

78

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

---

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

ВЫПУСК 136

АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Под редакцией  
канд. физ.-мат. наук  
И. М. ИМЯНИТОВА  
и канд. физ.-мат. наук  
В. П. КОЛОКОЛОВА

БИБЛИОТЕКА  
ЛЕНИНГРАДСКОГО  
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО  
ИНСТИТУТА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

---

ЛЕНИНГРАД • 1962

551.5.18 + 551.5.3

### АННОТАЦИЯ

Рассматривается электрическая структура облаков грозовых и малоактивных, с этой точки зрения слоистых. Подводится итог весьма полному исследованию электричества метелей, излагаются некоторые результаты наблюдений токов с острий, возникающих в условиях нарушенной погоды. Дается анализ работы приборов для измерения напряженности в верхней атмосфере.

Рассматриваются также методические вопросы, касающиеся методов наблюдения атмосфериков и структуры грозовых облаков и методов обработки данных измерений.

Сборник предназначен для специалистов метеорологов и геофизиков, студентов старших курсов соответствующих специальностей, а также для специалистов других областей науки и техники, которым в их деятельности приходится сталкиваться с проявлениями атмосферного электричества.

И. М. ИМЯНИТОВ, Т. В. ЛОБОДИН

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ЛИВНЕВЫХ И ГРОЗОВЫХ ОБЛАКОВ

Рассматриваются результаты более ста измерений распределения электрических полей вблизи вершин ливневых и грозовых облаков и под ними, проведенных на самолетах, которые показали, что облака примерно в 50% случаев обладают значительным избыточным зарядом, составляющим в среднем около 2 кул., расположенным на высоте 6—7 км над уровнем земли. Проявление «зеркального» эффекта может быть объяснено действием этого заряда. Наблюдавшиеся поляризованные облака в 60% случаев были поляризованы положительно, в 40% — отрицательно.

При исследовании грозовых и ливневых облаков в первую очередь необходимо определить величины основных зарядов, создающих электрическое поле на заметных расстояниях от облаков, геометрию их размещения, скорость накопления и их разделения в пространстве. Эти данные в сочетании с решением задачи о том, какие метеорологические процессы, как и насколько способствуют накоплению зарядов и скорости их разделения, помогут найти физические условия, определяющие развитие грозовых облаков, т. е. те основные характеристики мощного кучевого облака, которые позволят предсказать, как в данных условиях это облако будет изменяться, превратится ли оно в грозовое или ливневое облако или рассеется. Одновременно отметим, что электрическая структура облаков хорошо определяет их физическое состояние и во многих случаях, например при активных воздействиях, позволяет судить о процессах, происходящих в них, и даже определить тенденцию их развития.

Обычно [1, 2] грозовые и ливневые облака рассматриваются как диполи. В схеме Симпсона и его сотрудников [3, 4] рассматривается существование некоторого дополнительного положительного заряда, связанного частично с областью осадков. При этом принимается, что поляризация ливневых облаков создается в результате разделения заряда, вызванного падением частиц осадков, преимущественно заряженных одним знаком электричества относительно облачных частиц, заряженных другим знаком.

Измерения с самолетов зарядов частиц осадков [5, 6, 7] показали, что из облаков выпадают частицы, заряженные одним знаком, и только у поверхности земли эти частицы благодаря перезарядке несут заряды разных знаков. Ток заряженных частиц, текущий из облака, должен приводить к появлению в облаке значительных избыточных зарядов, знак которых противоположен зарядам частиц осадков. В ряде опытов, проведенных по исследованию ливневых и грозовых облаков, было отмечено, что распределение поля в этих облаках характерно для одно-

зарядного облака, поэтому необходимо изучить процесс накопления уни-полярного заряда в них [8].

Исследования, описанные в настоящей работе, имели своей целью, с одной стороны, накопить данные о структуре ливневых и грозовых облаков, а с другой — получить материал, необходимый для усовершенствования методики этих измерений. Они проводились в августе—сентябре 1959 г. в летней экспедиции, проводившейся Государственным научно-исследовательским институтом Гражданского воздушного флота совместно с Главной геофизической обсерваторией им. А. И. Воейкова, Центральной аэрологической обсерваторией и Центральным институтом прогнозов. Основные исследования грозовых и ливневых облаков проводились в районе Дальнего Востока.

### **Методы исследования электрической макроструктуры грозовых и ливневых облаков**

Методы изучения электрической макроструктуры облаков сводятся к четырем основным видам:

- 1) изучение структуры по изменениям поля, возникающим вблизи облаков при разрядах молний;
- 2) вертикальное зондирование поля в облаках с помощью радиозондов;
- 3) исследование изменений поля у поверхности земли при прохождении грозового или ливневого облака;
- 4) исследование структуры поля вблизи облаков и в облаках с помощью самолетов (обычно эти исследования проводятся над или под облаками).

Первым методом пользовались, пожалуй, наибольшее количество исследователей [9, 10, 11, 12], начиная с Вильсона [9]. Однако этот метод, давая весьма существенные сведения о токах, текущих в облаках, и о скорости накопления зарядов в них, позволяет судить о структуре грозовых облаков только при введении ряда допущений, справедливость которых трудно проверить. Так обычно приходится вводить допущения о дипольной структуре облаков и о направлении разрядов.

Наиболее полные данные на основе этого метода могут быть получены при использовании синхронных измерений изменения поля на группе станций [11]. При таких измерениях удается получить более точные результаты. Следует отметить, что рассматриваемый метод непригоден для исследований ливневых облаков и в его классической форме мало приспособлен для исследований трансформации электрической структуры облаков во времени, так как смещение облаков относительно станций наблюдения осложняет интерпретацию полученных данных.

Второй метод обещает быть весьма плодотворным, однако до настоящего времени из-за отсутствия подходящих датчиков этим методом не были получены достоверные сведения о структуре грозовых облаков. Достаточно сказать, что сведения о напряженности поля в грозовых облаках, полученные этим путем в работах Симпсона и его сотрудников [3, 4], отличаются от истинных значений этого поля по меньшей мере на порядок величины, и это обстоятельство определяется недостатками использованных датчиков.

Недостатком метода вертикального зондирования в его современном виде является также то обстоятельство, что зонд проходит через случайные зоны облака, часто оставляя далеко в стороне основные зоны

расположения зарядов. Так как грозвое облако, например, имеет площадь порядка нескольких сот км<sup>2</sup>, а собственно грозвая ячейка занимает площадь всего несколько км<sup>2</sup>, вероятность прохождения зонда в требуемой зоне очень мала. По-видимому, только применение ракетных зондов, нацеливаемых с помощью радиолокаторов, позволит избавиться от этого недостатка.

Наконец, скорость подъема существующих зондов также недостаточна для исследования грозвых и ливневых облаков. Грозвая ячейка развивается и распадается за время от 15 мин. до одного часа. Зонд, поднимающийся со скоростью 4—5 м/сек., выйдет на верхнюю границу зондируемого облака (принимая, что вершина последнего лежит на высоте около 10 км) через 30—40 мин. после выпуска. Таким образом, зонд не позволяет получить данные о ходе поля с высотой, так как на результаты зондирования будут накладываться изменения, вносимые развитием облаков во времени.

Этот недостаток метода зондов также может быть устранен использованием ракетных зондов.

Применение третьего метода исследования, несмотря на его кажущуюся простоту и доступность, не дало удовлетворительных результатов по трем причинам. Во-первых, решение задачи о распределении зарядов в облаке по данным о распределении поля вблизи поверхности земли в общем виде невозможно, а допустимо только для однозарядных облаков.

Во-вторых, за время передвижения облака вблизи точки наблюдения за счет его развития могут произойти существенные изменения электрической структуры. При этом наземный наблюдатель может приписывать эти изменения поля изменению расстояния до облака. При скорости перемещения грозы 40 км/час, например, наблюдения над полем грозвого облака могут вестись в течение 30—60 мин., но за это время грозвая ячейка может развиться и распасться.

В-третьих, измерение поля под грозвыми облаками осложнено тем, что объемные заряды, возникающие у поверхности земли при коронировании остроконечных предметов под грозвыми облаками, сильно искажают своим полем облаков.

Использование трех перечисленных методов наблюдения на наземных станциях осложнено еще и тем, что в умеренных широтах число дней с грозой в году невелико, а число дней, когда гроза движется над пунктом наблюдения, составляет не более 10—15 в году. Таким образом, в течение года наблюдений удастся собрать сведения о структуре только нескольких облаков. Поскольку различия в величинах и в расположении зарядов отдельных облаков весьма велики, недостаточность материала приводит к весьма случайным, часто нетипичным результатам.

Использование четвертого метода (получение распределения поля вблизи облаков и в облаках с помощью самолетов) позволяет, сохраняя положительные черты первых трех методов, избавиться от многих их недостатков.

Самолет, двигаясь с большой скоростью, позволяет проводить измерения за время, намного меньшее того, которое требуется для развития облака. Самолет ИЛ-14, например, дает возможность за время ~5 мин. произвести измерения распределения поля вблизи облака. На самолете ТУ-104 время этого измерения может быть сокращено до 1—2 мин. Последовательные измерения вблизи одного и того же облака позволяют определить трансформацию его электрической структуры. На самолете может быть установлена специальная аппаратура,

при помощи которой можно полностью учесть нарушения измеряемых полей, вносимые самолетом. Совершая несколько полетов на разных расстояниях от облака или проводя одновременно измерения с помощью нескольких самолетов, можно преодолеть трудности, с которыми сталкиваются при наземных измерениях, и по измеряемому ходу поля на разных расстояниях вычислить величину и расположение основных зарядов облака. Проводя на самолете одновременно измерения изменений поля, связанных с ударами молнии, и следуя за облаком, можно весьма детально изучить трансформацию его электрической структуры.

Использование самолета для исследования позволяет избавиться от помех, вносимых приземными объемными зарядами.

Наконец, с помощью самолетов можно провести исследование значительного числа облаков за относительно малый промежуток времени.

Большим преимуществом исследований с помощью самолетов является также то, что сопутствующие наблюдения с помощью радиолокаторов, самолетных метеорографов и других приборов позволяют получить сведения как о топографии облаков, так и об аэрологических характеристиках атмосферы, причем данные наблюдений различных элементов поступают синхронно.

Использование высотных скоростных самолетов еще более расширяет возможности, открываемые применением последнего метода, и дает лучшие результаты по сравнению с получаемыми на транспортных самолетах типа ЛИ-2 и ИЛ-14 [13, 14].

Преимущества использования самолетов типа ТУ-104 сводятся к следующему.

1. Возможность прохождения над верхней границей грозовых и ливневых облаков позволяет определить ход и величину электрического поля, неискаженного близко расположенным к самолету объемным зарядом, как это имеет место при аналогичных измерениях под облаками. Полет над облаками позволяет также следить за изучаемым облаком, не теряя его из виду. Последнее обстоятельство позволяет изучить трансформацию электрической структуры облаков.

2. Возможно проводить измерения электрического поля грозовых и ливневых облаков за относительно короткий промежуток времени по сравнению с периодом их жизни.

3. Возможно проведение измерений в районах, расположенных на значительном расстоянии от пункта базирования самолета, благодаря его большому радиусу действия.

Необходимо отметить, что измерения с самолета напряженности поля, проводимые вне облаков, хотя и позволяют получить сведения о макроструктуре электрических зарядов в них и о трансформации этой структуры, но не дают возможности сделать уверенные заключения о более детальной структуре распределения зарядов в них, об их электрической мезоструктуре. Исследования с самолетов дают картину расположения центров основных зарядов и эффективную величину этих зарядов. В ряде случаев при измерениях конгломерат положительных и отрицательных зарядов, расположенных рядом, на расстояниях, много меньших, чем расстояние до зондирующего самолета, воспринимается как один заряд, знак которого определяется преимущественным зарядом конгломерата.

Заканчивая обзор методов исследования структуры грозовых облаков, надо отметить, что, по-видимому, только комбинация зондовых и самолетных методов позволит изучить их макро- и мезоструктуру.

## Аппаратура для измерения напряженности поля и ее размещение на самолетах ТУ-104 и ИЛ-14

Постановка измерений электрических полей, грозовых и ливневых облаков, а также процессов электризации самолетов, летящих со скоростями, близкими к звуковым, представляет собой сложную задачу. Для проведения таких работ необходимо было провести методические разработки, а также создать безынерционную аппаратуру.

В исследованиях использовалась аппаратура, подобная описанной в работе [15]. Для упрощения наблюдений над напряженностью поля во время полета и удобства обработки материала в схему прибора был введен электронный блок, ток на выходе которого был пропорционален напряженности поля атмосферы, причем действие заряда самолета на показания прибора исключалось. Прибор имел два диапазона чувствительности  $\pm 100$  и  $\pm 500$  в/см на всю шкалу. Показания прибора фиксировались двумя самописцами К-4-51, на записи которых устанавливались также отметки. Эти отметки впоследствии позволяли точно по времени связать те или иные события, отмечаемые в бортжурнале, с определенными участками записи. Показания прибора могли регистрироваться визуально при помощи индикатора, вынесенного на приборную доску пилота, и индикатора на пульте управления (пульт управления устанавливался в пассажирской кабине). Вынесенный на доску пилота индикатор прибора позволял летчикам лучше ориентироваться в условиях полета и находить наиболее интересные для исследования облака; в то же время с помощью этого индикатора можно было вести самолет в относительно безопасных условиях [16].

Включение и выключение прибора, а также переключение диапазонов могли производиться как с пульта управления, так и ручками управления, расположенными на приборной доске пилота.

Методика измерений электрического поля на самолетах разработана и описана ранее [17].

Для измерения электрического поля атмосферы, а также заряда самолета с помощью только двух датчиков прибора напряженности электрического поля необходимо их установить на пересечении электрических нейтралей сверху и снизу самолета.

Определение мест установки приборов на самолете, а также определение коэффициентов искажения производится при помощи моделирования.

Наилучшими местами установки датчиков использованного в данной работе прибора на самолете ТУ-104 являются точки пересечения плоскости симметрии самолета с вертикальной плоскостью, проходящей через заднюю кромку крыла снизу и сверху.

Для упрощения установки датчики прибора на самолете ТУ-104 были размещены на корпусе правой турбины в нижней и верхней ее части. Такая установка приборов приводит к тому, что прибор одновременно с вертикальной составляющей напряженности электрического поля измеряет и горизонтальную составляющую поля. Для вычисления абсолютных величин напряженности электрического поля необходимо знать коэффициенты искажения, которые определяются при помощи моделирования. В настоящей работе приводятся относительные значения напряженности электрического поля, которые отличаются на 20% от истинных. Прибор был настроен таким образом, чтобы электрическое поле, связанное с наличием собственного заряда самолета, не сказывалось на показаниях прибора. Компенсация заряда самолета проводилась при прохождении последним водных облаков типа St, в которых;

как известно из опыта атмосферно-электрических измерений, происходит сильное заряджение самолета, в то время как поле этих облаков мало.

Однако в некоторых случаях при полетах в облаках заряд самолета все же мог вызывать поле, выходящее за пределы линейности усилители прибора. В этом случае могла нарушаться компенсация влияния заряда.

Помимо самолета ТУ-104, в экспедиции проводились измерения на самолете ИЛ-14, на котором устанавливалась аппаратура, подобная описанной выше. Датчики прибора на самолете ИЛ-14 устанавливались в местах пересечения электрических нейтралей в верхней части фюзеляжа и под ним. Оба самолета были оборудованы радиолокаторами, позволявшими обнаруживать дождящие облака и измерять расстояние до них, метеорографами, измеряющими температуру и влажность, а также аппаратурой для исследования перегрузок и других характеристик самолета.

При полетах самолета над облаками их старались вести по прямой, производя пересечение облака под и над центром радарного ядра. Однако в ряде случаев, когда верхняя граница облаков поднималась выше потолка самолета, измерения приходилось производить вблизи края облаков. Грозовая деятельность на Дальнем Востоке в период исследования была весьма значительной и вершины облаков иногда поднимались выше 12—14 км.

### Результаты измерений

Исследования распределения электрического поля над облаками, проведенные с помощью одного самолета, в ряде случаев не позволяют рассчитать распределение и величину зарядов в облаках. По данным об изменении напряженности поля с расстоянием может быть получена система уравнений, которая для дипольного облака включает пять неизвестных (величины самих зарядов, высоты расположения их центров над поверхностью земли и расстояние между зарядами по горизонтали). Решение этой системы уравнений сложно даже с помощью электронной счетной машины и практически невозможно при расчетах вручную. Система из трех зарядов для своего решения на электронной машине средней производительности требует около недели машинного времени. Сам ход электрического поля при полетах вблизи облаков часто нарушается близостью распределенных объемных зарядов, что исключает возможность проведения аналитических расчетов. Однако проведенные исследования позволили в ряде случаев получить определенную информацию об особенностях электрической структуры исследованных облаков; главным образом в тех случаях, когда можно предположить, что электрическое поле вблизи облака создается в основном одним зарядом, т. е. что облако в целом можно рассматривать заряженным электричеством одного знака.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что представление о том, что облака имеют заряды, сосредоточенные в одной точке (в центре тяжести зарядов), практически редко оправдывается. В действительности не существует сферической структуры расположения зарядов в грозовых и ливневых облаках [14]. По этой причине не получаются строго симметричными кривые хода напряженности электрического поля с расстоянием при определенном заряде  $Q$  облака и в тех случаях, когда время пролета над облаком настолько мало, что можно пренебречь изменением заряда облака во времени. Отсутствие радиально симметричной структуры расположения зарядов особенно отчетливо выступает при исследовании



дованиях фронтальной облачности, которая характеризуется значительной протяженностью заряженных слоев.

Несимметричное распределение зарядов в облаке может быть связано с изменением скорости и направления ветра с высотой.

В результате этого облака, заряженные электричеством одного знака, имеют заряд, неравномерно распределенный по объему облака, а в биполярных облаках, кроме того, происходит смещение по горизонтали заряда верхней части облака по отношению к нижнему заряду.

