема пространства. В пределах ограниченного отражающего

объема находится небольшая часть канала молнии и $\sigma_{\text{общ}}$ мало. При возникновении молнии в облаках с большой водностью мощность сигнала, отраженного от частиц облаков и осадков в диапазоне сантиметровых волн, может оказаться сравнимой с мощностью сигнала, отраженного от канала молнии, или даже превзойти ее. В таких случаях появление молнии остается незамеченным на выходе приемного устройства РЛС [3].

После возвратного удара молния может завершиться. При этом канал молнии постепенно остывает, в нем падает концентрация свободных электронов и уменьшается до нуля среднее значение эффективной отражающей поверхности. Процесс распада канала, как показывают наблюдения, проведенные с помощью РЛС метрового диапазона, происходит в течение 0,1—0,2 с при однопulseвой вспышке. Иногда после возвратного удара по каналу в течение 20—500 мс продолжает протекать непрерывный ток, среднее значение которого лежит в интервале 40—130 А (отмечались токи до 280 А) [15, 16]. В этом случае канал продолжает светиться после завершения возвратного удара (так называемая М-компонента светимости), концентрация свободных электронов в нем уменьшается с меньшей скоростью и время существования отраженного сигнала может быть большим, достигающим 0,5—0,6 с.

Если существуют условия для подвода дополнительного заряда из других зон облака к сформировавшемуся каналу, то после небольшой паузы (обычно 50—70 мс) возникает стреловидный лидер. Стреловидный лидер представляет собой непрерывно перемещающуюся с высокой скоростью (в среднем $10^6 \div 5 \cdot 10^6$ м/с) по каналу разряда светящуюся область, длина которой равна 30—50 м, а диаметр около 4,5 м. Стреловидный лидер повышает температуру канала молнии и увеличивает его проводимость. Концентрация свободных электронов в канале молнии после прохождения стреловидного лидера возрастает до $(10^{18} - 10^{19})$ 1/м³, т. е. становится такой же, как в канале ступенчатого лидера [1].

Такие чередования пауз стреловидных лидеров и следующих за стреловидными лидерами возвратных ударов могут многократно повторяться (отмечались молнии, в которых число возвратных ударов превышало 20). После каждого стреловидного лидера и возвратного удара условия отражения электромагнитных волн восстанавливаются, среднее значение эффективной отражающей поверхности увеличивается и продолжительность существования сигнала, отраженного от канала молнии, возрастает, достигая в отдельных случаях 1,5—1,8 с в диапазоне метровых волн.

Выводы

1. Отражение от канала молнии обусловлено рассеянием электромагнитных волн свободными электронами. Отражение, обусловленное изменением диэлектрической проницаемости газа за счет высокой температуры, пренебрежимо мало.

2. Если концентрация свободных электронов в канале молнии превышает 10^{18} $1/\text{м}^3$, то глубина проникновения электромагнитного поля в диапазоне частот 60 МГц — 40 ГГц не превосходит 20 см. В этом случае отражение электромагнитных волн происходит в поверхностном слое. При меньших концентрациях свободных электронов глубина проникновения электромагнитного поля в зависимости от частоты может быть значительна (десятки сантиметров, метры), и отраженный сигнал формируется за счёт рассеяния электромагнитных волн свободными электронами в объёме ионизированного пространства канала молнии.

3. Величина эффективной отражающей поверхности канала молнии зависит от многих случайных факторов, в том числе от геометрической структуры канала, его ориентации в пространстве, количества ответвлений, поляризации и длины волны электромагнитного поля. Поэтому ее практически приходится рассматривать как случайную функцию.

4. Величина эффективной отражающей поверхности подчиняется экспоненциальному закону распределения. Если радиус канала превосходит длину волны РЛС, то среднее значение эффективной отражающей поверхности при полном отражении электромагнитных волн от канала молнии равно половине площади продольного сечения участков канала молнии и ее ответвлений, расположенных в отражающем объёме пространства. При неполном отражении электромагнитных волн от канала молнии необходимо при определении величины среднего значения эффективной отражающей поверхности учитывать коэффициент отражения электромагнитных волн по мощности $|\rho|^2$.

5. В диапазоне метровых волн и длинноволновой части дециметрового диапазона отраженный сигнал появляется при формировании канала ступенчатого лидера. Канал возвратного удара экранируется в этих диапазонах ионизированной областью канала ступенчатого лидера.

6. Типичным средним значением эффективной отражающей поверхности канала молнии длиной 1 км можно считать величину порядка нескольких сот — нескольких тысяч квадратных метров в диапазоне метровых волн и в длинноволновой части дециметрового диапазона и порядка нескольких десятков — нескольких сотен квадратных метров в сантиметровом и коротковолновой части дециметрового диапазонов.

7. В диапазоне сантиметровых волн и коротковолновой части дециметрового диапазона обнаружение сигналов, отраженных от молнии, затруднено еще и потому, что они возникают на фоне сигналов, отраженных от частиц облаков и осадков. При разработке радиолокационных станций, предназначенных для обнаружения каналов молний, предпочтительными являются РЛС метрового и длинноволновой части дециметрового диапазонов.

Автор благодарит научного руководителя проф. Л. Г. Качурина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Г. Н. О механизме разряда с отрицательно заряженного острия. Молния. ЖТФ, 1967, вып. 2, т. 37, с. 288—293.
2. Бартон Д. Радиолокационные системы. Сокр. пер. с англ. под редакцией К. Н. Трофимова. М., Воениздат, 1967, 480 с.
3. Дивинский Л. И. О выделении сигнала, отраженного от канала молнии. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 169—175.
4. Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л. Плотность и температура газа в искровом разряде. ЖЭТФ, 1953, вып. 6, т. 24, с. 694—700.
5. Живлюк Ю. Н., Мандельштам С. Л. О температуре молнии и силе грома. ЖЭТФ, 1961, вып. 2, т. 40, стр. 483—497.
6. Левич В. Г. Курс теоретической физики, т. 1. М., «Наука», 1969, 910 с.
7. Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К. Элементарные процессы в канале искрового разряда. ЖЭТФ, 1953, т. 24, с. 701—707.
8. Семенов Н. Е. Техническая электродинамика. М., «Связь», 1973, 480 с.
9. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Л., Гидрометеониздат, 1973, 343 с.
10. Степаненко В. Д., Гальперин С. М. Обнаружение ливней и гроз с помощью радиолокационных станций температурно-ветрового зондирования. Труды ГГО, 1969, вып. 243, с. 49—54.
11. Эберт Г. Краткий справочник по физике. М., Физматгиз, 1963, 552 с.
12. Юман М. Молния. М., «Мир», 1972, 327 с.
13. Распространение ультракоротких радиоволн. Перев. с англ. под редакцией Б. А. Шиллерова. М., «Сов. радио», 1954, 710 с.
14. Современная радиолокация. Пер. с англ. под ред. Ю. Б. Кобзарева. М., «Сов. радио», 1969, 704 с.
15. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J. Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground. J. Geophys. Res., 1962, 67, № 2, pp. 649—659.
16. Kitagawa N., Brook M., Workman E. J. Continuing currents in cloud-to-ground lightning discharges. J. Geophys. Res., 1962, 67, № 2, pp. 637—647.
17. Ligda M. G. H. The radar observation of lightning. Jour. Atmospheric Terrest. Phys. 1956, pp. 329—346.
18. Loëb L. B. The Mechanisms of stepped and dart leaders in cloud-to-ground lightning strokes. J. Geophys. Res., 1966, 71, № 20, pp. 4711—4721.
19. Shonland B. F. J. The pilot streamer in lightning and the long spark. Pros. Roy. Soc. (London), 1953, A220, pp. 25—38.
20. Uman M. A., Voschall R. E. Time-interval between lightning strokes and the initiation of dart leaders. J. Geophys. Res., 1968, 73, № 2, pp. 491—506.

Л. И. ДИВИНСКИЙ, Б. Д. ИВАНОВ, В. Д. МАЗУР, Л. К. ПОПОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ КАНАЛА МОЛНИИ

Одна из наиболее существенных трудностей, возникающих при построении радиолокационной аппаратуры, предназначенной для обнаружения и определения координат грозовых очагов, связана с быстротечностью процессов, протекающих в канале разряда, и малым временем существования отраженного от канала сигнала. Время существования принимаемого отраженного сигнала зависит от параметров РЛС и таких факторов, как интенсивность, сильно-точного разряда, ориентация канала разряда и его ответвлений в пространстве, состояние атмосферы в области разряда.

Имеющиеся в литературе сведения о временных характеристиках отраженного от канала молнии радиолокационного сигнала [1, 2, 3, 4] противоречивы и не дают достаточно полного представления о стохастическом характере этих величин. С целью уточнения временных характеристик отраженного сигнала было проведено данное исследование.

Аппаратура эксперимента

Технические характеристики используемой аппаратуры приведены в работе [6].

С выхода приемного устройства РЛС сигнал поступает на индикатор, работающий в режиме однострочной развертки с модуляцией луча по яркости (ИОР). Яркость свечения точек линии пропорциональна уровню отраженного сигнала. Изображение с экрана электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) проектируется через оптическую систему на киноплёнку, перемещающуюся в вертикальном направлении со скоростью v_b в камере с равномерным движением пленки (КРДП). Таким образом осуществляется последовательное экспонирование участков пленки. Неравномерность перемещения киноплёнки не превышает 3%, а скорость движения равняется

$$v_b = 1 \text{ см/с.}$$

Достоинство подобного метода регистрации отраженных сигналов заключается:

1. В наглядности представления информации, позволяющей легко отыскать отражение от кратковременно существующих целей.

2. В регистрации отраженного сигнала как по времени, так и по удаленности от РЛС.

3. В экономности расхода киноматериала.

К недостаткам метода относятся возможные искажения регистрируемого сигнала, а также необходимость специальной аппаратуры преобразования для получения количественной информации об амплитуде отраженного сигнала.

Ниже приводятся основные зависимости, характеризующие данный метод регистрации, и оценивается погрешность, возникающая при регистрации характеристик отраженного сигнала.

Из работы [5] для ЭЛТ с малым временем послесвечения известно, что «возгорание» люминофора и его послесвечение связаны соотношением

$$L_{\text{возг}}(t) = b[L_{\text{посл}}(0) - L_{\text{посл}}(t)],$$

где b — безразмерный коэффициент пропорциональности; $L_{\text{возг}}(t)$ — зависимость от времени яркости свечения люминофора в режиме возгорания; $L_{\text{посл}}(t)$ — зависимость от времени яркости свечения люминофора в режиме послесвечения; $L_{\text{посл}}(0)$ — установившееся значение яркости свечения люминофора.

Функция $L_{\text{посл}}(t)$ аппроксимируется совокупностью экспоненциальных функций:

$$L_{\text{посл}}(t) = L_0 \sum_{i=1}^n a_i \exp\left(-\frac{t}{T_i}\right),$$

где a_i — безразмерные величины, зависящие от типа люминофора и удовлетворяющие условию $\sum_{i=1}^n a_i = 1$; T_i — постоянные времени, зависящие от типа люминофора.

Люминофор с малым временем послесвечения может рассматриваться как совокупность n инерционных звеньев, имеющих различные постоянные времени T_i и коэффициенты передачи a_i . Каждое из инерционных звеньев подчиняется дифференциальному уравнению вида

$$T_i \frac{dL_i(t)}{dt} + L_i(t) = a_i f(t), \quad (1)$$

где $f(t)$ — функция внешнего, возбуждающего люминофор, воздействия.

Результирующая яркость свечения люминофора определяется как результат суммирования n решений дифференциальных уравнений (1)

$$L_{\text{общ}}(t) = \sum_{i=1}^n L_i(t),$$

$L_i(t)$ определяется из следующих предположений:

1. Установившееся значение яркости свечения точки экрана пропорционально плотности тока луча, соответствующей этой точке.

2. Плотность тока по сечению луча изменяется по закону Гаусса

$$j(x, y) = j_0 \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{d^2} \right),$$

где j_0 — максимальное значение плотности тока луча; d — параметр, характеризующий диаметр луча, а следовательно, и светового пятна; x, y — координаты точки в сечении луча.

3. Луч перемещается вдоль оси x равномерно со скоростью v , т. е.

$$X = x - vt.$$

4. Ток луча I_π линейно зависит от напряжения на модулирующем электроде U_m ЭЛТ

$$I_\pi = S U_m,$$

где S — крутизна модуляционной характеристики.

5. Производится регистрация сигнала, отраженного от точечной цели.

При этом сигнал на выходе приемника имеет вид

$$U_{\text{вых}} = U_0 \exp \left[-\frac{(t - \tau)^2}{\tau_0^2} \right],$$

где U_0 — максимальное значение напряжения на выходе приемника РЛС; τ — время запаздывания отраженного сигнала относительно зондирующего импульса; $\tau = \frac{2R}{c}$; τ_0 — параметр, характеризующий длительность импульса; R — расстояние до отражающего объекта; c — скорость распространения радиоволн.

6. При $t \rightarrow \infty$ яркость свечения точек экрана стремится к нулю.

В этих предположениях решение дифференциального уравнения

(1) для функции яркости послесвечения $L_i(t)$ имеет вид

$$L_i(t) = \frac{C_i S U_0 V^\beta}{\sqrt{\pi} T_i d^2} \exp \left(-\frac{t}{T_i} - \frac{x^2 + y^2}{d^2} - \frac{\tau^2}{\tau_0^2} + \beta \gamma_i^2 \right) \times \\ \times \left[\Phi \left(\gamma_i V^\beta + \frac{1}{2V^\beta} \right) - \Phi \left(\gamma_i V^\beta \right) \right]. \quad (2)$$

$$\text{Здесь } \beta = \frac{1}{4 \left(\frac{1}{\tau_0^2} + \frac{v^2}{d^2} \right)}; \quad \gamma_i = -\frac{1}{T_i} - \frac{2\pi}{\tau_0^2} - \frac{2vx}{d^2};$$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx - \text{интеграл вероятности; } C_i = a_i A,$$

где A — коэффициент связи между плотностью тока j и установившимся значением яркости свечения люминофора $L_{\text{уст}}$ ($L_{\text{уст}} = A j$).

В процессе фотографирования оптическая плотность D фотоматериала меняется пропорционально времени экспозиции, яркости свечения люминофора и зависит от чувствительности фотоматериала.

Предположим, что оптическая система проектирует изображение с экрана ЭЛТ на поверхность фотоматериала без искажений и изменения масштаба. Это позволяет отказаться от введения масштабных коэффициентов. Тогда оптическая плотность D равна

$$D = \kappa \int_0^{t_3} L_{\text{общ}}(t) dt = \kappa \sum_{i=1}^n \int_0^t L_i(t) dt, \quad (3)$$

где κ — коэффициент пропорциональности, учитывающий чувствительность фотоматериала; $t_3 = \frac{2r_{\text{макс}}}{v}$ — время экспонирования одной строки; $r_{\text{макс}}$ — радиус рабочей части экрана.

В результате интегрирования уравнений (3) с учетом (2) и принимая во внимание, что $v \sqrt{\beta} < d \ll r_{\text{макс}}$ и что для ЭЛТ с коротким послесвечением $r_{\text{макс}} \gg vT_i$, выражение для оптической плотности фотоплетки примет вид

$$D = \sum_{i=1}^n \frac{\kappa C_i S U_0 \tau_0}{2dV \pi (d^2 + \tau_0^2 v^2)} \exp \left[-\frac{(x - \tau v)^2}{d^2 + \tau_0^2 v^2} - \frac{y^2}{d^2} \right] \times \\ \times \left[1 + \Phi \left(\frac{\tau d^2 + x v \tau_0^2}{\tau_0 d \sqrt{d^2 + \tau_0^2 v^2}} \right) \right].$$

Для представляющих практический интерес случаев, при которых $x \gg d$ и $\tau \gg \tau_0$, и с учетом соотношения $\sum_{i=1}^n a_i = 1$, после несложных преобразований имеем

$$D = D_{\text{макс}} \exp \left(-\frac{y^2}{d^2} \right) \exp \left[-\frac{\left(\frac{x}{v} - \tau \right)^2}{\tau_0^2 \left(1 + \frac{d^2}{v^2 \tau_0^2} \right)} \right], \quad (4)$$

где

$$D_{\text{макс}} = \frac{\kappa A S \tau_0}{dV \pi (d^2 + \tau_0^2 v^2)} \cdot U_0.$$

Таким образом, $D_{\text{макс}}$ пропорциональна значению U_0 , а координата x точки, имеющей максимальную оптическую плотность, зависит от расстояния R до точечной цели и равна $x_\tau = \tau \cdot v = \frac{2R}{c} v$.

Длительность зарегистрированного на фотоплентке импульса τ_3 пре-

восходит длительность колоколообразного импульса, отраженного от цели τ_0 в

$$\frac{\tau_3}{\tau_0} = \sqrt{1 + \frac{d^2}{v^2 \tau_0^2}} \text{ число раз.}$$

Это приводит к ухудшению разрешающей способности РЛС по дальности. Чтобы ухудшение разрешающей способности РЛС не превысило 10%, скорость движения луча по экрану ЭЛТ должна быть не меньше величины

$$v > v_{\min} = \frac{d}{\sqrt{0,21} \tau_0}$$

Такой скорости соответствует максимальная дальность регистрируемых объектов наблюдения, равная

$$R_{\max} = \frac{2r_{\max}}{v_{\min}} \cdot \frac{c}{2} = \sqrt{0,21} \frac{r_{\max} \cdot c \cdot \tau_0}{d}$$

Обычно диаметр светового пятна осциллографических ЭЛТ равен 0,5—0,75 мм, что соответствует значению параметра $d = 0,2 \div 0,3$ мм. Если использовать ЭЛТ с размером рабочей зоны экрана $2 r_{\max} = 100$ мм, то с малыми искажениями регистрируются сигналы, отраженные от объектов, удаленных на расстояние $R_{\max} = 100$ км (при $\tau_0 = 6$ мкс). В условиях эксперимента регистрировались сигналы, отраженные от целей, удаленных на расстояние 50—70 км.

Скорость вертикального перемещения киноплетки определяется характером поставленной задачи.

Если необходимо обеспечить отдельную запись каждого отраженного зондирующего импульса с переходным затуханием между строками в B дБ, где $B = 20 \lg \frac{D_{\max}}{D_{\max} e^{-\frac{(\Delta y)^2}{d^2}}}$,

то следует установить скорость вертикального перемещения киноплетки v_0 , удовлетворяющую условию (рис. 1)

$$\frac{v_0}{F_{\Pi}} \geq \Delta y = d \sqrt{\frac{B}{20 \lg e}}$$

где F_{Π} — частота зондирующих импульсов.

При указанных выше параметрах ЭЛТ и $F_{\Pi} = 300$ Гц скорость v_0 , необходимая для обеспечения переходного затухания $B = 40$ дБ, должна быть в пределах 28—42 см/с.

Если ставится ограниченная задача определения времени существования сигнала, отраженного от цели, то поимпульсное воспроизведение отраженных сигналов необязательно и допустимо существенное снижение скорости перемещения киноплетки. Рассмотрим

процесс регистрации при такой скорости перемещения пленки, когда $\Delta y = \frac{v_B}{F_H} \ll d$. В этом случае результирующая оптическая плотность определяется как

$$D = \dots + D_{-i} + \dots + D_{-2} + D_{-1} + D_0 + D_1 + D_2 + \dots + D_i + \dots, \quad (5)$$

где $i = \pm(1, 2, 3, \dots)$; D_0 — составляющая оптической плотности рассматриваемой строки, обусловленная прохождением центра проекции светящегося пятна по оси строки; D_i — составляющая оптической плотности рассматриваемой строки, обусловленная прохождением центра проекции светящегося пятна на расстоянии $\Delta y = \frac{iv_B}{F_H}$ от оси строки.

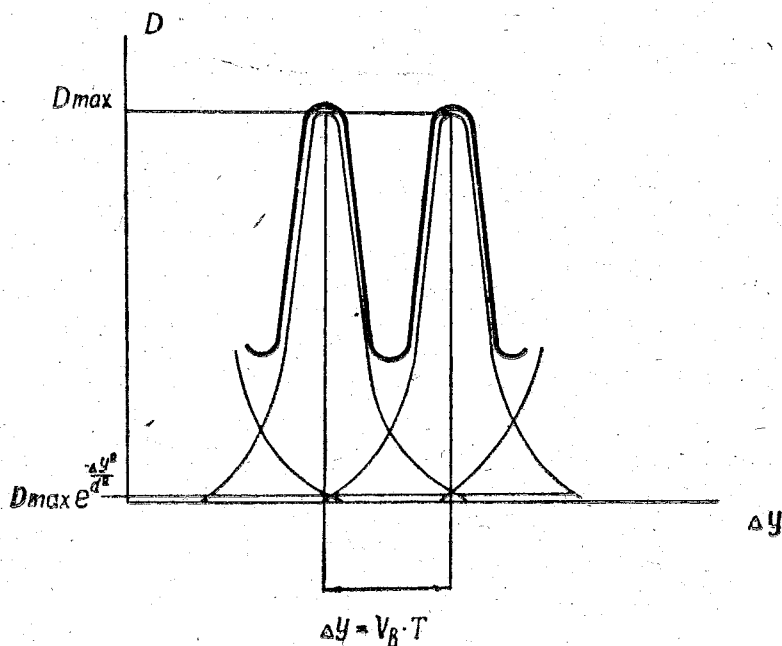


Рис. 1. К пояснению процесса построчной регистрации сигналов.

В результате суммирования выражения (5) при условии $\frac{v_B}{F_H d} \ll 1$ получаем

$$D \approx \frac{\sqrt{\pi} d D_0}{v_B \cdot T_H}, \quad (6)$$

где $T_H = \frac{1}{F_H}$.

Следует отметить, что при малой скорости перемещения киноплёнки возникновение цели и ее исчезновение сопровождается плавным изменением оптической плотности по оси y . Если в момент появления отражающего объекта проекция центра светового пятна движется по оси строки, для которой $y = 0$, то оптическая плотность строки переднего фронта $D_i^{\text{пер}}$ с координатой $y = i v_b T_{\text{и}}$ будет равна

$$D_i^{\text{пер}} = \frac{\sqrt{\pi} d D_0}{2 v_b T_{\text{и}}} \left[1 + \Phi \left(\frac{i v_b T_{\text{и}}}{d} \right) \right], \quad (7)$$

где $i = \pm (1, 2, 3 \dots)$;

$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx$ — интеграл вероятности.

Аналогично, если в момент исчезновения отражающего объекта проекция центра светового пятна движется по оси строки, координату y которой предположим равной нулю, то оптическая плотность строки заднего фронта D_i^3 с координатой $y = i v_b T_{\text{и}}$ будет равна

$$D_i^3 = \frac{\sqrt{\pi} d D_0}{2 v_b T_{\text{и}}} \left[1 - \Phi \left(\frac{i v_b T_{\text{и}}}{d} \right) \right],$$

где $i = \pm (1, 2, 3 \dots)$.

На рис. 2 изображено изменение оптической плотности по оси y при регистрации сигнала, являющегося следующей функцией времени:

$$U_{\text{вых}} = \begin{cases} U_0 & \text{при } 0 < t < t_0, \\ 0 & \text{при } t < 0 \text{ и } t > t_0. \end{cases}$$

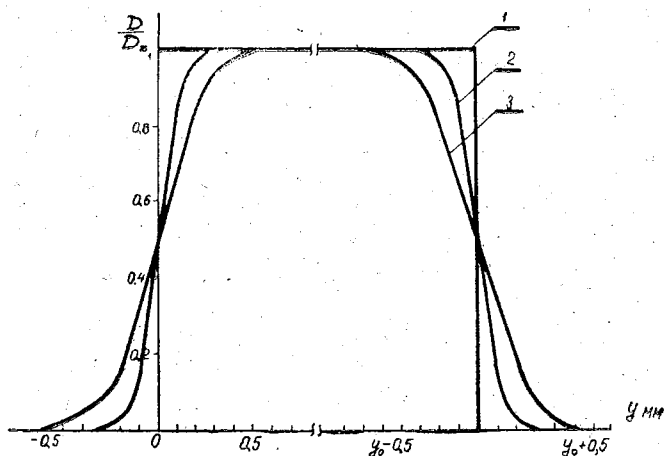


Рис. 2. Изменение оптической плотности по оси y ($Y_0 = v_b t_0$, скорость движения киноплёнки $v_0 = 1$ см/с):
1 — $d \rightarrow 0$; 2 — $d = 0,15$ мм (диаметр светового пятна $\approx 0,37$ мм); 3 — $d = 0,30$ мм (диаметр светового пятна $\approx 0,75$ мм).

Из рис. 2 видно, что имеют место искажения формы импульса. Если под протяженностью фронта понимать расстояние, в пределах которого оптическая плотность меняется в интервале $0,1D_{\Sigma} < D < 0,9D_{\Sigma}$, то протяженность фронта, определенная из (7), равна $\Delta y_{\Phi} = 2,34 d$. Если минимальное время существования отраженного сигнала $t_{\text{мин}}$, то для предотвращения существенных искажений необходимо, чтобы протяженность фронта Δy_{Φ} была по крайней мере одного порядка с величиной $v_{\text{в}} t_{\text{мин}}$, т. е. минимальная вертикальная скорость перемещения киноплёнки ограничена величиной

$$v_{\text{в мин}} = \frac{2,34 d}{t_{\text{мин}}}$$

Так, при минимальной длительности регистрируемого сигнала, равной 0,05 с, скорость движения киноплёнки должна быть не меньше 1—2 см/с.

Время существования отраженного сигнала определяется по расстоянию между точками на киноплёнке, в которых оптическая плотность равна половине установившегося значения. Если неточность определения координат предположить равной $\pm 0,1$ мм (погрешность измерения при десятикратном увеличении равна 1 мм), то при неравномерности движения киноплёнки порядка 3% суммарная погрешность измерения расстояния на киноплёнке равна 0,2—0,3 мм. При скорости движения киноплёнки 1 см/с такая ошибка эквивалентна погрешности в определении временного интервала, равной 20—30 мс.

Если время существования отраженного сигнала равно 0,5 с, то относительная погрешность не превышает 4—6%, что можно считать приемлемым.

Результаты эксперимента

Типовое изображение зарегистрированных отраженных сигналов представлено на рис. 3.

На фотографии видны отражения от трех разрядов из одного грозового очага. Ось времени совпадает с направлением движения плёнки, ось дистанции перпендикулярна этому направлению, степень светлости характеризует амплитуду отраженного сигнала.

Разряды происходят в разных частях грозового очага (1-й на расстоянии 56 и 59 км, 2-й на расстоянии 63 км, 3-й на расстоянии 66 км от места наблюдения), имеют разную длительность и пространственную структуру, а также отличаются друг от друга по амплитуде отраженного сигнала (более и менее светлые части изображения на фотографии).

Формы этих сигналов различны вследствие разной ориентации каналов молний в пространстве и различной динамики протекания процессов в них.

Можно выделить три типовых изображения отраженного сигнала; первый тип (рис. 4) характеризуется узким одиночным импульсом на выходе приемного устройства.

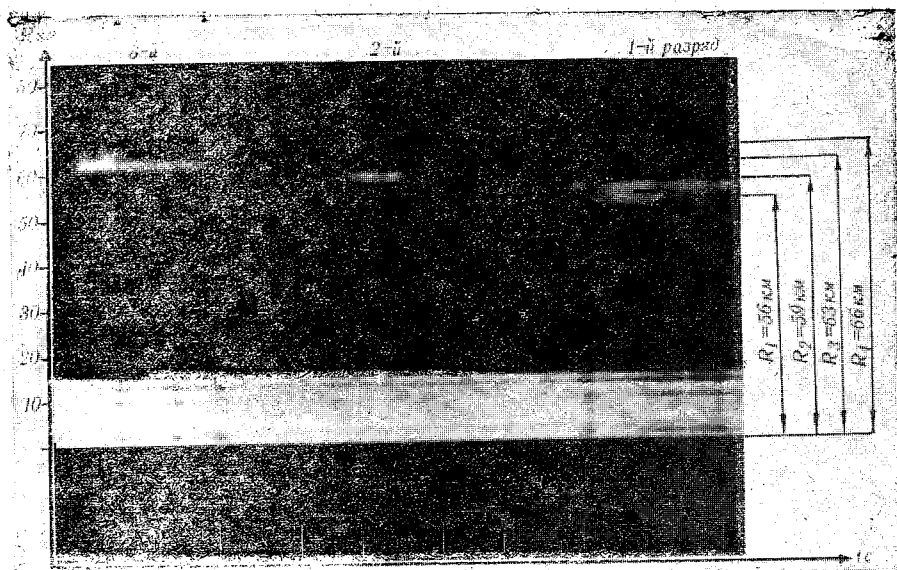


Рис. 3. Типичное изображение зарегистрированного сигнала, отраженного от канала молнии, полученного с помощью кинорегистратора с непрерывным движением киноплёнки.

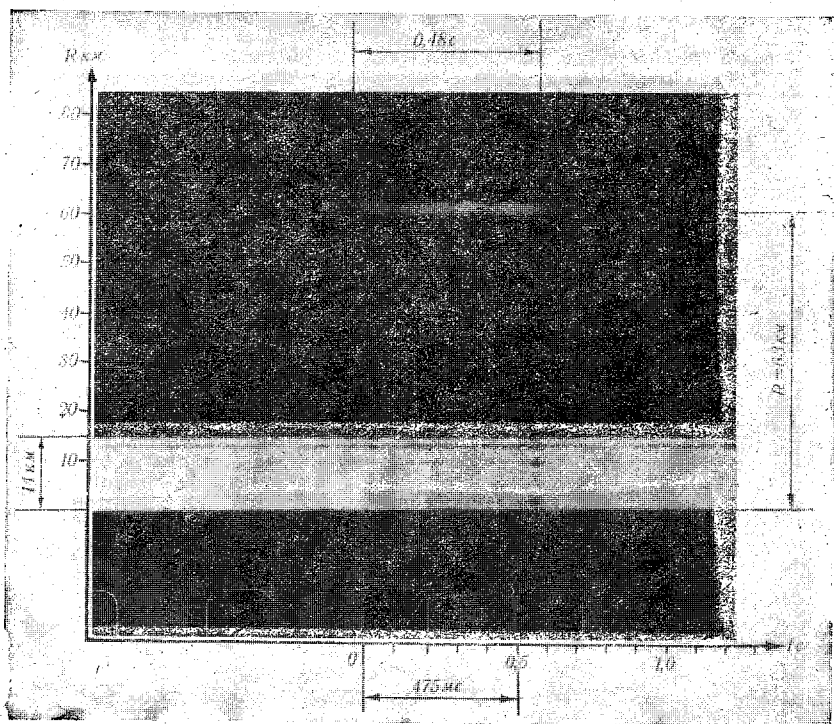


Рис. 4. Типичное изображение зарегистрированного сигнала первого типа.

Такая форма отраженного импульса для достаточно удаленных от РЛС очагов может быть следствием ориентации канала разряда в плоскости, перпендикулярной направлению распространения электромагнитной волны.

Отсутствие пауз при изменяющейся во времени амплитуде (пульсирующий характер этих изменений явно виден на фотографии) может быть объяснено следующими возможными процессами в канале разряда: 1) разряд одноимпульсный, 2) разряд сопровождается протеканием по каналу постоянного тока, 3) разряд многоимпульсный с кратковременными (30—50 мс) паузами между отдельными возвратными ударами.

Второе типовое изображение (рис. 5) характеризуется узким импульсом с наличием коротких ≤ 100 мс пауз в отраженном

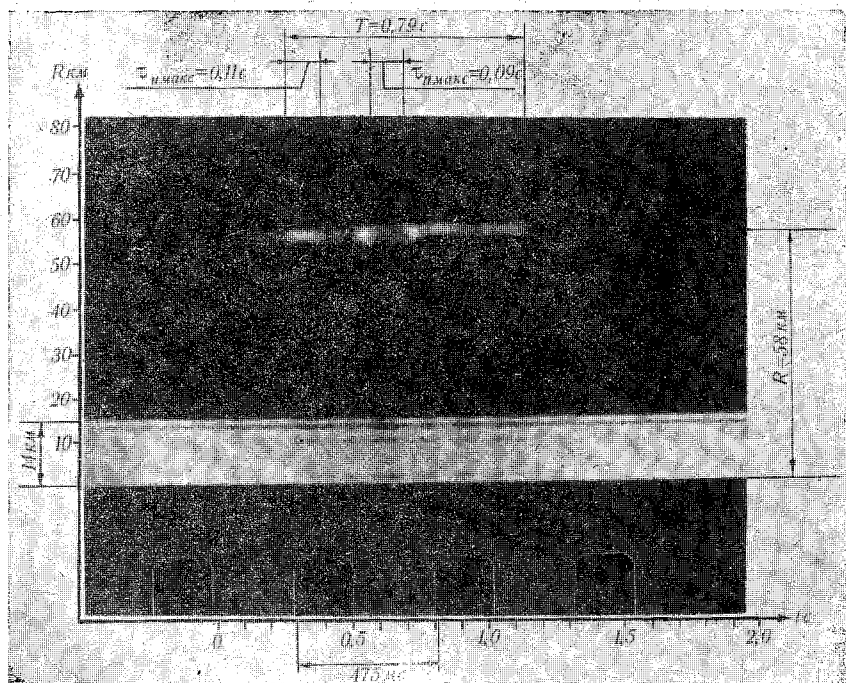


Рис. 5. Типичное изображение зарегистрированного сигнала второго типа.

сигнале, что может свидетельствовать о многоимпульсности процесса разряда с продолжительными (порядка 100 мс) паузами между импульсами возвратных ударов.

Пространственная ориентация аналогична первому типу.

Третье типовое изображение отраженного сигнала, зарегистрированного на пленке (рис. 6), характеризуется совокупностью отраженных импульсов, смещенных друг относительно друга в про-

странстве, а во времени меняющихся как сигналы первого или второго типа.

Такая форма — следствие сложной пространственной структуры канала молнии, ориентированного преимущественно вдоль линии распространения электромагнитной волны.

Указанные выше типовые формы изображения отраженного сигнала позволяют классифицировать всю совокупность принимаемых РЛС сигналов, отраженных от каналов молнии, по простран-

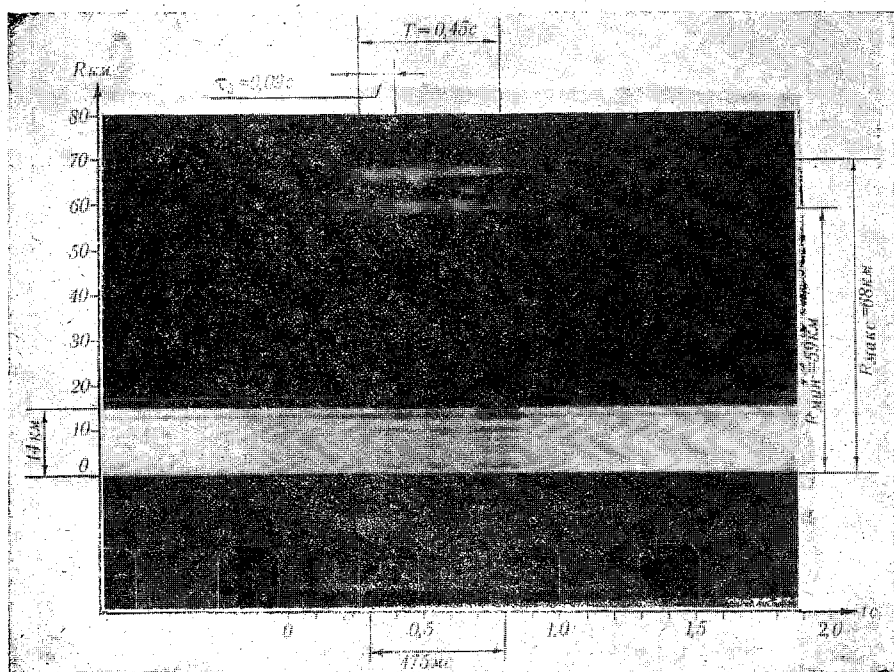


Рис. 6. Типичное изображение зарегистрированного сигнала третьего типа.