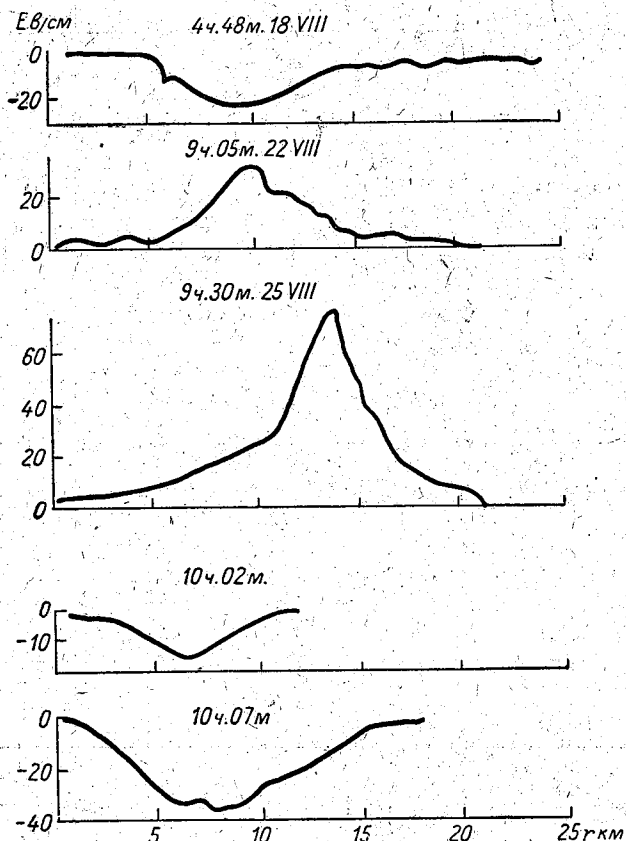


Рис. 1. Напряженность электрического поля над однозарядными облаками.

Таким образом, при полете над облаком могут получаться деформированные асимметричные кривые, а вид кривой  $E = E(r)$  зависит также от направления захода самолета на облако.

Всего за время исследования было изучено распределение полей над 74 облаками и под 53 облаками. Подавляющее большинство исследованных облаков находилось в стадии Сb и только несколько в стадии Сu cong., переходящей в Сb. Если отвлечемся от особенностей структуры электрических полей, то увидим, что (как показали исследования, проведенные над облаками) в 40 случаях из 58 поле над облаком было отрицательным, а в 18 — положительным; это указывает на то, что в 18 случаях (30%) облака или поляризованы (в их верхней части располагался отрицательный, а в нижней положительный заряд), или заряжены преимущественно отрицательным зарядом. Примеры хода напряженности электрического поля приведены на рис. 1.

В 16 случаях электрическая структура облаков была сложной и в одной части облака по горизонтали отмечались положительные, а в другой — отрицательные заряды. Примеры такого распределения поля представлены на рис. 2. Интересно отметить, что заряды разных знаков

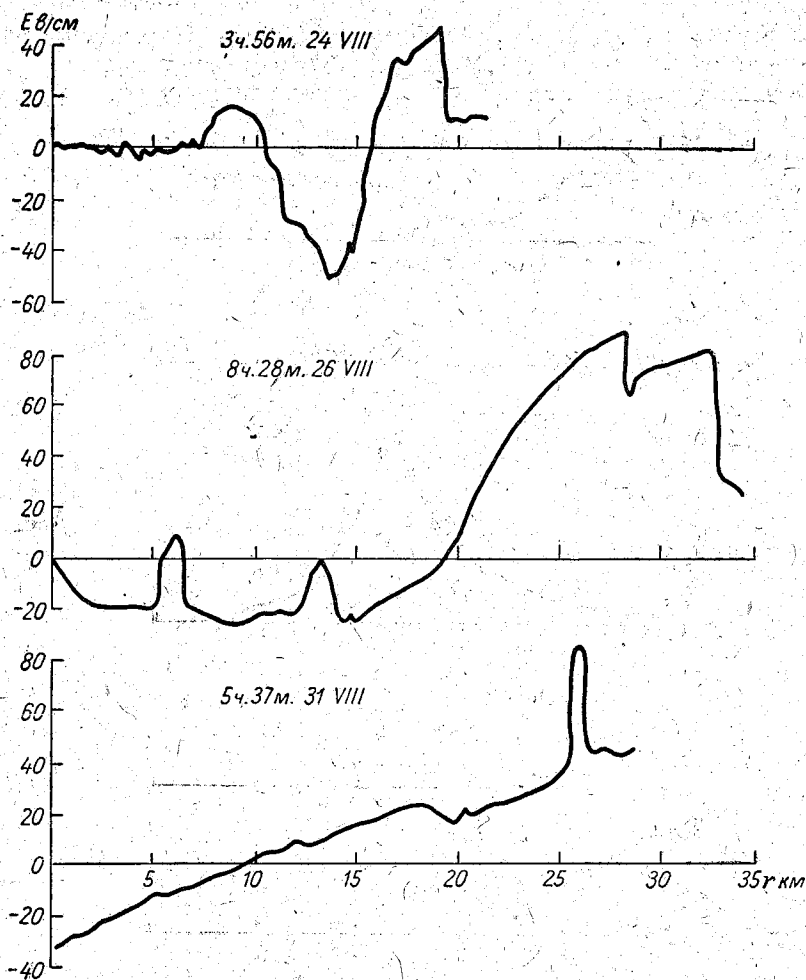


Рис. 2. Напряженность поля над облаками сложной структуры.

отстояли друг от друга по горизонтали на 10—25 км. Эти данные интересно сравнить с данными о горизонтальной протяженности молний, из которых следует, что она может достигать 50—150 км [18, 19].

Измерения, проведенные на самолете ИЛ-14, показали аналогичную картину: под 19 облаками из 28 знак поля указывал либо на их положительную полярность, либо на наличие в них избыточного положительного заряда. В 11 случаях (40%) отмечалась или отрицательная полярность, или отрицательный избыточный заряд. В 50% случаев (25 облаков) поле за счет искажения близкими объемными зарядами имело сложный ход, не позволяющий однозначно определить вид его электрической структуры. Но и в этих случаях часто удавалось наблюдать, что по горизонтали в облаке расположены заряды разных знаков или диполи, ориентированные противоположно.

В некоторых полетах измерения на самолетах ТУ-104 и ИЛ-14 производились одновременно в одних и тех же районах. На рис. 3 представлено распределение поля по горизонтали над и под облаком, полученное для этих случаев. Данные, приведенные на рис. 3 (кривые для 10 ч. 09 м., 10 ч. 10 м. и 13 ч. 13 м.), показывают, что исследованные облака в основном были однозарядные и только одно облако (кривая для 10 ч. 08 м.) обладало дипольной структурой, в которой сверху располагался положительный заряд, а снизу — отрицательный. Ход напряженности электрического поля при полетах над облаками также часто

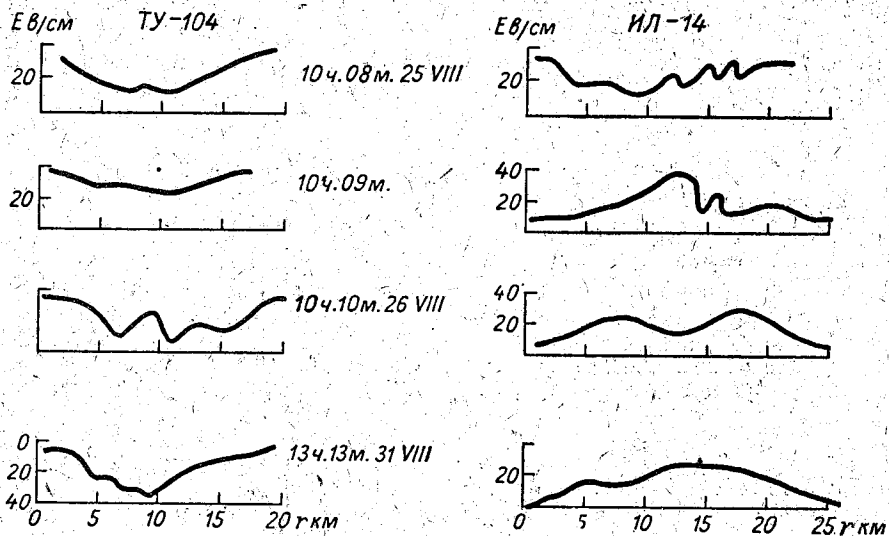


Рис. 3. Напряженность поля по измерениям над облаками (ТУ-104) и под ними (ИЛ-14).

не показывал характерного для дипольных облаков изменения знака поля на некотором расстоянии от облака. Напряженность поля при подходе ко многим облакам и при отходе от них нарастала и падала монотонно (см. рис. 1).

Приведенные данные показывают, что в ряде случаев в облаках существует значительный избыточный заряд, перекрывающий своим полем поле от дипольных зарядов облака. Для оценки того, насколько высказанные соображения об однозарядных облаках (точнее об облаках, обладающих значительным преимущественным зарядом) являются правильными, были проведены расчеты скорости убывания и нарастания вертикальной составляющей напряженности поля  $E$  с расстоянием по горизонтали  $r$  от центра облака. Если полет проходит над центральной частью облака, то можно написать (если пренебречь полем от отраженного в земле заряда)

$$E = \frac{Qx}{(x^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

где  $Q$  — заряд облака,  $x$  — расстояние по вертикали от самолета до центра заряда облака. Если измерения проводить на расстояниях  $r \gg x$ , то уравнение (1) можно представить в виде

$$E = \frac{Qx}{r^3}. \quad (2)$$

Аналогичное уравнение при тех же условиях можно получить и для дипольного облака

$$E = \frac{AQ}{r^n}, \quad (3)$$

где  $Q$  — заряд облака, а  $n$  — показатель степени, меняющийся в зависимости от условий прохождения по отношению к диполью от 3 до 4. Определение величины  $n$  удобно вести из графиков, дающих зависимость  $\lg E$  от  $n \lg r$ . На этих графиках хорошо видна область, где существует степенная зависимость  $E$  от  $r$  и где эта зависимость нарушается. На рис. 4 дан пример таких построений, из которого видно, что по мере приближения к центру облака линейность зависимости  $\lg E = f(\lg r)$  нарушается.

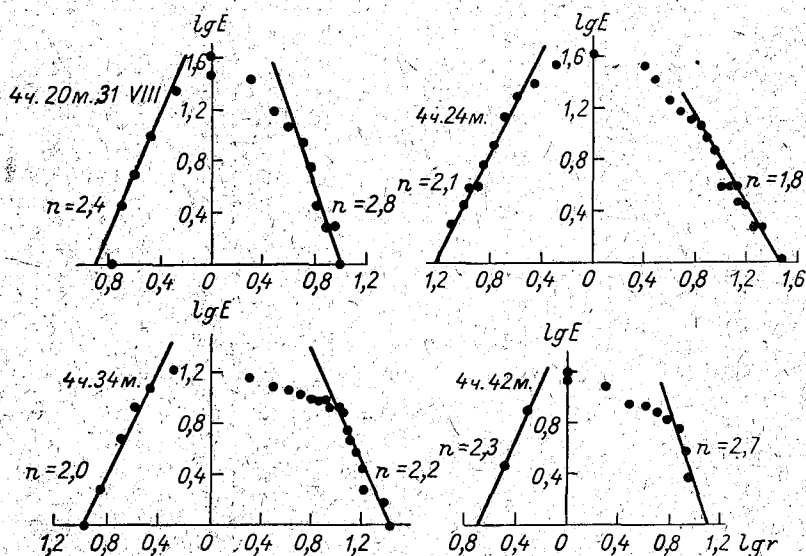


Рис. 4. Примеры графического определения показателя степени.

Надо иметь в виду, что практически на расстояниях  $r > (5-6) \lambda$  измерения вести не удастся, так как напряженность поля становится малой. Это приводит к некоторому занижению рассчитанных значений  $n$ .

Результаты этих измерений даны в табл. 1, 2 и 3, построенных для измерений над Сб (табл. 1) и Си сог. (табл. 2) и под Сб (табл. 3). Для грозových и ливневых облаков наиболее вероятное значение  $n$  получилось равным двум, для мощных кучевых примерно то же значение. Полученные под облаками значения  $n$  оказываются более разбросанными по величине, что связано с близостью объемных зарядов облаков и дождей.

Приводим вероятность повторения измеренных значений показателя степени  $n$  (табл. 4) над облаками (измерения на ТУ-104) и под облаками (измерения на ИЛ-14).

Как видно из табл. 4, наиболее вероятные значения  $n$  указывают на то, что исследованные облака по своей электрической структуре очень близки к однозарядным. Значения  $n$ , меньшие трех, указывают на то, что линейные размеры облака сравнимы с расстоянием до него, следовательно, заряд нельзя считать сосредоточенным в одной точке; более близкие к самолету части облака оказывают заметное воздействие

на поле вблизи самолета, т. е. допущение, что  $r \gg x$  не совсем справедливо.

Таблица 1

Ливневые и грозовые облака (ТУ-104)

№ п/п	Дата	Время ч. м.	Q кул.	H км	n
1	22/VIII	9 19	1,9	7,9	1,8
		9 28	1,3	3,5	1,2
2	25/VIII	10 02	0,4	9,3	2,0
		10 08	6,0	6,0	2,6
		10 11	0,7	8,2	1,8
		10 19	1,7	6,5	2,2
3	26/VIII	6 58	2,0	6,6	2,4
		7 22	3,0	5,0	1,8
		7 26	0,3	8,6	1,8
		7 42	2,8	7,3	2,3
		9 04	5,9	5,6	2,2
		9 08	2,6	6,1	2,2
4	31/VIII	4 18	3,8	5,7	1,9
		4 24	4,0	6,8	2,0
		4 34	2,1	5,6	2,1
		4 38	1,7	6,6	1,8
		4 42	3,6	6,2	2,5
		4 47	2,8	7,2	2,1
		5 08	3,8	5,5	4,4
		6 16	2,7	8,9	2,4
13 12	8,7	3,3	1,2		

Для однозарядных облаков можно рассчитать величину заряда облака и определить высоту центра тяжести заряда, если воспользоваться уравнением (1) и данными о ходе напряженности поля по горизонтали при проходах самолета над центром облака.

Таблица 2

Мощные кучевые облака (ТУ-104)

№ п/п	Дата	Время ч. м.	Q кул.	H км	n
1	18/VIII	4 43	0,26	9,0	
		4 45	0,53	8,3	3,3
		4 55	0,9	6,0	1,8
		5 03	1,8	8,2	1,9
2	24/VIII	4 06	0,89	8,2	
		4 31	1,27	8,1	0,9
3	25/VIII	10 11	0,99	8,0	1,8
4	26/VIII	7 07	0,32	8,3	1,6

Рассчитанные величины зарядов и высот их расположения над землей униполярных ливневых и грозовых облаков даны в табл. 1, а гисто-

грамма вероятности распределения зарядов этих облаков при измерениях на ТУ-104 приведена на рис. 5. Из рис. 5 видно, что наиболее ве-

Таблица 3

Ливневые и грозовые облака (ИЛ-14)

№ п/п	Дата	Время ч. м.	Q кул.	H км	n
1	15/VIII	10 49	3,2	6,6	2,4
2	20/VIII	12 37	2,5	4,1	
		12 39	0,97	5,3	
		12 43	1,55	6,3	
		12 54	0,43	5,6	
3	21/VIII	10 42	4,47	6,0	2,4
4	25/VIII	9 04	13,1	4,4	2,3
		10 05	1,11	6,7	2,3
		10 16	3,4	7,8	1,1
		10 50	2,4	12,2	3,8
5	26/VIII	10 14	3,1	8	2,1

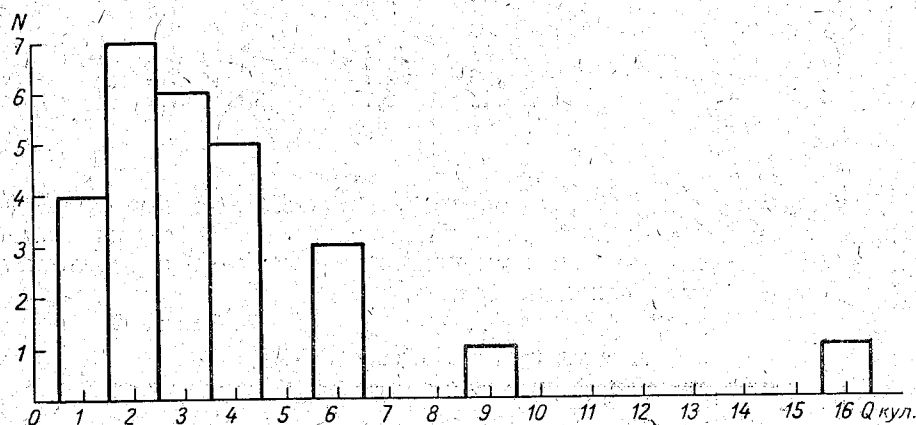


Рис. 5. Гистограмма распределения зарядов однозарядных облаков.

роятная величина заряда униполярных грозовых и ливневых облаков равна 2 кул., хотя встречаются облака с зарядами от 0,4 до 16 кул. Относительно небольшие величины зарядов грозовых и ливневых облаков, полученные при измерениях на ТУ-104, объясняются тем, что грозовые облака исследовались в основном в стадии распада, когда значительная часть заряда облака была рассеяна грозовыми разрядами и выносом при помощи осадков.

Результаты исследования на самолете ИЛ-14 дали похожую картину распределения зарядов (табл. 3).

В табл. 1 и 3 приводятся также данные о высотах расположения центров зарядов над землей. Надо иметь при этом в виду, что средняя высота нижней границы исследованных облаков лежала в интервале

1 ÷ 1,5 км. Верхняя же граница их, как правило, была не ниже 9—10 км, достигая, как указывалось, в отдельных случаях 14—15 км. Центры этих зарядов лежали почти во всех случаях выше нулевой изотермы.

Таблица 4

Число случаев измеренных значений  $n$

Место измерения	Показатель степени $n$			
	0—1,5	1,5—2,5	2,5—3,5	3,5—4,5
Над облаками . . .	2	17	1	1
Под облаками . . .	2	6	2	3

В среднем центры зарядов были расположены на высоте 6—7 км или около 5 км над основанием облака.

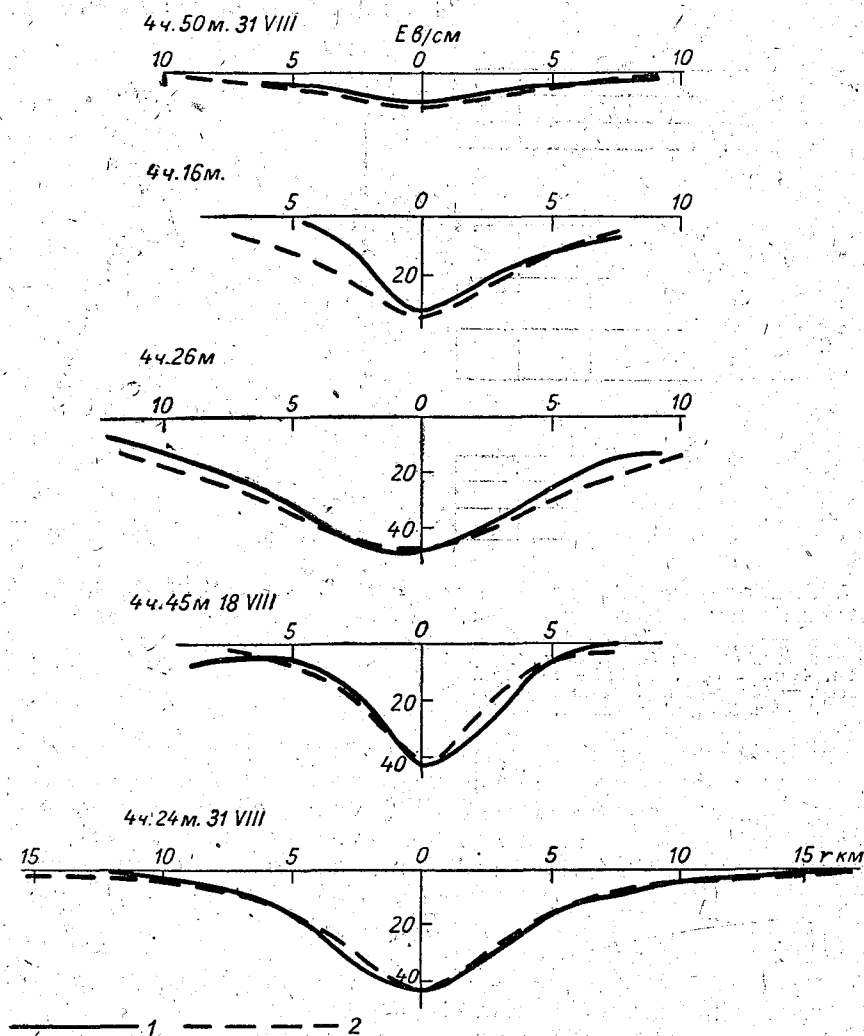


Рис. 6. Экспериментальные (1) и расчетные (2) кривые униполярных грозовых и ливневых облаков.

Аналогичные исследования  $Cu\ song.$ , переходящих в  $Cb$ , дали сведения, представленные в табл. 2. Величины зарядов получились меньшими, чем в случае  $Cb$ , и составили в среднем около 0,9 кул., причем минимальная величина заряда составляла 0,3 кул., а максимальная — 1,3.

В  $Cu\ song.$ , переходящих в  $Cb$ , центры зарядов располагались в среднем на высоте около 8 км, т. е. были расположены выше, чем в  $Cb$ .

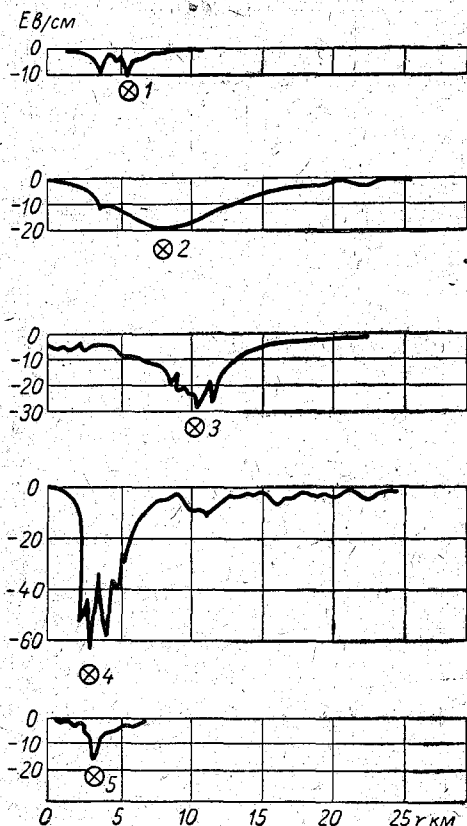


Рис. 7. Изменение напряженности поля при трансформации грозового облака. Время последовательного полета самолета и стадия изменения облака: 1—4 ч. 43 м.,  $Cu\ song.$ ; 2—4 ч. 48 м.,  $Cu\ song.$  →  $Cb$ ; 3—4 ч. 54 м.,  $Cu\ song.$  →  $Cb$ ; 4—5 ч. 04 м.,  $Cb$  с грозами; 5—5 ч. 15 м.,  $Cb$  с ливнями.

Для проверки правильности проведенных расчетов представляется интересным сравнить измеренный ход напряженности поля и вычисленный на основании данных табл. 1, 2 и 3.

На рис. 6 приведено 5 примеров экспериментальных и расчетных кривых униполярных грозовых и ливневых облаков. Из сопоставления

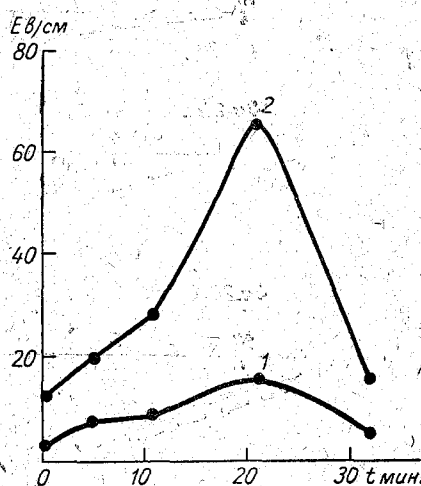


Рис. 8. Трансформация грозового облака.

экспериментальных и расчетных кривых видно, что они находятся в согласии друг с другом, хотя экспериментальные кривые и могут быть значительно деформированными. Необходимо заметить, что как при определении показателя степени  $n$ , так и при сравнении расчетного хода напряженности электрического поля с экспериментальным детализацией структуры электрического строения облаков пренебрегали, поэтому были взяты сглаженные кривые  $E=E(r)$  и уже по ним выполнены соответствующие расчеты.

Исследованные облака находились в различных стадиях развития. Если стадию  $Cu\ song.$  и  $Cu\ song.$  →  $Cb$  было относительно легко определить по внешнему виду облаков и по появлению в них слабого радарного ядра, а грозовую стадию — по характерным изменениям поля, следующим за ударами молний, то решить, является ли исследуемое



облако чисто ливневым или грозовым, в котором закончилась грозовая деятельность, обычно не представлялось возможным. Поэтому при последовательных полетах над одним и тем же облаком требовалось исследовать его трансформацию. Пример такого исследования дан на рис. 7. К сожалению, рассчитать электрическую структуру облака на всех стадиях оказалось затруднительным. Но по ходу поля во времени и моменту появления разрядов все же можно было получить сведения о скорости электрического развития облака. На рис. 8 показано, как происходило возрастание средних (кривая 1) и максимальных (кривая 2) полей над облаком во времени. Как следует из данных рис. 7 и 8, процесс накопления и разрушения зарядов в Сб занял около 30 мин. При этом процесс накопления длился около 20 мин., а стадия рассеяния около 10 мин. На 20-й минуте от начала исследования были зарегистрированы разряды молний в облаке. Интересно сравнить это время нарастания поля со временем нарастания полей в Си сог., подвергнутых обработке сухой углекислотой [20]. В этих облаках было отмечено, что поле нарастало от минимального до максимального за время от 5 до 20 мин. Радиолокатор показал в момент первого прохода слабую засветку, отмечаемую только при приближении к облаку. Область засветки росла до 5 ч. 04 м., а затем начала уменьшаться. К 5 ч. 15 м. облако стало заметно оседать.

#### Обсуждение полученных результатов

16710X  
 На основании исследований полей более ста ливневых и грозовых облаков можно утверждать, что даже в стадии Си сог. → Сб в них находится избыточный электрический заряд. Примерно в 50% случаев этот избыточный заряд определяет величину напряженности поля облака. Избыточный заряд, как правило, всегда был положительным, и только в четырех случаях из 49 он был отрицательным. При этом надо иметь в виду, что в основном исследовались облака, находящиеся в негрозовой стадии. Таким образом, в исследованных облаках в основном происходил процесс либо избыточного поступления в облако положительного заряда из атмосферы, либо избыточного выноса отрицательно заряженных частиц из облака. Зарядение облака положительным электричеством, поступающим из атмосферы, если оно имеет место, может дать только малую долю наблюдаемого заряда. Допустим, что исследованные облака имели площадь основания  $S$ , среднюю толщину  $H$  и средний избыточный заряд  $Q$ . Тогда, если в среднем в единичном столбе воздуха сечением  $1 \text{ м}^2$ , простирающемся от поверхности земли до высоты 10 км, до образования облаков существовал заряд  $q$ , то через единичное сечение облака за время  $t$  накопления зарядов в нем для получения заряда  $Q$  должен пройти воздух со скоростью (если предположить, что все объемные заряды, содержащиеся в воздухе, улавливаются облаком)

$$v = \frac{QH}{Stq} \quad (4)$$

Полагая  $S = 5 \cdot 10^7 \text{ м}^2$ ,  $H = 8 \cdot 10^3 \text{ м}$ ,  $Q = 2 \text{ кул.}$ ,  $q = 3,5 \text{ э. с. е./м}^2$  [21] и  $t = 3600 \text{ сек.}$  [в облаках в стадии Си сог. объемный избыточный заряд весьма мал [22], а время развития облака от этой стадии до диссипации менее одного часа], можно получить, что скорость вторжения воздуха в облако должна доходить до 100 м/сек., чтобы обеспечить наблюдаемый избыточный заряд. В действительности, в среднем вертикальная скорость воздуха в этих облаках не превышает одной десятой части этой

величины. При полетах над облаками не отмечалось перегрузок, свидетельствующих о наличии больших скоростей восходящих потоков. Поэтому только вынос отрицательного заряда из облаков мог обеспечить появление в них избыточного положительного заряда или вынос положительного заряда — появление отрицательного.

С этой точки зрения в работе [23] и во многом повторяющей ее работе [24] роль положительного объемного заряда, поступающего в облака, явно преувеличена.

Такой вынос может осуществляться зарядами осадков, которые в ливневых облаках несут объемный заряд порядка нескольких э. с. е. в м<sup>3</sup> [7]. При скорости падения капель  $\sim 5$  м/сек. (если считать, что капли падают в среднем с высоты 3—4 км) потребуется всего 5—10 мин., чтобы облако приобрело заряд порядка нескольких кулонов. Напомним, что хотя объемный заряд в каплях осадков относительно велик, в воздухе находится объемный заряд противоположного знака, в значительной степени компенсирующий поле от зарядов капель [7], поэтому поле от облачных зарядов дождя относительно невелико. Наличие избыточного заряда облаков, связанного с выпадением из них одноименно заряженных капель, позволяет объяснить «зеркальный» эффект, заключающийся в том, что знак заряда капель дождя обычно противоположен знаку напряженности поля, измеренного у поверхности земли, иначе, чем это делается Симпсоном (см., например, [1], [25]). В самом деле, положительно заряженные капли, покидая облако и падая на землю, должны оставлять в атмосфере отрицательный заряд, который будет создавать отрицательное поле; отрицательно заряженные капли, падая на землю, оставят в атмосфере положительный заряд, создающий положительное поле. Нарастание тока, создаваемого заряженными каплями, приведет к увеличению поля противоположного знака. Справедливость изложенного предположения подкрепляет работа Магоно и Орикаса [25], в которой показано, что «зеркальный» эффект наблюдается и в слабых дождях, не дающих полей, способных вызвать коронирование у поверхности земли. Коронирование, возникающее в сильных полях, может вызвать дополнительно перезарядку части капель, но оно, по-видимому, не определяет появления зеркального эффекта.

Отметим, что наличие избыточных положительных зарядов в поляризованном облаке отмечалось еще Симпсоном и его сотрудниками [3], [4], однако величина этих зарядов, оцененная ими, составляла малую часть поляризованных зарядов облака. Представление о поляризованном, а не заряженном облаке существенно сказывалось на оценке результатов измерений ряда авторов. Так, Гиш и Уайт [26] приводят расчет электрической структуры облака по данным об изменении напряженности поля по горизонтали при пролете над облаком. Предполагая структуру облака биполярной, они приходят к представлению о том, что исследованное облако имело положительный, расположенный сверху заряд и отрицательный с центром, лежащим на 3 км ниже. Величина каждого из зарядов была принята равной 39 кул. В подтверждение предлагаемой структуры Гиш и Уайт приводят данные (рис. 9, точки) о величине напряженности поля и ходе поля, который должна дать предложенная ими структура облака (кривая 1). Можно попытаться пересчитать данные [26], предположив однозарядность облака. Тогда для положительного заряда 5 кул., расположенного на высоте 8 км, ход поля будет передаваться кривой 2 (рис. 9), которая достаточно хорошо совпадает с экспериментальными точками. Отсутствие на измеренном профиле поля перехода через нуль, характерного для дипольной струк-

туры; подтверждает предположение, что облако, исследованное Гишем и Уайтом, было заряжено униполярно.

Исследование электрической структуры облаков, проведенное по данным об изменениях поля при ударах молнии, также обычно включает в себя произвольное толкование наблюдаемых изменений поля, основывающееся на предположении о дипольной структуре исследуемых облаков.

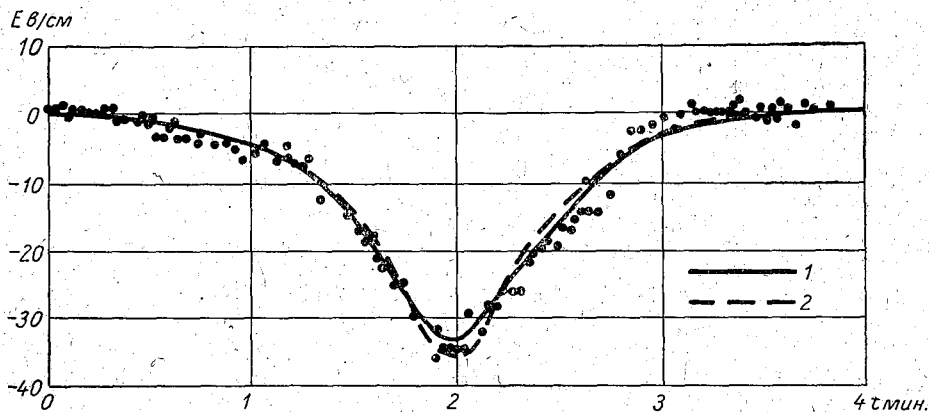


Рис. 9. Расчет изменения напряженности поля с расстоянием, по данным Гиша и Уайта, в предположении биполярности (1) и униполярности облака (2). Точки — измеренный ход напряженности поля.

Около половины исследованных облаков обладало явно выраженной дипольной структурой, причем в 24 из них сверху располагался положительный и снизу отрицательный заряд, а в 15 расположение зарядов было противоположным. Авторам не удалось выяснить причину различного знака поляризации облаков, но оказалось возможным определить, что ливневые и грозовые облака имеют противоположную поляризацию. Следует еще раз отметить, что когда речь идет о преимущественном заряде или о дипольной структуре облака, имеют в виду, какая из этих структур создает основное измеряемое поле. В действительности, по-видимому, обе структуры существуют одновременно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson C. T. R. Some thunderclouds Problems J. Frankl. Inst. 206, 1929.
2. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеоздат, Л., 1959.
3. Simpson G., Scrase F. The distribution of electricity in thunderclouds. Proc. Roy. Soc. A, 161, 1937.
4. Simpson G., Robinson G. The distribution of electricity in thunderclouds. Proc. Roy. Soc. A, 177, 1940.
5. Gunn R. The electrical charge on precipitation of various altitudes, and its relation to thunderstorms. Phys. Rev. 71, 1957.
6. Gunn R. Free electrical charge on precipitation inside an active thunderstorm J. Geoph. Res. 55, 1950.
7. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Опыт исследования зарядов частиц процессов в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып. 97, 1960.
8. Имянитов И. М., Чуваев А. П. Результаты исследований электрических процессов в грозовых облаках. Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Гидрометеоздат, Л., 1957.
9. Wilson C. T. R. On some determinations of the sign and magnitude of electric discharges in lightning flashes. Proc. Roy. Soc. A, 92, 1916.
10. Malan D. I., Schönland B. F. I. The distribution of electricity in thunderclouds. Proc. Roy. Soc. A, 209, 1951.

11. Barnard V. The approximate mean height of the thundercloud charges taking part in a flash to ground. Journ. Geoph. Res. 56, 1951.
12. Имянитов И. М. К вопросу об электризации и проводимости в грозовых облаках. ДАН СССР, 109, 1956.
13. Имянитов И. М. Электрические поля в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып. 35, 1952.
14. Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. Опыт исследования грозовых зон в южных районах ЕТС. Труды ГГО, вып. 67, 1957.
15. Имянитов И. М. Методы и приборы для исследования электричества облаков. Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Гидрометеиздат, Л., 1957.
16. Восканов А. И., Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. О возможности безопасного прохода самолета через грозовые зоны. Труды ГГО, вып., 67, 1957.
17. Имянитов И. М. Методы и приборы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат, М., 1957.
18. Ligde M. G. H. Radar observations of lightning. Journ. of Atm. a. Terr. Phys. 15, 1959.
19. Имянитов И. М. О длине молний. Природа, № 7, 1960.
20. Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. Предварительные данные об опытах по регулированию развития и изменению электрического состояния облаков мощной конвекции. Труды ГГО, вып. 67, 1957.
21. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Ход напряженности электрического поля в атмосфере с высотой в ясные дни (по результатам измерений во время Международного геофизического года). Труды ГГО, вып. 110, 1960.
22. Имянитов И. М. Электрические поля в мощных кучевых и грозовых облаках. Труды ГГО, вып. 97, 1960.
23. Grenet G. Essai d'explication de la charge electrique des nuages d'oroges. Ann. Geophys. 3, 1947.
24. Vonnegut B. Possible mechanism for the formation of thunderstorm Electricity. Wentworth Conference, 69, 1955.
25. Magono C. and Orikasa K. On the surface Electric Field during Rainfall (charge on Raindrops and rainfall intensity). Journ. Meteorol. Soc. Japan, 38, № 4, 1960.
26. Gish O. H., Wait G. R. Thunderstorms and Earths General Electrification. Journ. Geoph. Res., 55, 1950.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НЕДОЖДАЮЩИХ СЛОИСТЫХ ОБЛАКОВ НИЖНЕГО ЯРУСА

Исследуется электрическая структура слоистых и слоисто-кучевых облаков. На основании изучения распределения вертикальной составляющей напряженности электрического поля с высотой в 54 слоистых и 192 слоисто-кучевых облаках устанавливается, что в основном все особенности их электрической структуры могут быть сведены к четырем основным типам; два из которых связаны с положительной и отрицательной поляризацией облаков, а два — с униполярным зарядением облаков положительным или отрицательным зарядом.