ственному признаку на две группы: а) с преобладанием ориентации канала молнии в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (см. рис. 4, 5); б) с преобладанием ориентации канала разряда вдоль линии распространения электромагнитной волны (см. рис. 6), а по временному признаку на группу непрерывных во времени разрядов (без пауз на фотоизображении, см. рис. 4) — 1-я группа и группу разрядов, имеющих заметные на фотоизображении паузы (см. рис. 5), — 2-я группа.

Так как разряды, имеющие преобладающую ориентацию вдоль направления движения электромагнитной волны, дают разнообразную комбинацию изменений во времени импульсов, отраженных от разных частей канала, то определяющим для классификации

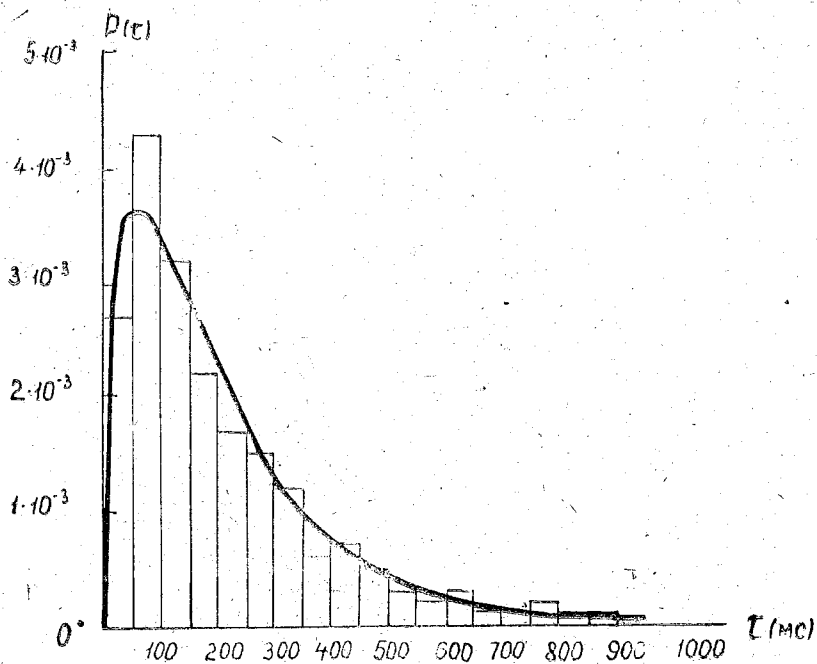


Рис. 7. Гистограмма распределения и кривая гамма-распределения для отраженных сигналов 1-й группы.

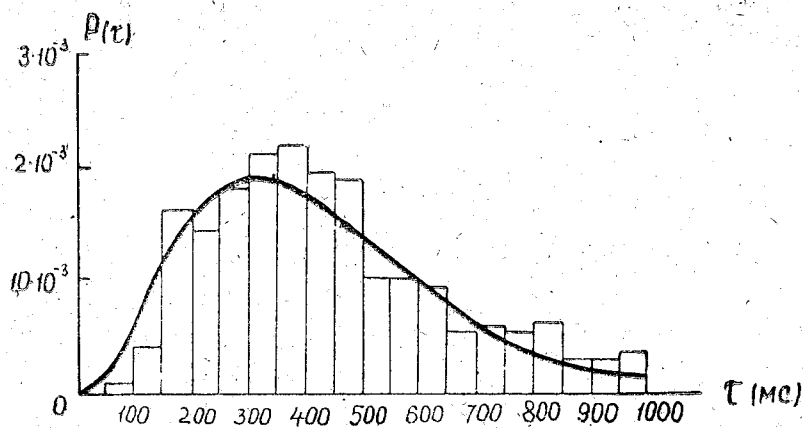


Рис. 8. Гистограмма распределения и кривая гамма-распределения для отраженных сигналов 2-й группы.

таких разрядов по временному признаку считается динамика изменений амплитуды более длительно отражающей части канала. Такую часть канала с большей вероятностью, чем остальные, можно считать частью основного ствола молнии.

Была подвергнута анализу совокупность из 1016 разрядов, зарегистрированных над территорией Алазанской долины Восточной Грузии в период сезонов 1972 и 1973 гг.

Анализ временных характеристик показал, что к 1-й группе разрядов относится 71%, а ко 2-й группе — 29% всех разрядов.

Гистограммы распределения длительности отраженных от канала молнии сигналов представлены на рис. 7 и 8.

Наиболее подходящей для аппроксимации реального распределения длительностей отраженных сигналов оказалась функция распределения вида

$$F(\tau) = A\tau^b e^{-\frac{\tau}{c}},$$

для первой группы сигналов $A = 16,0$; $b = 0,38$; $c = 0,146$ с, для второй группы сигналов $A = 332,3$; $b = 2,43$; $c = 0,129$ с.

Среднее значение длительности для отраженных сигналов 1-й группы $\approx 0,20$ с, для 2-й группы $\approx 0,44$ с.

Следует подчеркнуть, что указанные выше значения получены для метрового диапазона радиоволн и справедливы для горных условий.

Авторы благодарят научного руководителя Л. Г. Качурина и А. И. Карцивадзе, способствовавшего проведению этого исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баттан Л. Дж. Радиолокационная метеорология. Л., Гидрометеиздат, 1962, 196 с.
2. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л., Гидрометеиздат, 1961, 542 с.
3. Степаненко Б. Д. Радиолокация в метеорологии. Л., Гидрометеиздат, 1973, 343 с.
4. Степаненко В. Д., Гальперин С. М. Обнаружение ливней и гроз с помощью радиолокационной станции температурно-ветрового зондирования. Труды ГГО, 1969, вып. 243, с. 49—54.
5. Перевезенцев Л. Т. Модуляция светового потока в передатчике с бегущим лучом. Труды ЛЭИС, 1957, вып. II (32), с. 45—49.
6. Качурин Л. Г., Карцивадзе А. И., Дивинский Л. И., Мазур В. Д., Дореули Р. И. Радиолокационные наблюдения за грозовыми очагами в кучево-дождевых облаках (см. настоящий сборник).

НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ПРОЦЕССА ГРАДООБРАЗОВАНИЯ И ЕЕ ТРАНСФОРМАЦИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВВЕДЕНИЯ В ОБЛАКО КРИСТАЛЛИЗУЮЩИХ РЕАГЕНТОВ

В развитие работ [1—5] выполнен анализ начальной фазы естественного градообразования и результата воздействия на него кристаллизующими реагентами. Заключительная стадия процесса рассматривается в работе [6].

Основной анализ выполняется на примере градового процесса в Алазанской долине 23/V 1971 г. В этот день над Кавказом в первой половине дня стояла ясная погода, обусловленная антициклоном. Во второй половине дня, судя по прогнозу, следовало ожидать формирование и развитие внутримассовой облачности, сопровождающейся ливневыми осадками, градом и грозой. Действительно, в 18 ч 10 мин с помощью радиолокатора была обнаружена быстро развивающаяся градовая зона. Назовем ее зоной № 1. На подходе к защищаемой территории она была обстреляна противоградовыми ракетами, в результате чего градобитие на защищаемой территории было предотвращено. Однако севернее этой зоны прошла другая градовая зона (назовем ее зоной № 2), которая не была замечена своевременно, так как экранировалась зоной № 1. Она была обнаружена только после того, как из нее стал выпадать град размером до 2—3 см.

В данной статье и в следующей [6] анализ выполняется в основном на примере процесса естественного градообразования в зоне № 2 и его трансформации в зоне № 1 в результате ракетного обстрела. Для наглядности обе зоны анализируются одновременно. В связи с отсутствием сведений о степени равномерности распределения реагентов в облаке анализ результатов воздействия выполнен для различных вариантов введения реагента.

1. Основные уравнения

Введем следующие обозначения: m — секундная масса облака, w — вертикальная составляющая скорости ветра в облаке, R — радиус облака, T — температура воздуха, S^l и S^* — удельная водность и ледность, ε и f — пересыщение водяного пара и относительная влажность воздуха относительно плоской поверхности воды, r — средний радиус частиц, n — число частиц, E — упругость насы-

щения водяного пара, $\bar{P}$ — давление воздуха, ρ' — плотность воздуха в облаке, ρ — плотность частиц, L — скрытая теплота фазовых переходов, $\sigma_{в-п}$, $\sigma_{л-п}$, $\sigma_{л-в}$ — поверхностная энергия на границе вода — пар, лед — пар и лед — вода соответственно, ω — вероятность образования гетерофазных ледяных зародышей в переохлажденной воде, W — относительное число закристаллизовавшихся капель, $\eta(r)$ — относительное число капель радиуса r в распределении переохлажденных капель по размерам, c_v — удельная теплоемкость воды, c_p — удельная теплоемкость воздуха (в облаке и в окружающей атмосфере она считается одинаковой), μ и M — молекулярный вес водяного пара и воздуха, g — ускорение силы тяжести, N — постоянная Авогадро, k — постоянная Больцмана, D — коэффициент диффузии пара, λ — коэффициент теплопроводности воздуха. Параметры со знаком «штрих» относятся к облаку, а без штриха — к окружающей среде; знак «*» относится к ледяной фазе.

Расчет конвекции выполняется на основе теории струи в стратифицированной атмосфере [1—5]. Уравнения для вертикальных градиентов скорости восходящего потока, температуры, водности, радиуса облака, выведенные в [4], были дополнены учетом выделения тепла фазовых переходов (при конденсации, кристаллизации, коагуляции разнофазных частиц). Уравнение для температуры приобрело вид

$$\begin{aligned} \frac{dT'}{dz} = & - \left\{ \left(\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \right) \left[\frac{\mu L}{c_p M p} \left((\varepsilon + 1) E' - f E \right) + (T' - T) \right] + \right. \\ & + \frac{\mu g L E'}{c_p \kappa N T' p} + \frac{g}{c_p} \frac{T'}{T} \left. \right\} \left(1 + \frac{\mu^2 L^2 E'}{c_p \kappa N M p T'^2} \right)^{-1} + \\ & + \frac{4 \pi D \mu L^* n^* r^* E'_*}{c_p \kappa N w T'} \left[\left(\left(\varepsilon + 1 \right) \frac{E'}{E'_*} - 1 \right) - \frac{2 \sigma_{л-п} \mu}{\rho^* \kappa N T' r^*} \right] + \\ & + \frac{4 \pi^2 L^* \rho M n^* (r + r^*)^2 n r^3 p}{3 c_p \kappa N w T'} \mathfrak{Z}(r, r^*) |v(r)| - v(r^*)|, \quad (1) \end{aligned}$$

где $\mathfrak{Z}(r, r^*)$ — коэффициент захвата капель кристаллами [7], $v(r)$ и $v(r^*)$ — скорости падения капель и кристаллов соответственно.

Принципиальное решение для пресыщения пара в аэрозолях при параметрах было получено в [8]. Однако в реальных облаках параметры, которые входят в уравнение для пресыщения, существенно меняются по мере подъема воздушных частиц. Наибольшее значение имеет изменение таких параметров облака, как вертикальная скорость, градиент температуры и водности. Если учесть все потоки пара к водяным каплям и кристаллам льда, получим для изменения пересыщения с высотой уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dz} = & -\frac{4\pi D M p}{\kappa N \omega T'} \left(n r \frac{\tilde{E}'}{E'} + n^* r^* \frac{\tilde{E}'}{E_*'} \right) \varepsilon - \left(\frac{\mu L}{\kappa N T'} \frac{dT'}{dz} + \frac{Mg}{\kappa N T'} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \right) (\varepsilon + 1) + \left(\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} \right) \left[\frac{fE}{E'} - \frac{Mp}{\mu E} (S' + S^*) \right] + \\ & + \frac{8\pi D \mu M p}{(\kappa N)^2 \omega T' E'} \left(\frac{\sigma_{n-n} \tilde{E}'}{\rho} + \frac{\sigma_{l-n} n^* \tilde{E}'}{\rho^*} \right) - \frac{4\pi D M n^* r^* p \tilde{E}'}{\kappa N \omega T' E'} \left(\frac{E'}{E_*'} - 1 \right). \quad (2) \end{aligned}$$

Расчет кристаллизации облака был усовершенствован по сравнению с ранее выполненными. Детальный анализ показал, что экстраполяционные формулы вероятности кристаллизации целесообразно заменить формулой флуктуационной теории фазовых переходов [9]:

$$\omega = \exp \left(c_\omega - \frac{c_b}{\kappa} \ln \frac{T_0}{T'} - \frac{4}{3} \frac{\pi \sigma_{l-v}}{\kappa T'} r^2 \right), \quad (3)$$

где T_0 — температура стабильного равновесия твердой и жидкой фаз.

К настоящему времени известно большое количество опытов измерений скорости кристаллизации переохлажденных водных аэрозолей. Сводка работ до 1970 г. дана в [10]. Кроме того известны обстоятельные работы [11, 12]. Тем не менее значение константы C_ω остается недостаточно определенным. В наших расчетах принято $C_\omega = 14$.

Кинетическое уравнение для расчета относительного числа капель, закристаллизовавшихся в температурном интервале $T' - T_0$, использовано в виде [13]

$$W = \int_0^\infty \eta(r) \left[1 - \exp \left(-\frac{4}{3} \pi \right) \int_{T_0}^{T'} \frac{\omega r^3}{T'} dT' \right] dr, \quad (4)$$

где $\dot{T}'$ — производная температуры по времени.

Кроме того, величины $c_b(T')$, $\sigma_{l-v}(T')$, $L^*(T')$, $E(T')$ были аппроксимированы нелинейными аналитическими выражениями, которые вместе с уравнениями (1) — (4) и уравнениями конвекции [1—5] образуют систему из 11 обыкновенных дифференциальных нелинейных уравнений первого порядка и 21 алгебраического уравнения.

Система позволяет, при заданных начальных и граничных условиях, рассчитать основные термодинамические характеристики как водяного, так и фазово-неоднородного облака, засеянного кристаллами. Система уравнения решается по методу Рунге-Кутты. По высоте интегрируется непрерывно, а по радиусам капель — дискретно, путем разбиения спектра распределения капель на дискретные интервалы. Расчет начинается с уровня конденсации и заканчивается на высоте, определяемой условием $\omega(z) = 0$.

2. Основные параметры кучево-дождевого облака и их трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов

Результаты расчета основных термодинамических характеристик градового облака, развивавшегося над Алазанской долиной 23/V 1971 г., и их трансформации в результате воздействия показаны на рис. 1—7. Судя по расчетам, вертикальная скорость мог-

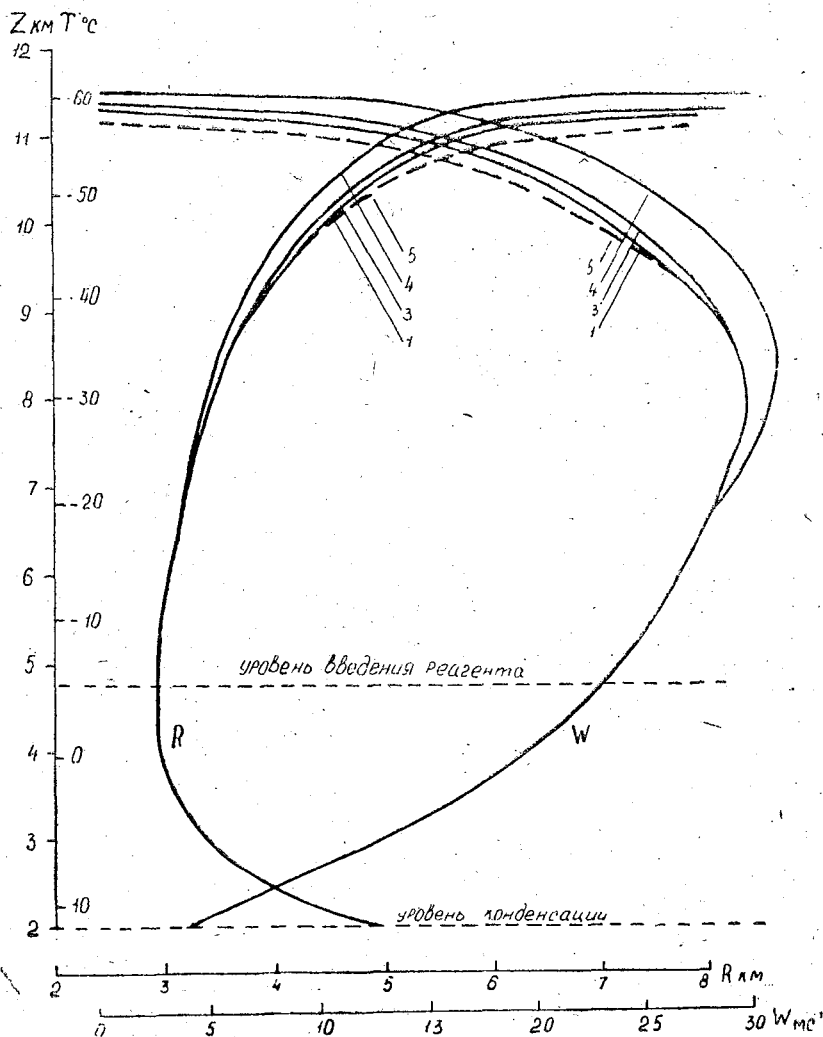


Рис. 1. Изменения с высотой вертикальной скорости w и радиуса облака R : 1—естественно развивающееся облако; 2, 3, 4—искусственно кристаллизующееся облако при концентрации ледяных частиц $n^* = 10^2 \text{ г}^{-1}$, 10^3 г^{-1} и 10^4 г^{-1} соответственно; 5—гипотетическое облако при отсутствии кристаллизации. Смысл нумерации сохраняется на всех рисунках. Уровни введения реагента указаны пунктиром; первый уровень соответствует температуре $T' = -5^\circ\text{C}$, а второй—температуре $T'' = 0^\circ\text{C}$.

ла достигать 30 м/с при максимальном перегреве облака по сравнению с окружающей атмосферой на 4—5°, а уровень конвекции превышает 11 км, где температура облака на 7—8° ниже температуры окружающего воздуха (см. рис. 1 и 2). Введение в облако реагента меняет вертикальное распределение параметров. Заметим сразу, что не все параметры облака меняются одинаково сильно,

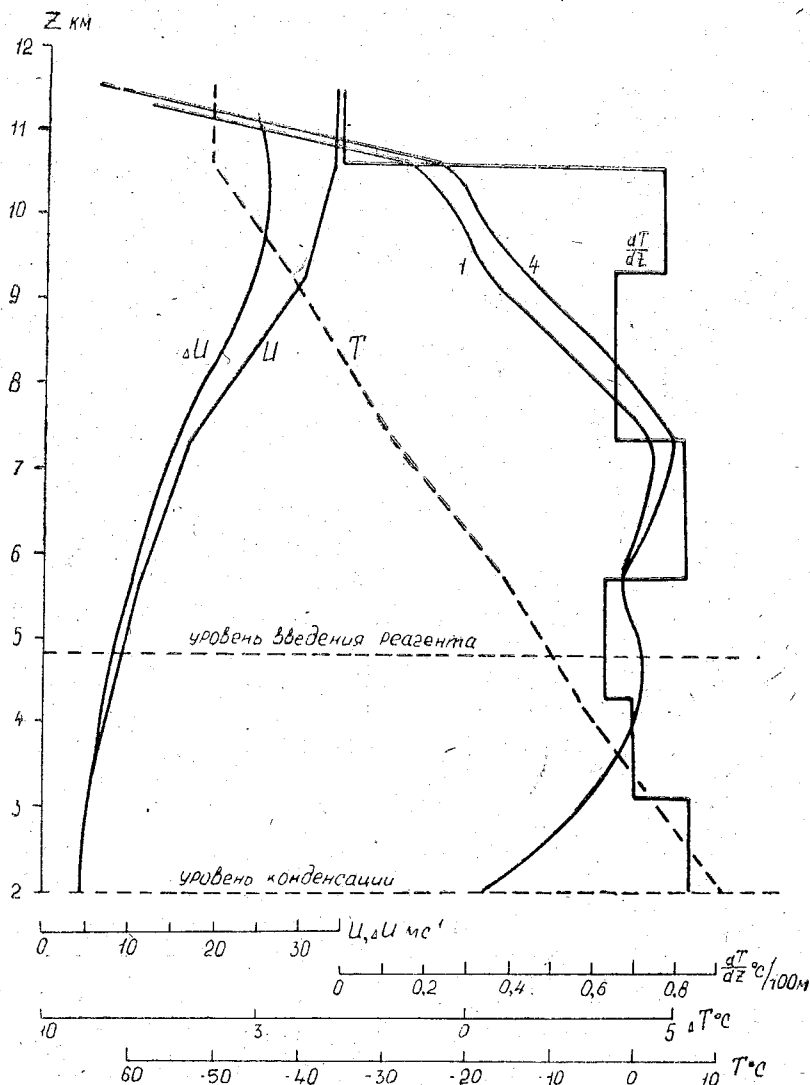


Рис. 2. Разность температур в облаке и вне его ΔT и относительное перемещение облака Δu , а также температура T , градиент температуры $\frac{dT}{dz}$ и ветер u в свободной атмосфере по данным зондирования,

но, как показано в работе [6], даже небольшие изменения некоторых из них в результате воздействия приводят к большим изменениям концентрации опасных градовых зародышей.

Как и можно было ожидать, введение реагента меняет прежде всего соотношение между переохлажденными каплями и ледяными

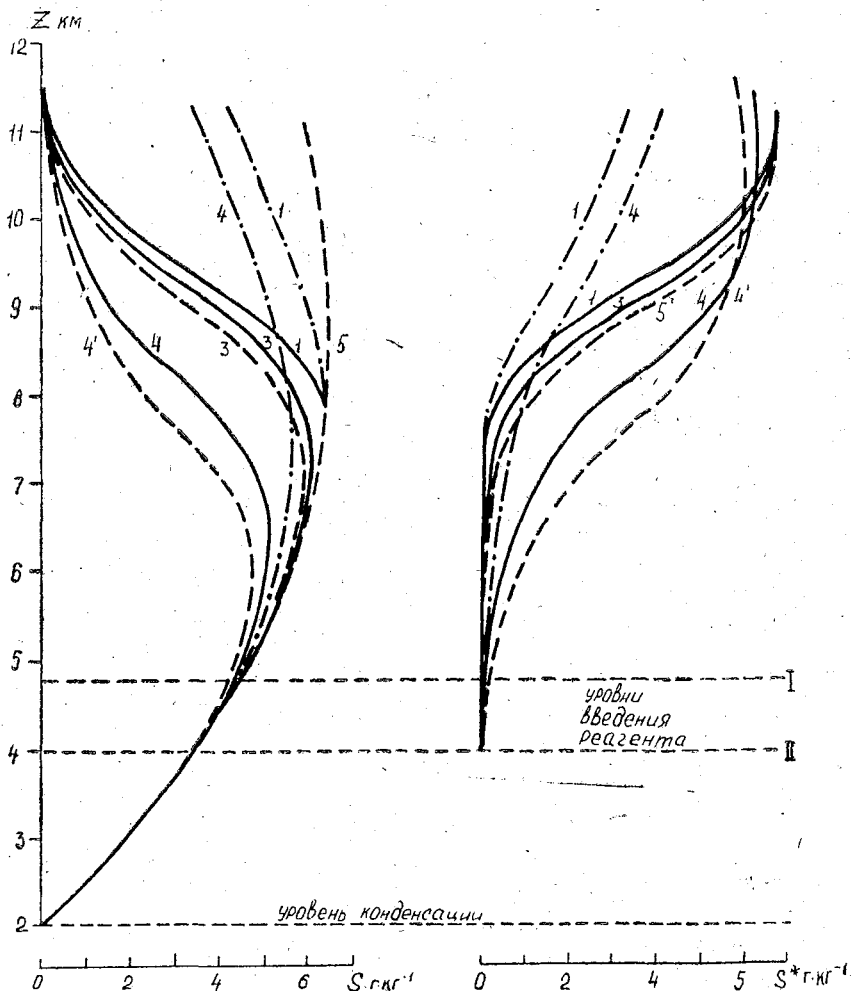


Рис. 3. Вертикальные профили удельной водности S' и удельной ледности S^* . Штрих-пунктиром показан результат расчета без учета процесса коагуляции.

кристаллами, а также и уровень интенсивной кристаллизации. Результаты расчета удельной водности и удельной ледности, приведенные на рис. 3, показывают, что в естественно развивающемся облаке уровень максимальной водности находится на высоте 7,5 км. В искусственно кристаллизующемся облаке этот уровень снижается

как с увеличением концентрации искусственных ледяных частиц, так и со снижением уровня их введения. Так, например, при концентрации искусственных кристаллов $n^* = 10^4 \text{ г}^{-1}$, введенных на высоте 4 км, этот уровень опускается до 6 км. Кристаллизация верхней части кучево-дождевого облака определяется тремя процессами: замерзанием, переконденсацией и коагуляцией, причем

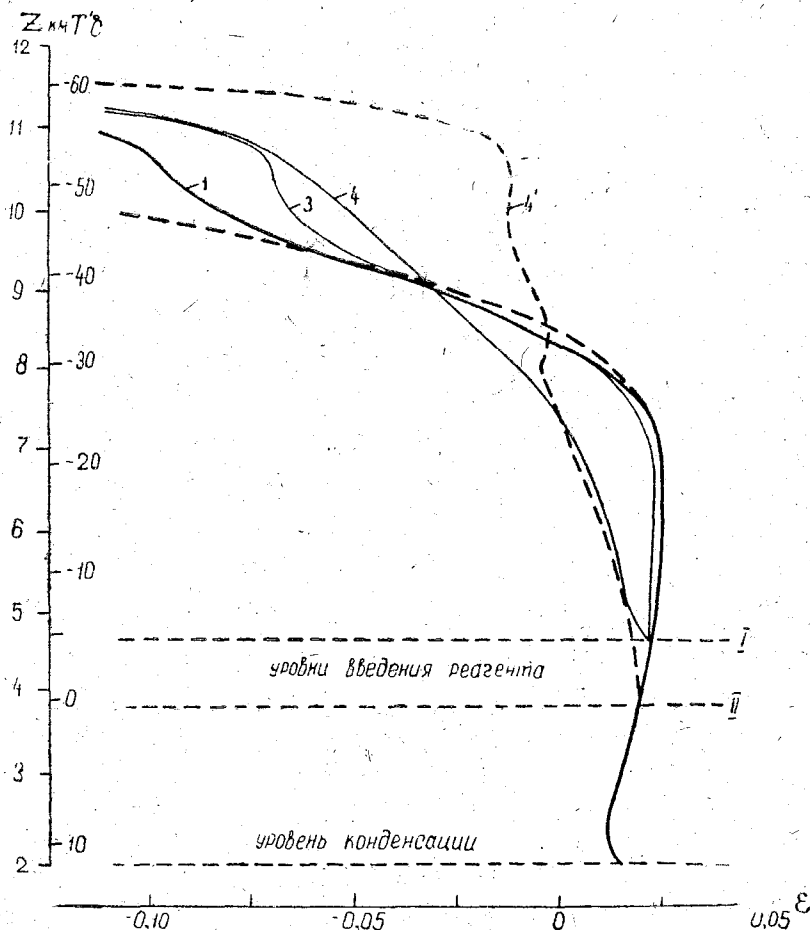


Рис. 4. Изменение с высотой пересыщения ϵ по отношению к плоской поверхности воды.

толщина слоя кристаллизации оказывается довольно значительной (см. рис. 3).

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что из перечисленных процессов, в результате которых трансформируется верхняя часть кучево-дождевого облака, главными оказываются

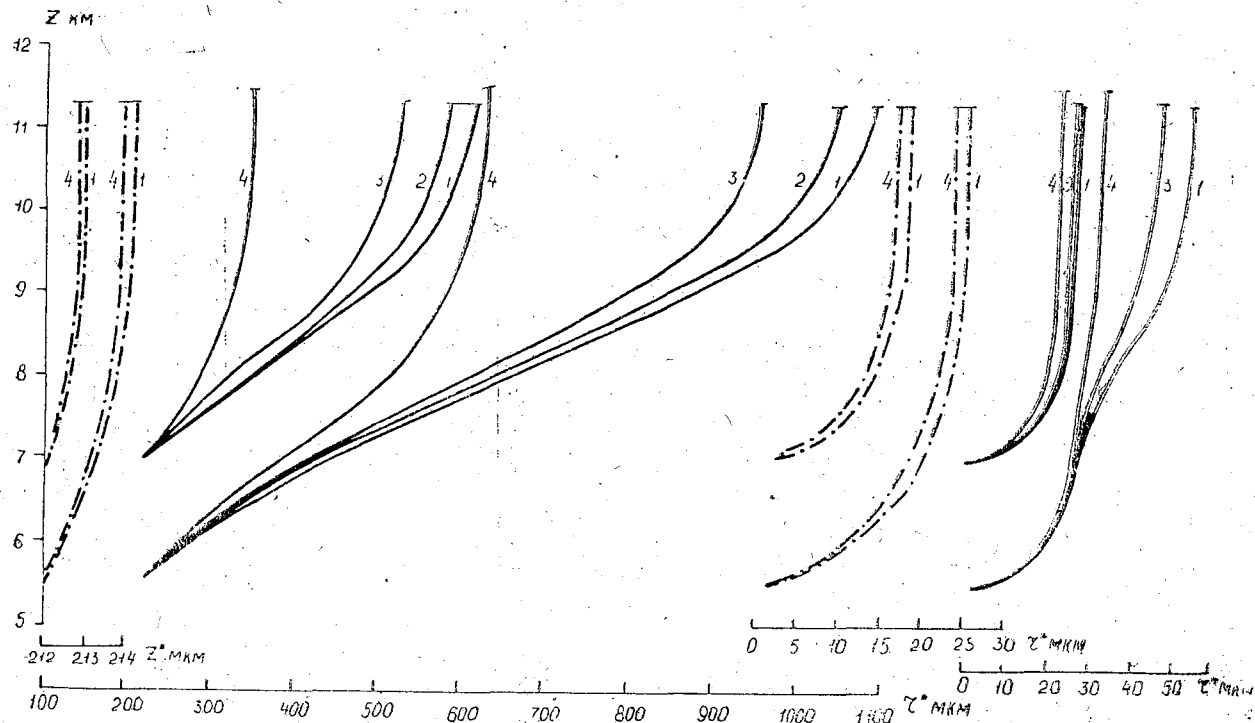


Рис. 5. Конденсационный рост (штрих-пунктир) и конденсационно-коагуляционный рост (сплошные линии) закристаллизовавшихся капель с заданным начальным радиусом r_0^* с двух уровней замерзания. Левая половина рисунка — $r_0^* = 212$ мкм, правая половина — $r_0^* = 1$ мкм.

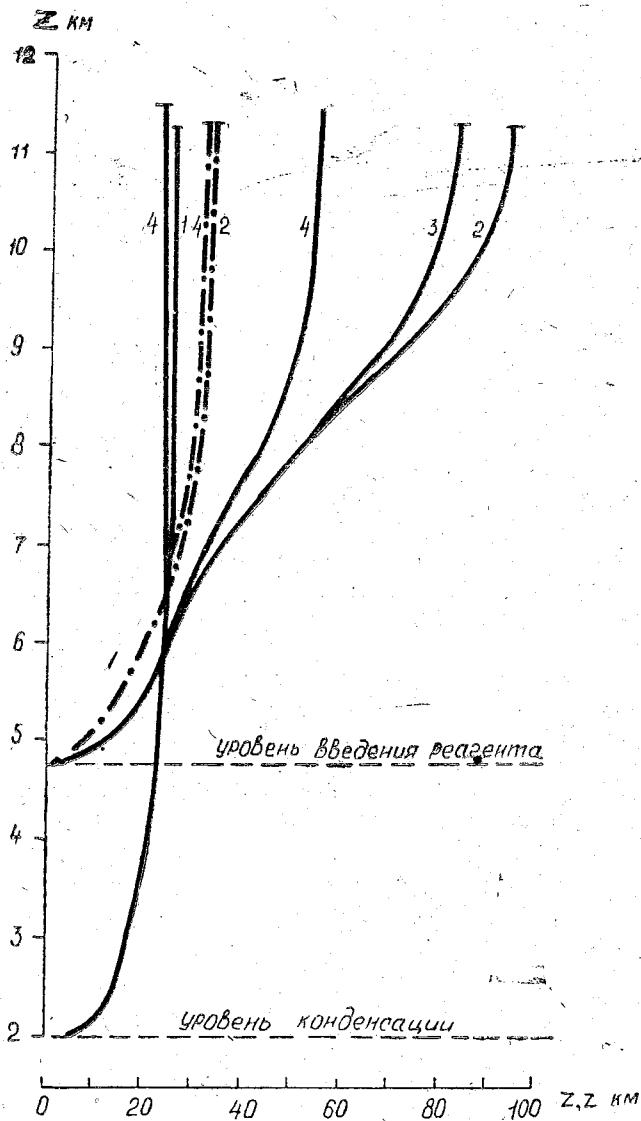


Рис. 6. Изменение с высотой среднего радиуса водяных капель r и среднего радиуса искусственных кристаллов r^* . Штрих-пунктиром показан результат расчета конденсационного роста искусственных кристаллов.