Показывается влияние облаков обоих видов на ход напряженности электрического поля с высотой в свободной атмосфере. Высказывается предположение, что в ряде случаев слоистые облака начинают действовать как генераторы, создавая значительные объемные заряды, которые в несколько раз могут превосходить заряды, находящиеся в атмосфере при «ясной» погоде.

Даже на фоне крайне скудно представленных сведений об электричестве свободной атмосферы поражает, насколько мало изучены электрические характеристики недождящих слоистых облаков. Нельзя назвать ни одной работы, в которой сколько-нибудь систематически были бы обобщены эти данные. Однако сведения об электрической структуре слоистых облаков существенны, поскольку в них процессы электризации, связанные с осаждением ионов воздуха на капельках воды, и процессы разделения зарядов в облаках под влиянием силы тяжести проступают в наиболее чистом виде, так как, с одной стороны, в этих облаках другие виды электризации, кроме указанной, маловероятны, а с другой — слабые конвективные движения в них мало сказываются на распределении заряженных частиц с высотой, устанавливаемом под влиянием сил тяжести и электрического поля.

Изучение электрических структур слоистых облаков существенно и для выявления путей накопления зарядов на первой стадии развития грозных облаков.

Немаловажную роль в оценке эффективности активных воздействий на облака может сыграть изучение трансформации их электрической структуры. Наконец, исследования электрических свойств облаков необходимы для совершенствования методов борьбы с электростатической опасностью для самолетов.

В первую очередь представляется существенным выявить электрические макрохарактеристики этих облаков: распределение объемных зарядов и напряженности электрических полей и их величины.

В течение 1958—1959 гг. во время Международного геофизического года и Международного геофизического сотрудничества в СССР были

организованы систематические самолетные вертикальные зондирования напряженности электрического поля [1, 2].

Аппаратура для измерения вертикальной составляющей напряженности поля, применявшаяся в этих исследованиях, была описана ранее [3].

Во время исследования были, в частности, получены материалы об электрической структуре неждящих слоистых облаков нижнего яруса.

### Методика исследования и обработки данных

Исследования слоистых облаков типа St и Sc показывают относительное постоянство поля в них при горизонтальных полетах, что позволяет уподоблять эти облака в электрическом отношении бесконечным заряженным слоям и считать все изменения полей и зарядов в них зависящими только от вертикальной координаты. В этих условиях использование самолета для зондирования имеет особое преимущество перед другими видами вертикального зондирования, так как одновременно с вертикальным зондированием происходит осреднение измерений по горизонтали, что существенно уменьшает влияние локальных неоднородностей на результаты измерений.

При зондировании подъем самолета совершался обычно по эллипсоидной спирали. Горизонтальная скорость составляла 50—60 м/сек., вертикальная скорость подъема не превышала 4—5 м/сек. Показания прибора регистрировались на ленте, протягиваемой со скоростью 0,5 мм/сек., инерция датчиков составляла 0,1 сек. При обработке данных производилось осреднение напряженности поля на заданный интервал толщины, что автоматически вводило и осреднение поля по горизонтали. При осреднении поля на 100 м по вертикали, например, происходило одновременное осреднение поля по горизонтали на пути примерно 1000 м длиной.

Толщина исследованных облаков лежала в интервале от 100 до 1800 м, средняя толщина была порядка 600 м. Такой значительный разброс толщины облаков осложнял сопоставление их электрических полей.

Для выявления типичных особенностей электрической структуры облаков необходимо найти метод их сопоставления. Анализ результатов измерений показал, что такое сопоставление различных облаков удобно вести путем приведения их к единой толщине. С этой целью осциллограммы, на которых представлен ход электрического поля в облаках, разбивались на 10 равных участков, независимо от толщины облаков.

Значения напряженности поля, осредненные по интервалам, равным 0,1 толщины облака, относящиеся к одним и тем же номерам интервалов, в каждом облаке сопоставлялись между собой. Таким образом были получены типичные для исследованных видов облаков электрические структуры.

Отметим, что использование такого метода основывается на представлении, что все облака данного вида имеют подобную электрическую структуру; такие факторы, как температура, влажность и их распределение в атмосфере, напряженность электрического поля и пр., существенно на виде этой структуры не сказываются или совершенно подобны в зонах появления исследуемых облаков. Если вспомнить, что классификация облаков имеет в своей основе внешний вид облаков, то такой подход представляется наивным и мало обещающим.

Тем не менее, исследование показало, что в облаках действительно существует всего четыре основных типа распределения зарядов и наличие подобия в их распределении. Построенный ход напряженности электрического поля в облаках дал возможность использовать уравнение Пуассона и получить в условиях одномерной задачи распределение зарядов и потенциалов в исследованных облаках.

### Результаты измерений

Электрическая структура слоистых облаков (St). Рассмотрим данные о 54 слоистых облаках типа St, исследованных в 1958—1959 гг. Толщина этих облаков лежала в интервале 100—1000 м, средняя толщина была равной 600 м, средняя высота нижней границы — около 200 м. Средняя напряженность поля  $\bar{E}$  составляла 0,8 в/см, максимальная  $E_{\max}$ , полученная как среднее для всех облаков, не превышала 2,2 в/см, минимальная  $E_{\min}$  не менее —1,2 в/см. Более детальные характеристики исследованных облаков помещены в табл. 1.

Таблица 1

Условия	Число случаев	Потенциал $V_{6000}$ кв	Заряд столба $\rho_0$ — 6000 э. с. е./м <sup>2</sup>	Высота облака, м	Средняя толщина облаков, м	Электрические поля в облаках, в/см					
						средн.		макс.		мин.	
						$\bar{E}$	$ \bar{E} $	$E_{\max}$	$ E_{\max} $	$E_{\min}$	$ E_{\min} $
Ясные дни (ч.)	90	180	3,1								
St	54	110	3,0	200	600	0,8	1,8	2,2	3,0	-1,2	0,7
Sc	192	180	1,0	900	600	0,6	2,4	2,4	4,4	-1,4	0,9

Условия	Плотность объемного заряда в облаке			Общий заряд столба облака э. с. е./м <sup>2</sup>	Заряжение самолета		
	$\bar{\rho} \cdot 10^2$ э. с. е./м <sup>3</sup>	$\rho_{\max} \cdot 10^2$ э. с. е./м <sup>3</sup>	$\rho_{\min} \cdot 10^2$ э. с. е./м <sup>3</sup>		$Q \cdot 10^{-3}$ э. с. е.	$ Q_{\max}  \cdot 10^{-3}$ э. с. е.	$ Q_{\min}  \cdot 10^{-3}$ э. с. е.
Ясные дни (ч.)							
St	0,4	4,0	-3,0	1,2	14	28	4
Sc	0,7	4,6	-4,1	4,1	28	50	9

Кроме того, в табл. 1 приведены данные о средних абсолютных экстремальных значениях напряженности электрического поля  $|E_{\max}|$  и  $|E_{\min}|$ , данные о средней  $\bar{\rho}$ , максимальной  $\rho_{\max}$  и минимальной  $\rho_{\min}$  плотности избыточного объемного заряда в облаках.

Распределение значений напряженности поля в этих облаках (осредненных по интервалам толщины, равным 100 м) дано в табл. 2 (в процентах).

Таблица 2

$E_{100}$ в/см		St	Sc	$E_{100}$ в/см		St	Sc	$E_{100}$ в/см		St	Sc
от	до			от	до			от	до		
-13	-12		0,5	-6	-5	1,5	1,0	1	2	31,0	25,0
-12	-11		—	-5	-4	0,5	2,5	2	3	10,5	10,0
-11	-10		—	-4	-3	1,0	3,5	3	4	4,5	4,0
-10	-9		0,5	-3	-2	2,5	2,5	4	5	1,0	1,5
-9	-8	1,0	0,5	-2	-1	2,5	6,0	5	6	0,5	1,0
-8	-7	0,5	2,5	-1	0	16,0	13,0	6	7	0,5	0,5
-7	-6	1,0	1,0	0	1	24,0	24,0	7	8	0,5	0,5

Из табл. 2 видно, что в основном преобладали значения напряженности поля, лежащие в интервале от  $-1$  до  $3$  в/см. Они составляют более 80% всех измеренных значений напряженности поля.

Зависимость средней и максимальной напряженности поля от толщины облаков дается в табл. 3, построенной для слоистых облаков, исследованных в 1959 г. В ней же приведены данные плотности избыточного объемного заряда в этих облаках.

Таблица 3

Толщина облака, м	Число случаев		$ \bar{E} $ в/см		$ E_{\max} $ в/см		$\bar{\rho} \cdot 10^2$ э. с. е./м <sup>3</sup>		Заряд самолета			
			St	Sc	St	Sc	St	Sc	St	Sc	$ \bar{Q}  \cdot 10^{-3}$ э. с. е.	
	St	Sc									St	Sc
100—200	4	21	0,9	1,9	1,0	2,5	0,4	1,4	1	16	2	31
200—500	13	108	2,0	1,7	2,8	2,9	0,2	0,3	14	29	26	44
500—1000	8	50	1,8	1,9	3,5	4,0	0,6	0,7	35	35	51	73
1000	—	13	—	1,8	—	5,4	—	0,2	—	51	—	74

Примечание. В таблицу включены данные об облаках типа St за 1959 г. и типа Sc за 1958—1959 гг.

Из данных табл. 3 следует, что средняя напряженность поля для облаков, мощность которых превышает 200 м, мало зависит от их толщины. Максимальная напряженность поля растет с увеличением толщины облаков, однако скорость этого роста весьма незначительна.

Исследованные облака отличались по своей электрической структуре, но почти все структуры могли быть сведены к четырем основным видам.

В 27 случаях (50%) наблюдались облака, поляризованные положительно: в верхней части их располагались положительные, а в нижней — отрицательные объемные заряды. При этом в облаках отмечалось наличие избыточного положительного заряда. Ход напряженности поля в облаке с высотой в этом случае представлен на рис. 1 (по оси ординат отложены доли толщины облака). Ход напряжен-



ности поля в отдельных облаках близок к осредненному, показанному на рис. 1. Средняя величина положительного заряда, расположенного в верхней части облака, составляет около  $4,5 \text{ э.с.е./м}^2$  при средней плотности объемного заряда около  $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ э.с.е./м}^3$ , а средняя величина отрицательного заряда составляет  $-2,4 \text{ э.с.е./м}^2$  при средней плотности его  $-1,2 \cdot 10^{-2} \text{ э.с.е./м}^3$ . Средняя величина избыточного положительного заряда облака составляет  $2,1 \text{ э.с.е./м}^2$ .

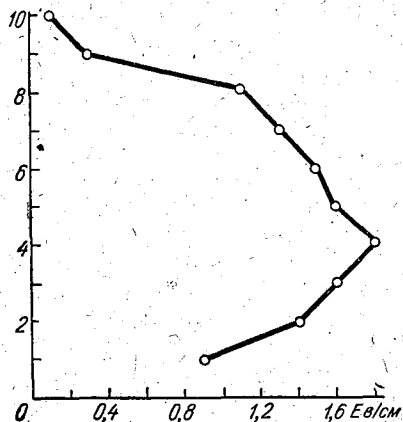


Рис. 1. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоистых облаках, положительно поляризованных (по данным зондирований в 27 облаках).

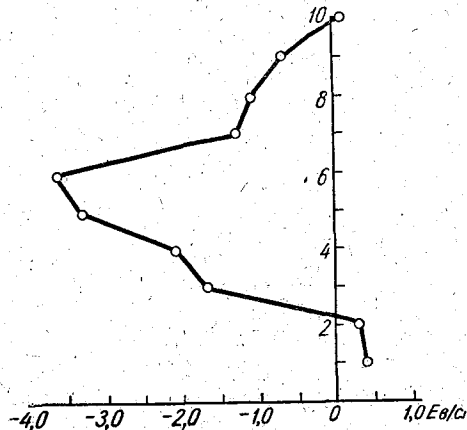


Рис. 2. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоистых облаках, отрицательно поляризованных (по данным зондирований в 5 облаках).

В пяти облаках ( $\sim 10\%$ ) наблюдалась отрицательная поляризация. В верхней части располагались отрицательные объемные заряды, а в нижней — положительные. Вертикальный профиль поля в этих облаках дан на рис. 2. Хотя число исследованных облаков мало, но основные черты этого хода довольно ясны. Средняя величина верхнего отрицательного заряда в облаках составляла примерно  $-10 \text{ э.с.е./м}^2$  при средней плотности заряда около  $-5 \cdot 10^{-2} \text{ э.с.е./м}^3$ ; средняя величина нижнего, положительного заряда также составляла около  $10 \text{ э.с.е./м}^2$  при средней плотности объемного заряда около  $3,3 \cdot 10^{-2} \text{ э.с.е./м}^3$ . Избыточный заряд в этом случае мал и составляет около  $0,5 \text{ э.с.е./м}^2$ . Существенно отметить, что напряженность поля в облаках этой структуры оказалась самой большой.

Ряд исследованных облаков был заряжен униполярно. Причем отмечались как положительно, так и отрицательно заряженные облака.

16 облаков (30% всех случаев) оказались заряженными положительно. Ход поля с высотой в этих облаках представлен на рис. 3. Средняя величина заряда единичного столба, простирающегося от основания облака до его вершины, равнялась  $6,9 \text{ э.с.е./м}^2$ , а средняя плотность объемного заряда  $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ э.с.е./м}^3$ . Как правило, толщина этих облаков составляла 500—1000 м.

Шесть облаков были заряжены отрицательно. Профиль поля в них показан на рис. 4. Средний отрицательный заряд составлял  $-6,4 \text{ э.с.е./м}^2$ , средняя плотность заряда — около  $10^{-2} \text{ э.с.е./м}^3$ , на верхней и нижней границах облака плотность зарядов резко уменьшалась.

Векторы напряженности поля под и над униполярно заряженными облаками имели противоположные направления.

Действие слоистых облаков может существенно сказаться на ходе напряженности поля в атмосфере. На рис. 5 представлен ход поля

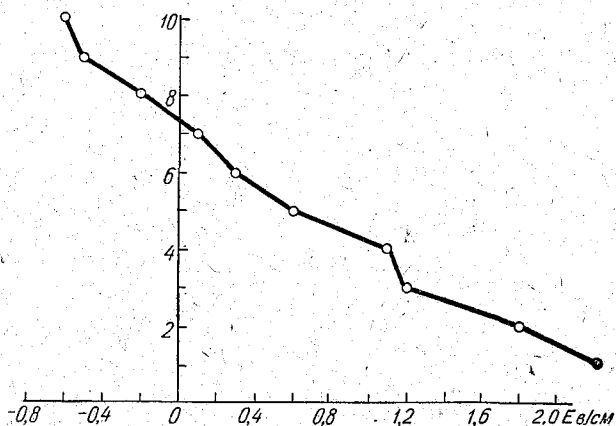


Рис. 3. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоистых облаках, заряженных положительно (по данным зондирований в 16 облаках).

с высотой в дни со слоистыми облаками. Рассмотрены только те случаи, когда облака других видов отсутствовали. Построенный для

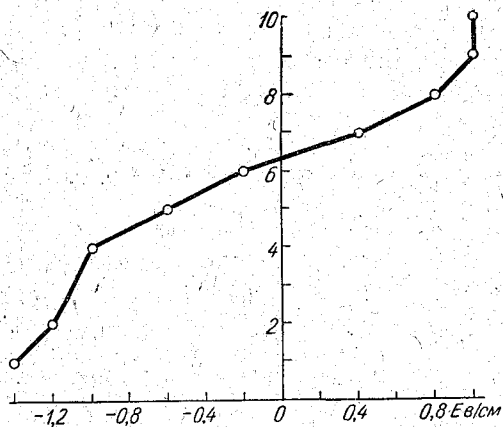


Рис. 4. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоистых облаках, заряженных отрицательно (по данным зондирований в 6 облаках).

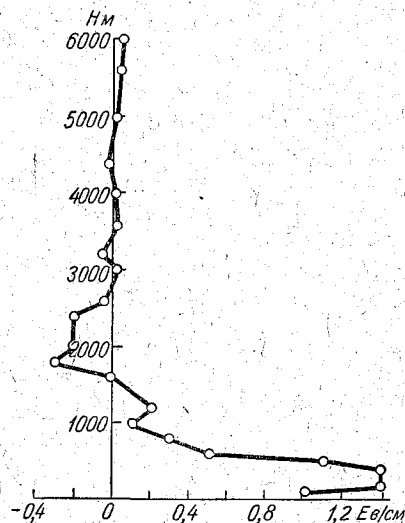


Рис. 5. Ход напряженности электрического поля в атмосфере с высотой в дни со слоистыми облаками (по данным 24 зондирований).

26 подъемов ход поля показывает, что слоистые облака влияют не только на изменение величины напряженности поля, но и на ее знак над облаками. Под их влиянием вблизи поверхности земли возникал отрицательный объемный заряд. Отрицательный объемный заряд отмечался и несколько выше облаков, на высотах 1800—3000 и выше

5000 м. Ход поля с высотой в дни со слоистыми облаками напоминает ход поля типа третьей группы в ясные дни [4], т. е. в зоне, занятой слоистыми облаками, атмосфера передает заряды на поверхность земли.

Из данных рис. 5 видно также, что средняя напряженность поля под слоистыми облаками в слое 0—200 м меньше, чем в дни с хорошей погодой, и это связано с появлением отрицательного объемного заряда у поверхности земли, а не только с перераспределением напряженности поля в атмосфере, вызванным появлением плохо проводящего слоя.

Под влиянием слоистых облаков существенно уменьшается потенциал слоя на высоте 6000 м ( $V_{6000}$ ) (см. табл. 1); если в ясные дни он составляет 180 кв, то в дни со слоистой облачностью он равен 110 кв. Общий заряд единичного столба воздуха в слое 0—6000 м ( $Q_{0-6000}$ ) (табл. 1) под влиянием слоистых облаков почти не меняется.

Отметим, что разность потенциалов на верхней и нижней границах слоистых облаков существенно зависит от их толщины и даже может превышать потенциал атмосферы в ясные дни на высоте 6000 м.

Рассмотрим данные зависимости разности потенциалов  $\Delta V$  от толщины облаков по исследованиям 1959 г.:

Толщина облаков, м . . . . .	100—200	200—500	500—1000
$\Delta V$ кв. . . . .	16	47	—177

Из приведенных данных видно, что значение  $\Delta V$  в облаках толщиной более 500 м обратно по знаку и сравнимо по величине с потенциалом  $V_{6000}$  в ясную погоду.

Электрическая структура слоисто-кучевых облаков (Sc). В этом разделе анализируются данные исследований около двухсот облаков типа Sc, проведенных в 1958—1959 гг. Толщина исследованных облаков лежала в интервале 100—1800 м, средняя толщина была равной 600 м, средняя высота нижней границы — около 900 м. Средняя напряженность поля (см. табл. 1)  $\bar{E}$  составляла 0,6 в/см, максимальная  $E_{\max}$ , полученная как среднее из максимальных значений для всех облаков, 2,4 в/см, минимальная  $E_{\min}$  — 1,4 в/см. Более детальные электрические характеристики этих облаков даются в табл. 1. В отдельных облаках средние значения напряженности поля могут существенно отличаться от приведенных в табл. 1, но число таких облаков невелико.

В табл. 2 дается вероятность данных значений средней напряженности поля (осредненной на интервалы толщины, равные 100 м) в слоисто-кучевых облаках. Более 80% измеренных значений напряженности поля оказались лежащими в интервале от —2 до 4 в/см, почти 50%! — в узком интервале от 0 до 2 в/см.

Зависимость напряженности поля средней  $\bar{E}$ , максимальной  $|E_{\max}|$ , рассчитанной как среднее из абсолютных максимальных значений для отрицательных облаков, а также избыточного объемного заряда  $\rho$  от толщины облаков дана в табл. 3. Величина средней напряженности поля в слоисто-кучевых облаках практически не зависит от их толщины, величина средней максимальной напряженности поля растет линейно с ростом толщины облаков.

Зимние и летние слоисто-кучевые облака несколько различаются по своим характеристикам, как показывают данные табл. 4, построенной по данным исследований 1959 г.

Таблица 4

Сезон	$\bar{E}$	$ \bar{E} $	$ E_{\max} $	Средний заряд э. с. е./м <sup>3</sup>	$ \bar{Q} $	$ Q_{\max} $	$ Q_{\min} $	Число случаев
Летний . . . . .	-1,1	2,6	5,1	11,3	49	84	21	17
Зимний . . . . .	0,6	2,3	3,4	1,7	16	23	11	43

Как видно из табл. 4, летом преобладают облака, имеющие отрицательную полярность, а зимой — положительную. Напряженность поля в облаках летом больше, чем зимой; летом также больше средний избыточный заряд облаков.

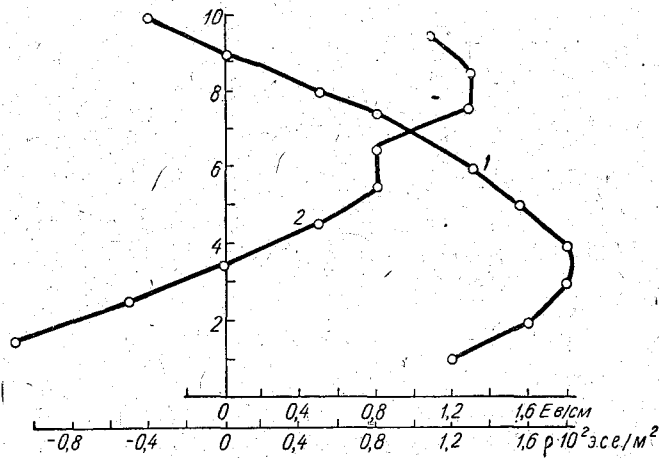


Рис. 6. Ход напряженности электрического поля и объемного заряда с высотой в слоисто-кучевых облаках (по данным зондирования в 77 облаках).

Электрические структуры слоисто-кучевых облаков были различны, но, подобно структурам слоистых облаков, они могли быть сведены к четырем основным типам. Только несколько (около десяти) облаков обладали более сложной структурой, не соответствующей приводимым ниже. Из исследованных облаков 77 были поляризованы положительно. При этом в облаках отмечалось наличие избыточного положительного заряда. Ход напряженности поля  $E$  в облаках с высотой для этой структуры показан кривой 1 на рис. 6 (по оси ординат отложены доли толщины облака). Ход поля в отдельных облаках близок к осредненному ходу, представленному на рис. 6.

Кривая 2 на рис. 6 показывает распределение объемных зарядов для этой структуры. В нижней трети облака располагается отрицательный объемный заряд  $-1,6$  э. с. е./м<sup>2</sup> со средней плотностью  $-0,7 \cdot 10^{-2}$  э. с. е./м<sup>3</sup>, а в верхних двух третях облака — положительный заряд  $\sim 5,8$  э. с. е./м<sup>2</sup> со средней плотностью  $1,6 \cdot 10^{-2}$  э. с. е./м<sup>3</sup>. Средняя величина избыточного положительного заряда облака равна  $4,2$  э. с. е./м<sup>2</sup> при средней плотности  $0,7 \cdot 10^{-2}$  э. с. е./м<sup>3</sup>.

В 23 облаках была отмечена отрицательная поляризация облака и наличие избыточного положительного заряда. Ход поля в этих облаках показан на рис. 7. Существенно отметить, что поле в этих облаках отрицательно. В верхней трети облаков располагался отрицательный заряд величиной  $-5 \text{ э. с. е./м}^2$ , средней плотностью примерно

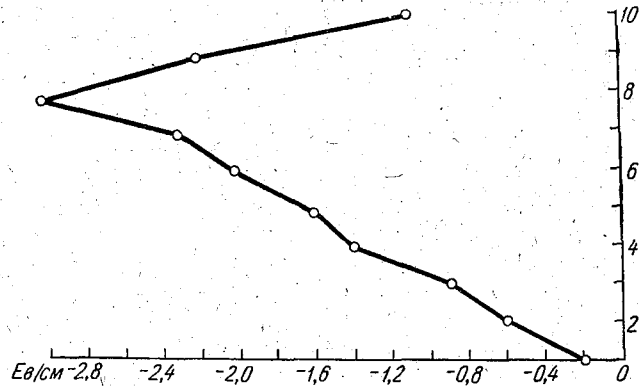


Рис. 7. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоисто-кучевых облаках, отрицательно поляризованных (по данным зондирований в 23 облаках).

$-1,7 \cdot 10^{-2} \text{ э. с. е./м}^3$ , в нижних двух третях — положительный заряд  $7,5 \text{ э. с. е./м}^2$ , средней плотностью  $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ э. с. е./м}^3$ . Средний избыточный положительный заряд оказался равным  $2,5 \text{ э. с. е./м}^2$ , а его сред-

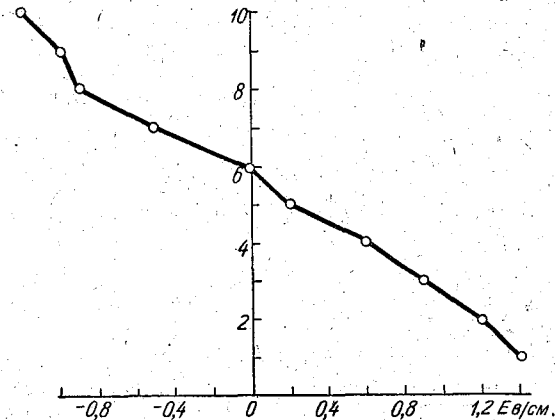


Рис. 8. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоисто-кучевых облаках, заряженных положительно (по данным зондирований в 41 облаке).

няя плотность  $0,3 \cdot 10^{-2} \text{ э. с. е./м}^3$ . Напряженность поля нарастает и спадает почти линейно, т. е. величина объемных зарядов на соответствующих участках постоянна по высоте облака.

Многие слоисто-кучевые облака были заряжены униполярно.

41 облако имело положительный заряд. Ход поля в этих облаках представлен на рис. 8. Отметим, что приведенный ход поля часто наблюдался и тогда, когда электрическое поле над и под облаком

было положительным. Заряд этих облаков составлял в среднем 6,9 э.с.е./м<sup>2</sup>. Средняя плотность объемного заряда  $\sim 10^{-2}$  э.с.е./м<sup>3</sup>.

13 облаков оказались заряженными отрицательно. Ход поля с высотой в этом случае представлен на рис. 9. Как видно из рисунка, отрицательный заряд сосредоточивался в основном в верхней половине облака. Величина этого заряда составляла  $-11$  э.с.е./м<sup>2</sup> при средней плотности примерно  $-1 \cdot 10^{-2}$  э.с.е./м<sup>3</sup>. Плотность объемного

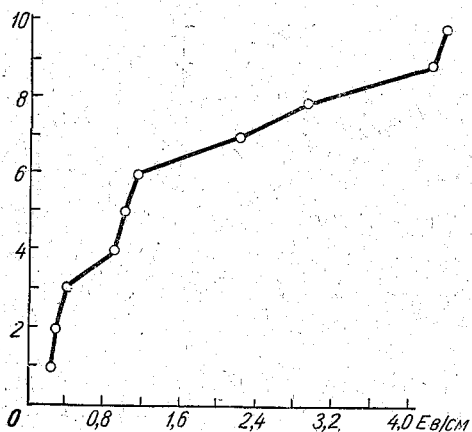


Рис. 9. Ход напряженности электрического поля с высотой в слоисто-кучевых облаках, заряженных отрицательно (по данным зондирования в 13 облаках).

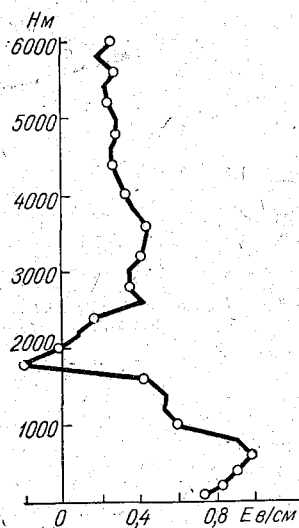


Рис. 10. Ход напряженности электрического поля в атмосфере с высотой в дни со слоисто-кучевыми облаками (по данным 117 зондирований).

заряда в верхней части облака почти в три раза превышала эту величину. В облаках этой структуры отмечались наибольшие напряженности поля.

Помимо рассмотренных, отмечено несколько облаков, в которых заряды были очень малы, а поля, создаваемые ими, мало заметны.

Слоисто-кучевые облака заметно сказываются на профиле поля. На рис. 10 представлен ход поля с высотой в дни со слоисто-кучевой облачностью. Кривая построена по данным 117 зондирований в дни, когда другие виды облаков отсутствовали. Слоисто-кучевые облака существенно снижают напряженность поля у поверхности земли и существенно увеличивают ее на больших высотах; подобно слоистым облакам, они также меняют направление поля над верхней границей и создают отрицательный объемный заряд выше облаков. Профиль поля опять во многом напоминает профили третьей группы в ясные дни [4].

Потенциал атмосферы в дни со слоисто-кучевыми облаками на высоте 6000 м равен 180 кв, т. е. в среднем не отличается от  $V_{6000}$  в дни с ясной погодой [5]. Зато средний заряд в слое от 0 до 6000 м  $\rho_{0-6000}$  более чем в три раза меньше, чем в дни с ясной погодой (см. табл. 1).

Разность потенциалов на верхней и нижней границах слоисто-кучевых облаков существенно зависит от их толщины и часто составляет заметную часть и даже превышает потенциал атмосферы в ясные дни на высоте 6000 м. Во многих случаях разность потенциалов на границах облаков имеет знак, обратный наблюдающемуся в атмосфере в слое 0—6000 м. Приводим значения разности потенциалов  $\Delta V$  на верхней и нижней границах 90 слоисто-кучевых облаков, исследованных в 1959 г.:

Толщина облаков, м . . . . .	100—200	200—500	500—1000	1000—1800
$\Delta V$ кв. . . . .	2	27	—40	—235

Не следует считать, что облака большой мощности обязательно имеют отрицательное падение потенциала. Во многих случаях они дают и положительную разность потенциалов; так, по исследованиям 1958 г., разность потенциалов на границах слоисто-кучевых облаков, имевших толщину более 1000 м, составляла около +100 кв.

### Обсуждение результатов

Электрические структуры недождящих слоистых облаков нижнего яруса сводятся к четырем основным типам.

1. Положительно поляризованные облака с избыточным положительным зарядом.
2. Отрицательно поляризованные облака с избыточным положительным зарядом.
3. Облака, униполярно заряженные положительным зарядом.
4. Облака, униполярно заряженные отрицательным зарядом.

В общем виде уравнение хода напряженности поля  $E$  с высотой  $z$  в средней части слоистых облаков может быть представлено в виде:

$$E = a + b(z - h) + c(z - h)^2,$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — коэффициенты;  $z$  — координата, отсчитываемая от основания облака;  $h$  — высота в облаке, на которой отмечается максимум напряженности поля. Это уравнение формально может быть пригодно для описания всех четырех типов электрических структур.

Расположение и величина зарядов в вертикальном столбе единичного сечения для исследованных электрических структур облаков приводятся в табл. 5.

С увеличением толщины облаков средняя напряженность поля почти не меняется, но максимальное ее значение растет.

Плотность объемных зарядов мало зависит от толщины облаков и в общем имеет тенденцию к уменьшению по мере возрастания толщины. Возрастание толщины облаков связано с увеличением их водности и концентрации капель в них.

Поскольку прямых измерений этих элементов не производилось, судить о них можно только по косвенным данным, например, по зарядению самолета, которое измерялось во всех исследованиях. Для данного самолета, зондирующего с постоянной скоростью, зарядение увеличивается с ростом концентрации частиц и водности облака, и хотя простой формулы, связывающей значения всех этих элементов, нет, все же можно утверждать, что там, где число частиц больше, а сами частицы крупнее, зарядение самолета происходит более интенсивно. В последних четырех графах табл. 3 показаны величины заряда самолета для облаков различных толщин. Из приведенных данных видно, что с ростом толщины облаков зарядение самолета растет

Таблица 5

Величина зарядов в облаках различных структур (э. с. е./м<sup>2</sup>)

Вид облаков	Заряд	Тип электрической структуры облаков			
		поляризованных		заряженных униполярно	
		положитель- но	отрицатель- но	положитель- но	отрицатель- но
St	Верхний поляризован- ный . . . . .	+2,4	-10	-	-
	Нижний поляризован- ный . . . . .	-2,4	+10,5	-	-
	Избыточный . . . . .	+2,1	+0,5	+6,9	-6,4
Sc	Верхний поляризован- ный . . . . .	+1,6	-5	-	-
	Нижний поляризован- ный . . . . .	-1,6	+5	-	-
	Избыточный . . . . .	4,2	+2,5	+6,9	-11

весьма интенсивно, а значит в этих облаках с толщиной интенсивно растет и концентрация и размеры капель. Можно предположить, что с ростом этих элементов связано нарастание экстремальных значений напряженности поля в облаках.

Ряд наблюдаемых особенностей в структурах слоистых облаков может быть объяснен с помощью весьма простой схемы.

Пусть под влиянием электрического заряда земли и объемного заряда атмосферы в последней на высоте появления облаков установилась напряженность поля  $E_a'$  на уровне верхней границы облака и  $E_a''$  на уровне нижней границы облака, а проводимость атмосферы на этих уровнях имеет значения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , тогда, если в атмосфере появилось облако с проводимостью  $\lambda_0$  (из очевидных соображений  $\lambda_0 < \lambda_1$  и  $\lambda_0 < \lambda_2$ ), для стационарных условий, которые наступят примерно через время  $\tau = 4\pi\lambda$ , можно написать равенство, основанное на предположении постоянства вертикального тока:

$$\lambda_1 E_{a_1} = \lambda_2 E_{a_2} = \lambda_0' E_0' = \lambda_0'' E_0'',$$

где  $\lambda_0'$  и  $\lambda_0''$  — соответственно проводимость в верхней и нижней частях облака,  $E_0'$  и  $E_0''$  — напряженность в соответствующих точках облака. На границе облака возникнут скачки поля

$$\Delta E_1 = E_{a_1} - E_0' \quad \text{и} \quad \Delta E_2 = E_{a_2} - E_0''.$$

Очевидно, что на границах облака возникнут заряды

$$q_1 = \frac{\Delta E_1}{4\pi} \quad \text{и} \quad q_2 = \frac{\Delta E_2}{4\pi},$$

или

$$q_1 = E_{a_1} \left[ 1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right] \quad \text{и} \quad q_2 = E_{a_2} \left[ 1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_0} \right].$$

Поскольку проводимость в облаке может быть в несколько (до 20) раз [6] меньше проводимости в чистой атмосфере, соответственно возрастет напряженность поля в облаке.



Очевидно, что в нормальных условиях, когда поле положительно, верхняя часть облаков будет заряжаться положительно, а нижняя — отрицательно. Так как проводимость ниже инверсии мала и возрастает скачком в самой инверсии [7], естественно, что заряд  $q_1$ , возникающий на верхней границе слоистого облака, обычно образующегося под инверсией, больше, чем заряд  $q_2$ , возникающий на его нижней границе. К тому же эффекту должно приводить и увеличение проводимости с высотой. Поэтому положительный заряд, приобретаемый облаком, оказывается больше отрицательного.

Проводимость облаков тем меньше, чем больше в них частиц. Поэтому должен наблюдаться рост поля в зонах, где число облачных частиц растет. Эти зоны могут быть найдены по возрастанию заряда самолета. Действительно, сравнивая поля в слоисто-кучевых облаках в летний и зимний сезоны (табл. 4), можно увидеть, что летом средние значения напряженности поля и средние по абсолютной величине максимальные ее значения, а также избыточные объемные заряды больше, чем зимой, но летом больше и заряды самолета. При сопоставлении напряженности поля и зарядов в слоистых и слоисто-кучевых облаках оказывается, что величины полей и зарядов в слоисто-кучевых облаках больше, чем в слоистых. Это может быть объяснено тем, что проводимость в слоисто-кучевых облаках меньше, поскольку самолет заряжается в них более интенсивно, чем в слоистых облаках.

Рассматриваемая схема в ряде случаев и количественно объясняет описываемые явления, так как напряженность поля в слоистых облаках в основном только в 3—5 раз больше напряженности поля в чистой атмосфере, а это примерно соответствует значениям проводимости в облаках.

Наконец, хотя бы чисто качественно эта схема объясняет появление отрицательного заряда под облаком тем, что турбулентные движения, существующие под облаком, размывают отрицательный заряд, накапливаемый благодаря полю в нижней части облака, и постепенно вся область между облаком и землей заполняется отрицательным зарядом. На верхней границе слоистых облаков, возникающих обычно под слоями инверсии, турбулентные движения слабы и размывание положительного заряда затруднено. В результате в облаках должен еще возрасти избыточный положительный заряд.

Рассмотренная схема, однако, не в состоянии объяснить ряд особенностей электрической структуры слоистых и слоисто-кучевых облаков. Положительная поляризация слоисто-кучевых облаков в 75% случаев действительно существует при положительном поле, но в 10% она возникает при отрицательном поле. Кроме того, в 10% случаев поле над облаком было положительно, а под облаком отрицательно. Отрицательная поляризация слоисто-кучевых облаков только в  $\frac{1}{3}$  случаев возникла в отрицательном поле (как требует рассмотренная схема), в  $\frac{1}{3}$  случаев она возникла в положительном поле, и примерно в  $\frac{1}{3}$  случаев поле выше облака было положительно, а ниже — отрицательно.