первый и третий. Переконденсация оказывается существенной лишь для сравнительно узкой части спектра распределения капель, которая дает небольшой вклад в общую водность. Это объясняется тем, что интенсивная кристаллизация облака начинается при температурах -30 — -33° и ниже, при которых разность упругостей насыщения водяного пара над водой и над льдом $E' - E''$ сравни-

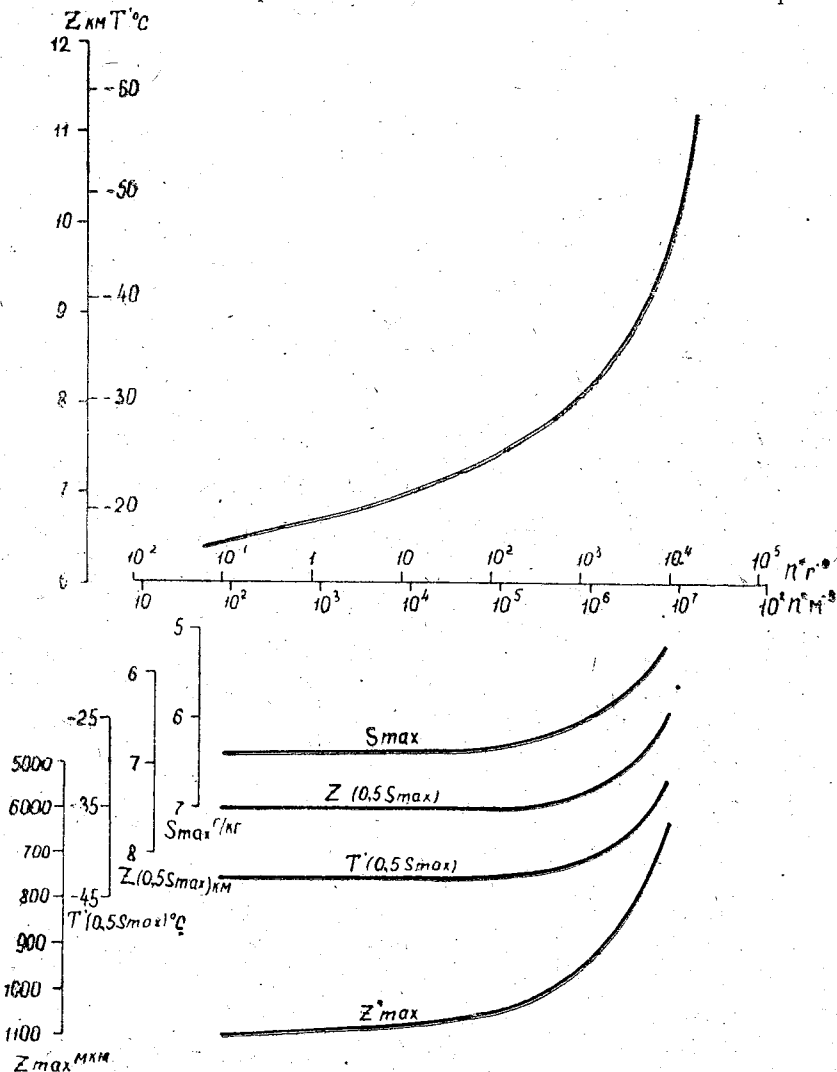
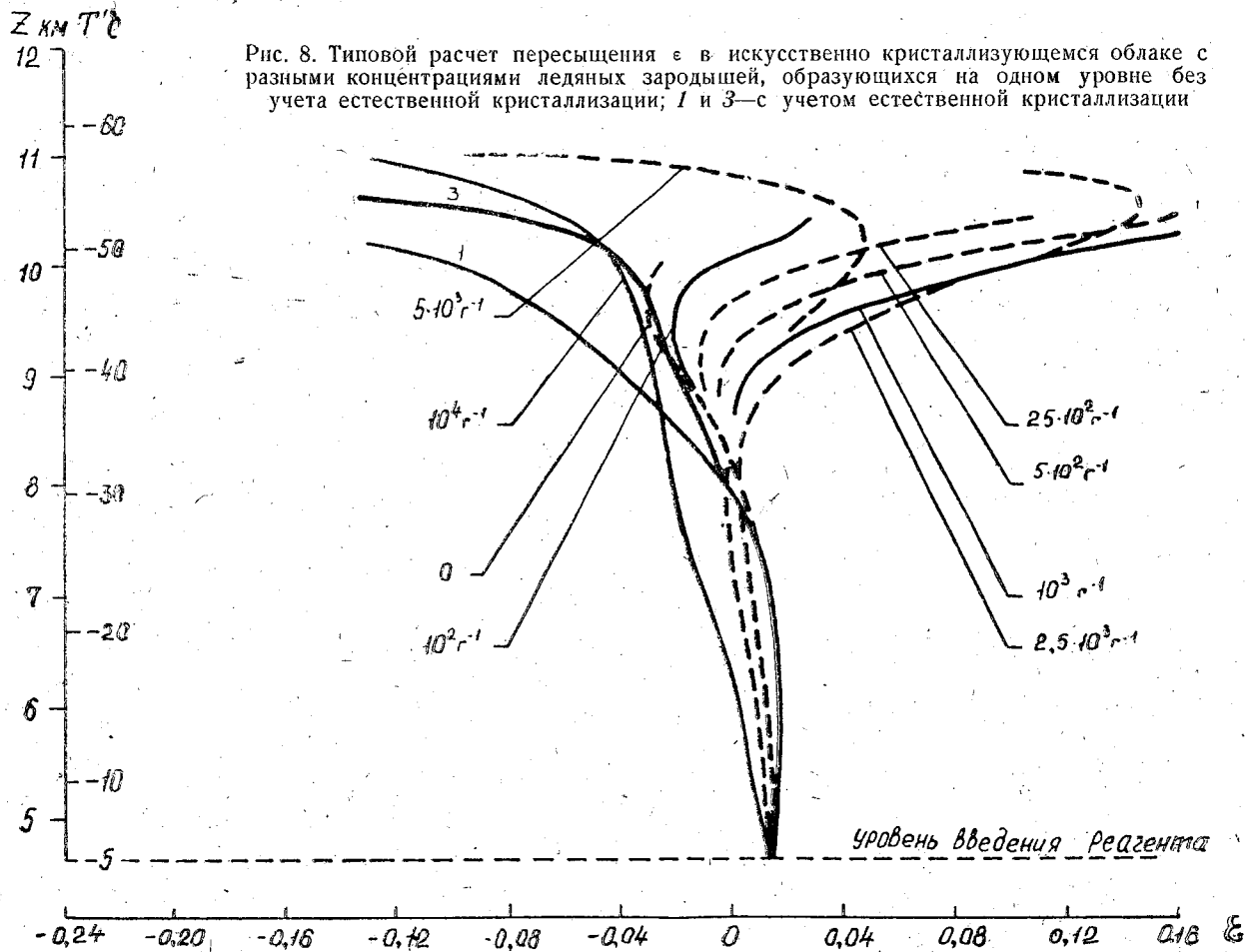


Рис. 7. Изменение с высотой концентрации естественно образующихся ледяных частиц (верхняя часть рисунка), а также максимальная водность; высота, на которой водность составляет 0,5 от максимальной; температура на этой высоте и максимальный радиус ледяных частиц с заданным начальным размером (нижняя часть рисунка).

тельно невелика. Это подтверждается как расчетом конденсационного роста закристаллизовавшихся капель данного размера, результаты которого приведены на рис. 5, так и расчетом пересыщения, которое управляет процессом перегонки водяного пара с капель на кристаллы. Рис. 4 показывает, что и в естественно развивающемся и в искусственно кристаллизующемся облаке на больших высотах пересыщение становится отрицательным, и соответственно конденсационный рост закристаллизовавшихся капель замедляется. Это подтверждается и расчетом конденсационного роста искусственных кристаллов, результаты которого приведены на рис. 6. Все эти расчеты показывают, что конденсационная «конкуренция» в борьбе за водяной пар между кристаллами не играет большой роли в облаках и что интенсивная искусственная кристаллизация облака за счет одного процесса переконденсации водяного пара с капель на кристаллы невозможна (см. рис. 3).

В реальных облачных процессах более значимыми оказываются коагуляционные взаимодействия между водяными каплями и ледяными кристаллами. Результаты расчета конденсационно-коагуляционного роста закристаллизовавшихся капель данного размера, приведенные на рис. 5, показывают, что, по сравнению с конденсационным процессом, большие и маленькие закристаллизовавшиеся капли меняются ролями, причем в искусственно кристаллизующемся облаке концентрация ледяных зародышей уже резко меняет взаимное расположение кривых. Судя по расчетам, на первое место по значимости здесь выступает коагуляционная «конкуренция» между искусственными кристаллами в борьбе за жидкокапельную водность. Это подтверждается как расчетами полного роста, приведенными на рис. 4, так и расчетом концентрации естественно образующихся ледяных зародышей, результаты которого приведены в верхней части рис. 7. Как показывает расчет, концентрация естественно образующихся ледяных частиц становится соизмеримой с концентрацией кристаллов лишь на высотах 7, 5—8 км при температурах —25—30°. Чтобы это выявить более детально, на нижней части рис. 7 показана сводная зависимость от концентрации искусственно вводимых ледяных зародышей ряда параметров: максимальной водности; высоты, на которой водность составляет 0,5 от максимальной; температуры на этой высоте; максимального радиуса ледяных частиц с заданным начальным размером.

Рисунок показывает, что при концентрации искусственных зародышей $n^* < 10^9 \text{ г}^{-1}$ зависимость перечисленных параметров от n^* практически исчезает — ледяные частицы перестают конкурировать друг с другом в борьбе за переохлажденную воду. Следует обратить внимание на то, что эта зависимость исчезает при концентрациях, значительно (на несколько порядков) превосходящей концентрации градин, которая, по данным многих работ, даже в экстремальных случаях не превышает $1\text{--}10^{-1} \text{ м}^{-3}$ (см., например, работу [14], а также [6]).



Таким образом, конкуренция в борьбе за влагу непосредственно между естественными зародышами града и искусственно созданными ледяными кристаллами практически не имеет места. Идет жестокая конкуренция между искусственными зародышами, что, в зависимости от концентрации зародышей, приводит к тому или иному снижению уровня интенсивной кристаллизации, а это, как показано в [6], приводит в свою очередь к изменению числа естественных градовых зародышей, превращающихся в крупные градины.

На рис. 8 приведены результаты типового расчета пересыщения в искусственно кристаллизующемся облаке. Казалось бы, с увеличением концентрации искусственных ледяных зародышей без учета естественной кристаллизации переохлажденных капель воды пересыщение должно быстрее переходить через ноль и далее стремиться к пересыщению над льдом. Расчет показывает, что зависимость пересыщения от концентрации искусственно введенных ледяных зародышей в этом случае оказывается величиной экстремальной, максимум ϵ достигается при некотором оптимальном значении n^* , в данном примере при $n^* \approx 10^3 \text{ г}^{-1} \ll n$. Такое anomальное изменение пересыщения в облаке связано с изменением числа частиц, на которых может конденсироваться водяной пар. Если в облако введены легкие кристаллы, которые коагулируют с переохлажденными каплями, то при этом общее число облачных частиц может быстро и сильно уменьшаться. В результате водяной пар не будет успевать конденсироваться на частицах, несмотря на резкое различие упругостей насыщения над водой и льдом. Относительная влажность в облаке при больших скоростях вертикальных токов станет увеличиваться.

Если процесс происходит при температуре, при которой интенсивно образуются естественные ледяные зародыши, то концентрация облачных частиц изменяется меньше, величина максимума $\epsilon(n^*)$ снижается и при достаточно низкой температуре облака максимум может вообще исчезнуть. На рис. 8 показан результат такого расчета, но с учетом естественного процесса образования ледяных зародышей (кривые 1 и 3). Теперь, несмотря на «пожирание» водяных частиц ледяными, суммарное количество частиц, участвующих в борьбе за водяной пар, велико и поэтому максимум пересыщения исчез.

В заключение выражаю благодарность своему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Л. Г. Качурину за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 12, с. 1859—1868.
2. Kachurin L. G., Vorobyov B. M., Kartsivadze A. I. Kinetics of growth of hailstones, radar reflectivities of growing hailstones and crystallisation processes. Proc. Internat. Conference cloud physics. Toronto, Canada, 1968.

3. Качурин Л. Г., Воробьев Б. М. К теории образования града в стационарной конвективной ячейке. Изв. АН СССР, ФАО, 1972, т. VIII, № 8, с. 866—877.
4. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 62—72.
5. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеиздат, 1973, 366 с.
6. Артемьева Н. Д., Текле М. А. Заключительная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов. См. настоящий сборник.
7. Лэнгмюр И. Искусственное осаждение кучевых облаков при температуре выше 0°C в результате цепного процесса. Сб. «Физика образования осадков» (пер. с англ.), М., 1951, ИЛ, с. 147—189.
8. Качурин Л. Г., Алантьева Л. Е., Ся Юй-жень. Концентрация пара и скорость капель конденсата в водных аэрозолях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 9, с. 1418—1425.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.—Л., Изд. АН СССР, 1946, 422 с.
10. Fletcher N. H. The Chemical Physics of ice. Cambridge University Press, 1970, 271 с.
11. Козлов Г. А., Теодорович В. Н., Равдель А. А. Об образовании центров кристаллизации при замораживании крови с защитными веществами. Биофизика, 1967, т. XII, вып. 3, с. 483—488.
12. Vali G., Stansbury E. I. Time-dependent characteristics of the heterogeneous nucleation of ice. Canad. J. Phys., 1966, 44, № 3, с. 477—502.
13. Качурин Л. Г. Вероятность образования ледяных кристаллов в переохлажденной воде. ДАН СССР, 1953, 43, 2, с. 307—310.
14. Атлас Д. Успехи радарной метеорологии. Пер. с англ., Л., Гидрометеиздат, 1967, 194 с.

Н. Д. АРТЕМЬЕВА, М. А. ТЕКЛЕ

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНАЯ ФАЗА ПРОЦЕССА ГРАДООБРАЗОВАНИЯ И ЕЕ ТРАНСФОРМАЦИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВВЕДЕНИЯ В ОБЛАКО КРИСТАЛЛИЗУЮЩИХ РЕАГЕНТОВ

В статье [1] выполнен расчет термодинамических характеристик градового облака в рамках стационарной струйной модели облачной конвекции. Используя результаты этих расчетов, в настоящей статье, в развитие работ [1—3], выполнен расчет укрупнения градин, их концентрации и радиолокационной отражаемости в ходе естественного развития процесса градообразования и его трансформации под влиянием кристаллизующих реагентов. Как и в [1], в качестве типового примера рассмотрен градовый процесс в Алазанской долине 23 мая 1971 г.

1. Естественное развитие градового облака

Выполним прежде всего расчет укрупнения градин в естественно развивающемся облаке. Для этого проследим за судьбой отдельных закристаллизовавшихся капель разных размеров, начинающих свой путь вверх с заданного уровня. Будем в дальнейшем называть их градовыми зародышами. Отберем из них «опасные», т. е. те, которые, преодолевая вертикальные токи, при соответствующих внутриоблачных и подоблачных условиях могут превратиться в градины, долетающие до земли. До тех пор, пока число их мало по сравнению с общим числом капель в облаке и «конкуренция» в борьбе за влагу между ними практически отсутствует, расчет может быть выполнен для каждого зародыша отдельно. Уравнение конденсационно-коагуляционного роста градовых зародышей решалось численно с использованием значений вертикальных токов w и водности q , полученных в [1] и представленных на рис. 1.

Результат расчета роста градовых зародышей показан на рис. 1 кривыми R_1 , отличающимися друг от друга высотой уравнивания градовых зародышей в восходящем потоке. Кривая R_2 на этом же рисунке показывает, какого размера градовый зародыш на данной высоте уравнивается восходящим потоком w . Левые ветви кривых R_1 разделяют ледяные частицы по размерам на «неопасные» — улетающие в наковальню облака, и «опасные» — градовые

зародыши, преодолевающие восходящий поток. Кривая R_1' соответствует времени $\tau \rightarrow \infty$ (практически $\tau > 1^4$) — обычно это случай максимального градобития, остальные — меньшему времени пребывания зародышей в облаке.

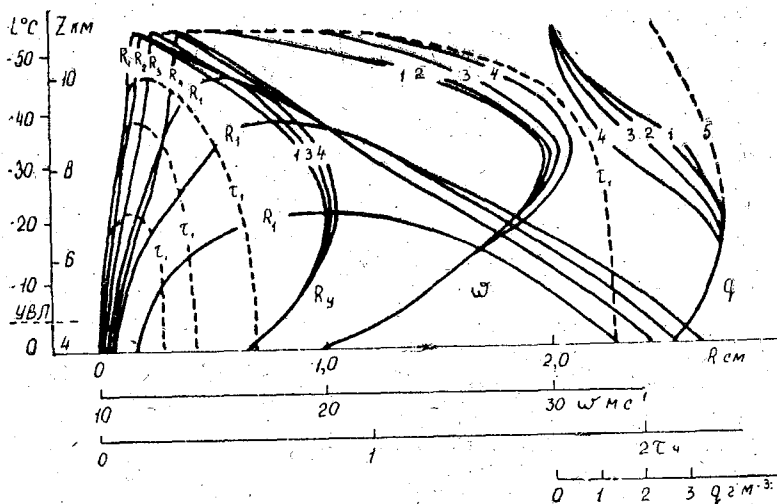


Рис. 1. Рост градовых зародышей $R(z)$, время τ падения их в облаке до нулевой изотермы, размер градовых зародышей R_y , уравновешивающихся на данном уровне вертикальными токами; вертикальные токи $\omega(z)$, водность в облаке $q(z)$ до и после введения реагента: 1—естественный процесс; 2—введены ледяные частицы $n^*=10^4 \text{ г}^{-1}$; 3—4—то же при $n^*=5 \cdot 10^4 \text{ г}^{-1}$, $n^*=10^5 \text{ г}^{-1}$; 5—гипотетическое облако с некристаллизующейся верхней частью. Смысл индексов сохраняется на всех последующих рисунках.

Размер, до которого вырастут градовые зародыши, зависит от уровня, с которого они начинают падать, т. е. от положения вершин кривых R_1 . Если этот уровень выше уровня максимальной скорости восходящего потока (на рис. 1—9 км и выше), то конечные размеры всех градин мало отличаются друг от друга. Однако при этом может наблюдаться большая разница как в концентрации градовых зародышей (рис. 2), так и во времени их пребывания в облаке. Так, время падения градин с уровня 11 км до нулевой изотермы — 1 ч 40 мин, с уровня 10 км — 25 мин, с уровня 9 км — 10 мин. В строго стационарном облаке все градовые зародыши достигли бы земли, но в реальном, сравнительно короткоживущем, облаке в градины превратятся лишь те из них, для которых время роста до размеров, достаточных, чтобы преодолеть восходящий поток, меньше времени жизни конвективной ячейки облака.

На рис. 2 построены профили вертикальных градиентов концентрации градовых зародышей, отличающиеся временем «пробега» в облаке. Как видно из рисунка, градовые зародыши образуются в довольно узком диапазоне высот при сравнительно высоких температурах (-15 — -20°C), где оледенение облака в масштабе рис. 1 незаметно, но именно они создают град. Максимальное число их

в данном примере $\sim 10 \text{ м}^{-3}$ на высоте 7 км. Это, однако, соответствует нереальному, строго стационарному облаку ($\tau \rightarrow \infty$). Отбирая зародыши, время превращения которых в градины меньше ($\tau \leq 1^h$, $\tau \leq 0,5^h$), получаем соответственно меньшие значения концентраций (10^{-2} , 10^{-4} м^{-3}). Сильная зависимость результата расчета от времени τ свидетельствует о необходимости при дальнейшем развитии методики прямого учета фактора времени.

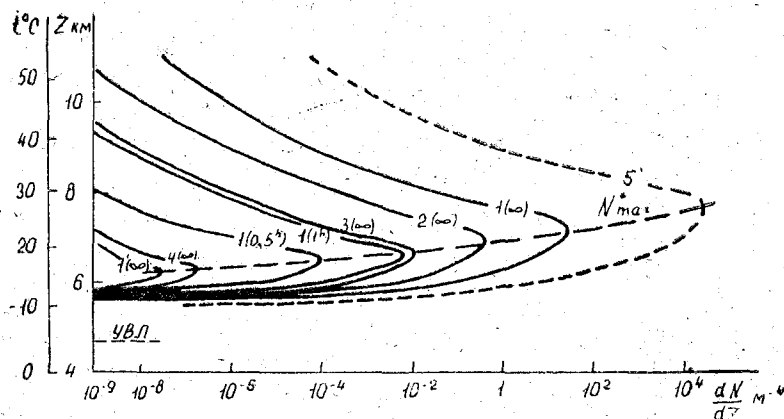


Рис. 2. Вертикальное распределение градовых зародышей и его изменение в результате воздействия. При естественном процессе дана серия кривых для разного времени существования облака ($\tau \rightarrow \infty$, $\tau=1^h$, $\tau=0,5^h$), при искусственном воздействии—для времени $\tau \rightarrow \infty$ (практически $\tau > 1^h$):

Кривые 1—5 рассчитаны при $\nu=0,6$, кривая 1'(∞)—при $\nu=1$. Смысл индексов времени сохраняется на всех последующих рисунках.

Сравнение кривых 5 и 1'(∞) на рис. 2 показывает, что если бы верхняя часть облака не оледеневала столь энергично, как это наблюдается в действительности, интенсивность градобитий была бы на несколько порядков больше. Резкое увеличение скорости образования гетерофазных ледяных зародышей в области температур -30 — -40°С и ниже оказывается фактором, препятствующим катастрофическим градобитиям.

Из сравнения кривых 1(∞) и 1'(∞) видно, как сильно результат расчета зависит от вида распределения $\eta(R)$, в частности от параметра ν , характеризующего крутизну спада функции $\eta(R)$. Увеличение ν , т. е. уменьшение доли крупных капель в распределении $\eta(R)$, резко уменьшает концентрацию градовых зародышей.

В настоящее время практически единственной оперативной характеристикой градоопасности облака служит радиоэхо. По величине и форме отраженного сигнала радиолокатора судят о состоянии облака.

В качестве основной характеристики используется отражаемость $\eta^*[2]$. Суммарная отражаемость η^* , отмечаемая радиолокатором, составляется теми частицами, которые улетают в наковальню (неопасными) и теми, которые летят к земле.

Расчет суммарной отражаемости для разного времени существования облака представлен на рис. 3. В некоторых случаях, как будет показано ниже, необходимо отдельно рассматривать отражаемость от градин, летящих к земле η_1^* , и от ледяных частиц, улетающих в наковальню η_2^* .

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчета размера градовых зародышей и их вертикальное распределение для средних

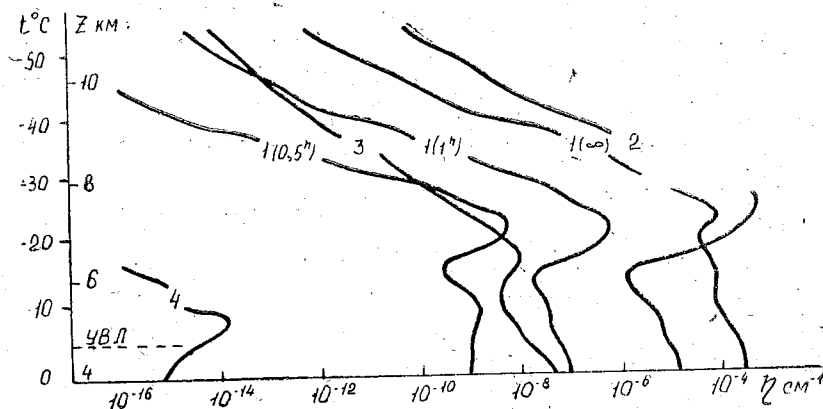


Рис. 3. Радиолокационная отражаемость облака (на волне 3,2 см) и ее изменение в результате воздействия.

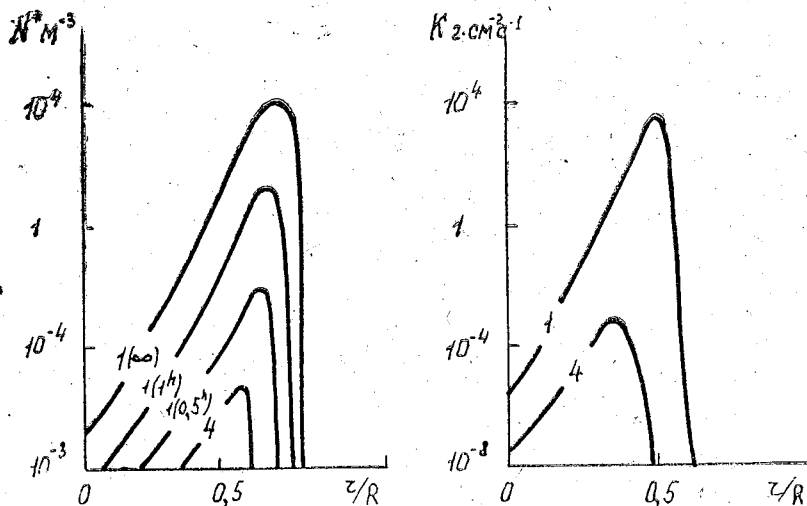


Рис. 4. Радиальное распределение концентрации градовых зародышей N^* и количества движения K , создаваемого градом до и после воздействия.
 R —радиус облака ($R=5$ км); r —расстояние от центра облака.

профилей w и q . Если при расчете учесть горизонтальное распределение w и q , то концентрация градовых зародышей N^* и количество движения падающих градин K как функции расстояния от центра облака оказываются экстремальными величинами со смещенными максимумами относительно друг друга, образуя сравнительно узкую полосу выпадения града (рис. 4).

После введения в облако реагента максимумы N^* и K , как видно из рис. 4, снижаются, сужая полосу выпадения града. Таким образом, ширина полосы выпадения града и абсолютные значения K являются своего рода критерием градоопасности облака, по их значениям после воздействия можно судить об его успешности.

2. Трансформация процесса градообразования под влиянием кристаллизующих реагентов

Что произойдет с градовым облаком после введения в него кристаллизующих реагентов? Выполним расчет роста градовых зародышей и их концентрации с использованием изменившихся в результате воздействия значений вертикальных токов w и влажности q .

Вернемся к рис. 1. Кривыми R_2 , R_6 и R_4 представлен расчет роста градовых зародышей после введения в облако реагента с концентрацией $n^* = 10^3 \text{ г}^{-1}$. $n^* = 5 \cdot 10^3 \text{ г}^{-1}$ и $n^* = 10^4 \text{ г}^{-1}$ соответственно. Как видно из рисунка, с увеличением количества введенного реагента уменьшается влажность q и увеличиваются вертикальные токи w . Это приводит к увеличению размера градовых зародышей R_y , уравновешивающихся усилившимися вертикальными токами, и увеличению критических размеров градовых зародышей R^* . В результате резко уменьшается концентрация градин (рис. 2).

Одновременно с уменьшением числа опасных зародышей после введения реагента в облако увеличивается доля улетающих вверх, в наковальню облака, градовых зародышей, в результате чего на больших высотах суммарная отражаемость после воздействия в некоторых случаях может стать больше, чем до воздействия. В таких случаях наблюдается всплеск η^* (см. рис. 3, кривые 1(∞) и 2). Подобное, казавшееся странным, изменение радиолокационной отражаемости в действительности неоднократно наблюдалось после обстрела градовых облаков.

Из сравнения кривых 1—4 на рис. 1—3 следует, что незначительные изменения в термодинамических параметрах облака приводят к резкому изменению состояния облака. Облако из градового может превратиться в неградовое.

Величина вертикальных токов w и влажности q , взаимное расположение их максимумов, вертикальные градиенты w и q , вид функции распределения капель по размерам, особенно в нижней части облака — вот те основные факторы, которые, как показали настоящие расчеты, определяют интенсивность градообразования в облаке.

3. Анализ некоторых случаев воздействия на градовые облака

Проанализируем два интересных случая воздействия на градовые облака. Назовем их случай 1 и случай 2.

Случай 1 относится к неудачным по той причине, что после того, как радиолокатор отметил высокую отражаемость и в облако был введен кристаллизующий реагент, град все-таки выпал.

Результаты расчета термодинамических параметров облака, роста градовых зародышей, их концентрации и радиолокационной отражаемости до и после воздействия для случая 1 представлены на рис. 5 и 6.

Как видно из рис. 5, в облаке наблюдались сравнительно небольшие вертикальные токи со слабо выраженным максимумом на

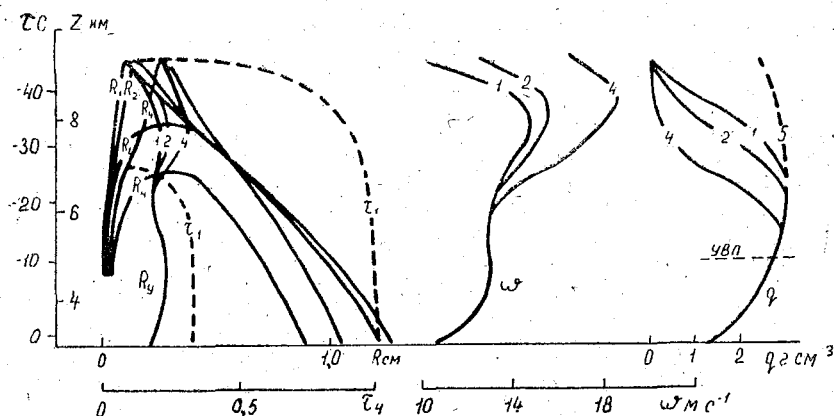


Рис. 5. Радиус градин $R(z)$, $R_y(z)$, вертикальные токи ω и водность в облаке q до и после воздействия для случая 1.

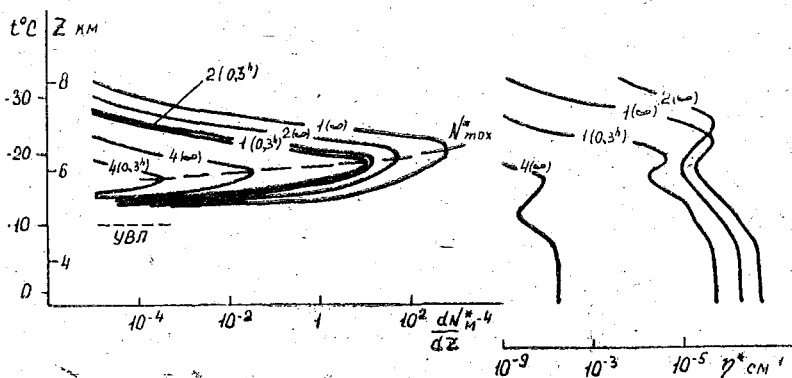


Рис. 6. Вертикальное распределение градовых зародышей $\frac{dN^*}{dz}$ и радиолокационная отражаемость η^* до и после воздействия для случая 1.

высоте ~ 8 км. Соответствующие небольшие, мало меняющиеся по высоте значения R_y обусловили, по сравнению с рассматриваемым выше типовым случаем (23 мая 1971 г.), уменьшение критического размера R^* , практически не зависящего от высоты вершины траектории роста градовых зародышей. Уменьшение R^* при низких уровнях нулевой изотермы и высоком положении уровня интенсивной кристаллизации привело к увеличению числа опасных градовых зародышей, растущих ниже уровня максимума ω , быстро, в течение 10—15 мин завершающих свой путь в облаке и выпадающих на землю, имея размер 1—1,5 см и концентрацию $\sim 10^2 \text{ м}^{-3}$ (рис. 6), обуславливая тем самым сильное градобитие.

Как показывают расчеты (кривые 1, 2 и 4 на рис. 5 и 6), даже столь высокая концентрация искусственно созданных ледяных кристаллов, как $n^* = 10^3 - 10^4 \text{ г}^{-1}$, оказывается недостаточной для предотвращения града. Град на защищаемой территории выпал, несмотря на интенсивную «обработку» облака.

Влияние искусственной кристаллизации, как видно из рис. 5, начинает сказываться только на высотах 6—6,5 км, однако в данном случае, как мы уже видели выше, естественный процесс гра-

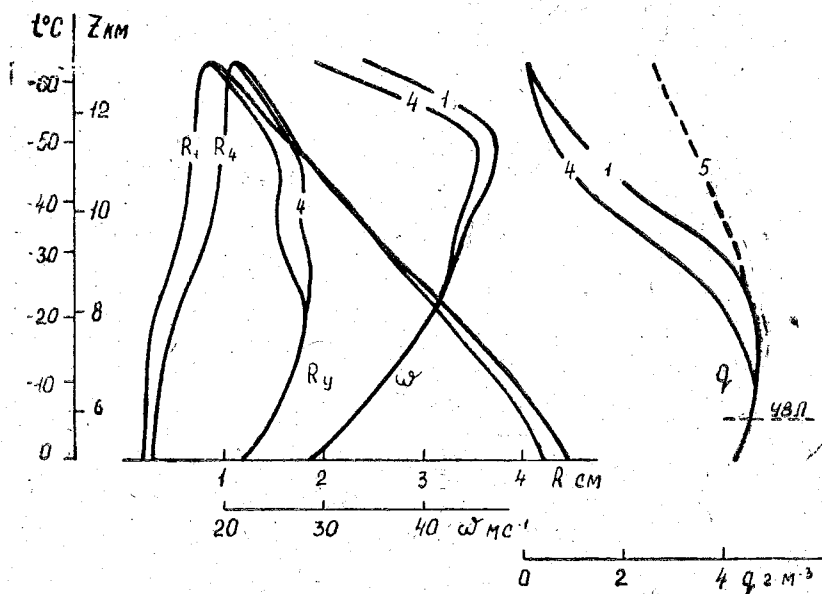


Рис. 7. Радиус градин $R(z)$, $R_y(z)$, вертикальные токи ω и влажность в облаке q до и после воздействия для случая 2.

дообразования заканчивается на более низких высотах. По этой причине к такому типу облаков не подходят обычные методы воздействия. Видимо, в подобных ситуациях на облако надо воздействовать задолго до появления «опасного» сигнала радиолокатора.

Рассмотрим случай 2, когда большая радиолокационная отражаемость послужила сигналом для начала воздействия на облако кристаллизующими реагентами. Град не выпал. Воздействие считалось удачным.

Результаты расчета естественного развития процесса градообразования и его трансформации в результате воздействия представлены на рис. 7 и 8.

Как видно из рис. 7, в облаке наблюдались большие вертикальные токи и значительная водность, причем максимум w находился в предвершинной части облака, на высоте 11—12 км, а максимум q — в средней части, на высоте 6—8 км. Большие вертикальные токи приводят к резкому, по сравнению с типовым случаем, увеличению значений R_y : только очень крупные градины могут преодолеть существующие в облаке вертикальные токи. Ничтожная доля их в облаке и ограниченное время существования кон-

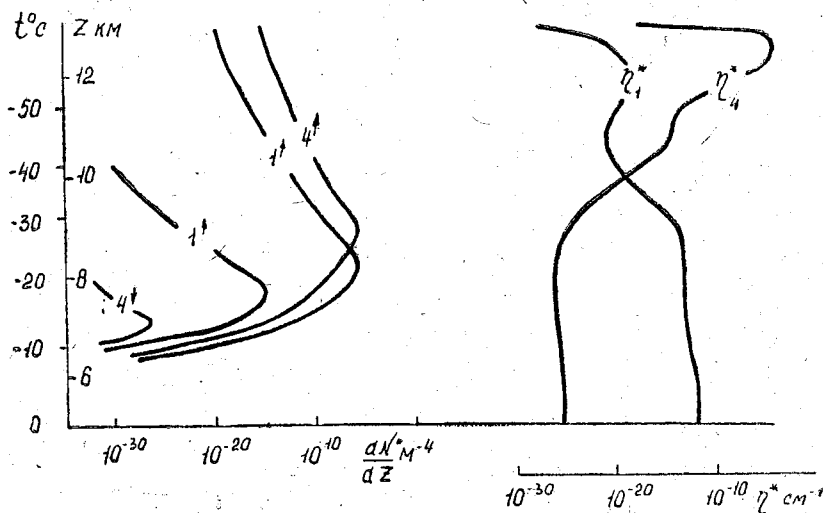


Рис. 8. Вертикальное распределение градовых зародышей $\frac{dN^*}{dz}$ и улетающих ледяных частиц $\frac{dN^*}{dz}$, радиолокационная отражаемость η^* до и после воздействия для случая 2.

вективной ячейки привели к резкому уменьшению концентрации градовых зародышей и увеличению улетающих в верхнюю часть облака ледяных частиц. Как видно из рис. 8, количество последних на несколько порядков больше числа градин. Именно они и обусловили высокую радиолокационную отражаемость, которая, однако, в настоящем примере свидетельствовала как раз о неградоопасности облака.

Данные примеры, а также другие аналогичные, показывают, что по наблюдениям за изменением радиолокационной отражаемости можно судить о степени градоопасности облаков и возможности воздействия на них только тогда, когда они сопровождаются достаточно полным расчетом внутриаблочных процессов.

Заключение

Процессы градообразования и его подавления путем введения кристаллизующих реагентов являются чрезвычайно сложными и многообразными. Тем не менее в каждом отдельном случае интенсивность процесса градообразования в определенные моменты оказывается сильно зависящей всего лишь от нескольких, иногда даже одного-двух главных факторов. Сравнительно небольшие изменения таких параметров, как температуры и скорости восходящих потоков, профиля температуры или ветра, могут привести к коренным изменениям процесса градообразования: усилить или ослабить его.

Важным фактором оказывается скорость изменения параметров конвекции и соответственно время пребывания облака в состоянии, в котором условия для образования интенсивного града оптимальны. В ряде случаев именно этот фактор оказывается решающим, поэтому дальнейшее уточнение методики расчетов возможно лишь при условии точного учета эффекта нестационарности в развитии облаков.