Униполярные отрицательные заряды облаков в пяти случаях из тринадцати возникали в положительном поле, в трех — в отрицательном; в пяти случаях поле выше облака было положительным, а ниже его — отрицательным.

Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что разность потенциалов между верхней и нижней границами облака  $\Delta V$  в ряде облаков сравнима с потенциалом на высоте 6000 м  $V_{6000}$  в ясную погоду, иногда превосходит его, а во многих случаях имеет значение,

сравнимое с  $V_{6000}$  по абсолютной величине, но противоположное по знаку. Приходится предположить, что в ряде случаев облака слоистых форм начинают действовать не как пассивное сопротивление, а как генераторы, создающие напряжение. К этой же мысли приводит анализ табл. 5. Заряды, возникающие в облаках, много больше тех, которые существовали в атмосфере до возникновения облаков. Но заряды, существовавшие в атмосфере, в ясную погоду росли до тех пор, пока они не начинали компенсировать поле земли; для создания больших зарядов необходимо иметь какой-то дополнительный генератор.

Анализируя исходные материалы, можно предположить, что в тонких облаках, толщиной до 500 м, возникновение зарядов происходит по рассмотренной схеме накопления зарядов на участке большего сопротивления. В более толстых облаках возникает дополнительная генерация зарядов, которая в облаках толщиной более 1000 м может играть основную роль.

Механизм генерации этих зарядов сейчас совершенно неясен, еще менее ясно, каким путем возникают сильно заряженные облака в тех случаях, когда внешнее поле этому не способствует, а вынос зарядов из облака с осадками отсутствует. Очевидно, что для ответа на поставленные вопросы необходимо более детально изучить элементарные механизмы зарядки частиц в этих облаках.

Авторы статьи выражают признательность Н. П. Зиганову, проводившему ряд измерений, и Н. И. Комалдиной, обработавшей часть рассмотренных в статье материалов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Программа измерений напряженности электрического поля в свободной атмосфере. Инф. сб. Комитета ГУГМС по проведению МГГ, № 4, 1957.
2. Имянитов И. М. Исследования электрического поля в атмосфере. Инф. сб. Комитета ГУГМС по проведению МГГ, № 5, 1958.
3. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. ГТИ, М., 1957.
4. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Ход напряженности электрического поля в атмосфере с высотой в ясные дни (по результатам измерений во время МГГ). Труды ГГО, вып. 110, 1960.
5. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Структура электрического поля в свободной атмосфере по данным исследований во время МГГ. ДАН СССР, 132, 1960.
6. Allee P. Phillips B. Measurements of cloud droplets, electric field, polar conductivity in Supercooled clouds. Journ. of Meteor. 16, 1959.
7. Sagalyn R., Faucher G. Aircraft investigation of the large ion content and conductivity of the atmosphere and their relation to meteorological factors. Journ. Atmosph. Terr. Phys., 5, 1954.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ АТМОСФЕРИКОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ОЦЕНКИ ГРОЗОВОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ

Рассматривается ряд вопросов, связанных с усовершенствованием методов катодного пеленгования гроз, описываются некоторые дополнительные устройства, улучшающие синхронизацию и количество отсчетов при пеленговании.

В период организации и расширения сетей пунктов катодного пеленгования гроз возник ряд вопросов, связанных с усовершенствованием методов наблюдений с целью получения более полной и качественной информации. Опыт указывает на необходимость весьма совершенной синхронизации отсчетов, контроля наблюдений во время сеанса, увеличения количества отсчетов, а также использования дополнительных данных о времени задержки сигналов. Для решения этих задач требуется применение ряда дополнительных устройств: надежного командного реле, схемы совпадений, устройства для автоматической регистрации пеленгов. Определенные перспективы имеет развитие комплексных методов типа «пеленг — гипербола».

### Общая характеристика современной аппаратуры

Обычные сетевые пеленгаторы, применяемые в настоящее время в ряде стран, являются современными вариантами пеленгатора, разработанного Ватсон-Ваттом в 1926 г. [3]. В Справочнике Всемирной Метеорологической организации [4] имеется описание пеленгаторов, применяемых метеорологической службой Англии, США, Франции и Швейцарии. Пеленгаторы, применяемые в Советском Союзе, не являются исключением. Они представляют собой двухканальные усилительные устройства, работающие на частоте порядка 7 кгц с полосой пропускания 500 гц. Для каждого канала используются отдельные рамочные антенны, одна из которых устанавливается в плоскости «север — юг», а вторая — в плоскости «восток — запад». Частота 7 кгц выбрана на основании данных о распределении энергии в спектре атмосфериков, а также вследствие того, что в этом диапазоне отсутствуют помехи, создаваемые искусственными сигналами, и поляризационные ошибки имеют минимальное значение. Указанные соображения являются общепризнанными. Так, например, английские и французские пеленгаторы атмосфериков работают на частоте 10 кгц, американские — на частотах от 8 до 12 кгц.

Сигнал, получаемый от каждой рамочной антенны, дает составляющую сигнала принимаемого атмосферика в плоскости «север — юг»

или «восток—запад». После соответствующего усиления в каналах пеленгатора эти составляющие геометрически складываются при помощи электронно-лучевой трубки, на экране которой воспроизводится направление прихода атмосферика с неопределенностью в  $180^\circ$ .

Качество изображения на экране электронно-лучевой трубки зависит от точности настройки усилительных каналов, так как неодинаковое усиление в каналах вызывает искажение азимута, а неодинаковые изменения фазы — появление эллипсов, затрудняющих отсчет азимута. Для обеспечения стабильной работы усилительных каналов выбрана подходящая конструкция с соответствующей экранировкой и применяется раздельное питание. В пеленгаторах первых выпусков были использованы сначала селективные фильтры с полосой пропускания от 2 до 12 кгц. Но для нормальной работы усилителей неравномерность частотной характеристики фильтров не должна превышать 5%, а неравномерность фазовой характеристики должна быть меньше  $5^\circ$ . При изготовлении несимметричных фильтров выяснилось, что указанные допуски практически являются очень жесткими, поэтому были рассчитаны и изготовлены симметричные фильтры. Так как рамочные антенны также имеют симметричный выход, то и усилители были сделаны двухканальными. В процессе эксплуатации было обнаружено, что нецелесообразно использовать широкую полосу пропускания. После этого широкополосные фильтры были заменены узкополосными (с рабочей частотой 7 кгц и полосой пропускания 500 гц), схема же усилителей осталась без изменений.

В пеленгаторах более поздних выпусков применены полосовые несимметричные фильтры с рабочей частотой 7 кгц и полосой пропускания порядка 500 гц. В соответствии с этим выбором усилители каналов «север—юг» и «восток—запад» выполнены по одноканальной схеме. Симметричные рамочные антенны согласуются со входом усилителей при помощи трансформаторов с симметричной первичной обмоткой.

Кроме усилителей, пеленгаторы содержат подсвечивающее устройство и контрольный генератор. Подсвечивающее устройство обеспечивает отпирание электронно-лучевой трубки на время порядка 1—2 миллисекунд только в момент прихода атмосферика. В следующий раз подсветка может сработать только через определенное время, которое можно регулировать в пределах от 0,2 секунды до одной секунды. Такое устройство облегчает проведение визуальных наблюдений, так как вспышки на экране трубки получаются при подаче подсвечивающего импульса достаточно яркими и не смешиваются друг с другом, чего нельзя достигнуть при работе без подсвечивающей схемы.

Формирование подсвечивающего сигнала производится следующим образом. Сначала выходные напряжения усилительных каналов пеленгатора складываются со сдвигом фаз на  $90^\circ$  для того, чтобы обеспечить работу схемы подсветки независимо от азимута прихода атмосферика. Полученный суммарный сигнал после ограничения сверху и снизу используется для запуска ждущего мультивибратора. Импульс, появляющийся при срабатывании мультивибратора, усиливается и ограничивается оконечной лампой схемы, с которой снимается прямоугольный подсвечивающий сигнал.

Минимальная длительность интервалов между соседними импульсами подсветки определяется временем восстановления мультивибратора. Учитывая это, необходимо регулировать мультивибратор и верхний ограничитель таким образом, чтобы амплитуды сигналов, поступающих на вход мультивибратора, незначительно превышали порог сра-

батывания. В противном случае стартовый сигнал, полученный в результате приема атмосферика с большой амплитудой, может запустить мультивибратор еще в период его восстановления, и работа схемы подсветки будет полностью нарушена.

### Оценка результатов и возможности улучшения работы

Правильно отрегулированный пеленгатор дает возможность отсчитать пеленг с точностью до 1—2°. В течение сеанса опытный наблюдатель может отсчитать и записать примерно 100—150 пеленгов. При дальнейшем повышении темпа работы количество ошибок резко возрастает из-за необходимости в короткое время произвести ряд операций (установить визир, сделать отсчет по лимбу и записать пеленг в таблицу). Поэтому в летнее время при наличии ряда грозовых очагов случайные колебания в распределении запеленгованных разрядов могут влиять на оценку интенсивности отдельных очагов и вероятность пропуска слабых очагов достигает значительной величины.

Следует также учитывать, что часть пеленгов отбраковывается при обработке из-за несинхронности отсчетов или других ошибок. На рис. 1 даны примеры сопоставления результатов наблюдений, сделанных с помощью двух пеленгаторов одновременно и в одном месте. Начинаящие наблюдатели (практиканты) делают много несинхронных отсчетов (рис. 1а), но через некоторое, сравнительно небольшое время приобретают достаточные навыки, и разброс точек резко сокращается (рис. 1б). Почти все разности укладываются тогда в пределы  $\pm 5^\circ$ , что при одинаковых случайных ошибках на каждом из пеленгаторов соответствует средней погрешности одного отсчета порядка  $\pm 2^\circ$ . Однако даже у опытных наблюдателей встречается некоторое количество несинхронных отсчетов, так как без применения схемы совпадений нельзя заметить интервал в несколько сотых секунды между вспышкой на экране пеленгатора и командным сигналом. В качестве иллюстрации приводим количество забракованных пеленгов (в процентах к общему числу поданных команд) по отдельным пунктам за январь и июль 1960 г.:

Пункты . . . . .	I	II	III	IV	V
Январь . . . . .	11	18	31	25	32
Июль . . . . .	17	17	15	15	23

Большой процент брака объясняется тем, что по положению об оценке работы пунктов к нему относятся также пропуски в наблюдениях из-за плохой слышимости или отсутствия приема командных сигналов.

В последние годы в ряде стран ведется интенсивная работа по усовершенствованию методов наблюдений за грозами. Значительное внимание уделяется опытам, связанным с определением местоположения грозовых очагов с одного пункта. В ГДР был изготовлен комплект аппаратуры для определения расстояния до грозы по методу регистрации кратных отражений «земля—ионосфера» и проводились систематические измерения [5]. Расстояния до места возникновения разряда определялись по формуле

$$D = \sqrt{\left[ \frac{4H^2(q^2 - p^2) - c^2\tau^2}{2c\tau_1} \right]^2 - 4p^2H^2}, \quad (1)$$

где через  $p, q, r$  обозначены порядковые номера выбираемых при обработке отраженных импульсов,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — промежутки времени между соответствующими импульсами,  $c$  — скорость света. Величина  $H$  (высота ионосферного слоя) находится по формуле

$$H = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\tau_1 \tau_2 (\tau_1 + \tau_2)}{\tau_1 (r^2 - q^2) - \tau_2 (q^2 - p^2)}} \quad (2)$$

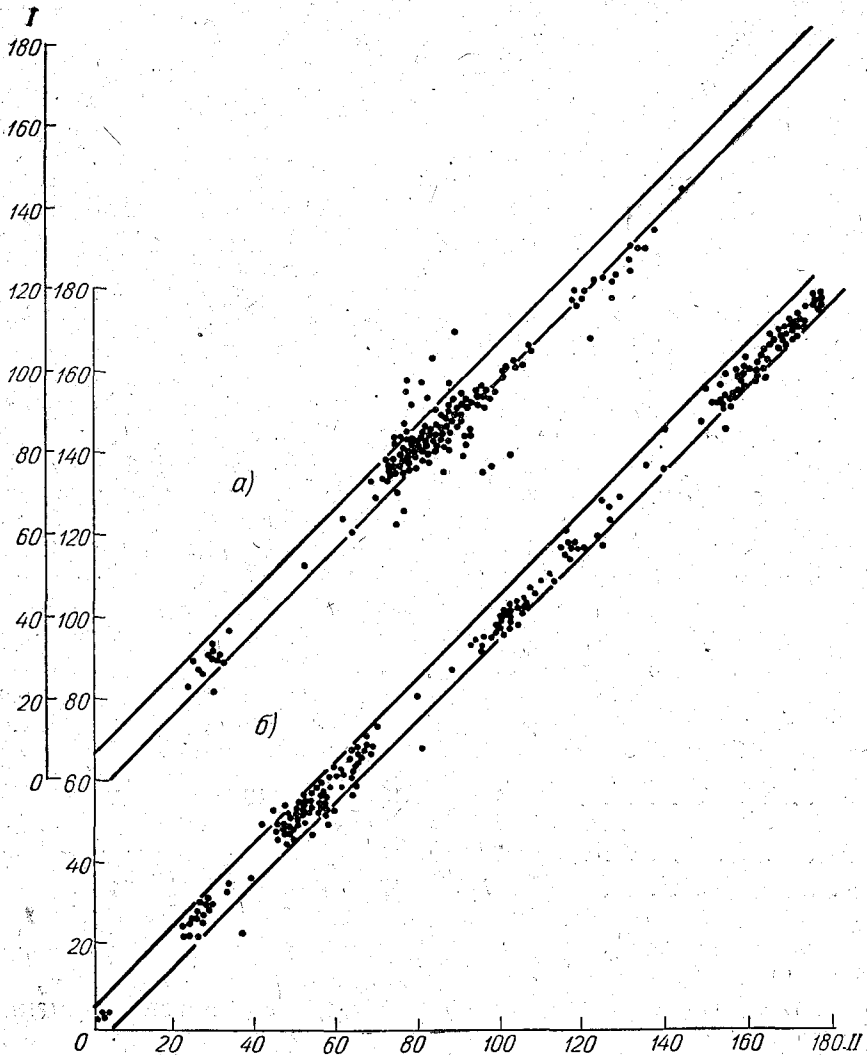


Рис. 1. Сопоставление одновременных отсчетов по двум пеленгаторам, установленным в одном пункте.

$I$  — азимуты по первому пеленгатору,  $II$  — азимуты по второму пеленгатору;  $a$  — данные неопытных наблюдателей,  $b$  — то же опытных наблюдателей.

Значения  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , необходимые для вычисления  $D$ , измеряются по фотографиям формы атмосфериков; на этих фотографиях одновременно регистрируется направление прихода соответствующего атмосферика.

Систематические наблюдения, проведенные в Потсдаме, показали, что формы атмосфериков, пригодные для определения расстояния по

формуле (1), встречаются довольно редко; благоприятные условия для таких измерений имеются обычно только ночью, но и тогда хорошие формы составляют только 5—10% общего числа зарегистрированных атмосфериков. Ограниченные возможности этого метода и ряд других факторов (например, задержка, связанная с необходимостью проявления и обработки фотопленок) не позволяют считать его достаточно перспективным.

Методы оценки расстояния до грозových очагов исследовались также в Англии. Попытка использовать с этой целью данные регистрации атмосфериков на двух специально подобранных частотах (около критической частоты слоя  $F$ ) не дает вполне определенных результатов [6]. В работе [7] рассматривается другой вариант метода определения расстояния до грозových очагов по форме атмосфериков. Если раньше выбирались атмосферерики, имеющие форму ряда дискретных импульсов (создаваемых повторными отражениями), то в новом варианте используются атмосферерики типа плавных затухающих комбинаций. Наиболее характерной особенностью этих атмосферериков, как было давно установлено, является постепенное увеличение длительности последовательных квазипериодов. На основе волноводной теории можно вывести формулу, связывающую время  $T_n$ , прошедшее от начала атмосферерика, с длительностью квазипериода  $\tau_n$  для соответствующего момента, высотой волновода  $h$  (соответствующей высоте нижней части ионосферы) и с расстоянием  $d$  от грозového разряда до пункта, где производятся наблюдения,

$$T_n = \frac{d}{c} \left[ \frac{2 \frac{h}{c}}{\sqrt{\left(\frac{2h}{c}\right)^2 - \tau_n^2}} - 1 \right] \quad (3)$$

( $c$  — скорость света). Зная ряд значений  $T_n$  и  $\tau_n$ , полученных при обработке зарегистрированной формы атмосферерика, можно вычислить высоту  $h$  и искомое расстояние до грозového разряда  $d$ . В результате сопоставления теоретических и экспериментальных кривых  $\tau = f(T)$  было обнаружено, что эффективная высота  $h$  изменяется мало и равна  $83 \pm 2$  км. Так как атмосферерики нужной формы встречаются очень часто (к этому типу относилось более 50% всех зарегистрированных атмосферериков), автор статьи [7] считает возможной разработку автоматического прибора для определения расстояния до грозových очагов, основанного на пропорциональности между расстоянием и дисперсией частот. Предполагается, что с помощью такого прибора можно существенно дополнить данные о расположении далеких очагов, так как при малых базах между пеленгаторами продольные ошибки резко возрастают с увеличением расстояния.

Большие работы по созданию новой аппаратуры проводятся в США. В 1959 г. там начала действовать опытная сеть из шести станций для автоматической локализации источников атмосферериков [8]. На каждой станции установлен пеленгатор, показания которого кодируются электронной схемой и передаются по телефонным линиям на центральный пункт. Обработка пеленгов, полученных одновременно с нескольких станций, производится счетно-решающим устройством; в результате на экране электронно-лучевой трубки указывается непосредственно географическое расположение источников атмосферериков. Разрешающая способность аппаратуры велика; в одну секунду можно получить до 30 точек, соответствующих отдельным источникам атмосферериков.