Сильная зависимость концентрации градовых зародышей, как показали расчеты, от закона распределения крупных переохлажденных капель по размерам в нижней части облака наводит на мысль о возможности ослабления процесса градообразования путем изменения скорости роста крупных капель.

Подробные систематические наблюдения за радиолокационной отражаемостью в сочетании с полным расчетом термодинамических процессов в облаках принципиально позволяют найти корреляционные связи, характеризующие те процессы, которые пока еще не поддаются достаточно корректному расчету.

Авторы выражают искреннюю благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Л. Г. Качурину и благодарят кандидатов физико-математических наук А. И. Карцивадзе и И. И. Бурцева за помощь в процессе выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стоянов С. Г. Начальная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов (см. настоящий сборник).
2. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеониздат, 1973, 366 с.
3. Качурин Л. Г., Воробьев Б. М. К теории образования града в стационарной конвективной ячейке. Изв. АН СССР, т. VIII, 1972, № 8, с. 866—878.

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ИСПАРЕНИЯ ТУМАНОВ НАД ВПП

В последние годы в ряде стран, в частности во Франции [1, 2], ведутся работы по созданию систем рассеяния теплых туманов в аэропортах (над ВПП) с помощью реактивных двигателей, отработавших летный ресурс. Назначение систем заключается в том, чтобы перекрыть пространство над ВПП участками струй нагретого воздуха и таким образом обеспечить видимость, необходимую для взлета и посадки самолетов.

Основной недостаток такого метода введения тепла в объем, занятый туманом, обусловлен тем, что неоднородность полей скорости и температуры в сечениях отдельных струй и их совокупности приводят к появлению искусственной турбулентности, тем более неприятной, что струи должны распространяться в основном в направлении, перпендикулярном траектории полета.

Это обстоятельство побуждает к исследованию другого пути — использования не тепловой энергии, а эжекционных свойств струи. Если струя непрерывно вовлекает в поступательное движение воздух из окружающей среды, то в некотором объеме вокруг струи возникают компенсирующие потоки. Используя систему двигателей, определенным образом размещенных вдоль ВПП, можно, очевидно, получить упорядоченное нисходящее движение воздуха. Если толщина слоя, в котором происходит опускание, окажется достаточно большой, то адиабатическое нагревание в нисходящем потоке может привести к частичному или полному испарению тумана [3].

По-видимому, впервые применительно к рассеянию туманов над ВПП этот вопрос был рассмотрен в работе [4]. Однако в ней реактивному двигателю была отведена роль вентилятора, высасывающего воздух из некоторого объема над ВПП. Приняв для реактивного двигателя производительность на высасывание воздуха $27 \text{ м}^3/\text{с}$, автор [4] получил, что 100 двигателей в течение получаса обеспечат испарение тумана в узкой зоне над ВПП $2500 \times 50 \times 30 \text{ м}^3$, ограниченной гипотетической стенкой. Вытекающая из расчетов громоздкость и малая эффективность системы ставила под сомнение реальность ее использования.

Представляется, однако, необходимым выполнить подобные расчеты, учитывая эжекционные свойства струи.

«Расставим» вдоль ВПП по обе стороны от нее реактивные двигатели таким образом, чтобы их струи были направлены от ВПП. Струи, истекающие из сопел двигателей горизонтально (или под небольшим углом к горизонту), под действием силы плавучести искривляются, приобретая вертикальную составляющую (рис. 1). На некотором удалении от ВПП струи смыкаются, образуя симметричные воздушные завесы, препятствующие горизонтальному

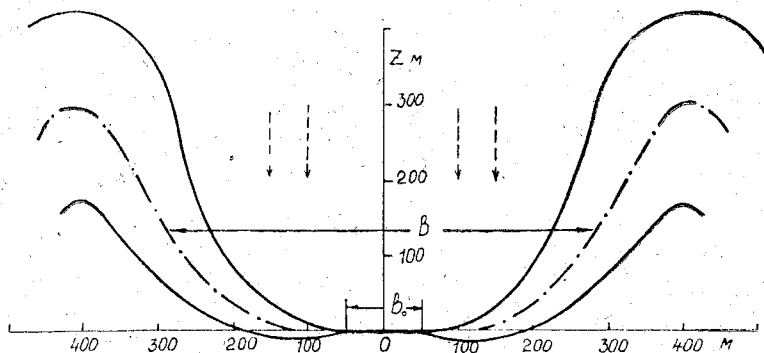


Рис. 1. Траектории осей (штрих-пунктир) и контуры струй (сплошные линии), направленные в противоположные стороны от ВПП. Генератор струи—реактивный двигатель РД-3М (скорость истечения газа 500 м/с, начальный перегрев 500°, радиус сопла 0,43 м). Изотермия.

втеканию тумана из окружающей среды в зону над ВПП. Так как струи вовлекают в движение (в разные стороны) большие массы воздуха, то над ВПП создается компенсирующий нисходящий поток.

Воспользуемся для расчета траекторий и параметров струй на различных удалениях от сопла схемой [5]. Результаты расчета для струи двигателя РД-3М приведены в табл. 1. Вертикальный разрез в плоскости, проходящей через оси струй, представленный на рис. 1, построен на основании этих расчетов.

Скорость нисходящего потока можно рассчитать по приближенной формуле

$$W = \frac{\alpha m n}{b l \rho_{\text{в}}} \quad (1)$$

Здесь n — число двигателей; $m = m(z)$ — секундная масса струи; α — доля массы, эжектируемая отдельной струей из зоны над ВПП (ниже при расчетах принято $\alpha = 0,5$); $\rho_{\text{в}}$ — плотность воздуха; l и b — длина и ширина зоны;

$$b = b_0 + 2x,$$

где b_0 — расстояние между рядами двигателей; x и z — соответственно горизонтальная и вертикальная координаты оси струи, если начало координат помещается в центре сопла.

Таблица 1

$z, \text{ м}$	$x, \text{ м}$	$m, \text{ кг/с}$	$u, \text{ м/с}$	$T, ^\circ\text{К}$	$w, \text{ м/с}$	$R, \text{ м}$
0	0	130	500	773	0	0,43
0,3	23	3131	20	293	0,4	6,0
1,2	47	5135	10	283	0,8	11
9,8	95	12144	5,3	278	1,6	22
18,0	118	15161	4,2	277	1,9	29
29,0	138	18166	3,5	276	2,2	31
42,0	157	21198	3,0	275,7	2,4	35
57,0	174	24216	2,6	275,2	2,5	38
72,0	188	27230	2,4	274,8	2,6	41
87,0	201	30249	2,1	274,2	2,7	44
102,0	213	33274	1,9	274,0	2,7	47
118,0	224	36290	1,8	273,7	2,6	50
134,0	234	39311	1,6	273,5	2,6	53
150,0	244	42340	1,5	273,4	2,5	56
165,0	253	45342	1,4	273,1	2,5	59
181,0	261	48352	1,3	272,9	2,4	63
212,0	278	54377	1,2	272,6	2,1	70
243,0	296	64402	1,1	272,3	1,8	81
274,0	318	66425	1,0	272,1	1,2	97
301,0	352	72471	0,9	272,2	0,2	133
295,0	374	75477	0,8	272,6	-0,6	128
265,0	403	81497	0,8	272,7	-1,2	113
250,0	413	84528	0,8	272,8	-1,3	112

Для расчета нагревания опускающегося воздуха воспользуемся приближенной методикой, изложенной в [6]. Если выбрать шаг по времени Δt , то любая частица воздуха, взятая на произвольной высоте z при температуре T за Δt , опустится на $\Delta z_i = W_i \Delta t$ и одновременно нагреется на $\Delta T_i = \Delta t \gamma_{\text{ва}}$, если опускается туман, или $\Delta T_i = \Delta z_i \gamma_a$, если опускается воздух без тумана. Здесь i — номер шага по t , $\gamma_{\text{ва}}$ и γ_a — влажноадиабатический и сухоадиабатический градиенты соответственно.

Туман полностью испарится, если его нагреть на

$$\sum_i \Delta T_i = \Delta T_{\min} = 0,85 \cdot 10^{-6} \frac{ST^3}{E}, \quad (2)$$

где S — водность тумана (г/м^3); T — исходная температура индивидуальной частицы ($^\circ\text{К}$); E — соответствующая ей упругость насыщения (мб).

Пример перестройки поля температуры в опускающемся тумане при исходной температуре $T = 273^\circ\text{К}$ — постоянной по высоте — и

водности $S = 0,2 \text{ г/м}^3$ представлен на рис. 2. В левой части рисунка приведена скорость спуска, рассчитанная по формуле (1) при следующих параметрах: длина зоны — 2000 м, количество двигателей — 20 (типа ТРД-3М), расстояние между двигателями: вдоль полосы 200 м, поперек — 100 м. При расчетах шаг по времени задавался 50 с. Шаг дробился при переходе от влажноадиабатического процесса к сухоадиабатическому.

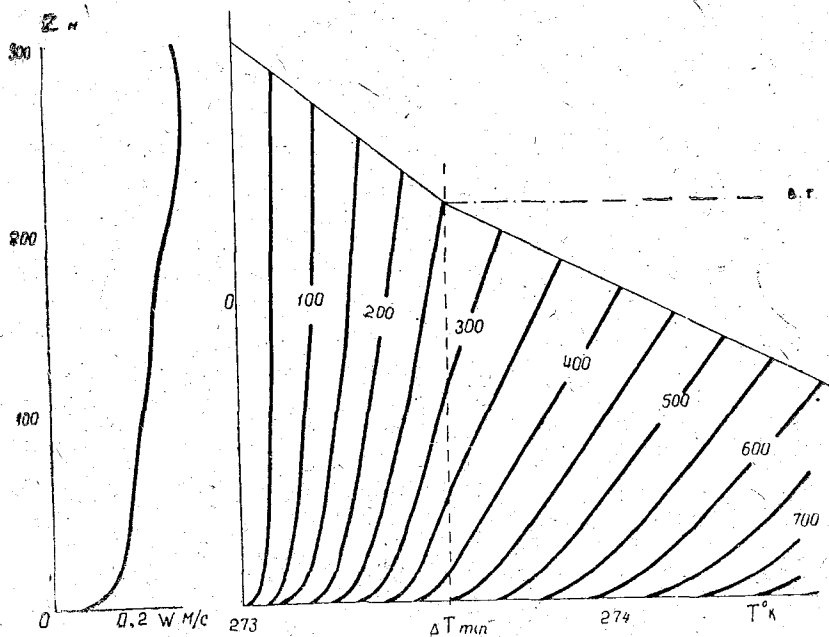


Рис. 2. Изменение профиля температуры в зоне нисходящих потоков над ВПП. Исходная стратификация — изотермия. Цифры около кривых соответствуют времени (в с) от начала работы системы двигателей. Кривая слева — профиль скорости нисходящих потоков; в. г. — верхняя граница свободной от тумана зоны.

Расчет показывает, что при заданных исходных параметрах нагревание тумана на $\Delta T_{\min}$ и его испарение достигаются сначала на высоте около 200 м над уровнем земли, а затем граница просветленной зоны распространяется вниз. Через 450 с от начала работы системы нижняя граница просветленной зоны достигает земли. Выше 200 м туман сохраняется в течение всего времени работы двигателей, разумеется, если слой тумана простирается выше максимальной высоты подъема струй. Таким образом, рассмотренный случай является примером условий, при которых рассеяние тумана достигается весьма быстро и в достаточно большом объеме. Ограничения метода прежде всего связаны с тем, создаются ли при опускании тумана условия для его испарения. Здесь следует рассмотреть два обстоятельства.

Во-первых, минимальный нагрев, необходимый для испарения тумана, как это следует из анализа формулы (2), возрастает как с увеличением водности тумана, так и с понижением температуры. Так, например, если бы в рассмотренном случае водность оказалась равной $0,6 \text{ г/м}^3$, то при опускании с высоты около 300 м туман полностью испарился бы лишь у поверхности земли, т. е. слоя свободного от тумана над ВПП вообще бы не было. По-видимому, туман с такой водностью при температурах около 0°C практически не встречается. Сохранив водность тумана $0,2 \text{ г/м}^3$ и понижая его температуру, можно показать, что аналогичный результат будет зафиксирован при температуре -18°C (правда, для низких температур значение водности $0,2 \text{ г/м}^3$, очевидно, также завышено).

Во-вторых, высота подъема струй зависит от стратификации атмосферы. Чем более устойчива атмосфера, тем меньше высота подъема струи, тем меньше нагревается туман при опускании.

На рис. 3 приведены результаты расчета изменения поля температуры над ВПП при тех же условиях, что и на рис. 2, с той лишь разницей, что вместо изотермической атмосферы заданы инверсионные условия. Высота подъема струй резко уменьшилась,

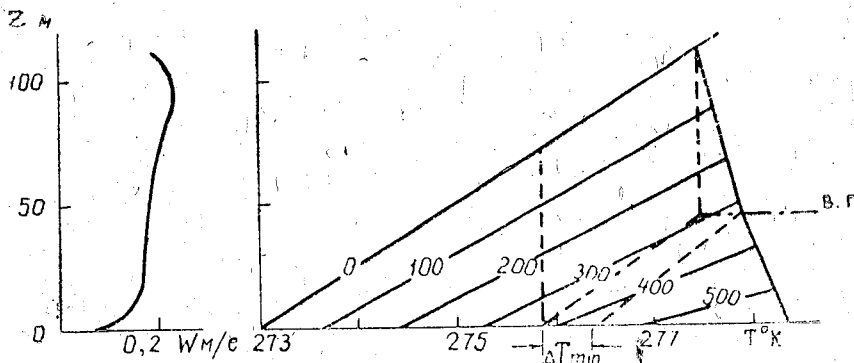


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для инверсионного распределения температуры в тумане, $\gamma = -4^\circ/100 \text{ м}$.

вместе с тем уменьшилась и высота зоны, свободной от тумана, теперь она составляет около 50 м. Следует, однако, оговориться, что перестройка поля температуры над ВПП связана с уменьшением устойчивости, а значит, с увеличением со временем высоты подъема струи.

Рассмотрим еще одно неучтенное в рамках настоящей схемы обстоятельство. В подлежащий просветлению объем туман может втекать из окружающего пространства по горизонтали в «окна» между струями. Оценим скорость потоков вовлечения на различных расстояниях от оси струи. Полагая, что втекание воздуха в струю происходит перпендикулярно ее оси, скорость потока вовлечения на границе струи можно найти из соотношения

$$\frac{dm}{dz} = 2\pi R \rho_a v_R. \quad (3)$$

Тогда, полагая, что сохраняется равенство

$$v_R \cdot R = v_{R'} R', \quad (4)$$

где $v_{R'}$ — скорость потока воздуха, направленного к струе на произвольном расстоянии R' от оси струи (при $R' > R$), можно рассчитать скорость на любом удалении от струи

$$v_{R'} = \frac{dm}{dz} \cdot \frac{1}{2\pi\rho_B R'}. \quad (5)$$

Для значительного участка траектории струи (выше 25 м), где $\frac{dm}{dz} \approx \text{const}$, расчет дает значение $v_{R'} = 0,25$ м/с при $R' = 100$ м.

Таким образом, можно думать, что при расстояниях 200 м между двигателями возможность затекания «языков» тумана в окна при слабых ветрах будет весьма незначительной. Впрочем, если окажется, что языки тумана затекают далеко, то их можно уменьшить, поворачивая струи под некоторым углом к оси ВПП и тем самым уменьшая окна.

Положение существенно осложняется при сильном поперечном ветре. Очевидный путь заключается в увеличении числа двигателей, направленных навстречу потоку. Однако необходимое число двигателей может при этом превысить разумные пределы. К сожалению, оценка здесь весьма затруднительна, так как обычный расчет поведения отдельной струи во встречном потоке в этом случае теряет смысл. Эта сторона вопроса требует дальнейшего изучения.

К сожалению, проверка расчетной модели, так же как и реальных возможностей метода, не может быть выполнена в лабораторных условиях или с ограниченным числом двигателей. Требуется по меньшей мере 6—8 двигателей, расставленных определенным образом, например по кругу, чтобы получить эффект оседания. Это обстоятельство существенно затрудняет экспериментальную проверку метода. Однако существуют весьма убедительные доказательства принципиальной возможности использования настоящего метода — по крайней мере в условиях слабого ветра. Речь идет об опытах по рассеянию туманов в карьерах с помощью тепловой струи метеотрона. Такие опыты были выполнены на Коркинском угольном разрезе [7]. Как показывает анализ, рассеяние туманов в этих опытах достигалось за счет нагревания нисходящего потока, возникающего в объеме карьера при работе струйных установок. Результаты расчетов, аналогичных тем, что приведены выше, выполненных применительно к карьерам, вполне удовлетворительно совпали с экспериментальными данными ([6]).

Последнее замечание касается технической стороны вопроса. С энергетической точки зрения реактивный двигатель не является идеальным генератором струи для таких целей. Полезная работа выполняется здесь за счёт динамической энергии струи, которая для РД-3М составляет примерно 25% от тепловой. Более выгодными с энергетической точки зрения были бы генераторы, создаю-

щие изотермическую струю с возможно большей исходной массой при сравнительно небольших скоростях. Ограничивающую вертикальную воздушную «стенку», которая в примере, рассмотренном выше, создавалась при искривлении струй под действием архимедовой плавучести, в случае изотермического генератора легко получить, направляя струю под некоторым положительным углом к горизонту.

При этом исключается высокий уровень шумов, характерных для реактивных двигателей. Трудности здесь в основном связаны с энергообеспеченностью. Если уменьшить энергию генераторов до кинетической энергии, реализуемой в реактивном двигателе, то тогда потребуются для просветления зоны тех же размеров, что и выше, $4 \cdot 10^8$ вт, что эквивалентно сжиганию примерно 10 кг углеводородного топлива в секунду, но в то же время мощности достаточно большой (400 000 квт) электростанции. Можно надеяться, что разумным подбором исходных параметров струй, размеров зоны и времени работы установки эту цифру удастся уменьшить на порядок. Возможности отбора такой мощности от энергосистемы аэропорта, по-видимому, пока исключаются. Поэтому в качестве перспективы можно, например, ориентироваться на автономную электростанцию, работающую на базе тех же реактивных двигателей, но отнесенную от аэропорта на расстояние, исключающее повышение уровня шумов на аэродроме выше обычного.

Заключая, следует подчеркнуть, что настоящие оценки динамического метода рассеяния туманов не являются ни строгими, ни исчерпывающими. Однако полученные здесь результаты служат, по нашему мнению, достаточным основанием для того, чтобы привлечь к нему внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cot P. D., Serpolay R. Les recherches de dissipation thermique des brouillards realisees a l'aeroport D'Orly. Journ. Rech. Atmosph., v. II, № 2—3, 1966, pp. 171—177.
2. Фаси Л. Рассеяние туманов. Тезисы докладов Международной конференции по активным воздействиям на метеорологические процессы (Ташкент, 1—7 октября 1973 г.). М., 1973, 15 с.
3. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеиздат, 1973, 366 с.
4. Зилитинкевич С. С. Динамический метод рассеяния тумана. В сб. «Исследования по физике облаков и активным воздействиям на погоду». Л., Гидрометеиздат, 1967, с. 227—233.
5. Бекряев В. И. Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 62—72.
6. Бекряев В. И. Трансформация метеорологических полей в карьере при искусственной вентиляции. Труды ГГО, 1973, вып. 310, с. 95—111.
7. Куинин В. Н., Матвеев Г. И., Кондратенко В. В., Ишукова Т. Л., Конопасов Н. Г., Соллогуб В. П. Вентиляция глубоких разрезов тепловым способом. М., Изд-во ЦНИИЭИУголь, 1972, 32 с.

Л. Г. КАЧУРИН, О. М. РОЗЕНТАЛЬ, Ю. К. КАБАСОВ

К ПОСТРОЕНИЮ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ГРОВОЙ ЗОНЫ

Самолетные исследования [1], измерения электромагнитного излучения [2] и прямые радиолокационные наблюдения [3] свидетельствуют о существовании разномасштабных флюктуаций электрической структуры грозовых облаков.

Обычно, характеризуя электрические процессы в грозовых облаках, опираются на результаты измерений напряженности электрического поля, являющегося результатом суперпозиции полей систем зарядов различных масштабов — истинных и наведенных, в то время как молнии — результат неосредненных локальных процессов. Процесс перемешивания разноименно заряженных турбулентных ячеек способствует в ряде случаев спонтанному локальному увеличению напряженности поля и соответственно — локальному электрическому разряду. Расчет флюктуаций электрического поля системы разноименно заряженных подвижных зон фиксированного размера в облаках был выполнен в работе [4]. Уточняя модель электрической структуры облака, следует включить в рассмотрение спектр разномасштабных флюктуаций поля и разрядов.

Наиболее длинные разряды — молнии — видел каждый. Метровые искры удается детально изучить в лаборатории [5]. Еще более мелкие разряды в потоках аэрозоля, искры между отдельными сближающимися частицами наблюдались в пылевых и снежных бурях [6], в пылевоздушных потоках в промышленных установках [7, 8]. Наблюдались электрические разряды между сближающимися или сталкивающимися разноименно заряженными водяными каплями [9], при этом длина искры составляла 40 мкм и меньше. Аналогичные явления описаны в [10, 11]. Естественно предположить наличие таких разрядов и в потоках заряженных частиц гидрометеоров грозовых облаков.

Важный экспериментальный материал, подтверждающий существование разномасштабных флюктуаций поля и разрядов в облаках, дают исследования электромагнитного излучения грозы. В [12] зарегистрировано такое излучение в диапазоне частот 10—250 кГц и показано, что характер следования импульсов связан с интенсивностью вертикального конвективного переноса. Согласно [13], рост частоты повторения импульсов радиоизлучения грозы

связан с интенсификацией конвективных процессов, высказывается предположение о существовании электромагнитного излучения как от молний типа облако — земля или облако — облако, так и от разрядов разного размера внутри облака.

Радиофизические исследования открывают перспективный путь диагноза и краткосрочного прогноза грозы по характеристикам излучения в широком диапазоне частот в сочетании с термодинамическими характеристиками. Прежде всего должны быть установлены достаточно надежные связи между излучением и динамическими характеристиками облака.

Наиболее крупные электрические флуктуации, связанные с мезомасштабной турбулентностью, и наиболее мелкие, обусловленные столкновением отдельных частиц, являются двумя предельными случаями общей картины грозовых процессов. В условиях облачных турбулентных пульсаций возникают разномасштабные флуктуации заряда, поля и электрические разряды разного линейного размера. Это отражает одну из важнейших особенностей разрядов в заряженном природном водном аэрозоле, где в качестве «электродов» могут выступать как отдельные частицы, так и их ассоциаты вплоть до униполярно заряженных облачных ячеек, размер которых близок к размеру облака. Представления о разномасштабности разрядов в облаках развивались в [14]; в [15] рассмотрена начальная стадия разрядов типа облако — земля и показано, что пробой может зарождаться в несимметричных полях, связанных с электрической неоднородностью среды.

Переходим к описанию модели. Пусть в облаке средняя (регулярная) напряженность поля $\bar{E}$, средний объемный заряд (положительный или отрицательный в единице объема) $\rho \pm$. Суммарные заряды $Q_{\pm}$, локализованные в областях, соизмеримых с объемом облака, разнесены на эффективное расстояние L , что и создает регулярное поле. Процессы зарождения и рассеивания разноименно заряженных зон разных размеров в результате турбулентной диффузии и конвективного переноса таких зон меняют усредненную электрическую модель. Абсолютное значение флуктуаций поля велико, поскольку, согласно основному предположению, избыточный заряд $Q(l)$ (регулярный для масштаба l) всегда меньше полного положительного или отрицательного заряда в данном объеме, и, следовательно, истинная электрическая поляризация грозового облака в очень слабой степени «реализуется» в регулярном поле. На языке статистической гидромеханики это означает, что из-за малой величины регулярных реализаций становится велика совокупность возможных реализаций и увеличивается плотность вероятности, определяющая стохастическую дисперсию поля. С уменьшением пространственного масштаба усреднения избыточный (регулярный) заряд ячеек уменьшается, а заряд всех имеющихся в облаке положительных или отрицательных ячеек увеличивается, одновременно увеличиваются флуктуации заряда и поля. Наиболее четко это обстоятельство прослеживается в случае «облачного конденсатора» с бесконечно протяженными горизонтальными пла-

стинами. В такой модели особенно велик удельный вклад в локальные характеристики электрических параметров дальних заряженных ячеек.

Для статистического анализа «облачного конденсатора» следует задать полное число ячеек $N(l)$, заряд каждой ячейки $Q(l)$ и двумерную плотность заряда $\frac{Q(l)}{l^2}$. Примем, что в электронной системе число положительно и отрицательно заряженных ячеек равно $\frac{N(l)}{2}$ (это ограничение накладывается временно для качественной иллюстрации). Вероятность случайного появления в данной части пространства $\Delta N(l)$ штук избыточных ячеек одного какого-либо знака (соответствующий избыточный заряд $\Delta Q(l) = \Delta N(l)Q(l)$) и нерегулярная составляющая поля $E(l) = \frac{4\pi\Delta N(l)Q(l)}{l^2}$ есть

$$\frac{\left[\frac{N(l)}{2} + \Delta N(l) \right]! \left[\frac{N(l)}{2} - \Delta N(l) \right]!}{N(l)!} \quad (1)$$

Среднестатистический размах флуктуации числа ячеек $\overline{\Delta N(l)} = \sqrt{N(l)}$, заряда $\sqrt{N(l)} Q(l)$, электрического поля $\frac{\sqrt{N(l)} Q(l)}{l^2}$.

Ограничиваясь при постановке задачи представлением о непрерывном распределении ячеек в грозовом облаке объема L^3 , считаем $N(l) \approx \frac{L^3}{l^3}$. Тогда

$$\overline{\Delta Q(l)} = Q(l)L^{3/2}l^{-3/2}; \quad (2)$$

$$\overline{\Delta E(l)} = Q(l)L^{3/2}l^{-7/2}. \quad (3)$$

Если $L \gg l$, то $\overline{\Delta Q(l)} \gg \overline{Q(l)}$; $\overline{\Delta E(l)} \gg \overline{E(l)}$. Если, например, использовать численные значения величин, принятые в [4] ($l=200$ м, $\frac{L^3}{l^3} = 10^4$), то $\overline{\Delta Q(l)}$ будет на два порядка больше $Q(l)$; если для 200-метровых ячеек $Q(l)=1$ Кл, то величина $\overline{\Delta E(l)}$ оказывается на два-три порядка больше напряженности пробоя.

Флуктуации одномерного «облачного конденсатора» дают качественное представление о размахе нерегулярных флуктуаций электрического поля, при этом получается заведомо завышенный результат и представляет интерес общее статистическое исследование электрического поля с целью найти функцию распределения напряженности поля во всех точках трехмерного грозового облака.

Если в грубом приближении пренебречь элементами корреляции и неизотропности в движении заряженных турбулентных ячеек и рассматривать такое движение как полностью неупорядоченное,

то поставленная задача может быть удовлетворительно решена методом Маркова, изложенным в работах [16—18]. Этот метод наиболее удачно описывает флуктуационные процессы на фоне средних характеристик $\bar{E}$ и $\rho_{\pm}$. Метод позволяет получить непосредственно распределение напряженности поля, он был плодотворно использован при решении аналогичных задач — статистического исследования гравитационного поля звезд и электрического поля ионных растворов [17, 18].

Пусть значение поля E , созданного заряженными ячейками в произвольной точке грозового облака, находится в пределах

$$E_0 \leq E \leq E_0 + \Delta E_0, \quad (4)$$

где E_0 — некоторое наперед заданное значение E .

Метод Маркова позволяет вычислить распределение вероятности для E . Один из вариантов решения дает распределение Хольцмарка [17], представленное в виде бесконечного медленно сходящегося степенного ряда. Нас интересуют сильные флуктуации; выполненный анализ показывает, что в этом случае упомянутый ряд непосредственно переходит в аппроксимационное распределение. Из работы Чандрасекара [18] следует, что имеется высокая степень соответствия между результатами, полученными на основе двух распределений при не слишком малых полях. Поэтому воспользуемся как более удобным при анализе аппроксимационным распределением, которое может быть представлено в виде

$$W(E, l) = \frac{3}{2} \alpha(l) E^{-5/2} \exp [-\alpha(l) E^{-3/2}], \quad (5)$$

где

$$\alpha(l) = \frac{4}{3} \pi [Q(l)]^{3/2} n(l). \quad (6)$$

Здесь $W(E, l)$ — плотность вероятности того, что поле в некоторой точке пространства имеет значение E , удовлетворяющее условию (4); $n(l)$ — концентрация ячеек размера l .

Функция распределения (5) нормирована на единицу; первый момент распределения равен

$$\int_0^{\infty} E W(E, l) dE = [\alpha(l)]^{2/3} \Gamma(1/2) = |\bar{E}(l)|. \quad (7)$$

Практический интерес представляет оценка абсолютной вероятности $W(l)$ резких флуктуаций поля в сторону его увеличения до значений не ниже напряженности пробоя E_0

$$W(l) = \int_{E_0}^{\infty} W(E, l) dE. \quad (8)$$

В соответствии с развиваемой моделью величина $W(l)$ определяет вероятность электрического разряда длины l .

Выполняя интегрирование, получаем

$$W(l) = 1 - \exp[-\alpha(l)E_0^{-3/2}] \quad (9)$$

или, исключая параметр $\alpha(l)$ из (7) и (9),

$$W(l) = 1 - \exp\left\{-\left[\frac{1}{\Gamma(1/3)} \frac{|\bar{E}(l)|}{E_0}\right]^{3/2}\right\} \simeq \left[\frac{1}{\Gamma(1/3)} \frac{|\bar{E}(l)|}{E_0}\right]^{3/2}. \quad (10)$$

Нетрудно записать вероятность $W(l)$ для ячеек одного какого-нибудь знака заряда $[W_{\pm}(l)]$. Пусть в облаке положительно и отрицательно заряженных ячеек поровну (вероятность равна 1/2). При увеличении поля не менее чем в $\frac{E_0}{|\bar{E}(l)|}$ раз необходимо, чтобы хотя бы $\frac{E_0}{|\bar{E}(l)|}$ штук ячеек в зоне флуктуации имели один и тот же знак. Соответствующая вероятность равна $\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{E_0}{|\bar{E}(l)|}}$.

Следовательно,

$$\begin{aligned} W_{\pm}(l) &= \left[\frac{1}{\Gamma(1/3)} \frac{|\bar{E}(l)|}{E_0}\right]^{3/2} \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{E_0}{|\bar{E}(l)|}} = \\ &= \left[\frac{1}{\Gamma(1/3)} \frac{|\bar{E}(l)|}{E_0}\right]^{3/2} e^{-\frac{E_0 \ln 2}{|\bar{E}(l)|}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из-за существования электрических зарядов двух знаков вероятность флуктуации электрического поля спадает быстрее, чем вероятность флуктуации гравитационного поля по [18].

Введем полное число заряженных ячеек $N(l)$ масштаба l и время релаксации в системе $\tau(l)$. Как показано в [4], величина $W(l)N(l)$ определяет термодинамическую вероятность электрического пробоя; отнесенная к единице времени, она даст частоту разрядов

$$\nu(l) = \frac{N(l)W_{\pm}(l)}{\tau(l)}. \quad (12)$$

Количественная оценка пространственно-временных пульсаций электрического поля является чрезвычайно сложной задачей. В нолуэмпирических теориях обычно ограничиваются выяснением структурных и спектральных функций распределения, описывающих случайный закон изменения той или иной величины. Пользуясь общим правилом, можно попытаться выразить мгновенную напряженность E или пульсационную часть напряженности (размах пульсаций $E - \bar{E}$) через пульсации поля скорости. Это позволяет исследовать электрическое поле «по аналогии» с ветровым полем. Упрощая задачу, ограничимся оценкой величины времени релакса-

ции $\tau(l)$ электрических характеристик в объеме с эффективным линейным размером l .

Запишем турбулентный поток заряда (плотность турбулентного «электрического потока») в виде

$$\vec{j}_\tau(l) = \vec{v}(l)\rho(l), \quad (13)$$

где $\vec{v}(l)$ — составляющие скорости; $\rho(l)$ — объемная плотность электрического заряда.

Если применить операцию дивергенции к обеим частям последнего равенства, а затем воспользоваться законом сохранения заряда

$$\frac{\partial \rho(l)}{\partial t} = \operatorname{div} \vec{j}_\tau(l), \quad (14)$$

то получим

$$\frac{\partial \rho(l)}{\partial t} = \operatorname{div} [\vec{v}(l)\rho(l)]. \quad (15)$$

Поскольку электрические силы, действующие в потоках, малы по сравнению с динамическими, то полагаем, что электрический заряд является не влияющей на динамику потоков «пассивной примесью». Последнее выражение характеризует взаимосвязь поля «консервативной пассивной примеси» и турбулентного поля скоростей. Используя уравнение

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (16)$$

можно на основании (15) получить также уравнение для электрического поля

$$\operatorname{div} \frac{\partial \vec{E}(l)}{\partial t} = \operatorname{div} [\vec{v}(l) \operatorname{div} \vec{E}]. \quad (17)$$

Отсюда следует равенство векторов, стоящих под знаком дивергенции,

$$\frac{\partial \vec{E}(l)}{\partial t} = \vec{v}(l) \operatorname{div} \vec{E}(l). \quad (18)$$

Из (15) и (16) вытекает также интегральное выражение для полного заряда

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \oint_S \vec{v}(l) \rho(l) d\vec{S} = \frac{1}{4\pi} \oint_S \vec{v}(l) \operatorname{div} \vec{E}(l) d\vec{S}, \quad (19)$$

где S — произвольная замкнутая поверхность. В связи со сказанным, функцию $\vec{E}$ (только для определения $\tau(l)$ в ограниченном масштабе длин), так же как и $\rho(l)$, можно рассматривать как «кон-

сервативную пассивную примесь». «Диффузию» в поле турбулентности будем описывать по аналогии с молекулярной диффузией. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\text{grad}(\chi_t \text{div } \vec{E}) - \vec{V} \text{div } \vec{E} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (20)$$

где χ_t — эффективный коэффициент турбулентной диффузии; $\vec{V}$ — вектор осредненной скорости.

Далее ограничимся полуэмпирической моделью. Характеристики турбулентности примем по Колмогорову. Решение уравнения (20) показывает, что за счет перепада осредненной скорости движения характерный путь турбулентной диффузии равен [13]

$$\text{grad } V(\chi_t t^3)^{1/2}.$$

Время «диффузионного рассасывания» неоднородности размера l порядка времени релаксации $\tau(l)$. Следовательно,

$$\tau \approx l^{2/3} (\text{grad } V)^{-2/3} \chi_t^{-1/3} \quad (21)$$

(численным коэффициентом порядка единицы пренебрегаем).