Параллельно с разработкой автоматической пеленгационной аппаратуры исследовалась возможность более точной локализации очень далеких (трансатлантических) гроз с помощью гиперболического метода [9], который был положен раньше в основу известной системы радионавигации (система Лоран). Опытная гиперболическая установка КИЦ (Кембриджского исследовательского центра) состоит из одной главной станции и трех подчиненных пунктов, расположенных в вершинах треугольника со сторонами порядка 100 км. Подчиненные пункты предназначены для ретрансляции формы принимаемых атмосфериков на главную станцию по специальным радиорелейным линиям. Совмещая на главной станции формы одного и того же атмосферика, переданные с подчиненных пунктов, можно с большой точностью (порядка нескольких микросекунд) измерить разность между временем прихода атмосферика в данные точки и, следовательно, определить соответствующую гиперболу. Опытные измерения, проводившиеся летом 1959 г., дали хорошие результаты; поперечные ошибки составляли в среднем только 1% расстояния до грозового разряда.

Сделанный обзор новых работ указывает на существование определенного разрыва между исследованиями, направленными на обоснование новых методов, и развитием метода пеленгации гроз, применяемого почти повсеместно в настоящее время. Следуя такому направлению, работу сети можно улучшить либо за счет введения новых вспомогательных методов наблюдений, сохраняя традиционный метод без всяких изменений в качестве основного, либо путем замены всей аппаратуры, линий связи и прочих вспомогательных устройств, отказавшись полностью от действующих сейчас пеленгаторов. В действительности каждый из этих вариантов трудно осуществить в короткое время, чтобы удовлетворить текущие практические запросы. Поэтому путь, связанный с более полным использованием имеющихся резервов, представляется в настоящее время более выгодным и перспективным.

Качество получаемых данных зависит прежде всего от синхронности наблюдений, вследствие чего важно обратить внимание на создание надежного командного реле, обладающего высокой стабильностью, и на жесткий контроль синхронизации отсчетов.

Для ускорения наблюдений, получения более полных данных, а также для исключения случайных ошибок в отсчетах кажется наиболее естественным перейти с помощью дополнительной приставки к автоматической регистрации азимутов.

Наконец, при стабильной работе командного реле можно попутно получить ценную дополнительную информацию, сравнивая время прихода атмосфериков в данные точки. Эти новые данные могут быть применены на местах для приближенной оценки распределения грозовых очагов по наблюдаемым пеленгам и гиперболам, соответствующим измеренному времени задержки.

Перечисленные вопросы более подробно рассматриваются в следующих разделах данной статьи.

### Универсальное командно-синхронизирующее реле

Для синхронизации отсчетов пеленгов командный пункт передает при помощи радиопередатчика сигналы синхронизации. Манипуляционные послышки для радиопередатчика командного пункта вырабатываются синхронизирующим реле. Принципиальная схема синхронизирующего реле представлена на рис. 2. Синхронизирующее реле состоит из следующих частей: катодного повторителя лампы  $L_1$ , устройства



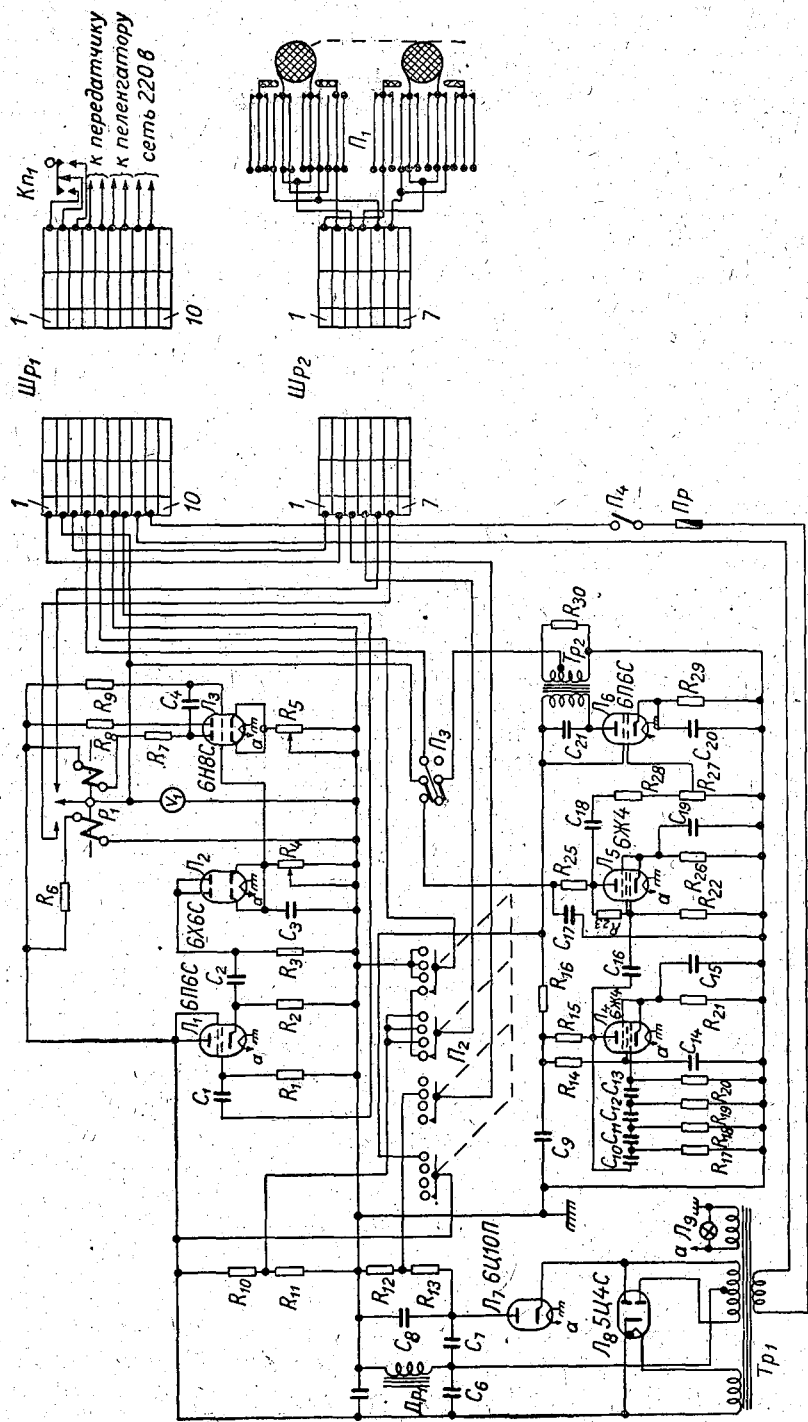


Рис. 2. Принципиальная схема синхронизирующего реле.

для формирования импульса лампы  $L_2$ , ждущего мультивибратора лампы  $L_3$ , задающего генератора звуковой частоты лампы  $L_4$ , предварительного усилителя звуковой частоты лампы  $L_5$ , оконечного усилителя звуковой частоты лампы  $L_6$  и схемы питания. Выходной импульс блока подсветки пеленгатора гроз через конденсатор  $C_1$  подается на управляющую сетку катодного повторителя лампы  $L_1$ .

Так как входное сопротивление катодного повторителя достаточно велико, включение реле практически не нарушает режима работы блока подсветки пеленгатора. Сигнал, снятый с катодного сопротивления  $R_2$ , подается на лампу  $L_2$ , последовательно с которой включена цепочка  $R_4C_3$ . Изменяя величину сопротивления  $R_4$ , можно регулировать длительность положительного импульса, снимаемого с катода лампы  $L_2$ . Сопротивление  $R_4$  подбирается таким, чтобы длительность импульса была порядка 0,2 секунды. Полученный положительный импульс подается на управляющую сетку левого триода ждущего мультивибратора лампы  $L_3$ . В нормальном положении правый триод лампы  $L_3$  открыт и ток, идущий через него, создает на сопротивлении  $R_5$  напряжение, запирающее левый триод лампы  $L_3$ . Положительный импульс, сформированный в цепи катода лампы  $L_2$ , открывает левый триод лампы  $L_3$ . Отрицательный импульс, получающийся в результате этого на анодной нагрузке, передается через конденсатор  $C_4$  и закрывает правый триод. После разряда конденсатора  $C_4$  через сопротивления  $R_7$  и  $R_8$  схема возвращается в исходное состояние, при котором левый триод лампы  $L_3$  закрыт, а правый открыт.

Так как в анодную цепь левого триода лампы  $L_3$  включена обмотка поляризованного реле, то оно будет срабатывать в соответствии с открыванием и закрыванием этого триода. Контактная система поляризованного реле используется для манипуляции в линии связи, идущей к передатчику. Предусмотрены следующие виды посылок: простое замыкание линии, однополюсные посылки постоянного тока напряжением 30—40 в, двухполюсные посылки постоянного тока напряжением 30—40 в и посылки переменного тока (800 герц) напряжением 40—50 в. (При необходимости путем включения второй и третьей секции вторичной обмотки выходного трансформатора величина звукового напряжения может быть увеличена соответственно до 80—100 или 140—150 в.) Переключения вида посылок осуществляются при помощи переключателя  $L_2$ . Напряжение звуковой частоты вырабатывается схемой, в состав которой входят задающий генератор лампы  $L_4$ , предварительный усилитель лампы  $L_5$  и оконечный усилитель лампы  $L_6$ . Задающий генератор собран по схеме  $RC$  генератора со сдвигом фазы. Как видно из схемы (рис. 2), между сеткой и анодом лампы задающего генератора включен реостатно-емкостный фазовращатель, состоящий из четырех ячеек  $RC$ ; причем схема рассчитана так, чтобы полный сдвиг фазы между анодом и сеткой составлял на частоте 800 гц  $180^\circ$ . Для получения хорошей формы кривой и высокой стабильности частоты колебаний задающий генератор работает в режиме слабой обратной связи. Так как в нашем случае требуется получение только одной определенной частоты, то примененная схема весьма удобна. Колебания звуковой частоты с анода задающего генератора подаются на управляющую сетку предварительного усилителя, собранного на лампе  $L_5$ . Манипуляция осуществляется в цепи анода этой лампы. С анода предварительного усилителя напряжение через конденсатор связи передается на регулятор усиления  $R_{27}$ , а с него на управляющую сетку оконечного усилителя, в анодную цепь которого включен выходной трансформатор. Грубая регулировка выходного напряжения звуковой частоты достигается под-

ключением провода, идущего от переключателя  $P_2$  к первой, второй и третьей секции вторичной обмотки выходного трансформатора, а плавная регулировка осуществляется потенциометром регулятора усиления  $R_{27}$ . Питание всей схемы осуществляется от обычного двухполупериодного выпрямителя, кроме этого, в схему введен еще один кенотрон, позволяющий получать отрицательное напряжение относительно общего заземленного провода схемы. Это напряжение необходимо для получения двухполюсных посылок постоянного напряжения в линию, идущую к передатчику. Величина напряжения этих посылок определяется делителями, состоящими из сопротивлений  $R_{10}$ ,  $R_{11}$  и  $R_{12}$ ,  $R_{13}$ .

Прибор смонтирован на угловом шасси. Все крупные детали укрепляются на горизонтальной части шасси. На передней панели расположены ручки переключателя вида посылок, ручка регулятора выходного напряжения звуковой частоты, выключатель сети питания, сигнальная лампочка, сетевой предохранитель и индикатор напряжения одно- и двухполюсных посылок. На задней стороне шасси укреплены два кабельных разъема и переключатель, позволяющий включать линию, идущую к передатчику, на контактную систему реле или на вторичную обмотку выходного трансформатора звукового генератора. Переключатель (позволяющий переключать манипуляцию с ручной на автоматическую) и телеграфный ключ заключены в отдельные кожухи и укрепляются на столе перед оператором.

Описанное синхронизирующее реле используется следующим образом.

Оператор командного пеленгационного пункта ставит сначала переключатель  $P_1$  в положение ручной манипуляции и при помощи телеграфного ключа передает подготовительные сигналы настройки и кодовый сигнал, соответствующий первому пеленгу. После этого он переводит переключатель  $P_1$  в положение автоматической работы и наблюдает за экраном пеленгатора. Когда на экране пеленгатора появится импульс первого принятого атмосферика, оператор возвращает переключатель  $P_1$  в положение ручной манипуляции, записывает в бланк азимут прихода атмосферика, передает при помощи телеграфного ключа кодовый сигнал, соответствующий второму пеленгу, ставит переключатель  $P_1$  в положение автоматической манипуляции, ждет появления импульса следующего атмосферика и т. д.

При появлении на экране пеленгатора командного пункта подсвеченного импульса срабатывает синхронизирующее реле и передатчик передает в эфир телеграфный сигнал синхронизации (незатухающие колебания) длительностью 0,2—0,3 сек. Этот сигнал принимается на всех остальных пеленгационных пунктах; операторы, проводящие наблюдения, на слух определяют момент появления нужной вспышки на экранах своих пеленгаторов. Такой способ, естественно, не позволяет проверить, правильно ли сделан отсчет, если промежуток времени между сигналом и вспышкой не превышает нескольких десятых секунды. Подобные случаи особенно вероятны в период большой грозовой активности. Этим, в частности, объясняется увеличение процента бракованных пеленгов в летние месяцы.

### Индикатор совпадений

Для индикации совпадений принимаемых атмосфериков с сигналами синхронизации может быть использована схема отбора совпадений с разрешающей способностью порядка 10 м-сек. Делать разрешающую способность более высокой не имеет смысла, так как время распростра-

нения сигнала от командного пункта до других пеленгационных пунктов при величине баз порядка 600—1000 км уже составит несколько миллисекунд.

Схема индикатора совпадений представлена на рис. 3.

На клеммы «Вход I» подается напряжение звуковой частоты с выхода усилителя низкой частоты приемника, используемого для приема сигналов синхронизации. При помощи трансформатора  $Tr_1$  это напряжение повышается до уровня 30—50 в, выпрямляется полупроводниковыми диодами типа Д7Ж и преобразуется в импульсы положительной

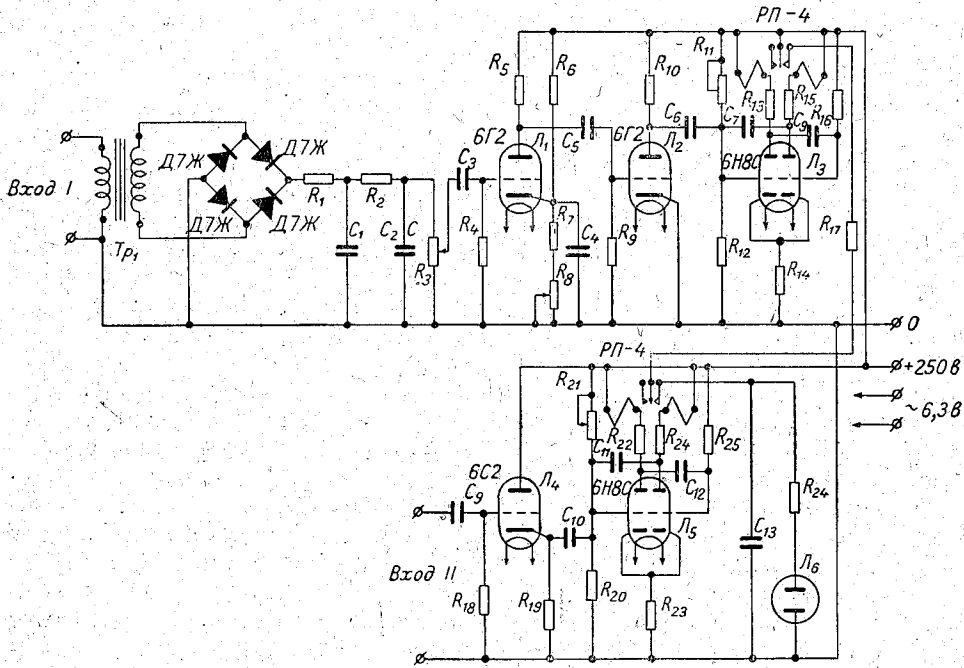


Рис. 3. Схема индикатора совпадений.

полярности с длительностью, соответствующей длительности сигналов синхронизации (0,2—0,3 сек.). Затем эти импульсы дифференцируются при помощи цепочки  $C_3R_4$  и двухсторонне ограничиваются лампами  $L_1$  и  $L_2$ . Ограниченный импульс длительностью порядка 50 м-сек. используется для запуска ждущего мультивибратора лампы  $L_3$ . В анодные цепи триодов мультивибратора включены обмотки поляризованного реле типа РП-4. В ждущем состоянии правый триод лампы  $L_3$  открыт, и на катодном сопротивлении  $R_{14}$  выделяется значительное напряжение, запирающее левый триод. В этом положении якорь реле притянут к левому контакту, сигнальная цепь разомкнута. В момент срабатывания мультивибратора под действием стартового импульса левый триод лампы  $L_3$  открывается, а правый — закрывается, что вызывает срабатывание поляризованного реле, при котором якорь перебрасывается на правый контакт и замыкает сигнальную цепь. Время нахождения мультивибратора в опрокинутом состоянии выбрано порядка 15 м-сек., после чего схема возвращается в исходное положение.

Клеммы «Вход II» соединяются с выходом блока подсветки пеленгатора, откуда поступают импульсы положительной полярности длительностью 1—2 м-сек. Через катодный повторитель лампы  $L_4$  эти им-

пульсы используются для запуска ждущего мультивибратора лампы  $L_5$ , идентичного мультивибратору лампы  $L_3$ . Контактная группа поляризованного реле, работающего от мультивибратора лампы  $L_5$ , включена последовательно с контактной группой поляризованного реле, работающего от мультивибратора лампы  $L_3$ , поэтому при совпадении импульса подсветки с моментом прихода синхронизирующего сигнала сигнальная цепь, заряжающая конденсатор  $C_{13}$ , окажется замкнутой. Конденсатор  $C_{13}$  зарядится и, разряжаясь через сопротивление  $R_{26}$ , вызовет свечение сигнальной лампы  $L_6$ .

Для устойчивой работы индикатора совпадений необходимо, чтобы сигналы синхронизации превышали уровень помех не менее чем в два раза.

### Использование данных о времени прихода атмосфериков

Принятый в настоящее время метод пеленгования гроз позволяет оценить без применения специальной аппаратуры промежуток времени между моментами прихода атмосферика на командный пункт и на какой-нибудь другой пункт сети. Для этого достаточно воспользоваться любым осциллографом серийного производства, снабженным ждущей разверткой. Такие наблюдения представляют большой интерес по ряду причин. Полученные данные могут быть использованы для выяснения технических вопросов, связанных с гиперболическим методом локализации гроз, но более важно в настоящее время выяснить эффективность смешанного метода «гипербола—пеленг» (ГП). Из общих соображений следует, что при работе с обычной аппаратурой точность метода ГП будет не особенно высокой, по крайней мере, до отработки подходящей методики наблюдений, но в случае получения удовлетворительных результатов применение его становится весьма перспективным из-за высокой оперативности и простоты.