Характерный перепад осредненной скорости в объеме линейного размера l может быть записан в виде

$$|\text{grad } V| \approx \frac{|V_i - V_j|}{|\vec{l}_i - \vec{l}_j|}, \quad (22)$$

где $\vec{l}_i$ и $\vec{l}_j$ — радиус-вектора двух соседних точек в пространстве, разделенных расстоянием $|\vec{l}_i - \vec{l}_j| \leq l$; V_i и V_j — проекции скоростей тех же точек на некоторое направление в пространстве, перпендикулярное линии, соединяющей точки. Следовательно,

$$\tau \approx l^{2/3} \left(\frac{V_i - V_j}{l_i - l_j} \right)^{-2/3} \chi_t^{-1/3}. \quad (23)$$

Если основной масштаб $l \rightarrow 0$, то $l_i \rightarrow l_j$ и $\frac{|V_i - V_j|}{|l_i - l_j|} \rightarrow \frac{1}{\tau}$. В этом предельном случае величина τ совпадает с временем релаксации, вытекающим из законов молекулярной диффузии,

$$\tau \approx \frac{l^2}{\chi}. \quad (24)$$

Здесь вместо χ_t записан коэффициент молекулярной диффузии χ . Если $l > 0$ и $l_i - l_j \rightarrow l$, то

$$\tau(l) \approx \frac{l}{V (V_i - V_j)^2}, \quad (25)$$

поскольку для масштаба l

$$\chi_r \approx \frac{\bar{l}^2}{\tau} \quad (26)$$

Выражения (24) и (25) позволяют оценить по порядку величины искомое время релаксации в двух предельных случаях: при молекулярной и турбулентной крупномасштабной диффузии. В случае локально изотропного поля скоростей в знаменателе выражения (25) стоит поперечная составляющая структурной функции $D_{tt} = (V_i - V_j)^2$, следовательно,

$$\tau \approx \frac{l}{V D_{tt}} \quad (27)$$

Такое же выражение приводит Чандрасекар [18] для времени релаксации звездных скоплений; из теории подобия Колмогорова-Обухова известно [19, 20]

$$\tau \approx \frac{\bar{V}^2}{\varepsilon}, \quad (28)$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии во времени; эта величина является основной характеристикой статистической гидродинамики; в единицах энергии ε рассматривается подобно скорости рассасывания меры неоднородности.

В правой части последнего выражения опущен постоянный безразмерный коэффициент порядка единицы. Если в это выражение ввести масштаб турбулентных неоднородностей из условия [19]

$$\varepsilon \approx (\bar{V}^2)^{3/2} l^{-1}, \quad (29)$$

то получим

$$\tau \approx \frac{l}{V [\bar{V}(l)]^2} \quad (30)$$

Можно считать, что для широкого диапазона масштабов длин выражения (27) и (30) приводят к близким результатам, хотя первое точнее для мелкомасштабной турбулентности, где играют важную роль структурные функции поля скоростей, а второе — в области масштабов типичной длины усредненного движения.

Поперечная составляющая структурной функции D_{tt} на значительном интервале масштабов длин удовлетворяет следующему экспериментально подтвержденному соотношению:

$$D_{tt}(l) \approx C \varepsilon^{2/3} l^{2/3}, \quad (31)$$

где C — постоянный коэффициент.

Последнее выражение дает закон пространственных разностей скоростей и означает, что средний квадрат разности скоростей в двух точках пространства, разделенных расстоянием l ($L > l > \lambda_0$),

пропорционален $l^{2/3}$. Здесь колмогоровский микромасштаб в облаке $\lambda_0 = \nu_K^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$ — порядка нескольких миллиметров (ν_K — кинематическая вязкость среды). Поэтому

$$\tau(l) \approx l^{2/3} \varepsilon^{-1/3}, \quad (32)$$

или

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \left(\frac{l_1}{l_2} \right)^{2/3}. \quad (33)$$

Обычно используемый закон «минус пять третей» для спектральной плотности энергии турбулентности

$$K(l) = C \varepsilon^{2/3} p^{-5/3} \quad (34)$$

представляет собой спектральную форму записанного выше закона «двух третей». Волновое число p определяет число волн, укладывающихся в интервале 2π см, т. е. $p = \frac{2\pi}{l}$, и поэтому из (32) и (34)

$$\tau(l) \approx \pi K^{-1/2} l^{3/2}. \quad (35)$$

В зависимости от характера имеющегося экспериментального материала величину τ можно теперь определить по формулам (27),

(30) [или $\tau(l) \approx \frac{l}{V(l)}$, где $V(l)$ — скорость движения облачных ячеек

линейного размера l], (32) или (35); возможна также экстраполяция результатов с помощью выражения (33). Для микромасштабов порядка внутреннего масштаба турбулентности λ_0 время τ может быть получено как величина, обратная частоте сближений отдельных заряженных частиц гидрометеоров. Разные методы позволяют оценить $\tau(l)$ в широком диапазоне масштабов длин.

Для экспериментальной проверки результатов должна быть получена временная структурная функция путем осреднения измеренных значений поля E в одной точке пространства. Далее можно получить Фурье-преобразования этой функции и определить временной спектр поля.

Рассмотрим еще вопрос о повторяемости размеров зон с экстремальными электрическими зарядами и полями. Среднее расстояние между основными (регулярными) зарядами, по данным разных авторов, растет с уменьшением широты от 1 до 5 км. Эта величина определяет максимальный масштаб длины L . Распределение линейных размеров зон экстремумов по Имянитову и Лободину [21] удовлетворительно описывается нормально-логарифмическим законом с наиболее вероятным размером 150 м. Повторяемость экстремумов напряженности поля также максимальна для зон с линейным размером порядка 10^2 м. Используя относительную функцию распределения зон электрических неоднородностей $\Psi(Q(l), l)$, можно точно найти частоту разрядов

$$\nu(l) = \int \frac{W(l)}{\tau(l)} \Psi(Q(l), l) dQ(l). \quad (36)$$

Здесь в наиболее грубом и наглядном приближении ограничимся представлением о непрерывном распределении зон неоднородностей в грозовом облаке. Тогда число неоднородностей заданного масштаба равно $N(l) \approx \frac{L^3}{l^3}$ и, следовательно,

$$\nu(l) \approx \frac{L^3 W(l)}{l^3 \tau(l)}. \quad (37)$$

С учетом (32) получим частоту разрядов в явном виде

$$\nu(l) = L^3 \varepsilon^{1/3} l^{-\frac{11}{3}} \left\{ 1 - \exp \left\{ - \left[\frac{1}{\Gamma(1/3)} \frac{|\bar{E}(l)|}{E_0} \right]^{3/2} \right\} \right\} e^{-\frac{E_0 \ln 2}{|\bar{E}(l)|}}. \quad (38)$$

Рассмотренные одномерный «облачный конденсатор» и трехмерное распределение Хольцмарка дают предельные значения вероятности электрических разрядов (завышенное или заниженное соответственно). Истинная картина имеет промежуточные характеристики.

Полученные результаты позволяют обсудить некоторые особенности грозовых явлений. В силу разномасштабности функций распределения зарядов и полей, в облаке возможны разномасштабные электрические разряды, притом частота разрядов убывает с увеличением размеров быстрее, чем возрастает объем соответствующих флюктуационных областей. Интенсивность грозовых явлений, если характеризовать ее частотой разрядов, тем выше, чем сильнее развита турбулентность и чем ближе средняя напряженность поля к пробойному значению. По-видимому, как правило, эти два фактора противоборствующие, поэтому частота грозовых разрядов как функция интенсивности конвекции должна иметь максимум.

Отметим далее взаимную роль флюктуаций разных масштабов, не вытекающую из полученных уравнений.

В зоне крупномасштабной флюктуации поля, одновременно с ней, возникают более мелкие флюктуации, вызывающие мелкомасштабные разряды. Поле, связанное с крупномасштабной флюктуацией, является внешним по отношению к этим разрядам и искажается ими. Локальное увеличение напряженности крупномасштабного поля вблизи канала мелких разрядов способствует развитию более крупномасштабных искр: мелкие разряды в благоприятных условиях могут стать своеобразными «зародышами» более крупных. По-видимому, большинство «зародышей» оказывается «нежизнеспособным» и только небольшая их часть, оказавшись в зоне максимума напряженности поля сильной крупномасштабной флюктуации, «зажигает» более крупную искру. В свете этого длинные грозовые молнии могут рассматриваться как результат взаимодействия разномасштабных флюктуаций поля и многих «жизнеспособных» разрядов разной длины, из которых самыми мелкими были искры, проскакивающие между отдельными частицами облака.

Дополнительное искажение поля вызывается самими облачными частицами. Этот процесс рассмотрен в [22].

ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Чубарина Е. В., Шварц Я. М. Электричество облаков. Л., Гидрометеоиздат, 1971, 93 с.
2. Качурин Л. Г., Кармов М. И., Медалиев Х. Х. Основные характеристики радиоизлучения конвективных облаков. ИАН ФАО, т. 10. 1974, с. 1163—1169.
3. Качурин Л. Г., Карцивадзе А. И., Дивинский Л. И., Мазур В. Д. Радиолокационные наблюдения за грозовыми очагами в кучево-дождевых облаках. См. настоящий сборник.
4. Качурин Л. Г., Розенталь Ю. М., Четин Ф. Е. Флюктуации электрического поля в грозовом облаке. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 38—41.
5. Стекольников И. С. Природа длинной искры. М., Изд. АН СССР, 1960, 272 с.
6. Stow C. D. The generation of electricity by blowing snow. *Weather*, 1967, 22, № 9, pp. 371—377.
7. Попов В. Г., Веревкин В. Н., Бондарь В. А., Горшков В. И. Статическое электричество в химической промышленности. Л., «Химия», 1971, 125 с.
8. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли—пыли, дымы и туманы. Л., «Химия», 1969, 427 с.
9. Atkinson W. R., Paluch J. J. Electromagnetic emission from pair of water drops. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71, № 16, pp. 3811—3816.
10. Tolbert C. W., Straiton A. W. A consideration of microwave radiation associated with particles in the atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.*, 1962, 67, № 5, pp. 1741—1744.
11. Barreto E. Electrical discharges from and between clouds of charged aerosols. *J. Geophys. Res.*, 1969, 74, № 28, pp. 6911—6925.
12. Hughes W. L., Pybus E. J. Radiation from Thunderclouds. Conference on Cloud Physics. Ft Collins, Colo, Amer. Meteor. Soc., 1970, pp. 181—182.
13. Stanford J. L., Lind M. O., Takle G. S. Electromagnetic noise studies of severe convective storms in Iowa: the 1970 storm season. *J. Atm. Sci.*, 1971, 28, № 3, pp. 436—448.
14. Kitagawa N., Brook M. A comparison of intracloud and cloud-to-ground lightning discharges. *J. Geophys. Res.*, 1960, 65, № 4, pp. 1189—1201.
15. Loeb L. B. The mechanism of stepped and dart leaders in cloud-to-ground lightning strokes. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71, № 20, pp. 4711—4721.
16. Исихира А. Статистическая физика. М., «Мир», 1973, 471 с.
17. Holtsmark J. Über die Verbreiterung von Spektrallinien. *Phys. Z.* 1919, 20, pp. 162—168.
18. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М., ИЛ, 1947, 168 с.
19. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 2, М., «Наука», 1965, 720 с.
20. Татарский В. И. Теория флюктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1959, 232 с.
21. Имянитов И. М., Лободин Т. В. О зонах неоднородности в грозовых облаках. Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 3—8.
22. Бейтуганов М. Н. Дробление капель водных растворов в электрическом поле. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 49—56.

РАДИОЗОНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАЧНОЙ ВОДЫ

Исследование природы атмосферного электричества свидетельствует о сильной зависимости процесса электризации кристаллизуемой воды от начальной концентрации примесей, в частности от величины рН [1, 2]. Аналогичная зависимость получена также при экспериментальном исследовании процесса электризации тел в потоке аэрозоля применительно к задаче заряжения летательных аппаратов в облаках [3]. В диапазоне изменения рН от 6 до 4 в кислой области и до 9 — в щелочной величина электризации меняется от максимальной практически до нуля. В то же время измерения электрохимических параметров облачной воды [4, 5] показывают, что величина рН в облаках меняется в диапазоне от 3 до 8, с наиболее вероятным интервалом от 4 до 6.

Таким образом, величина рН (или электропроводность) облачной воды является одним из параметров, определяющих грозоопасность и уровень статистической электризации летательных аппаратов в облаке.

В настоящее время основные исследования химического состава и электрохимических параметров воды непосредственно в облаке проводятся с помощью самолетных лабораторий, выполняющих обычно лишь сбор проб для последующего анализа в наземных условиях. Такой метод не позволяет получать оперативную информацию, а также ее пространственную и временную изменчивость. Требуемая оперативность для ряда электрохимических измерений может быть обеспечена лишь радиозондовыми системами.

Для оценки возможностей радиозондового метода измерений электрохимических характеристик в ЛГМИ был разработан макет радиозонда, общий вид которого представлен на рис. 1.

Коллектор водяных капель состоит из системы двух полиэтиленовых конусов 1 и 2, причем поверхность конуса 1 частично входит внутрь конуса 2. Такая система позволяет значительно снизить их аэродинамическое сопротивление (так как диаметр конусов составляет около 1 м). Собранные поверхностью конуса 1 капли стекают в конус 2 и по соединительной трубке 3 в измерительную кювету 4.

Для поддержания одинакового уровня жидкости во время измерений, а также для уменьшения «химической инерционности» системы измерительная кювета снабжена автосифоном 5, осуществляющим автоматический слив при достижении определенного

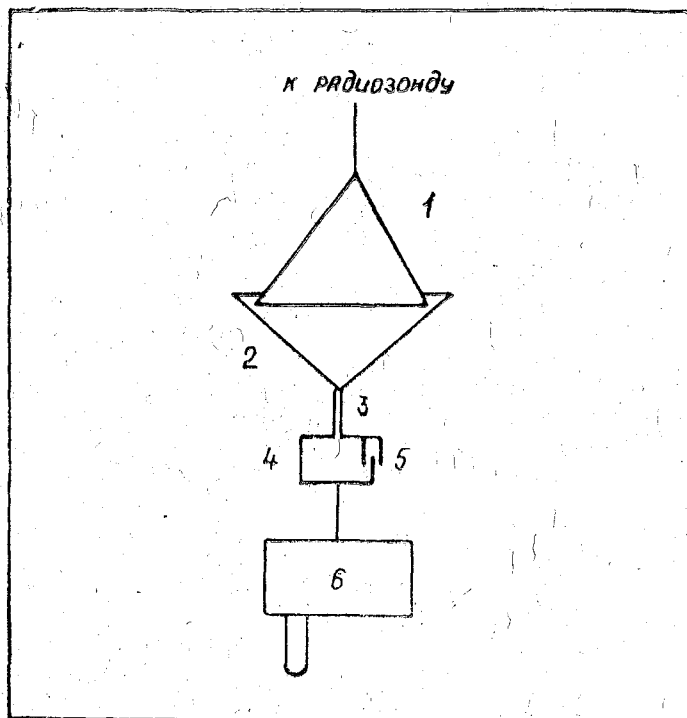


Рис. 1. Общий вид радиозонда:

1—приемный конус; 2—конус-коллектор; 3—соединительная трубка; 4—измерительная кювета; 5—автосифон; 6—радиозонд.

уровня. Наличие автосифона позволяет также определить приближительные границы зон осадков и оценить их интенсивность.

Измерительная кювета состоит из двух секций (рис. 2). Собранная коллектором облачная вода сначала попадает в секцию 1, где производится измерение электропроводности. Измерительные электроды представляют собой коаксиальный цилиндр 2, изготовленный из нержавеющей стали. После заполнения рабочей части ячейки и достижения определенного уровня поступившая в ячейку вода через автосифон сливается во вторую секцию 4, где производится измерение величины pH. Тем самым исключается возможность загрязнения ячейки электропроводности хлористым калием, вытекающим из вспомогательного электрода измерителя pH.

Рабочий объем измерительной кюветы составляет около 2 см³. В донной части измерительной кюветы вмонтирован датчик темпе-

ратуры 3, измеряющий температуру собранной воды. Ввиду трудности работы со стандартными стеклянными электродами, имеющими большое входное сопротивление, в данном радиозонде применены микроэлектроды конструкции ЛГУ с входным сопротивлением порядка 30—50 мом. Вспомогательным электродом является

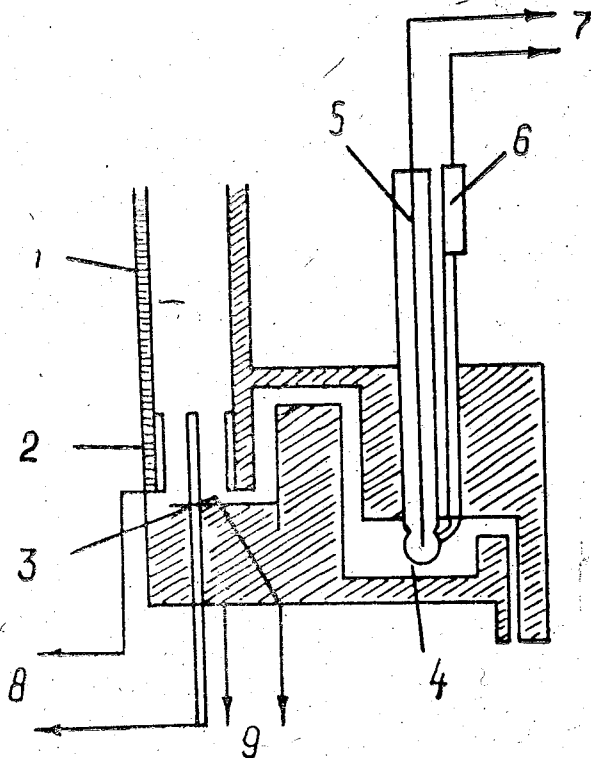


Рис. 2. Конструкция измерительной кюветы:

1—секция измерения электропроводности; 2—измерительные электроды; 3—сифон; 4—секция для измерения pH; 5—стеклянный электрод; 6—вспомогательный электрод; 7—выход датчика pH; 8—выход датчика электропроводности; 9—термopара.

полиэтиленовая трубка диаметром 1 мм с фитилем из асбестового волокна. Фитиль пропитан раствором KCl, через который осуществляется контакт со вспомогательным электродом сравнения 6.

Блок-схема радиозонда для измерения электропроводности и pH представлена на рис. 3.

Сигнал с датчика pH 1 поступает на преобразователь 2, где происходит преобразование постоянного напряжения в переменное с частотой подмодуляции, определяемой генератором 3. Далее сигнал поступает на усилитель 4. Выходной сигнал с амплитудой ~ 10 в поступает на детектор 5 и коммутатор 6, а далее — на управляющую сетку фантастронного генератора радиозонда РКЗ-5. Таким образом, потенциал стеклянного электрода управляет частотой

той генератора радиозонда 7 и соответственно частотой следования импульсов, излучаемых передатчиком 8.

Электролитическая ячейка 9 для измерения электропроводности включается вместо датчика влажности радиозонда. Электромехани-

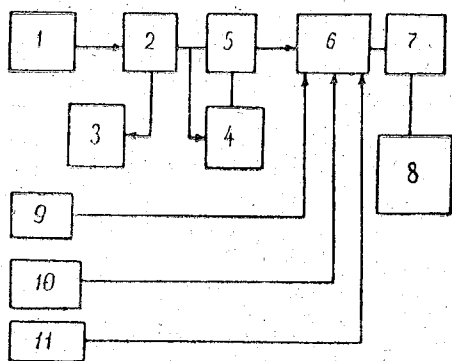


Рис. 3. Блок-схема радиозонда для измерения электрохимических характеристик облачной воды:

1—датчик рН; 2—преобразователь; 3—генератор НЧ; 4—усилитель; 5—детектор; 6—коммутатор; 7—генератор управляемой частоты; 8—передатчик; 9, 10, 11—датчики.

ческий коммутатор поочередно подключает к генератору датчики κ , рН и термисторы, измеряющие температуру воды 10 и воздуха 11. Контрольная градуировка электролитической ячейки для измерения электропроводности проводится с помощью растворов KCl известной концентрации.

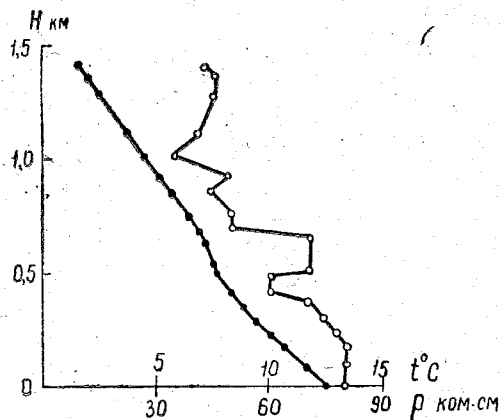


Рис. 4. Профиль по высоте электропроводности в дожде (точки о) и температуры (точки •), полученный в одном из экспериментальных выпусков на аэрологической станции Воейково.

Однако для большинства практических задач достаточно измерения одного параметра, например электропроводности облачной воды. В этом случае конструкция радиозонда значительно упрощается и его измерительная часть может быть использована совместно с радиозондом РКЗ-2 без каких-либо переделок последнего. Датчик электропроводности при этом включается вместо датчика влажности. Прием и регистрация сигналов производится

обычным путем с помощью измерительного комплекса «Метеорит». Поправка на температуру в этом случае вводится исходя из измеренной температуры воздуха.

Именно в таком варианте были проведены несколько выпусков изготовленных макетов радиозондов на аэрологической станции Воейково. Результаты одного из таких выпусков представлены на рис. 4. Выпуск радиозонда был осуществлен во время ливневого дождя. Как видно из рисунка, наблюдается уменьшение концентрации примесей по мере возрастания высоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование электрокинетического явления, возникающего при кристаллизации слабых водных растворов. Доклады АН СССР, 1967, т. 174, № 5, с. 1122—1125.
2. Качурин Л. Г. Электрокинетические явления, возникающие при кристаллизации жидкостей. «Электрохимия», 1970, т. 6, вып. 9, с. 1294—1298.
3. Бекряев В. И., Качурин Л. Г., Псаломщиков В. Ф. Электризация тел в потоке аэрозоля. Труды ЛГМИ, 1972, вып. 45, с. 3—18.
4. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. М., «Мир», 1965, 424 с.
5. Дроздова В. М., Петрянчук О. К., Свистов П. Ф. Некоторые данные о составе облачной воды. Труды ГГО, 1962, вып. 134, с. 131—134.

К МЕТОДИКЕ ПРОГНОЗА И ПОСТРОЕНИЯ КАРТ ВЕРОЯТНОСТИ ОБЛЕДЕНЕНИЯ МОРСКИХ СУДОВ

В северных и умеренных широтах при неблагоприятных условиях (низкая температура воздуха, ветер, волнение и др.) наблюдается одно из самых грозных явлений на море — обледенение.

Особую опасность представляет обледенение для малотоннажных рыбопромысловых судов, имеющих обычно небольшой надводный борт. Оно не только затрудняет плавание, но в некоторых случаях приводит к катастрофам.

Своевременное и надежное прогнозирование обледенения судов — одна из актуальнейших проблем гидрометеорологических прогнозов, успешное решение которой позволит принять необходимые меры для уменьшения ущерба, приносимого обледенением, и более рационально использовать рыбопромысловый флот.

В последние годы проведены широкие исследования условий обледенения морских судов [1—8], которые существенно расширили представления о причинах, способствующих обледенению, о возможных мерах борьбы с этим опасным явлением.

Существуют различные подходы к решению проблемы прогноза обледенения. Один из них предполагает использование найденной из наблюдений зависимости интенсивности обледенения от отдельных факторов: температуры воздуха, скорости ветра и т. д. или комплекса, объединяющего два или более таких факторов. Чтобы подобные зависимости интенсивности обледенения приобрели достаточно высокую статистическую обеспеченность, необходимо громадное количество наблюдений. Другим подходом к решению проблемы является построение чисто теоретических схем обледенения. Однако, учитывая сложность конструкции как самого судна, так и брызгового облака, его следует признать малоперспективным. Обычные приемы моделирования здесь тоже неприменимы. Наиболее перспективным оказался путь отыскания корреляционной зависимости между измеренной во время специальных рейсов интенсивностью обледенения судов в различных гидрометеорологических условиях и величиной теоретического критерия обледенения, представляющего собой скорость обледенения фигуры правильной формы, например цилиндрического стержня, находящегося в тех же гидрометеорологических условиях, что и судно в море.

Методика расчета интенсивности обледенения цилиндрического стержня изложена в работах [1, 9, 10]. Основное решение, учитывающее температуру воздуха и воды, скорость ветра, высоту волны и соленость морской воды, представлено в виде системы пяти уравнений с пятью неизвестными, позволяющей вести расчет интенсивности обледенения на ЭВМ.

Для практических расчетов скорости обледенения цилиндрического стержня (критерия интенсивности обледенения N) при различных гидрометеорологических условиях используется формула [10]

$$N = \frac{dh_{\text{л}}}{d\tau} = \frac{\frac{v_{\text{вх}}}{\nu} \frac{\text{Nu}}{\text{Re}} (T_{\text{ф}} - \Theta_{\text{вх}}) + c_p \left[(T_{\text{ф}} - \Theta_{\text{вх}}) - \kappa (\Theta_{\text{в}} - \Theta_{\text{вх}}) \right] \xi H_{\text{волн}} E (1-a) + \rho_{\text{л}} L^* \left[1 + \frac{\lambda_{\text{вх}}}{\nu} \frac{\text{Nu}}{\text{Re}^{0.4}} \frac{\sigma \chi^3}{1,8 \cdot 10^{-8} \rho_{\text{в}} \rho_{\text{вх}}^3 h_{\text{в}}^4 v^5} + \frac{v_{\text{вх}}}{\nu} \frac{\text{Nu}}{\text{Re}} \frac{L}{c_{\text{вх}}} \frac{\mu}{M} \frac{e_{\text{п}} - e_{\text{вх}}}{p} \right]}{\frac{c_p \sigma \chi^3 \xi H_{\text{волн}} E (1-a)}{1,8 \cdot 10^{-8} \rho_{\text{в}} \rho_{\text{вх}}^3 h_{\text{в}}^4 v^5} - a c_p \rho_{\text{в}} [(T_{\text{ф}} - \Theta_{\text{вх}}) - \kappa (\Theta_{\text{в}} - \Theta_{\text{вх}})]} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь v — скорость ветра; $\Theta_{\text{вх}}$ — температура воздуха; p — давление; $\Theta_{\text{в}}$ — температура воды; $H_{\text{волн}}$ — высота волны; Nu , Re — числа Нуссельта и Рейнольдса; $T_{\text{ф}}$ — температура на фронте кристаллизации; L^* — теплота кристаллизации воды; $h_{\text{в}}$ — толщина водяной пленки на поверхности растущего льда; E — коэффициент захвата капель обледеневающим объектом; γ — кинематическая вязкость воздуха; a — коэффициент, показывающий, какая часть «тепла» или «холода» уносится сливающейся водой; $\lambda_{\text{вх}}$ — теплопроводность воздуха; κ — динамическая вязкость воды; ξ — коэффициент пропорциональности; L — теплота испарения воды; $c_{\text{вх}}$, $c_{\text{п}}$ — соответственно удельные теплоемкости воздуха и воды; μ , M — молекулярные веса водяного пара и воздуха; $e_{\text{вх}}$, $e_{\text{п}}$ — упругости пара в воздухе и у поверхности пленки; $\rho_{\text{л}}$, $\rho_{\text{в}}$, $\rho_{\text{вх}}$ — плотности льда, воды и воздуха; σ — удельное поверхностное натяжение воды на границе с воздухом;

$$\kappa = \frac{\Theta_{\text{бр}} - \Theta_{\text{вх}}}{\Theta_{\text{в}} - \Theta_{\text{вх}}} = e^{-\frac{3X}{c_p \rho_{\text{в}} r_{\text{к}}} \frac{\lambda_{\text{вх}}}{\nu} \frac{\text{Nu}}{\text{Re}}},$$

где $r_{\text{к}}$ — радиус капли; X — расстояние, пролетаемое каплей до поверхности судна; $\Theta_{\text{бр}}$ — температура брызг.

Для прогноза обледенения построен график связи между рассчитанной по формуле (1) интенсивностью обледенения стержня (N см/ч для диаметра 50 см) и фактической интенсивностью обледенения ($\frac{dP}{d\tau}$ т/ч) малотоннажных рыбопромысловых судов [10].

Используя эту зависимость, можно по прогнозируемым или измеренным температурам воздуха и воды, скорости ветра и высоте волны, учитывая при этом соленость морской воды, рассчитывать максимальную интенсивность обледенения судна.

В оперативной работе удобна номограмма (рис. 1), построенная следующим образом.

Рассчитана опорная величина критерия интенсивности обледенения $\tilde{N}$ как функция скорости ветра и температуры воздуха при некоторых фиксированных опорных значениях температуры воды, ее солености и высоты волны (водности брызгового облака). Переход от опорного критерия $\tilde{N}$ к истинному критерию N осуществляется путем введения поправок, учитывающих отклонение реальных величин температуры воды, ее солености и высоты волны от опорных.

В первом квадранте (I) находятся кривые, выражающие зависимость величины опорного критерия $\tilde{N}$ от скорости ветра и температуры воды $\Theta_{\text{в}} = +1^{\circ}\text{C}$, ее солености $S = 35\text{‰}$ и высоты волны $H_{\text{волн}} = 4 \text{ м}$.

Во втором квадранте (II) производится учет влияния реальной температуры воды на величину опорного критерия.

Каждая кривая соответствует определенной температуре воды.

В третьем квадранте (III) учитывается поправка на реальную высоту волны. Каждая кривая соответствует определенной высоте волны.

В четвертом квадранте (IV) нанесена линия регрессии $\frac{dP}{d\tau}$ на N , позволяющая определить ожидаемую интенсивность обледенения судна в т/ч. Кроме того, в этом квадранте производится учет влияния солености воды на интенсивность обледенения. Каждая кривая соответствует определенной солености.

Какую скорость обледенения для данного типа судна следует считать опасной — зависит от целого ряда обстоятельств: длительности рейса, расстояния от берега, степени усталости экипажа и т. д. В связи с этим деление скорости обледенения по градациям опасности условно. Обледенение считается сильным, если скорость больше 1,5 т/ч, и очень сильным, если скорость больше 4 т/ч [11]. Могут быть рекомендованы и другие градации, предложенные в работе [10].

На номограмме стрелками показан пример расчета максимальной интенсивности обледенения судна при температуре воздуха $-13,5^{\circ}\text{C}$, скорости ветра 18 м/с, температуре воды $+1^{\circ}\text{C}$, ее солености 15‰ и высоте волны 3 м.

Методика прогнозирования интенсивности обледенения морских судов предусматривает два этапа. На первом этапе осуществляется прогноз и расчет основных метеорологических параметров, обуславливающих обледенение: скорости ветра, температуры воздуха, температуры воды и высоты волны. На втором — производится рас-

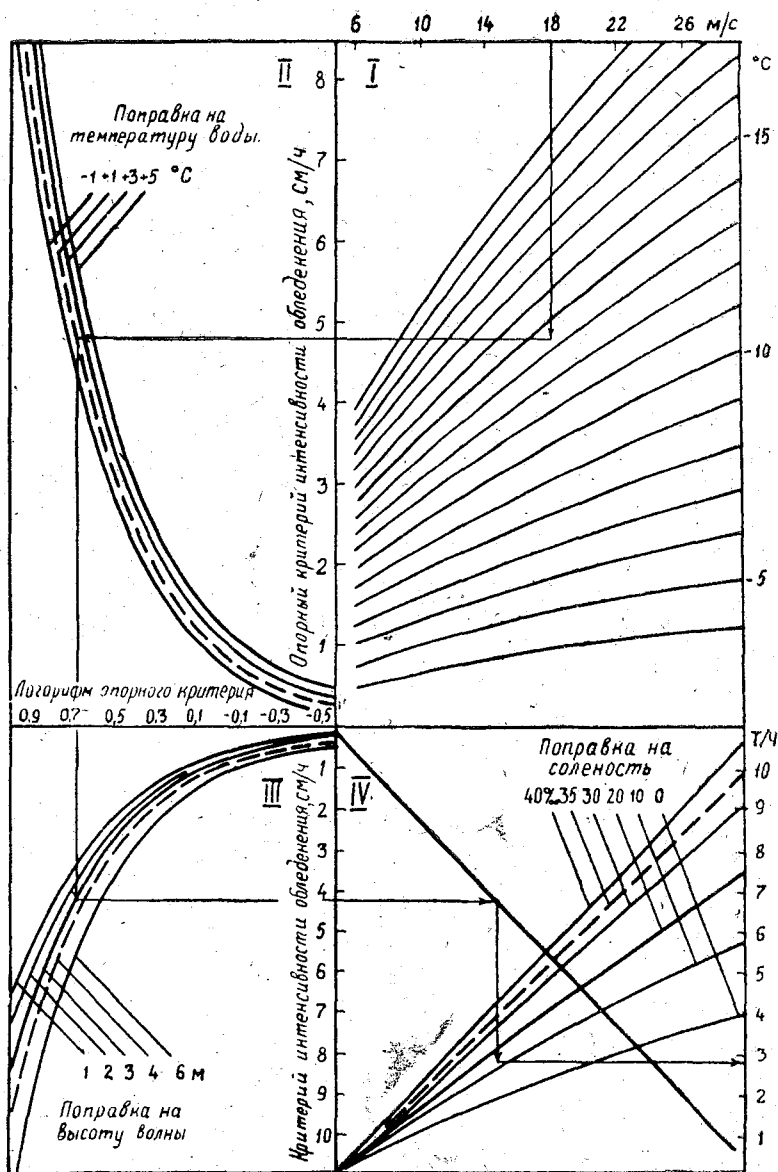


Рис. 1. Номограмма для расчёта интенсивности обледенения мало-тоннажных рыбопромысловых судов.

чет ожидаемой интенсивности обледенения и построение карты обледенения.

Задачи первого этапа в настоящее время решаются в оперативных органах Гидрометслужбы синоптическими методами с использованием существующих численных схем прогноза. Для этих целей привлекается также информация с ИСЗ. Оценка интенсивности обледенения при различных гидрометеорологических условиях выполняется по схеме, изложенной выше.

Основой для непосредственного расчета параметров $\Theta_{вх}$, u , $\Theta_{в}$, $H_{волл}$ для входа в номограмму являются прогностические карты атмосферного давления на уровне моря, температуры воздуха у водной поверхности и температуры воды. Приземное барическое поле пересчитывается на поле ветра, по которому рассчитывается поле волнения. Особенности прогноза и расчета полей метеозлементов изложены в соответствующих руководствах [12—15].

Прогноз обледенения, таким образом, можно получить с такой же заблаговременностью, как и прогноз указанных полей.

Для расчета ожидаемого поля обледенения выбирается несколько десятков характерных точек. Количество точек и их расположение зависит от акватории и изменчивости прогностических величин метеозлементов. В этих точках путем линейной интерполяции определяются прогностические значения температуры воздуха, скорости ветра, температуры воды и высоты волны и рассчитывается ожидаемая интенсивность обледенения. Указанные расчеты могут проводиться как вручную (по номограмме), так и с помощью ЭВМ.

Прогноз обледенения по акватории бассейна составляется в виде карты. На карту наносится ожидаемая интенсивность обледенения в тех точках, где были произведены соответствующие расчеты. По рассчитанным данным проводятся изолинии интенсивности обледенения через 0,5 т/ч и выделяются зоны различной степени обледенения по указанным градациям.

Оценка прогнозов обледенения производится по фактическим данным об обледенении, поступающим в оперативные органы Гидрометслужбы из телеграмм судовых наблюдений.

Для оценки прогнозов на карту ожидаемого поля обледенения в соответствующих точках выписывается фактически наблюдавшаяся интенсивность обледенения. Последняя берется из судовых наблюдений за тот же час, на который составлен прогноз обледенения. Прогноз в данной точке считается оправдавшимся, если предсказанная интенсивность обледенения отличалась от фактической не более чем на 30%, независимо от знака отклонений, т. е. должно удовлетворяться условие

$$\frac{\left(\frac{dP}{d\tau}\right)_{\Phi} - \left(\frac{dP}{d\tau}\right)_{\text{пр}}}{\left(\frac{dP}{d\tau}\right)_{\Phi}} \leq 0,3,$$

где $\left(\frac{dP}{d\tau}\right)_{\text{ф}}$ — фактическая интенсивность обледенения;
 $\left(\frac{dP}{d\tau}\right)_{\text{пр}}$ — предсказанная интенсивность обледенения.

Общая оправдываемость всего прогноза по акватории бассейна определяется процентным отношением числа точек, в которых прогноз оправдался, к общему числу точек, принятых для оценки прогноза.

Для проверки методики прогноза обледенения были использованы данные наблюдений над обледенением рыбопромысловых судов в Беринговом и Баренцевом морях. Расчеты интенсивности производились по фактическим данным о температуре воздуха, скорости ветра, температуре воды и высоте волны в тех точках, где имелись судовые наблюдения. Всего было просчитано более 60 случаев. В результате были получены следующие цифры обеспеченности невыхода относительной ошибки расчета за 30% от фактической интенсивности обледенения: Берингово море 81%, Баренцево море 73%.

По данной методике было дано шесть опытных прогнозов для районов, где наблюдалось обледенение.

Пример такого прогноза для Баренцева моря с суточной заблаговременностью приведен на рис. 2, где показана прогностическая карта обледенения.

Развитая методика позволяет построить климатические карты, характеризующие различные районы Мирового океана в отношении опасности обледенения. Такие карты представляют большой интерес для организаций, планирующих и обеспечивающих рыбный промысел. Принцип построения карт может быть проиллюстрирован примером, в котором рассчитаны и картированы среднемесячные характеристики обледенения для восточной части Берингова моря.

Исходным материалом явились данные судовых гидрометеорологических наблюдений, собранных во Всесоюзном научно-исследовательском институте, гидрометеорологической информации (ВНИИГМИ-МЦД) за период с 1963 по 1970 г.

Обработка материалов осуществлялась в такой последовательности. Вначале все судовые гидрометеорологические наблюдения сортировались по месяцам и квадратам, размеры которых определялись в зависимости от изменения гидрометеорологического режима и объема информации. Далее в каждом квадрате по результатам наблюдений за $\Theta_{\text{вх}}$, u , $\Delta_{\text{в}}$, $H_{\text{волн}}$ с помощью номограм-

мы определялась интенсивность обледенения $\bar{P}$ и рассчитывалась среднемесячная повторяемость различных значений интенсивности обледенения. Обработка наблюдений показала, что среднемесячная повторяемость более 50% даже для наиболее холодных месяцев приходится на долю отсутствия обледенения и корректно аппроксимировать распределение вероятности по интенсивности $w^*(P)$ тео-

ретиической кривой нельзя, ввиду того, что не существует «отрицательной» интенсивности обледенения. Поэтому при дальнейшей обработке допускалась некоторая условность, заключающаяся в том, что вводилась в рассмотрение отрицательная интенсивность обле-

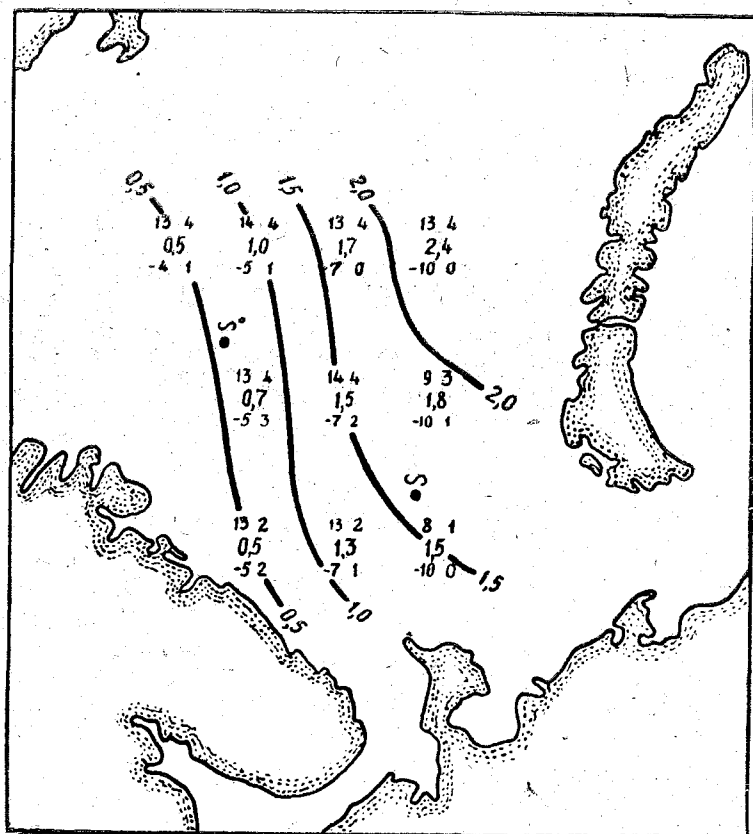


Рис. 2. Прогностическая карта обледенения на 3 ч 00 мин 24 января 1973 г. В узлах сетки даны прогностические значения температуры воздуха (внизу слева), воды (внизу справа), скорости ветра (вверху слева), высоты волны (вверху справа) и рассчитанные значения интенсивности обледенения (в центре). Значками S и S отмечены места, где были зафиксированы случаи слабого и умеренного обледенения.

денения ($\dot{P} < 0$). При этом закон распределения накопленной вероятности в области $\dot{P} > 0$, т. е. в реальной области, экстраполировался в область отрицательной интенсивности обледенения. Анализ исходного материала показал, что для $\dot{P} > 0$ распределение вероятности заданной интенсивности и меньшей $\omega(\dot{P})$ может быть при-

ближенно аппроксимировано экспоненциальным законом. А для того чтобы при этом получить «фиктивное» распределение $w(\dot{P})$ в отрицательной области интенсивности обледенения, была выбрана функция вида

$$w(\dot{P}) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\dot{P} + A}{\gamma} \right)^\beta \right], \quad (2)$$

где A — интенсивность обледенения в отрицательной области, соответствующая нулевой вероятности обледенения; γ и β — параметры распределения, характеризующие вид кривой для данного месяца.

Чтобы получить вероятность отсутствия обледенения, надо в выражение (2) подставить $\dot{P} = 0$. Тогда

$$\alpha = w(0) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{A}{\gamma} \right)^\beta \right]. \quad (3)$$

Выражая величину A с помощью формулы (3) через α , β , γ и подставляя ее в формулу (2), получаем в окончательном виде выражение для вероятности заданной интенсивности обледенения и меньшей, из которого определяются параметры β и γ . Зная эти параметры, а также вероятность отсутствия обледенения α , можно рассчитать среднемесячную интенсивность обледенения по формуле

$$\bar{\dot{P}} = \int_{-A}^{\infty} w^*(\dot{P}) \dot{P} d\dot{P}, \quad (4)$$

где $w^*(\dot{P})$ — вероятность заданной интенсивности обледенения, которая может быть получена путем дифференцирования (2) по интенсивности.

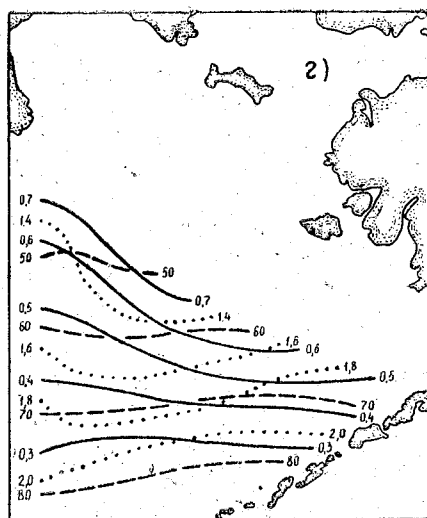
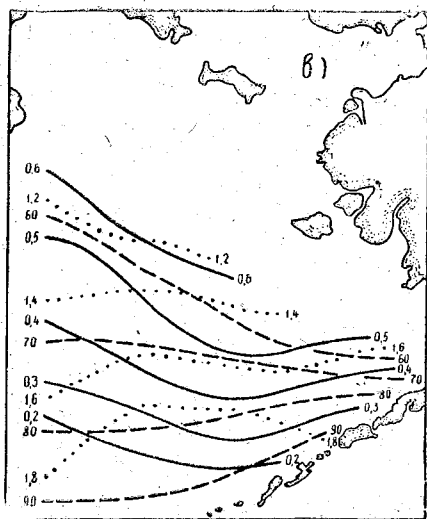
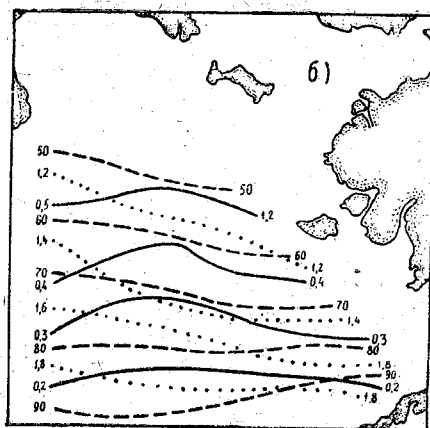
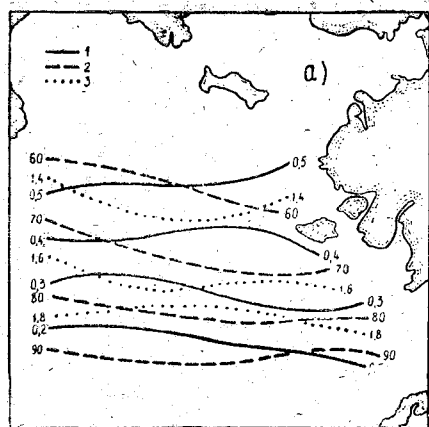
Подставляя в выражение (4) значение $w^*(\dot{P})$, после интегрирования получаем формулу для расчета среднемесячной интенсивности обледенения

$$\bar{\dot{P}} = \gamma \left[\Gamma \left(\frac{1}{\beta} + 1 \right) - \left(\ln \frac{1}{1 - \alpha} \right)^{1/\beta} \right]. \quad (5)$$

Рассчитанные изложенным способом значения среднемесячных величин $\bar{\dot{P}}$, α и β в каждом квадрате картировались, а затем проводились их изолинии. Обычно в арктических и дальневосточных морях северная граница района возможного обледенения определяется кромкой дрейфующих льдов.

На рис. 3 приведены карты вероятности обледенения для восточной части Берингова моря.

Для промысловиков и других потребителей при решении вопросов, связанных с определением типов судов и выбором акватории промысла, целесообразно иметь сведения об интегрально-вероятностных характеристиках обледенения, таких как вероятность различной интенсивности обледенения, вероятность интенсивности об-



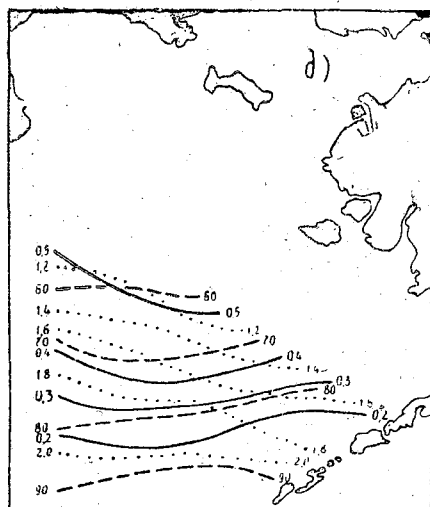


Рис. 3. Карты вероятности обледенения морских судов в восточной части Берингова моря:

а—ноябрь; *б*—декабрь; *в*—январь; *г*—февраль; *д*—март; *1*—среднемесячная интенсивность обледенения судов $\bar{P}$ в т/ч; *2*—вероятность отсутствия обледенения α в %; *3*—параметр распределения β .

леденения больше или меньше заданной. С помощью последних, используя количественные критерии обледенения судов, можно составить карты с зонами различной интенсивности обледенения.

Развитая методика позволяет рассчитывать указанные интегрально-вероятностные характеристики обледенения с помощью карт вероятности обледенения. Для этого в расчетных формулах необходимо перейти с помощью выражений (3), (5) от A и γ к картированным параметрам $\bar{P}$, α , β .

Следует отметить, что полученные изложенным методом характеристики обледенения относятся к малотоннажным рыбопромысловым судам. Для получения аналогичных характеристик для других типов судов необходимы данные специальных натурных исследований над обледенением судов различного типа в разных гидрометеорологических условиях.

В заключение выражаю благодарность научному руководителю профессору Л. Г. Качурину и доценту Л. И. Гащину за внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гидрометеорологические условия обледенения судов. Л., ААНИИ, 1969, 189 с.
2. Исследование физической природы обледенения судов. Л., Труды ААНИИ, 1972, т. 298, 178 с.
3. Теоретические и экспериментальные исследования условий обледенения судов. Л., Гидрометеоиздат, 1971, 205 с.
4. Шехтман А. Н. Гидрометеорологические условия обледенения судов. Труды НИИАК, 1967, вып. 45, с. 51—63.
5. Hay R. F. Ice accumulation upon trawlers in northern waters. Meteorolog. magazine, 1956, vol. 85, Nr 1010, S. 28—35.
6. Ивата Х. Обледенение рыболовных судов. Пер. с япон. М., ВИНТИ, 1961.

7. Mertins H. O. Icing of Fishing Vessels due to spray. The Marine observer, 1968, vol. 38, Nr 221, S. 128—130.
 8. Tabata T., Iwata S., Ono N. Studies on the ice accumulation on ships. J. Low Temperature science, 1963, Ser. A. 21, S. 173—221.
 9. Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Смирнов И. А. Численная оценка скорости обледенения морских судов. «Технология судостроения», 1971, № 6, с. 113—116.
 10. Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Смирнов И. А. Интенсивность обледенения малотоннажных рыбопромысловых судов в различных гидрометеорологических условиях. «Метеорология и гидрология», 1974, № 3, с. 50—60.
 11. Методические указания по предупреждению угрозы обледенения судов. Л., ААНИИ, 1972, 81 с.
 12. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. II. Л., Гидрометеиздат, 1965, 234 с.
 13. Руководство по применению аэрометодов в океанографии, ч. II. Л., Гидрометеиздат, 1971, 107 с.
 14. Руководство по расчетам морского волнения и ветра над морем. М., Гидрометеиздат, 1960, 159 с.
 15. Руководство по расчету параметров ветровых волн. Л., Гидрометеиздат, 1969, 138 с.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТРАНСФОРМАЦИИ СМОГОВ В ГЛУБОКИХ КАРЬЕРАХ

Открытые разработки полезных ископаемых, благодаря их экономичности, применяются все шире. Однако работы в карьерах проводятся в незащищенных условиях и поэтому находятся в прямой зависимости от погодных условий. Простой карьеров при смогах, вызванных нарушением естественного воздухообмена, приносят громадные убытки. Поэтому назрела необходимость прогноза нарушения воздухообмена и загрязнения карьеров.

Большое количество экспериментальных исследований метеорологического режима в карьерах позволило выяснить, чем обуславливается резкое уменьшение интенсивности турбулентного обмена и загрязнение атмосферы карьеров. Стало ясно, что процесс формирования смога в глубоких карьерах определяется двумя основными факторами — адвективными изменениями температуры и устойчивостью воздушной массы. Именно эти характеристики и были взяты при построении физической модели смога [1].

В качестве исходного уравнения принято уравнение диффузии примесей для одномерного случая

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D^* \frac{\partial C}{\partial z} - wC \right], \quad (1)$$

где C — концентрация примесей; D^* — коэффициент турбулентной диффузии примесей; w — вертикальная составляющая скорости ветра в карьере.

Ось z направлена от дна карьера вверх, начало координат — на дне.

Вертикальное распределение примесей аппроксимируется функцией

$$C = C_0 \exp \left[-\frac{z}{\beta^*} \right], \quad (2)$$

где $C_0 = C|_{z=0}$ и β^* — неизвестные функции времени.

Граничными условиями являются:

$$C, \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (3)$$

$$\int_0^{\infty} C dz = I,$$

где I — мощность плоского источника примесей.

Интегрирование уравнения (1), если учесть, что примеси вне карьера перемешиваются с окружающим воздухом и сносятся ветром, дает ряд рабочих формул:

$$C_0 \beta^* = \int_0^{\tau} I d\tau + \tilde{C}_0 \tilde{\beta}^* \left(1 - e^{-\frac{H-z^*}{\beta^*}}\right); \quad (4)$$

$$\beta^* = \frac{D^* C_0}{I - w_0 C_0} = \frac{1}{C_0} \left[\int_0^{\tau} I d\tau + \tilde{C}_0 \tilde{\beta}^* \left(1 - e^{-\frac{H-z^*}{\beta^*}}\right) \right]. \quad (5)$$

Здесь H — глубина карьера; $\tilde{C}_0$ и $\tilde{\beta}^*$ — значения величин C_0 и β^* в начальный момент времени $\tau = 0$; D^* — коэффициент диффузии примесей у дна карьера; z^* — характерная глубина проникновения ветра в карьер.

Величина z^* равна нулю, если на поверхности земли штиль, и рассчитывается по формуле

$$z^* = \sqrt{\frac{2LD^*}{v_0}}, \quad (6)$$

если $v_0 \geq 0,5$ м/с.

Здесь L — характерный горизонтальный размер у бортов карьера; v_0 — скорость ветра на поверхности земли.

Формулы (4) и (5) и аппроксимация (2) позволяют рассчитать вертикальное распределение примесей в любой момент времени, если известен закон поступления примесей $I(\tau)$ и интенсивность турбулентного перемешивания в карьере.

Для определения интенсивности турбулентного перемешивания рассматривается трансформация температурно-ветрового поля.

Уравнение теплопроводности записывается аналогично уравнению диффузии, только в качестве функции теперь выступает потенциальная температура $\Theta(z, \tau)$. Ось z теперь направлена от уровня бортов вниз. Аппроксимация вертикального профиля принимается в виде

$$\frac{T - T_{\infty}}{T_0 - T_{\infty}} = e^{-\frac{z}{\beta}}, \quad (7)$$

где T_0 и β — функции времени.

Граничные условия:

$$T|_{z \rightarrow \infty} = T_{\infty},$$

$$T_0 = \tilde{T}_0 + \int_0^{\tau} \tilde{T}_0 d\tau. \quad (8)$$

Скорость изменения температуры на уровне бортов карьера $T_0 \equiv \alpha$ определяется суммарным действием горизонтальной температурной адвекции и суточного хода температуры на борту карьера.

При отсутствии вертикальной составляющей скорости ветра интегрирование уравнения теплопроводности по глубине карьера дает основное дифференциальное уравнение, позволяющее определить теплопередачу в карьере:

$$\dot{\beta} = \frac{D}{\beta} - \frac{\alpha^2}{T_0 - T_\infty} - \gamma_a \frac{D}{T_0 - T_\infty} \quad (9)$$

В уравнения (5), (9) входит величина D — коэффициент турбулентной диффузии тепла или примесей.

Почти все имеющиеся для его расчетов формулы основаны на использовании градиентных наблюдений и применимы в ограниченной области. Экспериментальных же данных как по профилю температуры и ветра в карьере, так и по градиентным наблюдениям в интересующие нас периоды загрязнений нет. Об интенсивности турбулентного обмена в период развития мощной внутрикарьерной инверсии можно судить по метеорологическим данным только в двух точках наблюдений — на борту и на дне карьера, разница между которыми по высоте составляет 300 м.

За неимением другой возможности, по-видимому, допустимо использовать формулы, полученные для приземного слоя атмосферы [2]:

$$D = \frac{v^{2\lambda-1}}{\frac{m}{2C_1^3} - 2C_1 \frac{g\alpha_r}{T_0^2} \gamma_a}, \quad (10)$$

где обозначения основных величин общеприняты; m , C_1 — безразмерные постоянные величины.

Градиенты температуры у поверхности и у дна легко получить из аппроксимации (7). Значение скорости ветра при определении коэффициента диффузии тепла принимается равным скорости ветра на поверхности, а для вычисления коэффициента диффузии примесей скорость ветра рассчитывается по линейному профилю распределения ветра в карьере.

Для диагностических расчетов возникновения, развития и разрушения смогов в глубоких карьерах были составлены программы для ЭВМ «Раздан-2». В одной программе при расчете коэффициентов диффузии тепла и примесей принималась аппроксимация температуры по формуле (7), а в другой — для сравнения — использовался линейный профиль температуры.

Исходными параметрами при диагностическом расчете является температура T_0 и ветер v_0 на уровне бортов и температура на дне карьера T_n . Расчет ведется по временным шагам, в пределах которых параметры атмосферы в карьере и вне его можно принять постоянными. Счет начинается достаточно задолго до смоговой си-

туации, чтобы свести к минимуму роль произвола в выборе начальных значений параметров аппроксимаций.

Расчеты были проведены для случаев смогов, наблюдавшихся в самом глубоком в Советском Союзе Коркинском угольном разрезе. Один случай смога рассчитан для Сибайского карьера. Для расчета в основном накопления случаев, когда достаточно полными были сведения о накоплении примесей по данным наблюдений.

Один из характернейших случаев сильного смога на Коркинском разрезе наблюдался в конце декабря 1966 г. Наличие ежедневных наблюдений за температурой и влажностью воздуха, регулярное взятие проб на содержание угарного газа позволило получить довольно подробную картину формирования, развития и разрушения смога в карьере.

Как в период формирования смога, так и за две недели до начала процесса над районом расположения Коркинского разреза наблюдалась антициклональная погода. У поверхности земли в условиях антициклона отмечались приземные инверсии радиационного происхождения, температурный фон был низким (у земли — 35—38°C, на верхней границе инверсии — 25—26°C). Ясная, очень холодная погода удерживалась на Южном Урале весьма продолжительное время — более 10 дней. На дне карьера в этот период температура воздуха была на 2—3° выше, чем на уровне бортов, накопления примесей не наблюдалось. Синоптическое положение в эти дни определялось восточной периферией антициклона, что обуславливало у земли северные ветры 3—5 м/с и адвекцию холода. 23/XII на Южный Урал сместилось ядро антициклона, резко — до штиля — упала скорость ветра, а через сутки, когда центр области высокого давления отошел на восток, по ее северо-западной периферии с южными и юго-западными ветрами над рассматриваемым районом началась адвекция тепла. Сразу же в карьере начал формироваться задерживающий слой, мощность которого возрастала ото дня ко дню по мере усиления адвекции тепла. К 28 декабря, на пятые сутки после начала процесса формирования смога, разница в температуре между дном и поверхностью составила 13,4°, а концентрация угарного газа в несколько раз превысила допустимые значения. Этот день был днем максимального развития смога, так как незначительная перестройка барического поля у поверхности земли (при сохранении знака поля) вызвала смену знака адвекции и поворот ветра с южного на северный. За счет адвекции холода на уровне бортов днем 29 декабря мощность внутрикьерной инверсии уменьшилась в несколько раз, а в последующие сутки ослабел и смог, уменьшилась концентрация угарного газа. Общая продолжительность непрерывного удержания смога в декабре 1966 г. составила 167 ч, из них 130 ч — сильной интенсивности, когда концентрация вредных примесей превышала предельно допустимые величины.

Результаты расчета хода коэффициентов диффузии тепла и примесей для этого случая приведены на рис. 1.

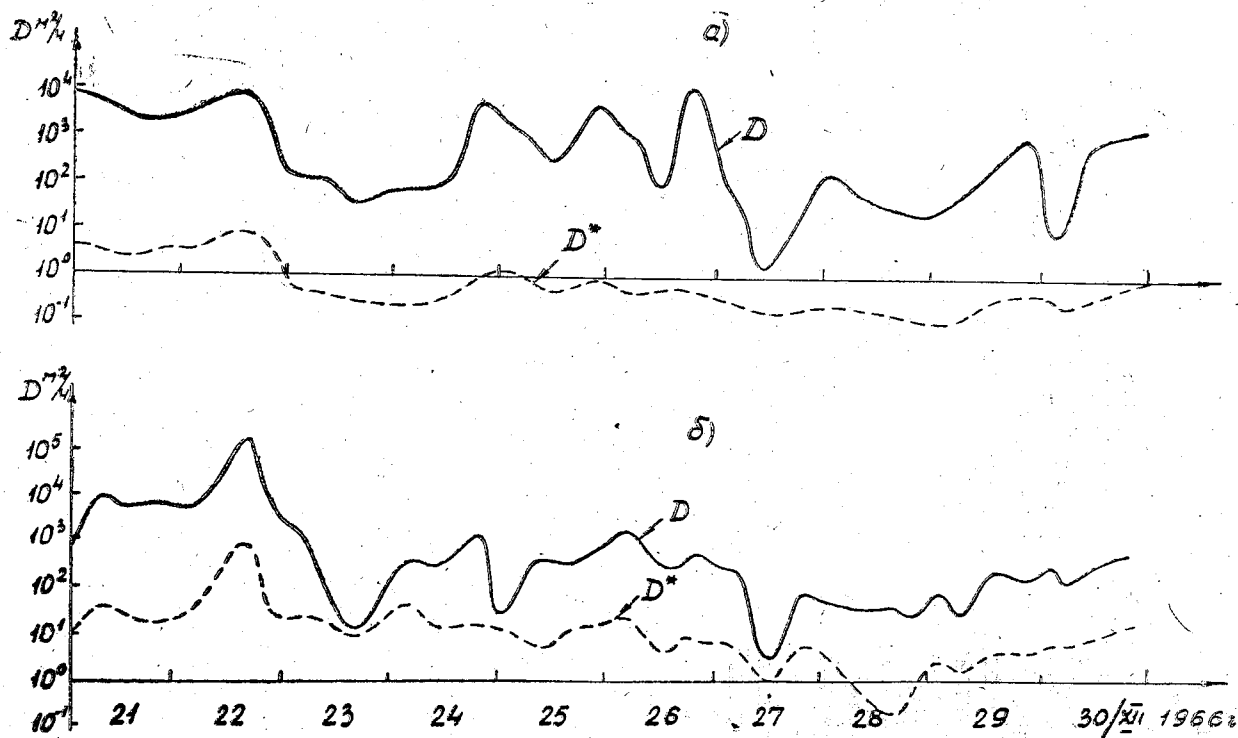


Рис. 1. Ход коэффициентов диффузии на поверхности D и на дне D^* карьера в декабре 1966 г.:
 а—аппроксимация температуры по формуле (7); б—линейная аппроксимация температуры в карьере; D и D^* найдены по формуле (11).

В первые дни рассматриваемого периода, когда в карьере наблюдалось нормальное распределение температуры, а на поверхности земли скорость ветра доходила до 5 м/с, расчет дает значительные коэффициенты диффузии ($D = 10^4$, $D^* = 10^2 \text{ м}^2/\text{ч}$); 23/XII на территорию Южного Урала сместился центр антициклона, и скорость ветра на поверхности земли упала до штиля. Это вызвало резкое падение (почти на два порядка) коэффициентов диффузии, рассчитанных по формуле (10), так как ее недостатком является слишком сильная (квадратичная) зависимость коэффициентов диффузии от скорости ветра и слабая зависимость от температурной стратификации, особенно при штилевых условиях. Этот недостаток формулы (10) всегда при штилевых условиях, независимо от устойчивости атмосферы карьера, дает при расчете очень маленькие значения коэффициентов диффузии и, как следствие этого, значительное накопление концентрации примесей (рис. 2, кривая б), хотя на самом деле при штилевых условиях и неустойчивой стратификации атмосферы карьера интенсивность воздухообмена еще достаточна, чтобы не вызвать накопления примесей.

Этого недостатка можно частично избежать (рис. 2, кривая в), если коэффициент диффузии рассматривать в виде

$$D = D_1 + D_2, \quad (11)$$

где D_1 — определяется по формуле (10), а добавка

$$D_2 = k \epsilon \frac{\gamma_a + \tau}{\gamma_a} \quad (12)$$

зависит только от температурной стратификации и играет основную роль при штилевых условиях (коэффициент k рассчитывается из условия $D_2 = D_{\text{молек}}$ при $\gamma = -4^\circ/100 \text{ м}$).

Постепенное усиление внутренней инверсии 25 и 26/XII, вызванное усилением адвекции тепла в нижнем слое тропосферы, должно было способствовать накоплению примесей, однако в ходе коэффициентов диффузии мы не наблюдаем существенного спада, так как одновременно с формированием внутрикарьерной инверсии на поверхности наблюдалось усиление ветра до 3—4 м/с. Противоположное влияние этих факторов определило не резкое, а постепенное нарастание концентрации примеси. Только к вечеру 26/XII и днем 27/XII, когда наряду с внутрикарьерной инверсией наблюдалось и ослабление ветра, значения коэффициента диффузии примесей упали до уровня, ограниченного коэффициентом молекулярной диффузии, и в ходе примесей наблюдался резкий подъем. 28/XII, когда на поверхности несколько усилился ветер, коэффициенты диффузии в верхней части карьера возросли, и вот в нижней части карьера, в условиях сильной инверсии, значения D в течение всех суток 28/XII и начала дня 29/XII оставались на уровне молекулярной диффузии, обуславливая в ходе концентрации (рис. 2) четкий максимум. Днем 29/XII ослабление внутрикарьерной инверсии и незначительное усиление ветра вызвало уве-

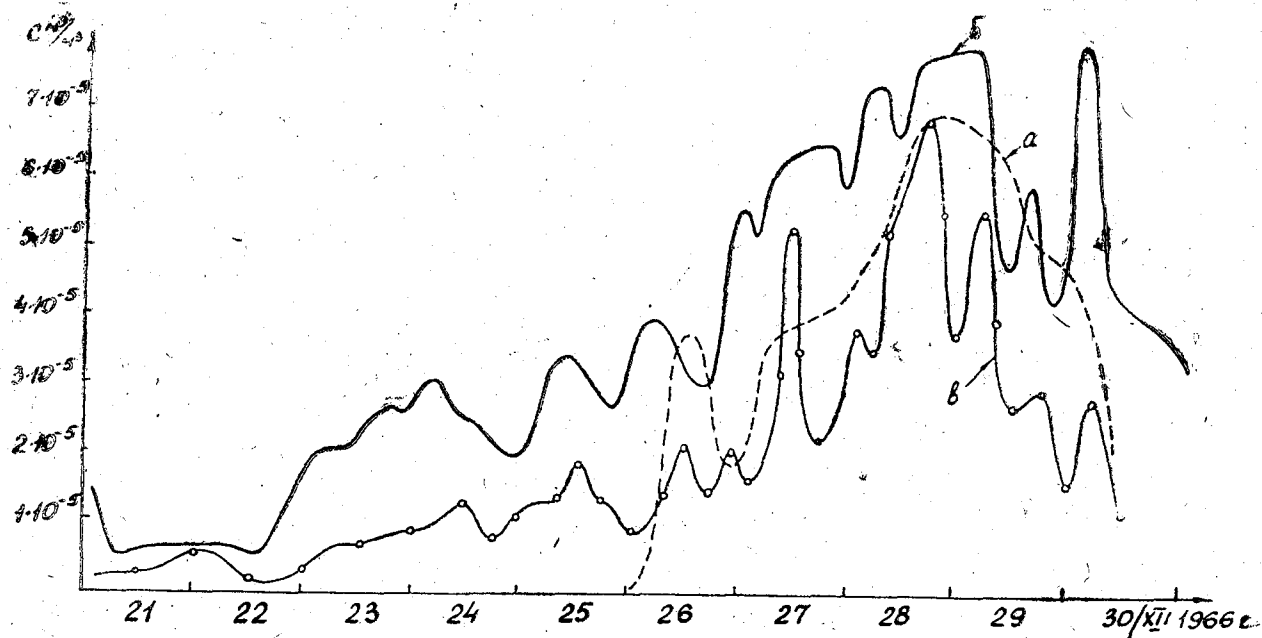


Рис. 2. Концентрация примесей у дна Коркинского карьера в декабре 1966 г.:

a—реальные значения; *б*—расчет при аппроксимации температуры по формуле (7); *в*—расчет при линейной аппроксимации температуры; D и D^* найдены по формуле (11).

личение коэффициентов диффузии и соответственно уменьшение концентрации газа. На рис. 2 для сравнения дана кривая хода средней концентрации угарного газа, измеренной у дна карьера. Совпадение, как видим, вполне удовлетворительное.

Рассмотрим теперь случай сравнительно слабого смога. Один из таких смогов наблюдался во второй декаде ноября 1969 г.

Интересным моментом этого периода следует считать то, что адвекция тепла началась еще в тылу уходящего циклона по восточной периферии надвигающегося гребня, при северном направлении ветра у земли. С 11/XI на Южный Урал начал оказывать влияние гребень области высокого давления, ядро которой с давлением около 1037 мб располагалось у Актюбинска и в течение дня смещалось к востоку. Адвекция тепла у поверхности земли и в нижнем слое тропосферы, начавшаяся еще по восточной периферии гребня 10/XI, сохранялась 11—12/XI, сменилась небольшой адвекцией холода 13—14/XI и вновь усилилась 15—18/XI. Постепенное повышение температуры 11—12/XI вызвало и нечетко выраженный процесс формирования задерживающего слоя в атмосфере карьера. По данным борт—дно, в эти дни инверсии в карьере не отмечается, но заметное уменьшение градиента температуры и образование слабой и умеренной дымки говорит о формировании; по всей вероятности, в чаше карьера приподнятой инверсии. На уровне бортов карьера в это время наблюдалась высокая влажность воздуха, отличающаяся от карьерной всего на -10%.

С 15/XI на районы Южного Урала начал поступать более сухой и теплый воздух, что сразу же отразилось на ходе метеозаписей на борту и дне карьера. В карьере оформилась мощная инверсия, очень четко прослеживается разность в ходе относительной влажности, в то же время на фоне достаточно больших скоростей ветра (3—5 м/с) даже в условиях внутрикарьерной инверсии воздухообмен был относительно интенсивным, о чем свидетельствует и небольшая интенсивность дымки, и слабое накопление примесей. К вечеру 18/XI и в ночь на 19/XI, когда ослабел ветер, накопление примесей усилилось, но днем 19/XI увеличились барические градиенты и усилился ветер. Карьер стал очищаться от примесей. В это время проводились опыты по искусственному проветриванию карьера. Тепловая установка Челябинского политехнического института помогла природе очистить карьер полностью.

После того как зона сильных ветров 20/XI сместилась к востоку, в условиях антициклонального поля в карьере вновь начала формироваться внутрикарьерная инверсия, но заметного накопления примесей не успело произойти, так как уже днем 21/XI изменилась синоптическая ситуация: гребень высокого давления сменился ложбиной с теплыми фронтами, со значительными барическими градиентами.

Результаты расчета концентрации угарного газа представлены на рис. 3. Совпадение расчетной и реальной концентраций удовлетворительное и в этом случае. Особенностью же является то, что по расчету накопление примесей должно наблюдаться и 20/XI, а

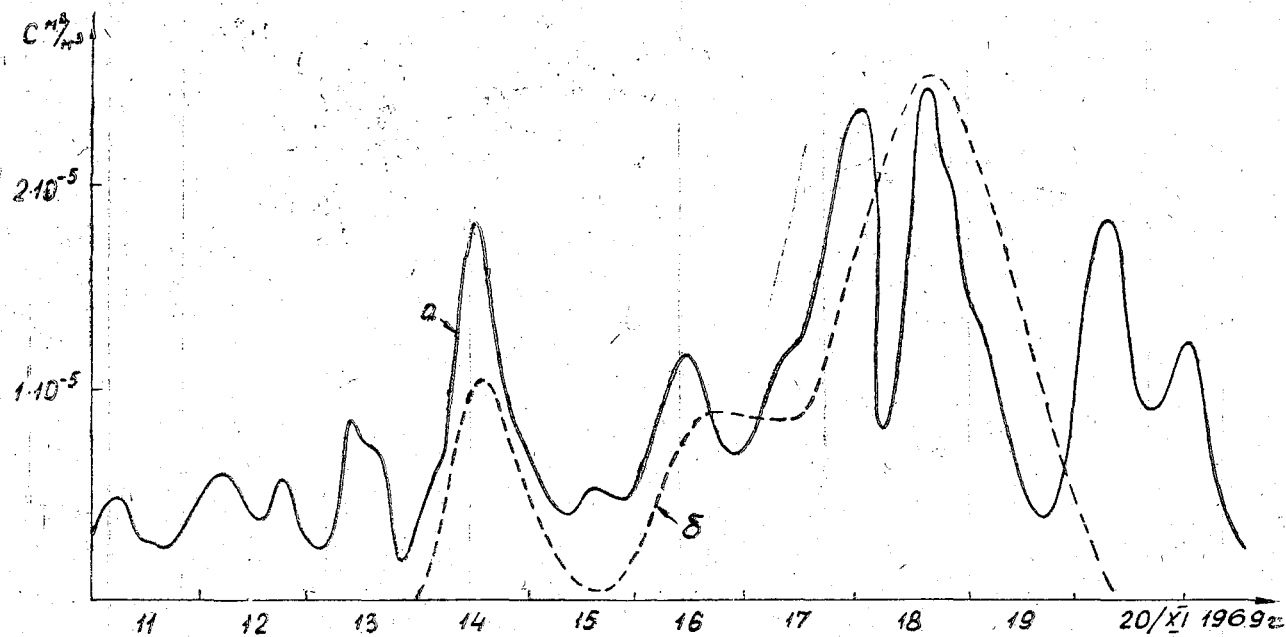


Рис. 3. Расчетное (а) и реальное (б) накопление примесей в Коркинском карьере в ноябре 1969 г.

Время	T_0	$T_H^{(j)}$	$T_H^{(j)}$	$\Delta T_H^{(j)}$
τ_{i+1}	T_{0i+1}	$T_{Hi+1}^{(0)} = T_{Hi}$		
			$T_{Hi+1}'^{(0)} = \left[\gamma_a - \frac{T_{0i+1}}{B} \left(\frac{V_{0i+1}^2}{D_{i+1}^{(0)}} - A \right) \right] \times$ $\times \frac{\beta_{i+1}}{0,63} \left[1 - \exp \left(-\frac{H}{\beta_{i+1}} \right) \right] + T_{0i+1}$	
				$\Delta T_{Hi+1}^{(0)} =$ $= T_{Hi+1}'^{(0)} -$ $- T_{Hi+1}^{(0)}$
		$T_{Hi+1}^{(1)} =$ $= T_{Hi+1}^{(0)} +$ $+ 0,5 \Delta T_{Hi+1}^{(0)}$		
			$T_{i+1}'^{(1)} \text{ и т. д.}$	

Примечание: $A = \frac{\omega_z^2 T}{c_1^2}$, $B = \frac{4c_1 g a T}{\omega_z}$.

Таблица 1

$D^{(j)}$	$D'^{(j)}$	$\Delta D^{(j)}$
$D_{i+1}^{(0)} = D_i$		
	$D'_{i+1}{}^{(0)} = v_{0i+1}^2 \cdot \left\{ A + \frac{B}{T_{Hi+1}^{(1)}} \times \right.$ $\times \left[\gamma_a - \frac{0,63(T_{Hi+1}^{(1)} - T_{0i+1})}{\beta_{i+1} \left[1 - \exp\left(-\frac{H}{\beta_{i+1}}\right) \right]} \right] \right\}$	
		$\Delta D_{i+1}^{(0)} =$ $= D'_{i+1}{}^{(0)} - D_{i+1}^{(0)}$
$D_{i+1}^{(1)} = D_{i+1}^{(0)} +$ $+ 0,5 \Delta D_{i+1}^{(0)}$		

в действительности в карьере угарного газа не было обнаружено. Объясняется это тем, что при расчете не была учтена искусственная вентиляция карьера.

Анализ всех выполненных расчетов показал, что теоретическая модель смога правильно учитывает роль основных факторов в процессе его формирования и распада, поэтому была сделана попытка использовать эту модель и для предвычисления смоговых явлений.

Достаточно четкая связь развития смоговых явлений в глубоких карьерах с характером барического поля позволяет ставить вопрос об их прогнозировании.

В первую очередь выполняется прогноз условий, благоприятных для развития смога, который включает в себя:

- 1) прогноз синоптического положения;
- 2) предвычисление адвективного изменения температуры воздуха у земли и на основных изобарических поверхностях;
- 3) определение характеристик устойчивости в пограничном слое атмосферы;
- 4) прогноз суточного хода температуры воздуха и скорости ветра у поверхности земли.

Фоновый прогноз, т. е. прогноз условий, благоприятных для формирования смоговых явлений, позволяет дать только качественную вероятностную картину, ответить на вопрос, насколько вероятен в карьере смог при данных синоптических условиях, оценить возможную интенсивность ожидаемого явления согласно принятым градациям (слабая, умеренная, сильная).

Производственникам, однако, необходимо знать, как быстро будут накапливаться вредные примеси и достигнет ли их концентрации опасных пределов.

Поэтому вторым этапом должно стать количественное предвычисление накопления примесей, для чего нужно иметь прогноз характеристик турбулентного обмена, прежде всего прогноз возникновения и развития внутрикарьерной инверсии. Для прогноза внутрикарьерной инверсии необходимо предвычислить суточный ход температуры воздуха на уровне бортов и на дне карьера. Если для прогноза температуры воздуха на уровне бортов мы можем использовать уже разработанные методики [3], то для прогноза температуры на дне карьера готовых решений нет. Попробуем для этого использовать ту же самую модель смога, что была применена при диагностических расчетах. Исходное уравнение теплопередачи в карьере остается прежним, изменяется только метод решения. Расчет будем производить методом итераций.

В момент времени τ_i известна температура на борту T_{0i} , температура на дне карьера T_{Hi} , параметр β_i , характеризующий глубину проникновения волны тепла, скорость ветра на борту карьера v_{0i} . Неизвестными параметрами являются D_i , $T_{\infty i}$, β_i , вычисление их производится по формулам (7), (9), (10).

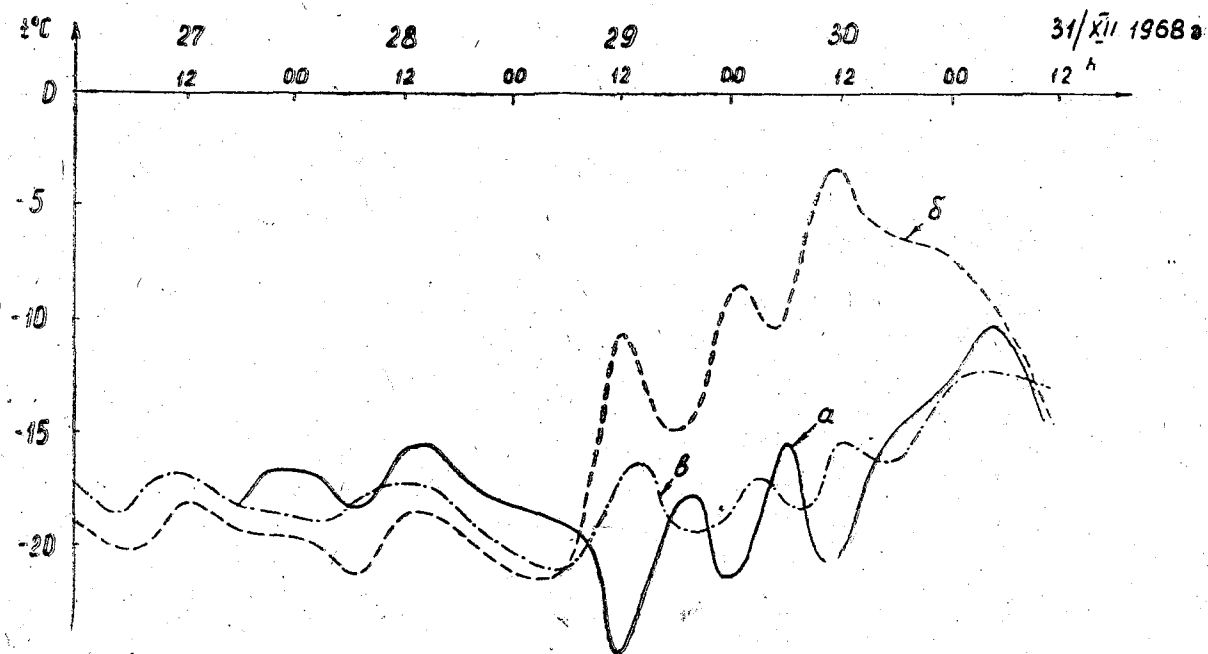


Рис. 4. Прогноз температуры на дне карьера (а) и фактическое распределение температуры на борту (б) и дне (в) карьера.

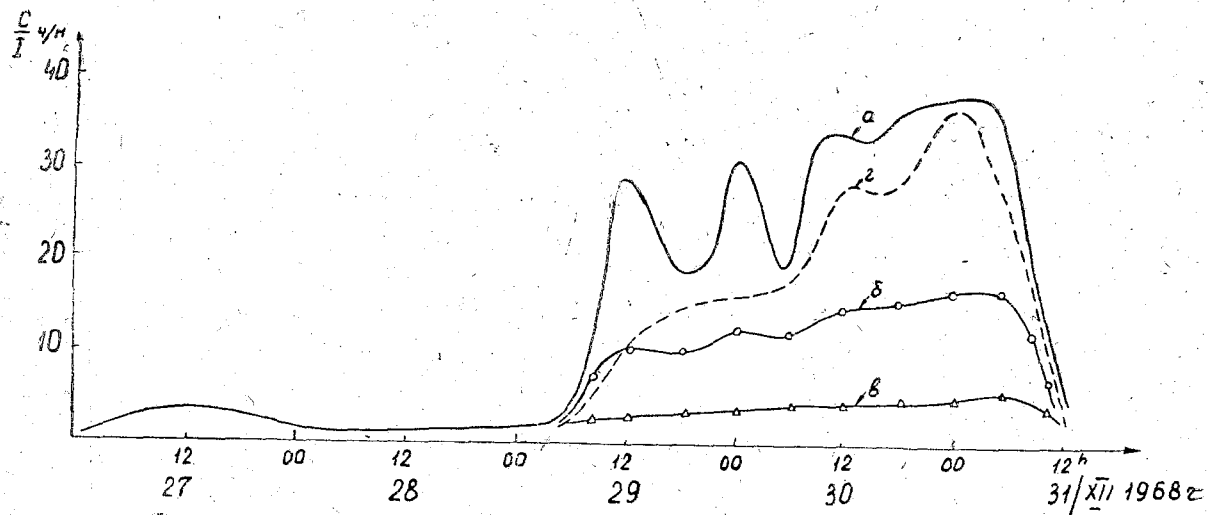


Рис. 5. Прогноз концентрации примесей на дне (а), на высоте 2 м (б), на высоте 20 м (в) и реальный ход максимальной концентрации примесей у дна карьера (г).

Шаг прогноза по времени $\Delta\tau$ выбирается таким образом, чтобы выполнялось условие $\beta_i \Delta\tau < 0,1 \beta_i$.

В момент времени $\tau_{i+1} = \tau_i + \Delta\tau$, используя прогностические значения температуры T_{0i+1} и скорости ветра v_{0i+1} на борту карьера, а также величину характерного параметра β_{i+1} , вычисленную по формуле $\beta_{i+1} = \beta_i + \beta_i \Delta\tau$, температура воздуха на дне карьера T_{Hi+1} и коэффициента диффузии тепла D_{i+1} рассчитывается по схеме (табл. 1). Расчет проводится до тех пор, пока не выполнится равенство

$$\frac{D_{i+1}^{(n)} - D_{i+1}^{(n-1)}}{D_{i+1}^{(n)}} \leq \varepsilon \quad (\varepsilon = 1 \div 2\%). \quad (13)$$

Вычисленная при условии (13) $T_{Hi+1}^{(n)}$ и является прогностическим значением температуры на дне карьера ($T_{Hi+1} = T_{Hi+1}^{(n)}$). На следующем шаге прогностические значения принимаются за известные и расчет повторяется.

Сравнивая предвычисленное значение температуры на дне карьера с температурой на борту, можно обнаружить наступление, развитие и разрушение внутрикарьерной инверсии. На рис. 4 приведен график хода температуры на дне карьера, предвычисленный по предложенной методике.

Полученный расчет для температуры воздуха на дне карьера позволяет определить прогностические значения коэффициента диффузии примесей в нижней части карьера и дать количественный прогноз накопления примесей. Результаты расчета временного хода концентрации примесей нанесены на графике (рис. 5). Анализ графика показывает, что прогностические значения концентрации примесей в общем дают полное удовлетворительное совпадение с реальным распределением.

Следует отметить, что указанная методика дает возможность получить не абсолютную, а так называемую относительную величину концентрации примесей (по отношению к мощности источника примесей), так как регулярного измерения интенсивности источника газовой выделения в карьере не производится. Следовательно, одна из серьезных возможностей уточнения прогноза концентрации примесей связана с получением суточного и сезонного хода мощности источника примесей либо какими-то косвенными методами, либо с помощью систематических измерений.

Авторы благодарят научного руководителя профессора Л. Г. Качурина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г. Скорость образования и распада смогов в открытых промышленных карьерах. «Метеорология и гидрология», № 5, 1974.
2. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя. Л., Гидрометеиздат, 1970.
3. Информационное письмо № 1 (35) УГМС Белорусской ССР, Минск, 1970.

ЭВОЛЮЦИЯ ЗОНЫ ОБЛОЖНЫХ ОСАДКОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОВ И ВНУТРИОБЛАЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

В синоптической практике до настоящего времени не существует схемы прогноза осадков, которая бы учитывала взаимосвязь и взаимодействие всех факторов, определяющих образование и эволюцию слоистообразной облачности и осадков. Расчет обложных осадков производится по схемам, допускающим целый ряд предположений и упрощений, в результате которых оправдываемость прогноза этого элемента погоды остается низкой. Одной из задач по улучшению прогноза осадков является изучение особенностей микрофизической структуры облачности и выявление параметрических зависимостей, которые хотя бы косвенно отражали внутриоблачные процессы.

Ниже приводится анализ фронтальной слоистообразной облачности и осадков и расчет их эволюции с использованием методики одновременного учета вертикальных токов и внутриоблачных процессов, развитой в работах [1, 2, 3, 4]. Особенность этой методики заключается в том, что для предвычисления осадков производится анализ уже имеющихся к исходному сроку облаков и облачных систем. На рис. 1 представлены зоны облачности и осадков за 03 ч 10/XII 1967 г. Облачные системы типа Ns, As, Sc и St и выпадающие из них осадки сформировались в зоне основных атмосферных фронтов, связанных с циклоном у Кишинева. Используя данные 31 пункта радиозондирования за указанный срок, в зоне сплошной облачности и осадков были построены 11 пространственных разрезов и вычерчены вертикальные и горизонтальные границы облачности (линии разрезов показаны на рис. 1). Для определения вертикальной протяженности облачности использовали профили дефицита точки росы, полученные по интерполированным значениям температуры и температуры точки росы на стандартных уровнях и в особых точках.

Теоретические расчеты скорости укрупнения капель в облаках различной коллоидальной устойчивости [1] указывают на то, что процесс роста облачных капель и выпадение осадков из капельных и смешанных облаков происходят неодинаково. Поэтому при анализе облачных систем учитывалось фазовое состояние облака,

которое определялось путем сопоставления температуры интенсивной кристаллизации (той температуры, при которой осуществляется переход облака из водяного в смешанное) с температурой на верхней и нижней границах конкретного облака.

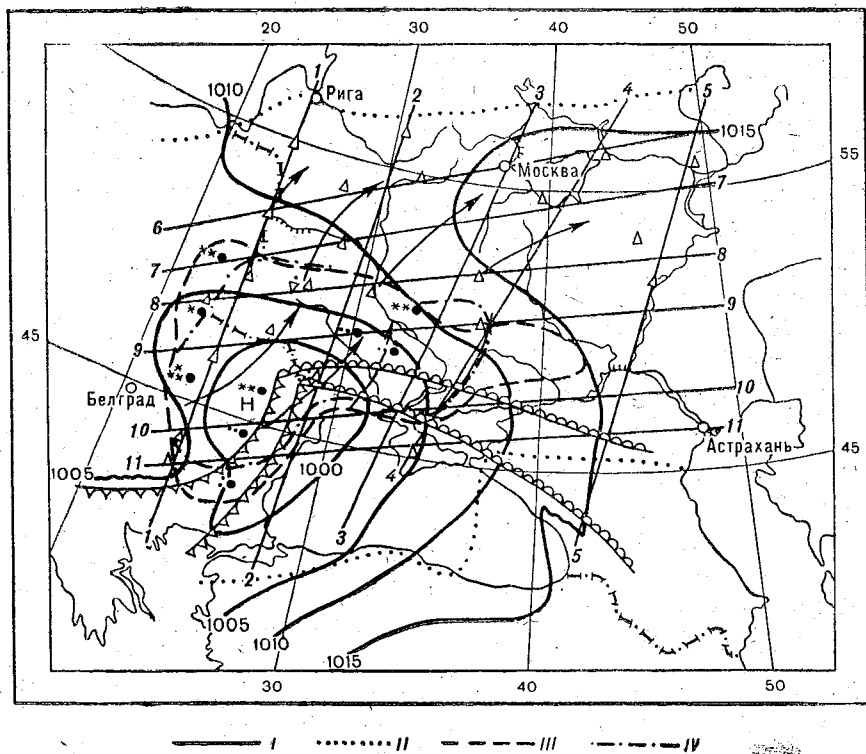


Рис. 1. Исходное барическое поле у земли и связанная с ним зона облачности и осадков:

I — изобары; II — зоны сплошной облачности; III — граница фактической зоны осадков; IV — граница рассчитанной зоны осадков, 1, 2, 3, 4 ... 11 — линии пространственных разрезов через зону облачности и осадков.

Основными параметрами, характеризующими выпадение осадков из смешанных облаков, являются: температура на верхней границе переохлажденного облака, скорость замерзания капель, мощность облака, величина вертикальных токов и высота расположения нижней кромки облаков. Для анализа условий выпадения осадков из водяных облаков необходимо принимать во внимание: среднюю температуру облачного слоя, его вертикальную протяженность и удаленность нижнего основания облака от земли.

Используя указанные параметры в виде графических зависимостей, приведенных в работе [3], на каждом из 11 пространственных разрезов производился анализ облачности и определялась возможность выпадения осадков. В связи с ограниченным объемом

статьи приведем анализ облачных систем и осадков на двух пространственных разрезах по линиям Констанца — Великие Луки и Казань — Дивное. Рассмотрим условия образования и выпадения осадков в пунктах, лежащих по линии первого из указанных разрезов (рис. 2).

Над Констанцей имеет место мощная облачная система вертикальной протяженностью до 9 км. Особые точки в радиозондовом подъеме над пунктом указывают на расслоенность облачной системы в нижнем двухкилометровом слое. Фактические вертикальные токи, рассчитанные по полю давления в зоне исследуемой облачности и осадков, позволяют определить температуру интенсивной кристаллизации (ТИК) над каждым пунктом разреза по графику, приведенному в работе [4]. Величина вертикальных токов над Констанцей на уровне 700 мб поверхности составляет — 65 мб/12 ч, а ТИК соответственно — 11,8°. Как видно на рис. 2, линия интенсивной кристаллизации, соответствующая изотерме — 11,8°, расположена внутри облачного слоя, что свидетельствует о коллоидальной неустойчивости облака. При условии расслоенности облачных систем возможность выпадения осадков рассматривается из каждого облачного слоя, начиная сверху, так как используемая схема расчета позволяет в какой-то мере учитывать не только условия роста облачных капель, но и испарение частиц в подоблачном слое. Параметры, характеризующие смешанное облако над Констанцей (температура на верхней границе облака — 51°, скорость замерзания капель $\lg \frac{dn}{dt} = -3,5$, мощность облака > 6 км и вертикальные токи — 65 мб/12 ч), определяют выпадение осадков из облака. Однако падающие к земле частицы должны пролететь две безоблачные прослойки, общая вертикальная протяженность которых 2,1 км, а относительная влажность в каждой из них соответственно 72 и 79 %. Возможность полного или частичного испарения падающих с нижнего основания облака частиц будет зависеть не только от толщины безоблачной прослойки и относительной влажности в ней, но и от размеров самих падающих частиц. Теоретические расчеты испарения капель в подоблачном слое, приведенные в работе [6], показывают, что каплям радиуса 100 мкм достаточно пролететь 150 м в безоблачной прослойке с относительной влажностью 80 %, чтобы она полностью испарилась. Путь полного испарения капель радиусом 300 мкм при такой же относительной влажности составляет 2000 м. Практика показывает, что на самом деле испарение капель в подоблачном слое происходит медленнее. Частицы осадков, выпадающих из чистого водяного облака ($r \sim 20$ мкм), могут достигнуть земли даже тогда, когда высота нижней границы облака 1,4 км.

Это обстоятельство можно объяснить тем, что теоретические расчеты пути полного испарения выполнены для отдельной капли, а в естественных условиях их выпадает одновременно великое множество. Кроме того, по мере испарения капель осадков, влаж-

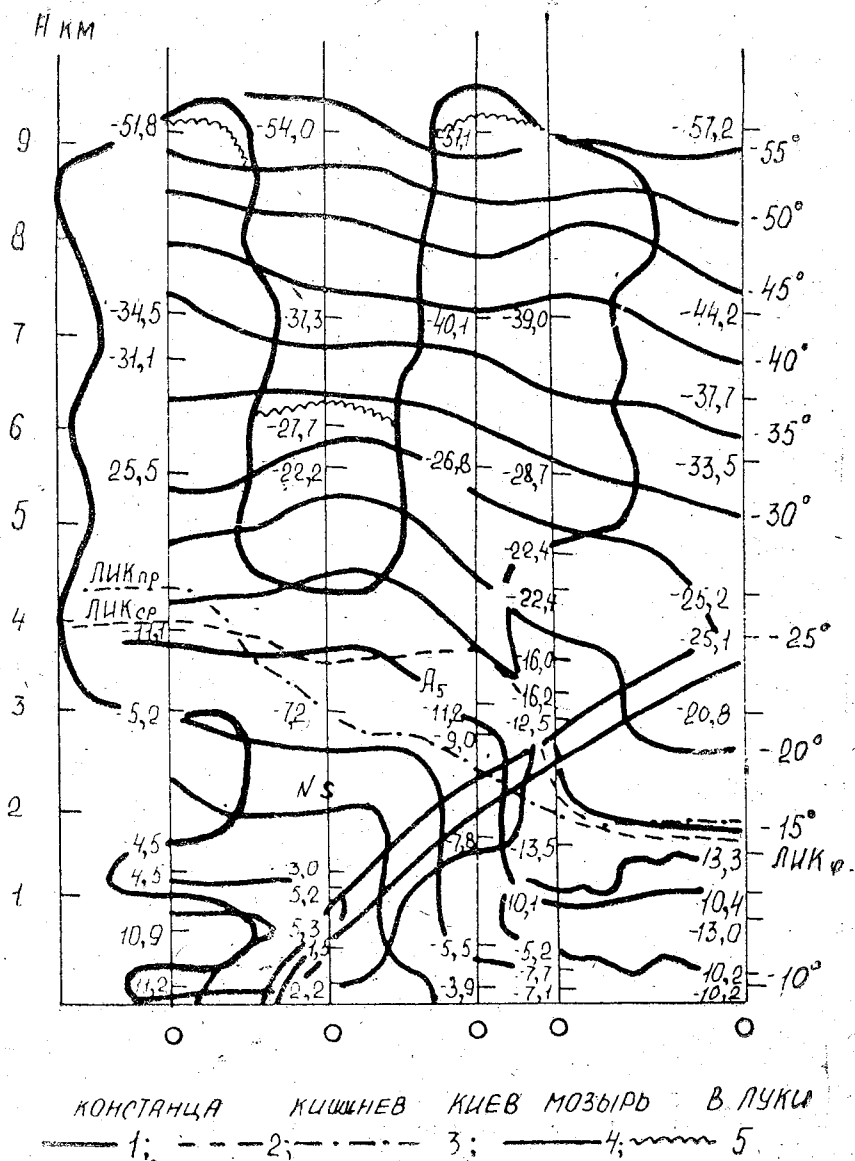


Рис. 2. Пространственный вертикальный разрез облачной системы через теплый фронт по линии Констанца—В. Луки:

1—изотермы; 2—фактическая линия интенсивной кристаллизации; 3—прогностическая линия интенсивной кристаллизации; 4—границы облачности; 5—границы облачности к сроку прогноза.

ность воздуха под облаком повышается и, соответственно этому, путь полного испарения облачных капель постепенно увеличивается.

Поскольку в настоящее время мы не располагаем данными, позволяющими рассчитать размер падающих из облака частиц, была сделана попытка качественной оценки интенсивности осадков, выпадающих из коллоидально неустойчивого облака. Исследование параметров облачности, проведенное по данным аэрологического зондирования атмосферы, и сопоставление результатов с фактическими данными об осадках позволили построить график

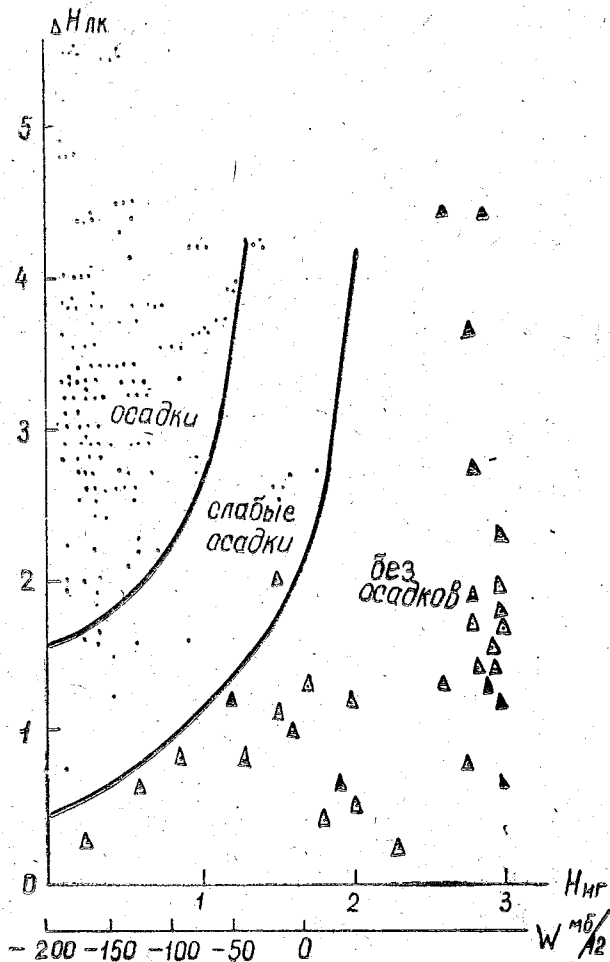


Рис. 3. Вероятность выпадения осадков у земли в зависимости от вертикальной протяженности водяной части смешанного облака и высоты его нижней границы.

(рис. 3), который показывает, что интенсивность осадков, выпадающих из смешанного облака, зависит от вертикальной протяженности водяной части облака, величины вертикального температурного градиента в ней и вертикальных токов. При этом протяженность кристаллической части облака не имеет решающего значения. Значительные осадки у земли будут наблюдаться в том случае, если вертикальная протяженность водяной части смешанного облака составляет более чем 1,6 км, γ внутри облачного слоя не менее $0,6^\circ/100$ м, восходящие вертикальные токи не менее $50 \text{ мб}/12 \text{ ч}$ и если облако удалено от земли не более чем на 1,3 км. Слабые осадки у земли отмечаются при вертикальной протяженности водяной части облака не менее чем 400 м, при $\gamma \leq 0,6^\circ/100$ м; при вертикальной составляющей скорости ветра не более $15 \text{ мб}/12 \text{ ч}$ и если нижнее основание облака лежит на высоте менее чем 1,7 км. Если вертикальная протяженность водяной части смешанного облака окажется менее 1,1 км, $\gamma < 0,4^\circ/100$ м, величина вертикальных токов от -20 до $+20 \text{ мб}/12 \text{ ч}$, то осадков у земли ожидать не следует. Выпадение осадков у земли маловероятно при вертикальной протяженности водяной части облака до 400 м даже в том случае, когда имеют место значительные восходящие вертикальные движения воздуха.

Если учесть, что обложные осадки, связанные с фронтальными облачными системами, в отличие от ливневых, не обнаруживают хорошо выраженной периодичности в ходе интенсивности [5], то график, приведенный на рис. 3, может быть использован при расчете осадков из смешанных облаков.

Возвращаясь к анализу облачной системы над Констанцей, следует отметить, что хотя параметры облака и указывают на выпадение осадков с нижнего основания, расположенного на высоте 3 км, но в соответствии с графиком (рис. 3) падающие капли не достигнут верхней границы нижележащего облака. Облачные слои незначительной вертикальной протяженности в нижнем полторакилометровом слое сами по себе не способны дать осадки у земли. Продолжая рассмотрение облачности на разрезе (рис. 2), отмечаем, что по направлению к Кишиневу происходит резкое понижение верхней границы облака до 4,2 км и одновременно заполнение безоблачных прослоек. Облачная система продолжает оставаться коллоидально неустойчивой. Нижняя граница облаков лежит вблизи земной поверхности (330 м). Линия интенсивной кристаллизации (ЛИК) располагается на высоте 3,5 км. Несмотря на инверсию температуры (в слое от 500 до 900 м), которая характеризует положение фронтальной поверхности, конденсационный и коагуляционный рост капель будет происходить быстро: во-первых, потому что над Кишиневом на всех изобарических поверхностях наблюдаются восходящие вертикальные токи, достигающие на 700 мб поверхности $220 \text{ мб}/12 \text{ ч}$, во-вторых, вертикальная протяженность водяной части облака $> 3 \text{ км}$ и $\gamma = 0,6^\circ/100$ м.

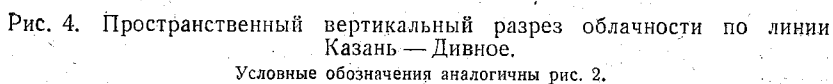
Расчеты указывают на выпадение интенсивных осадков в Кишиневе. От Кишинева вдоль фронтальной поверхности теплого

фронта происходит постепенное повышение нижней границы облаков. Над Киевом она располагается на высоте 1,4 км. Одновременно с этим резко увеличивается верхняя граница облака (до 9 км). Вертикальная составляющая скорости ветра внутри облачного слоя меняется от — 20 мб/12 ч в нижней части облака до — 35 мб/12 ч вблизи верхней границы. Величина среднего вертикального температурного градиента в слое от нижней границы облака до линии интенсивной кристаллизации $0,45^{\circ}/100$ м. Перечисленные выше характеристики облака не создают благоприятных условий для быстрого роста облачных капель. Поэтому, несмотря на большую вертикальную протяженность облака, у земли будут выпадать слабые осадки.

Над станцией Мозырь отмечаем две облачные системы: под фронтальной поверхностью — водяные облака типа Sc вертикальной протяженностью 600 м, над фронтальной поверхностью выше уровня 5 км — кристаллические облака As tr, Cs протяженностью 4 км. Между водяными и ледяными облаками имеет место мощная безоблачная прослойка (3,6 км) относительно сухого воздуха (80%). Она способствует полному испарению слабых осадков, выпадающих с нижней кромки кристаллического облака. Подфронтальные капельные облака над Мозырем и Великими Луками не будут давать осадки у земли из-за незначительной вертикальной протяженности.

Анализ облачной системы на втором разрезе (рис. 4) по линии Казань—Пенза—Саратов—Волгоград—Дивное интересен тем, что на его примере можно показать роль задерживающих слоев в формировании облаков и осадков. На вертикалях Пензы, Саратова, Волгограда изображена облачная система, вертикальная протяженность которой 2,2—2,5 км. Нижняя граница облаков расположена на высоте около 300 м от поверхности земли. Вертикальная составляющая скорости ветра внутри облачного слоя от — 10 до — 20 мб/12 ч, а соответствующая ей ТИК равна — $14,8^{\circ}$.

На рис. 4 видно, что температура на верхней границе облачного массива значительно выше температуры интенсивной кристаллизации, а это значит, что рассматриваемая облачная система коллоидально устойчива и состоит из водяных капель. Все параметры рассматриваемой облачной системы в соответствии с [3] удовлетворяют условиям выпадения осадков. Однако, как показывает карта погоды за этот срок, осадков у земли не наблюдалось. Большое количество особых точек на всех трех вертикалях позволило обнаружить инверсии и изотермии внутри облачного слоя. Они-то и явились причиной несоответствия фактического и рассчитанного результатов. Анализ многих случаев коллоидально устойчивых облаков с задерживающими слоями показал, что величина вертикальных токов в таких облачных системах колеблется от — 20 до + 20 мб/12 ч. Рост облачных частиц до размеров дождевых в подобного рода облаках происходит в основном вследствие турбулентного перемешивания и адвекции теплого и влажного воздуха. Для выяснения роли турбулентного перемешивания в облачных



системах на участке разреза Пенза — Волгоград были рассчитаны числа R_i , которые оказались > 1 и тем самым определили условия, неблагоприятные для развития турбулентности в облачном слое. Горизонтальный перенос тепла и влаги, который был определен по приземной карте и AT_{850} , оказался незначительным ($+2^\circ$). Поэтому облачные частицы не смогли вырасти до размеров падающих из облака капель и на указанном участке разреза осадки не выпадали. На рис. 4 видно, что между Пензой и Казанью линия интенсивной кристаллизации входит в облако, указывая на изменение его коллоидальной устойчивости. Несмотря на то, что вертикальная протяженность этого смешанного облака составляет 1,6 км, а нижнее основание облака лежит на высоте 800 м, осадки из облака выпадать не будут, поскольку при нисходящих вертикальных движениях воздуха ($+24$ мб/12 ч) скорость замерзания капель на верхней границе переохлажденного облака мала. Для того чтобы облачные капли в нем выросли до размера дождевых и начали выпадать на землю, необходима вертикальная протяженность облака $> 2,3$ км.

Анализ облачности, выполненный аналогичным образом на остальных 9 разрезах, позволил очертить рассчитанную зону осадков и сопоставить ее с фактической в исходный срок (рис. 1). Они оказались близкими по горизонтальным размерам и характеру интенсивности осадков на станциях.

Переходя ко второй части задачи — прогнозу зоны осадков, — необходимо решить вопрос об эволюции облачности, анализ которой был выполнен на разрезах. Под эволюцией облачности следует понимать изменение параметров облака, определяющих выпадение или невыпадение осадков в процессе его перемещения, которые могут произойти вследствие изменения температурного режима облака, смещения ЛИК, изменения положения верхней и нижней границ облака под действием вертикальных токов. Обратимся снова к облачным системам, изображенным на рис. 2, и определим их эволюцию.

Карты барической топографии всех уровневых поверхностей указывают на то, что облачная система над Констанцей переместится в направлении на северо-северо-восток и через 12 ч будет находиться в районе Кишинева. При перемещении облачного массива адвективных изменений температуры внутри облачного слоя на основных изобарических поверхностях не произойдет. Прогностические вертикальные токи на 850 и 700 мб поверхностях близки к 0 мб/12 ч, на 500 мб поверхности — 40 мб/12 ч, а вблизи верхней границы — 7 мб/12 ч. Построенная прогностическая кривая стратификации показывает, что температурный режим облака не изменился, вертикальная протяженность облачности осталась прежней. Но в связи с тем, что фактические вертикальные токи в начальной точке траектории и прогностические в конечной точке изменились от -65 до 0 мб/12 ч, к сроку прогноза произойдет подъем ЛИК на 600 м. В смешанном облаке из-за подъема ЛИК произошло увеличение водяной части облака. Оно оказалось недостаточным для

того, чтобы из облака стали выпадать более интенсивные осадки, так как величина вертикальных токов внутри водяной части облака уменьшилась от -65 до 0 мб/12 ч. Осадков у земли не будет тем более, что прогностические кривые стратификации и точки росы указывают на увеличение дефицита точки росы в нижнем слое. Падающие из облака частицы осадков полностью испарятся, пролетев путь от нижнего основания облака до земли.

Температура облачного массива, перемещающегося от Кишинева к Киеву, будет понижаться как за счет трансформационного охлаждения воздушной массы вдоль траектории движения, так и за счет сильных восходящих токов (до -200 мб/12 ч) на пути движения (рис. 5). В связи с понижением температуры внутри облачного слоя прогностическая ЛИК опустится, по сравнению с факти-

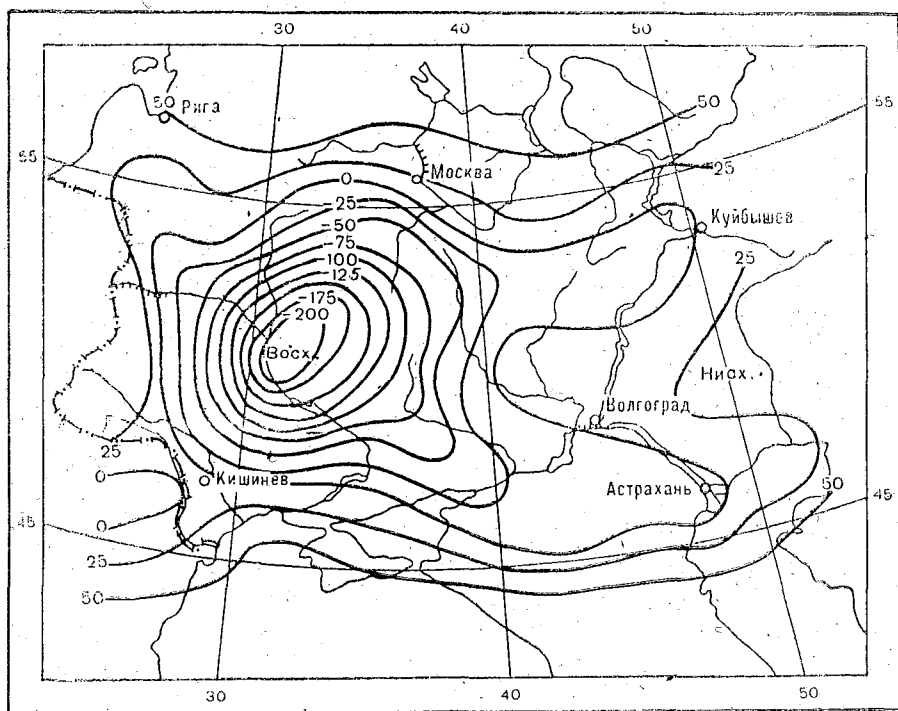


Рис. 5. Карта прогностических вертикальных токов на 15 ч 10/XII 1967 г.

ческой, на 400 м. Вертикальные токи на 500 мб поверхности (-200 мб/12 ч) будут способствовать подъему верхней границы облачного слоя на 1,6 км. К моменту прогноза вертикальная протяженность облачности увеличится до 6 км; в связи с опусканием ЛИК увеличится и скорость замерзания облачных капель в переохлажденной части облака. Вертикальный температурный гради-

ент внутри водяной части облака, протяженность которой 2,9 км, составляет $0,65^\circ/100$ м. В результате полученных параметров приходим к заключению, что облачные системы, переместившиеся в район Киева, должны давать значительные осадки.

Понижение температуры по траектории движения облачных систем произойдет и на остальных участках разреза. Как показано на рис. 4, ЛИК над Киевом к сроку прогноза опустится на 80 мб. Несмотря на уменьшение водяной части облака, процесс осадкообразования не изменится, так как величина прогностических вертикальных токов по сравнению с фактическими (-20 мб/12 ч) увеличивалась до -50 мб/12 ч. Из-за несколько усилившихся восходящих движений воздуха на уровне 850 мб поверхности и заметной адвекции теплого и влажного воздуха следует ожидать опускания нижней границы облачности; из рассматриваемой облачной системы будут выпадать слабые осадки.

Облачная система, сформировавшаяся над Мозырем 10/XII 1967 г. в 03 ч, к сроку прогноза не изменит коллоидальной устойчивости. Над фронтальной поверхностью сохранится кристаллическое облако, под фронтальной поверхностью — водяное. Траектории движений этих облачных систем различны. Нижняя подфронтальная облачность будет перемещаться в направлении на Брест, в то время как надфронтальная облачность переместится в район Сухиничи. Осадков над этим пунктом не должно выпадать, так как по траектории движения на 700, 850 мб поверхностях и по приземной траектории туда придет ненасыщенный воздух, а из кристаллических облаков, расположенных на уровне 5 км, если и будут выпадать осадки, то до земли не долетят.

Вдоль линии разреза Казань—Дивное (рис. 3) к сроку прогноза будет происходить диссипация облачной системы. Появившиеся нисходящие вертикальные движения воздуха (до $+25$ мб/12 ч) внутри облачного слоя и вблизи верхней границы удаляют облачные капли от насыщения и уменьшают вертикальную протяженность облачности. Если в срок за 03 ч из облачной системы вдоль всего разреза осадки не выпадали, то к моменту прогноза эти облака тем более не дадут осадков.

Вероятность того, что внутриоблачные инверсии сохранятся, большая, так как траектории движения облачного массива имеют ярко выраженный антициклонический характер, а вертикальные токи по-прежнему останутся слабыми, нисходящими.

Прогноз эволюции облачности, выполненный по остальным 9 разрезам, позволяет очертить прогностическую зону осадков. Сопоставление прогностической зоны осадков с диагностической без учета переноса показывает, что, несмотря на интенсивное развитие южного циклона и связанных с ним фронтов, существенных изменений горизонтальных размеров зоны осадков не произойдет, в то время как интенсивность осадков на отдельных станциях увеличится. Границы зоны осадков к сроку прогноза определяются путем горизонтального переноса прогностической зоны по изогипсам среднего по отношению к облаку уровня. На рис. 1 стрелками ука-

заны траектории движения зоны осадков, а на рис. 6 изображены рассчитанное и фактическое положения зоны осадков к 15 ч 10/XII 1967 г. Удовлетворительное совпадение прогностической и фактически наблюдавшейся зон осадков в срок прогноза свидетельствует о

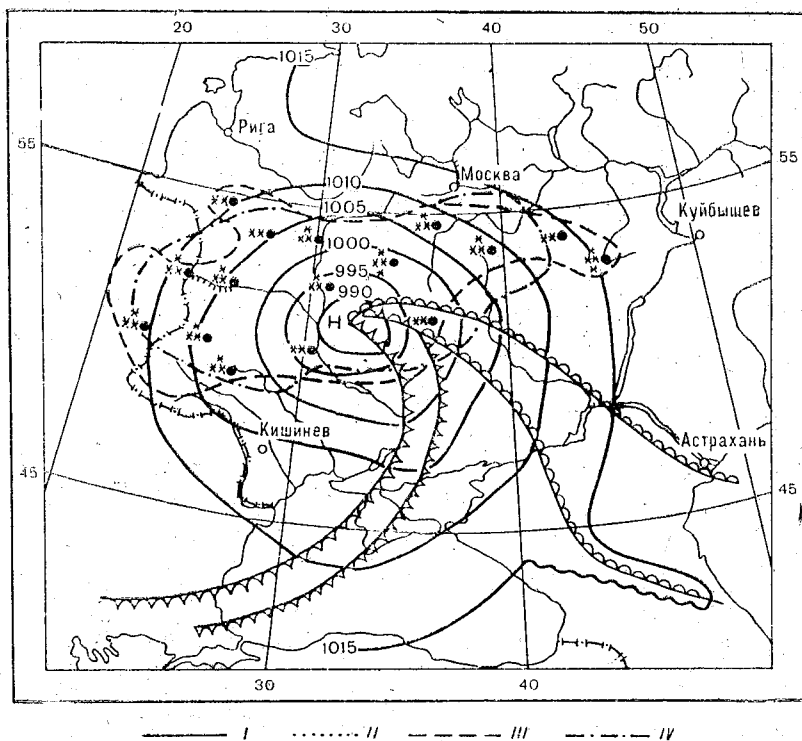


Рис. 6. Барическое поле у земли в 15 ч 10/XII 1967 г. и связанные с ним зоны осадков.

Условные обозначения аналогичны рис. 1.

том, что учет внутриоблачных процессов способствует значительному уточнению прогноза, особенно, если прогностические вертикальные токи и горизонтальное перемещение воздушных масс рассчитаны более или менее удовлетворительно.

Автор выражает искреннюю благодарность доктору физ.-мат. наук профессору Л. Г. Качурину за ценные советы и замечания, сделанные в процессе работы.

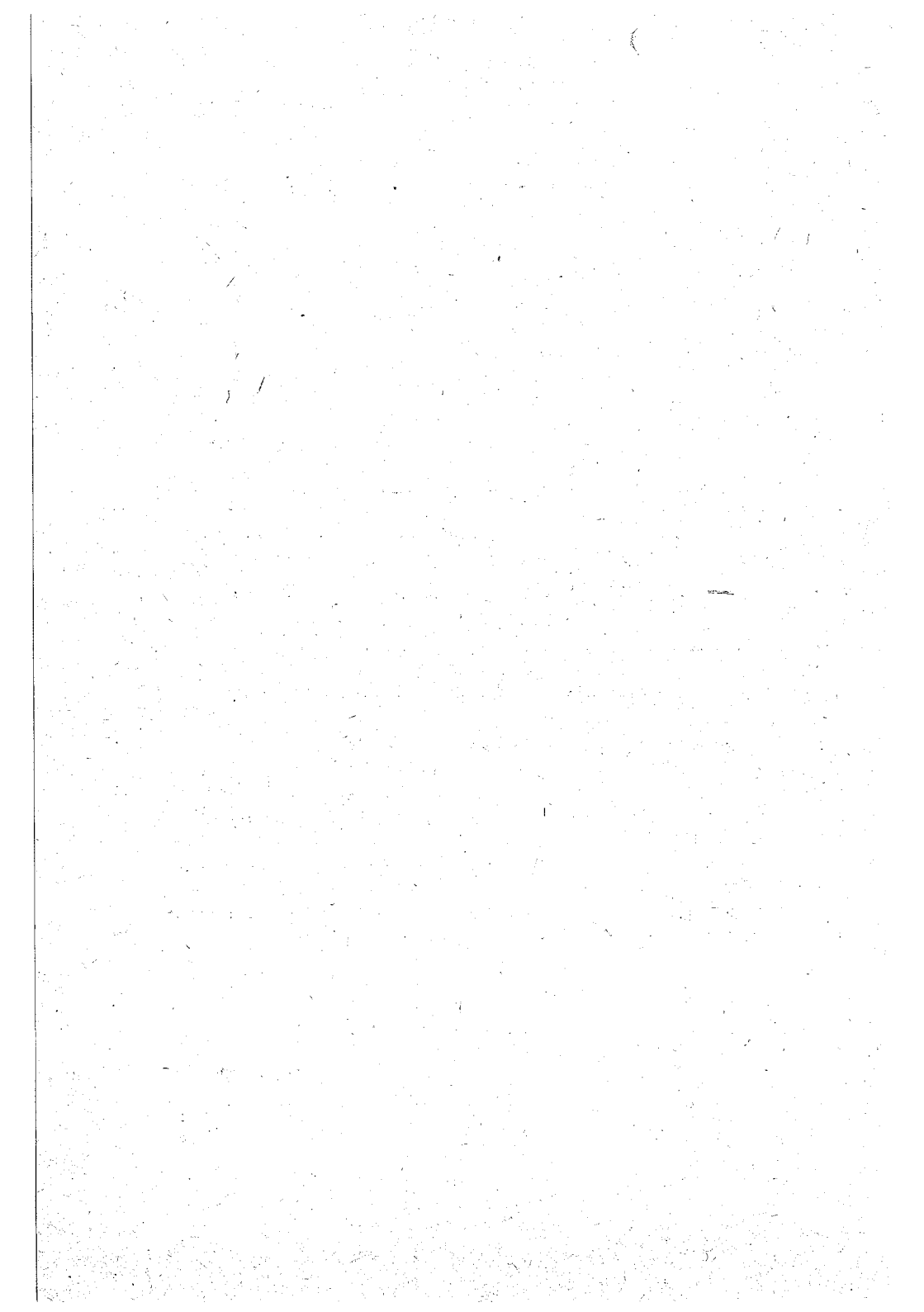
ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г. Анализ зон осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ЛГМИ, 1956, вып. 5—6, с. 208—241.
2. Качурин Л. Г. О связи между вертикальными движениями в атмосфере и интенсивностью осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ГГО, 1958, вып. 76, с. 50—61.

3. Антонов В. С. Об учете внутриоблачных физических процессов при прогнозе обложных осадков. Труды ЛГМИ, 1963, вып. 14, с. 5—29.
 4. Антонов В. С. О зависимости между вертикальными токами и температурой интенсивной кристаллизации во фронтальных облаках слоистых форм. «Метеорология и гидрология», 1962, № 6, с. 15—19.
 5. Антонов В. С. Об одном опыте по исследованию характера изменения интенсивности осадков, выпадающих из облаков кучевых и слоистых форм. «Метеорология и гидрология», 1973, № 2, с. 110—113.
 6. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеиздат, 1973, 361 с.
-

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
1. Л. Г. Качурин, А. И. Карцивадзе, Л. И. Дивинский, В. Д. Мазур, Р. И. Дореули. Радиолокационные наблюдения за грозowymi очагами в кучево-дождевых облаках	9
2. Л. Г. Качурин, Х. Х. Медалиев, С. М. Сижажев. Радиолокационные исследования грозowych очагов в дециметровом диапазоне радиоволн	21
3. Л. И. Дивинский. Радиолокационная эффективная отражающая поверхность канала молнии	28
4. Л. И. Дивинский, Б. Д. Иванов, В. Д. Мазур, Л. К. Попова. Исследование временных характеристик сигнала, отраженного от канала молнии	41
5. С. Г. Стоянов. Начальная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов	54
6. Н. Д. Артемьева, М. А. Текле. Заключительная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов	68
7. В. И. Бекряев. Динамический метод испарения туманов над ВПП	77
8. Л. Г. Качурин, О. М. Розенталь, Ю. К. Кабасов. К построению кинетической модели электрической структуры грозовой зоны	84
9. В. Ф. Псаломщиков, Ю. Г. Осипов. Радиозонд для измерения электрохимических характеристик облачной воды	95
10. И. А. Смирнов. К методике прогноза и построения карт вероятности обледенения морских судов	100
11. Т. Л. Ишукова, Л. М. Корнеева. Исследование процессов трансформации смогов в глубоких карьерах	111
12. Л. Ф. Тюрякова. Эволюция зоны обложных осадков под влиянием вертикальных токов и внутриапоблачных процессов	126



УДК 551.508 + 621.396.696

Радиолокационные наблюдения за грозowymi очагами в кучево-дождевых облаках. Качурин Л. Г., Карцивадзе А. И., Дивинский Л. И., Мазур В. Д., Дореули П. И. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 9—20.

Выполнено исследование грозowych очагов в кучево-дождевых облаках радиолокационными станциями сантиметрового и метрового диапазонов. РЛС метрового диапазона позволяют обнаруживать местоположение электрических разрядов различных масштабов.

Результаты экспериментов подтверждают современные представления о грозовом облаке как о сложной структуре, состоящей из постоянно флуктуирующих заряженных областей различных временных и линейных масштабов. Впервые удалось получить прямые сведения о характере зависимости между масштабами разрядов и вероятностью их появления в грозowych облаках.

Синхронные наблюдения РЛС сантиметрового и метрового диапазонов показали, что, как правило, наблюдаются заметные смещения во времени и в пространстве грозowych очагов относительно областей максимальной радиолокационной отражаемости от облаков.

Табл. 3. Илл. 10. Библ. 7.

УДК 551.594.21

Радиолокационные исследования грозowych очагов в дециметровом диапазоне радиоволн. Качурин Л. Г., Медалиев Х. Х., Сижажев С. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 21—27.

Выполнены измерения параметров грозowych очагов в кучево-дождевых облаках в режимах пассивной и активной локации в дециметровом диапазоне радиоволн. Сопоставляются длительности пакетов импульсов собственного радиоизлучения и сигналов, отраженных от разрядных каналов, а также моменты начала собственного излучения облаков и активной грозовой деятельности.

Обсуждаются возможности временной селекции сигналов грозowych очагов на фоне отражений от гидрометеоров и местных предметов.

Илл. 6. Библ. 3.

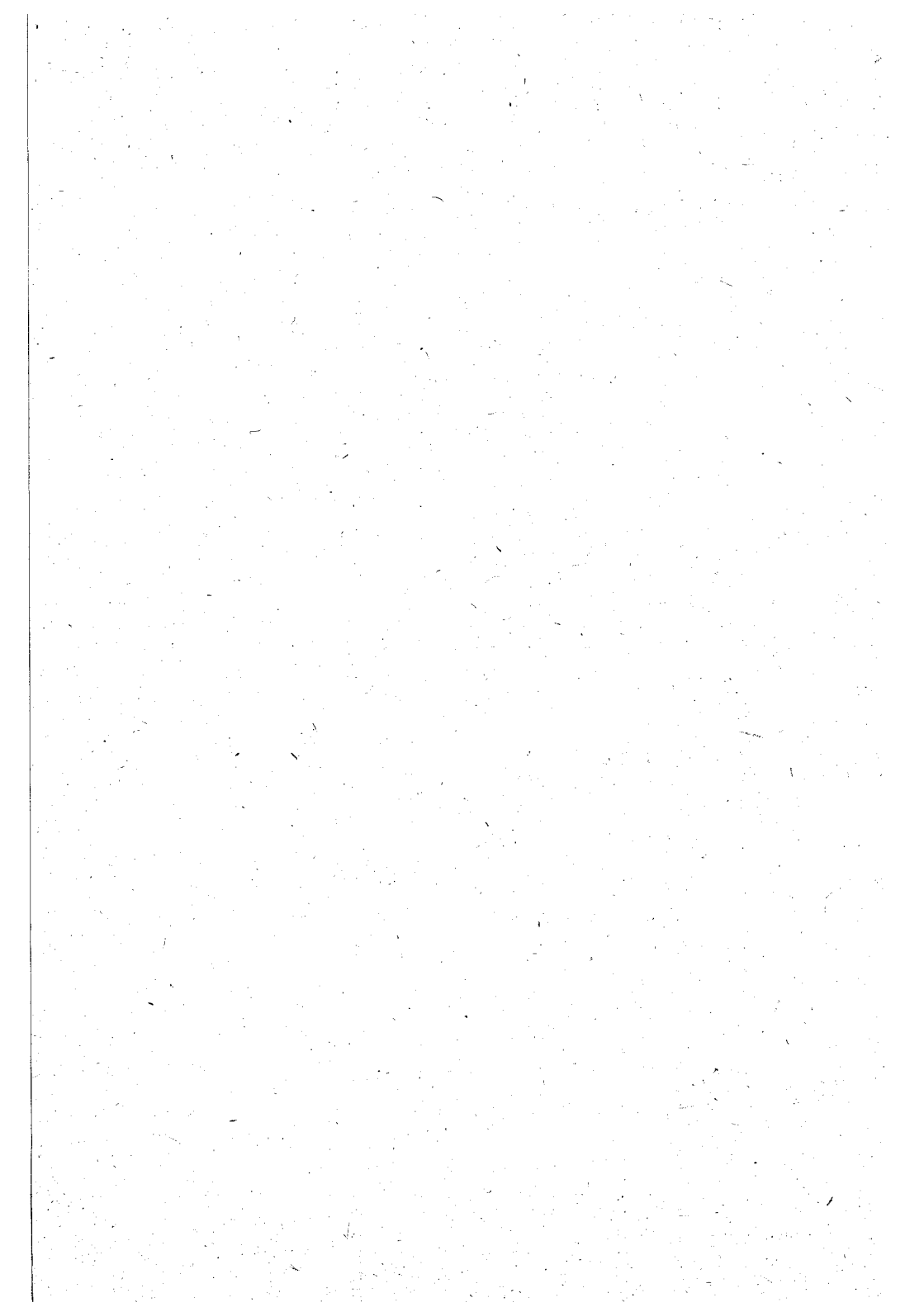
УДК 551.503 + 621.396.969

Радиолокационная эффективная отражающая поверхность канала молнии. Дивинский Л. И. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 28—40.

Исследуются условия отражения электромагнитных волн от канала молнии. Отраженный от канала молнии сигнал рассматривается как некогерентная совокупность независимых сигналов, отраженных произвольно ориентированными прямолинейными цилиндрическими участками канала.

Показывается, что эффективная отражающая поверхность канала подчиняется экспоненциальному закону распределения и имеет среднее значение, равное (при полном отражении радиоволн) половине площади продольного сечения элементов канала, расположенных в отражающем объеме пространства. Определяется среднее значение эффективной отражающей поверхности канала в диапазоне сантиметровых, дециметровых и метровых радиоволн.

Илл. 3. Библ. 20.



УДК 551.508 + 621.396.969

Исследование временных характеристик сигнала, отраженного от канала молнии. Дивнянский Л. И., Иванов Б. Д., Мазур В. Д., Попова Л. К. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 41 — 53.

Рассматривается аппаратура для регистрации и измерения параметров радиолокационного сигнала, отраженного от канала молнии, использующая индикатор односторонней развертки с модуляцией луча по яркости и регистратор — кинокамеру с равномерным движением пленки. Производится расчет погрешностей измерения при различных режимах работы указанной аппаратуры. Приводятся данные о временных характеристиках отраженного сигнала, полученных при экспериментах.

Илл. 8. Библ. 6.

УДК 551.509.61

Начальная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов. Стоянов С. Г. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 54 — 67.

На основе полученных ранее на кафедре ЭФА ЛГМИ решений в рамках стационарной струйной модели облака предложено более полное решение для начальной фазы процесса градообразования и ее трансформации в результате введения в облако кристаллизующих реагентов. Предложенная модель позволяет рассчитывать основные термодинамические характеристики как водяного, так и фазово-неоднородного естественно развивающегося или искусственно кристаллизующегося облака. Анализируются основные параметры облака, мощность конвекции, пересыщение пара, интенсивность кристаллизации, водность, взаимная «конкуренция» градовых зародышей и др.

Проведенный анализ показал, что разработанный алгоритм расчета термодинамических параметров кучево-дождевого облака позволяет рассчитывать далее такие характеристики градового процесса, как концентрация «опасных» градовых зародышей, радиолокационная отражаемость облака.

Илл. 8. Библ. 14.

УДК 551.509.61

Заключительная фаза процесса градообразования и ее трансформация в результате введения в облако кристаллизующих реагентов. Артемьева Н. Д., Текле М. А. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 68 — 76.

Выполнен расчет роста градовых зародышей, их концентрации и радиолокационной отражаемости применительно к естественному процессу градообразования и при введении в облако кристаллизующих реагентов. Выявлен ряд факторов, управляющих процессом градообразования. Показано, что данные радиолокационной отражаемости в сочетании с расчетом термодинамических параметров в облаках позволяют найти корреляционные связи, характеризующие те процессы, которые пока еще не поддаются достаточно корректному расчету.

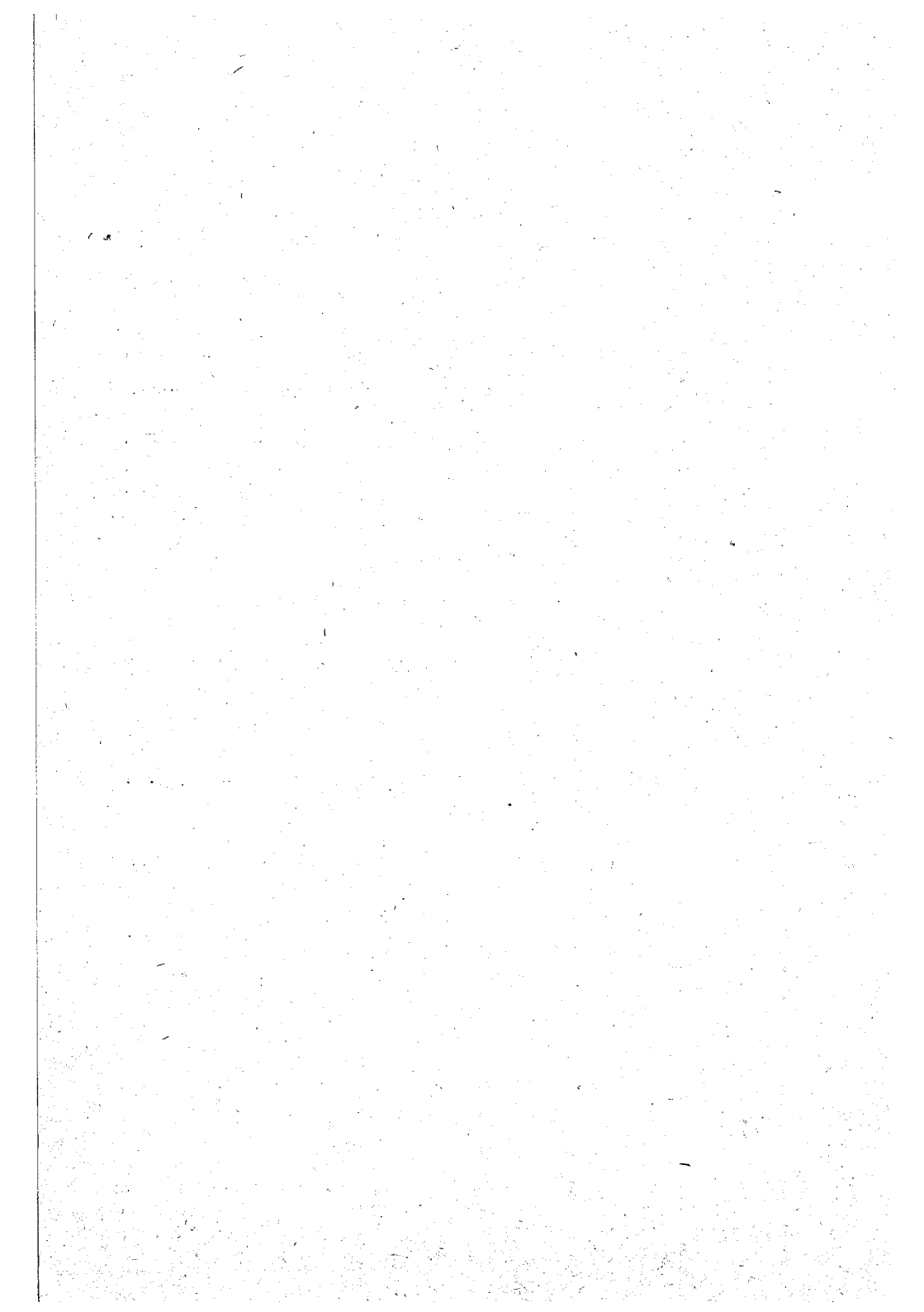
Илл. 8. Библ. 3.

УДК 551.509.6

Динамический метод испарения туманов над ВПП. Бекряев В. И. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 77 — 83.

При работе системы реактивных двигателей, определенным образом расположенных вдоль ВПП, над последней может быть создан нисходящий поток, в котором в результате адиабатического сжатия и нагревания происходит испарение тумана. Приводятся примеры расчета времени рассеяния тумана и границ свободной от тумана зоны для системы, состоящей из 20 двигателей типа РД-3М. Рассматриваются достоинства и недостатки метода.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 7.



УДК 551.594.2

К построению кинетической модели электрической структуры грозовой зоны. Качурин Л. Г., Розенталь О. М., Кабасов Ю. К. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 84—94.

Самолетные исследования, измерения электромагнитного излучения, прямые радиолокационные наблюдения свидетельствуют о существовании разномасштабных флюктуаций электрической структуры грозовых облаков. Обычно, характеризуя электрические процессы в грозовых облаках, опираются на результаты измерений напряженности электрического поля, являющейся суперпозицией полей систем зарядов различных масштабов, в то время как электрические разряды в облаках — результат неосредненных, локальных процессов.

Расчет флюктуаций электрического поля системы разноименно заряженных зон фиксированного размера был опубликован авторами ранее. В настоящей статье введены в рассмотрение разномасштабные флюктуации зарядов и полей, что позволяет получать картину распределения разрядов в грозовом облаке, более близкую к действительности.

Библ. 22.

УДК 551.510.41

Радиозонд для измерения электрохимических характеристик облачной воды. Псаломщиков В. Ф., Осипов Ю. Г. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 95—99.

Исследования процесса электризации облаков, проводимые в последние годы, свидетельствуют о сильной зависимости степени электризации от химического состава облачной воды.

Для возможности оперативного определения электрических параметров воды непосредственно в облаке был разработан радиозонд на базе РКЗ-5 (РКЗ-2) для измерения pH и электропроводности.

Датчики электрохимических величин подключаются к стандартному аэрологическому радиозонду вместо датчика влажности. Обработка данных температуры и давления производится обычным путем.

Проведены экспериментальные выпуски упрощенного варианта радиозонда с датчиком электропроводности.

Илл. 4. Библ. 5.

УДК 551.556.8 + 629.123.072

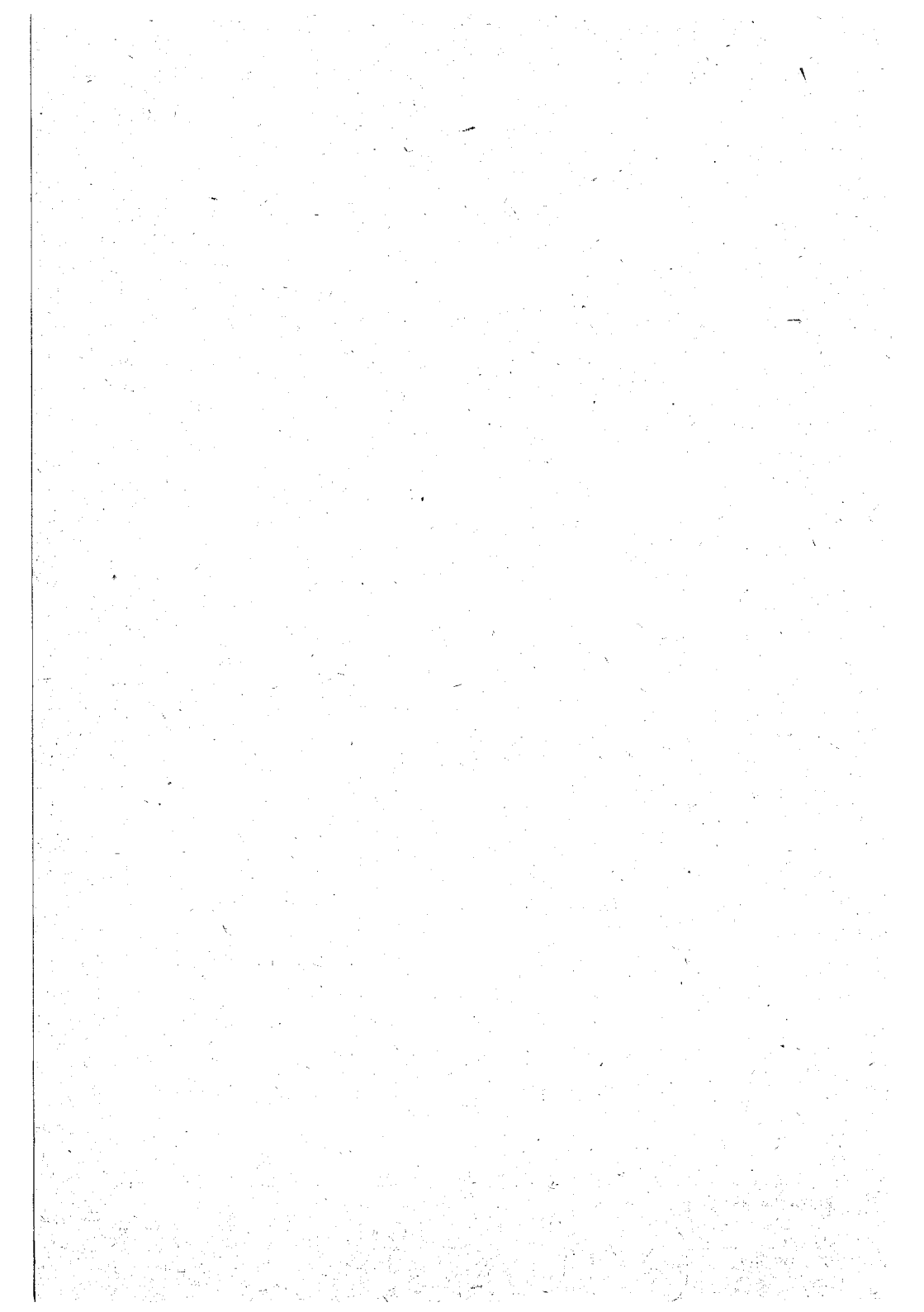
К методике прогноза и построения карт вероятности обледенения морских судов. Смирнов И. А. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 100—110.

На основе развитой теоретической модели обледенения разработана методика расчета и построена номограмма, позволяющая по основным гидрометеорологическим параметрам, от которых зависит обледенение: температуре воздуха, скорости ветра, высоте волны, температуре воды и ее солёности, рассчитывать его интенсивность.

Развита схема прогнозирования и приведен пример краткосрочного прогноза обледенения для Баренцева моря.

Разработана методика построения климатических карт опасности обледенения, характеризующих различные районы Мирового океана. Дан пример карт с изолиниями среднемесячной интенсивности обледенения, вероятности отсутствия обледенения и других интегрально-вероятностных характеристик.

Илл. 3. Библ. 15.



УДК 551.509.325 + 551.510.42

Исследование процессов трансформации смогов в глубоких карьерах. Ишукова Т. Л., Корнеева Л. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 111—125.

В настоящее время все шире применяются открытые разработки полезных ископаемых. Однако, чем глубже становятся карьеры, тем чаще в них образуются смоги, нарушающие ритм их работы и приносящие громадные убытки. Поэтому назрела необходимость прогноза воздухообмена и загрязнения карьеров.

В статье развита физическая модель образования и распада смогов, предложенная в ЛГМИ. На примере детального анализа расчетов двух случаев загрязнения карьера показаны достоинства и недостатки данной модели. Далее рассмотрена возможность использования этой физической модели и для предвычисления смоговых явлений.

Табл. 1. Илл. 5. Библ. 3.

УДК 551.509.32

Эволюция зоны обложных осадков под влиянием вертикальных токов и внутриоблачных процессов. Тюрякова Л. Ф. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 54, с. 126—138.

Описан случай, когда в быстро углубляющемся циклоне имеет место эволюция облачной системы и тем не менее не происходит существенных изменений горизонтальных размеров зоны осадков у поверхности земли. По материалам радиозондирования в зоне исследуемой слоистообразной облачности и осадков построены и проанализированы пространственные разрезы с использованием методики одновременного учета вертикальных токов и внутриоблачных процессов. В работе приведен подробный анализ и прогноз облачных систем и осадков по двум пространственным разрезам. При этом показаны:

1) особенности выпадения осадков из коллоидально неустойчивого облака большой вертикальной протяженности в зависимости от величины вертикального температурного градиента, вертикальных токов внутри облачного слоя и высоты расположения нижней границы облака;

2) влияние задерживающих слоев на формирование и выпадение осадков.

Илл. 6. Библ. 6.