Сущность метода ГП заключается в следующем. Допуская, что атмосферика распространяются в волноводе земля—ионосфера со скоростью света, можно от времени, затраченного на прохождение некоторого пути, перейти к расстоянию; разности времени прихода атмосферика в два данных пункта  $\Delta t$  соответствует определенная разность в расстояниях до источника. Поэтому каждому значению  $\Delta t$  (в пределах некоторого интервала) соответствует также определенная гипербола. Точка пересечения пеленга с гиперболой, найденной по величине  $\Delta t$ , указывает местоположение источника.

Опытные измерения  $\Delta t$  были начаты в декабре 1960 г. и проводились следующим образом. Ждущая развертка осциллографа, длительность которой была выбрана равной 10 м-сек. (метки времени давались через 1 м-сек.), запускалась импульсом подсветки пеленгатора. На вертикальные отклоняющие пластины осциллографа (через имеющийся в нем усилитель) подавался командный сигнал, снимаемый с усилителя промежуточной частоты радиоприемника. Для удобства наблюдений в осциллограф была поставлена трубка с большим послесвечением. Наблюдая за экраном осциллографа, можно было определить время запаздывания начала командного сигнала  $\delta t$  относительно момента запуска развертки; отсчет производился на глаз до десятых долей миллисекунды. В качестве примера на рис. 4 приведена фотография развертки с командным сигналом; следует отметить, что относительная ширина меток времени на фотографии преувеличена по сравнению с действительной величиной меток на рабочем осциллографе (съемка производилась с экрана осциллографа, работающего обычно в другой установке).

Для характеристики возможной точности определения величины  $\delta t$  следует указать, что устройства, применявшиеся еще недавно в службе времени при сравнении хода эталонных часов по радиосигналам, обеспечивали точность порядка нескольких миллисекунд; в данном случае это совершенно исключало бы возможность практического использования сведений о времени задержки  $\delta t$ . Только предложенный недавно метод, по существу аналогичный описанному способу определения  $\delta t$ , позволил резко повысить точность сравнения эталонных часов [1].

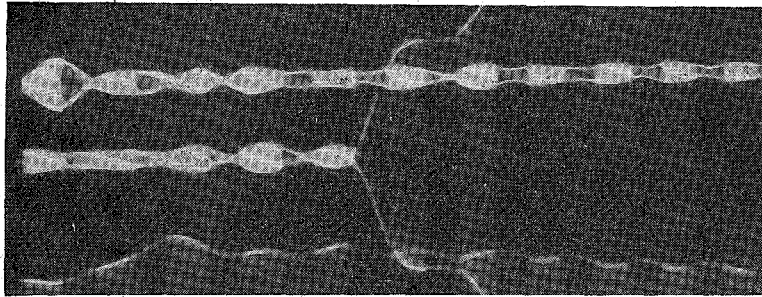


Рис. 4. Временная развертка и командный сигнал (фотоснимок экрана осциллографа);  $\delta t = 4,8$  м-сек.

Вследствие того, что командное реле запускается также от подсветки пеленгатора, находящегося на командном пункте, измеренные значения  $\delta t$  связаны с искомой величиной  $\Delta t$  следующим соотношением:

$$\delta t = t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + \Delta t, \quad (4)$$

где  $t_1$  — время задержки сигнала в командном реле,  $t_2$  — время задержки в линии, связывающей радиобюро с передатчиком,  $t_3$  — время распространения сигнала от командного пункта до пункта наблюдений,  $t_4$  — время задержки в радиоприемнике. Как показали специальные измерения, колебания величины  $t_1$  обычно меньше 0,1 м-сек. Если на командном пункте имеется собственный передатчик,  $t_2 = 0$ ; при подаче командных сигналов через вынесенный радиоцентр величина  $t_2$  может иметь случайные колебания в пределах примерно 0,2 м-сек. из-за того, что манипуляция в линии, соединяющей радиобюро с передатчиком, производится звуковой частотой порядка 1000 гц. Величина  $t_3$  для данного времени суток при нормальном состоянии ионосферы изменяется мало; вариации ее могут быть учтены введением поправки, определяемой по ионосферным данным. Задержка в приемнике  $t_4$  зависит главным образом от ширины полосы пропускания усилителя промежуточной частоты; это надо учитывать при работе с современными приемниками, в которых ширину полосы можно изменять. Если установлено определенное значение ширины полосы пропускания промежуточной частоты, величина  $t_4$  достаточно стабильна. Практически удобнее иметь дело не с отдельными составляющими, а с общей задержкой в тракте связи

$$T = t_1 + t_2 + t_3 + t_4;$$

тогда

$$\Delta t = \delta t - T. \quad (5)$$

Для определения среднего значения  $T$  при наличии достаточно большого и вполне однородного материала наблюдений можно воспользоваться статистическим методом, учитывая, что интервал, в пределах

которого изменяются значения  $\delta t$ , должен равняться интервалу возможных значений  $\Delta t$  при данной длине базы. Пробная обработка полученных данных показала возможность определения среднего значения  $T$  таким методом, но из-за того, что сначала не была обеспечена достаточная однородность наблюдений, пользоваться средним значением  $T$  оказалось невозможным. Поэтому значения  $T = \delta t - \Delta t$  для ряда отдельных периодов находились путем сравнения данных о положении небольшого числа источников, наиболее точно запеленгованных обычным методом, и непосредственно измеренной для тех же индивидуальных атмосфериков величины задержки  $\delta t$ . Значение  $\Delta t$  находилось по координатам источника с помощью планшета, изображенного на рис. 5.

Специальный планшет, необходимый для обработки наблюдений по методу ГП, представляет собой схематическую карту рассматриваемого района, на которой имеется лимб для прокладки пеленгов, измеренных в данном пункте, и семейство гипербол, фокусы которых находятся в точках, где расположен пункт наблюдений и командный пункт. При построении планшетов, используемых для обработки наблюдений над атмосфериками, нужно пользоваться гномонической проекцией, чтобы дуги большого круга изображались прямыми линиями. Выбор центральной точки проекции определяется соображениями удобства работы с планшетом и границами района, который необходимо охватить. Планшет для Ленинградского пункта (рис. 5) построен в поперечной гномонической проекции; долгота центральной точки  $20^\circ$  В. Деления лимба для прокладки пеленгов, как видно из рис. 6, различны по величине вследствие искажения углов, характерного для гномонической проекции. В каждой данной точке истинные  $\alpha$  и искаженные  $\alpha'$  углы связаны формулой

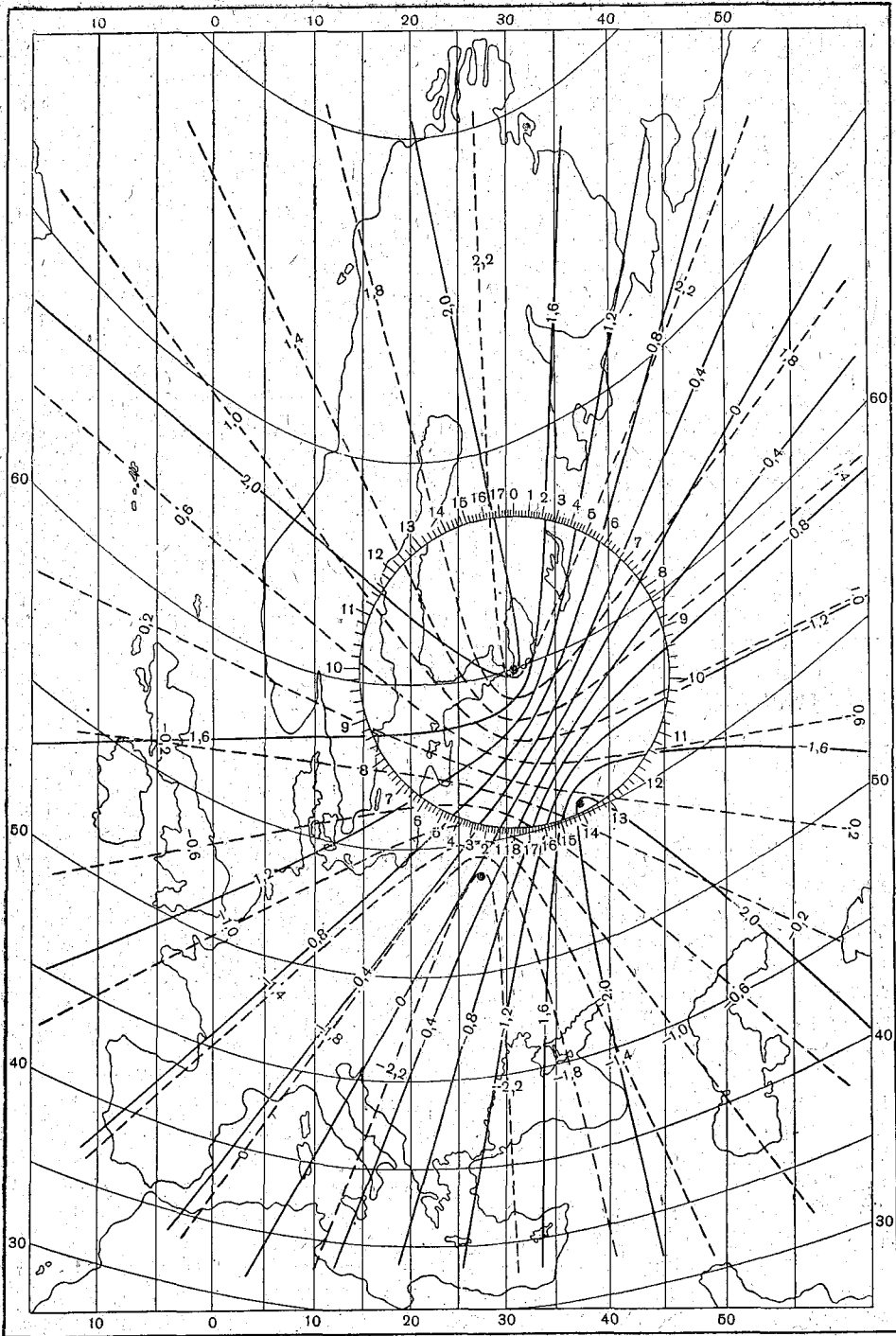
$$\operatorname{tg} \alpha' = \cos z \operatorname{tg} \alpha, \quad (6)$$

где  $z$  — угловое расстояние между данной точкой и центральной точкой проекции. Пользуясь формулой (6), следует помнить, что углы  $\alpha$  и  $\alpha'$  отсчитываются относительно направления на центральную точку проекции.

На планшете нанесены два семейства гипербол; гиперболы, вычерченные сплошными линиями, предназначены для обработки наблюдений, сделанных по командам Московского пункта. Гиперболы, изображенные пунктирными линиями, используются при работе по командам Минского пункта. Для каждой гиперболы указана соответствующая величина  $\Delta t$  в миллисекундах.

Расчеты, необходимые для построения гипербол, значительно упрощаются, если вместо координат отдельных точек гипербол вычислять с помощью известных формул сферической тригонометрии углы  $B$  и  $C$  треугольника по трем сторонам: базе  $a$ ,  $b$  и  $c = (b + d)$ . Меняя сторону  $b$  при фиксированной величине  $d$ , можно получить ряд углов  $(B_1, C_1)$ ,  $(B_2, C_2)$ ,  $(B_3, C_3)$  и простым геометрическим построением найти ряд точек гиперболы, характеризуемой определенным значением  $\Delta t$ .

После изготовления планшета подготовительная работа заканчивается, остается несколько точнее сформулировать ближайшую задачу, сообразуясь с которой можно выбрать наиболее подходящий способ обработки полученных данных. В первую очередь следует поставить вопрос о том, можно ли с помощью метода ГП оценить грозовую обстановку в самых общих чертах. Занимаясь решением этой задачи, естественно воспользоваться групповым методом обработки данных, осредняя отсчеты с близкими значениями  $\delta t$  и с близкими азимутами из-за





сравнительно низкой стабильности времени задержки  $T$  для единичного отсчета.

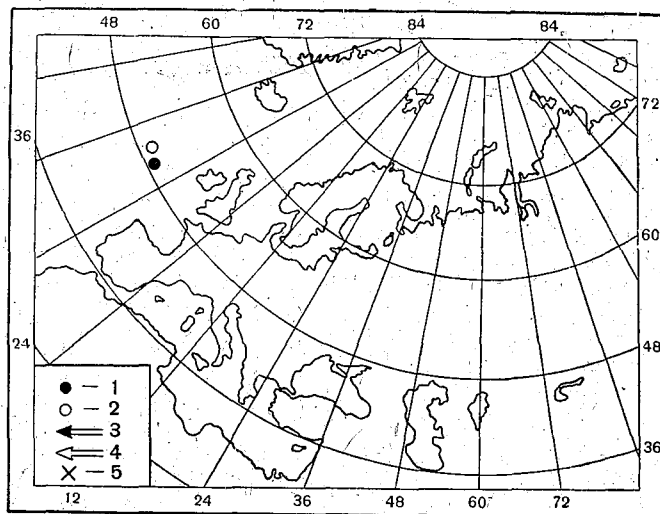


Рис. 6. Карта грозных очагов, зарегистрированных 15 февраля 1961 г. в 12 час.

1 — местоположение очагов, полученное по данным наблюдений методом ГП; 2 — местоположение очагов по данным английской сети катодных пеленгаторов; 3 и 4 — соответствующие направления на очаги, лежащие за рамками карты; 5 — положение источника, использованного для определения  $T$ .

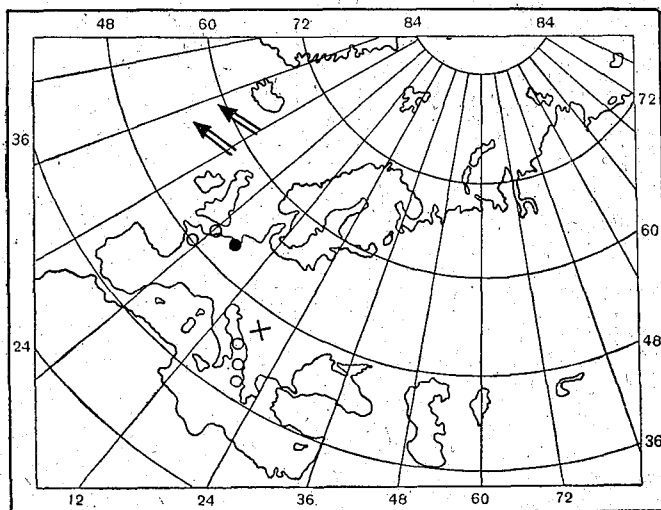


Рис. 7. Карта грозных очагов, зарегистрированных 2 февраля 1961 г., в 12 час.

(Усл. обозначения см. рис. 6).

На рис. 6 и 7 для определенных сроков представлены результаты обработки наблюдений по методу ГП и данные о местоположении грозных очагов, полученные по наблюдениям сети катодных пеленгаторов. Эти примеры показывают, что начатые недавно измерения величины  $\delta t$  представляют определенный интерес.

## О выборе шкалы для отсчета пеленгов и кодировании данных в телеграммах

В настоящее время большое внимание уделяется вопросу о выборе наиболее рациональных кодов для передачи информации (см., например, [2]). В этом отношении код, используемый для передачи по телеграфу результатов наблюдений пунктов пеленгования атмосфериков, нельзя признать удовлетворительным. Более того, принятая система обозначения пеленгов трехзначным числом (в градусах) не вполне соответствует реальной точности наблюдений.

Как было указано выше, пеленгаторы позволяют измерять азимуты прихода атмосфериков с точностью  $\pm 2^\circ$ , к этому можно добавить, что при имеющейся аппаратуре обеспечить более высокую точность единичного отсчета весьма трудно. Между тем, шкалы визирных устройств пеленгаторов имеют на полуокружности 180 делений, отсчеты по шкале делаются с точностью до одного градуса и записываются в пеленгационный бланк трехзначными числами.

Реальная точность получаемых данных, очевидно, не изменится при отказе от градусных делений на шкале визирного устройства и переходе к условным единицам (соответствующим двухградусным делениям). Новые деления на шкале визирного устройства будут достаточно крупными, и оператор при визуальном отсчете не сможет ошибиться на целое деление (округление до целых делений будет вполне объективным). Статистический анализ отсчетов, сделанных операторами по визирному устройству с градусными делениями, результат которого представлен в табл. 1, показывает, что имеются личные ошибки операторов, так как повторяемость последних цифр в отсчетах в ряде случаев заметно отличается от теоретически ожидаемой величины (10%). У разных операторов эти ошибки различны по величине и относятся к разным цифрам.

Таблица 1

Повторяемость (в процентах) последних цифр в отсчетах азимутов

Оператор	Последняя цифра отсчета азимута										Общее число отсчетов
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
А	11,2	9,0	10,1	10,1	10,6	11,5	9,7	9,2	8,8	9,8	1300
Б	10,5	7,6	13,0	12,2	7,6	7,6	8,4	10,8	12,8	9,5	1059
В	10,1	7,4	11,2	11,4	8,5	11,8	10,4	10,4	10,4	8,4	1058

Обозначение азимутов прихода атмосфериков двухзначными числами значительно упростит конструкцию устройства для автоматической регистрации азимутов, так как количество необходимых для регистрации чисел уменьшается вдвое.

Кроме того, нужно учитывать, что объем каждой телеграммы, посылаемой с пеленгационного пункта в пункт обработки, увеличится при использовании устройства для автоматической регистрации азимутов, основная цель применения которого заключается в увеличении числа пеленгов, набираемых в течение сеанса для получения более полных и точных сведений о местоположении грозových очагов. Для сокращения этих телеграмм двухзначное обозначение азимутов весьма удобно, так как позволяет заменить существующий код, предусматривающий зашифровку каждого азимута в виде отдельной группы, новым кодом, каж-

дая группа которого вмещала бы два азимута. Примером такого уплотненного кода может служить код, состоящий из групп типа

$Aa_1a_2b_1b_2$ ,

где  $A$  — порядковый номер группы от 0 до 9,  $a_1a_2$  — азимут, отсчитанный по 1-й (3-й, 5-й, ...) команде,  $b_1b_2$  — азимут, отсчитанный по 2-й (4-й, 6-й, ...) команде.

При отсутствии данных, соответствующих какому-либо командному сигналу, вместо  $a_1a_2$  или  $b_1b_2$  ставится цифра 99. При таком изменении кода для передачи одинакового числа азимутов потребует вдвое меньшее число групп по сравнению с существующим кодом.

### Некоторые дополнительные задачи

Сведения, получаемые путем пеленгации атмосфериков, позволяют определять местонахождение прозовых очагов на большой территории. Однако оценить интенсивность этих очагов по числу разрядов, приходящихся на единицу площади, довольно трудно. Для определения пересчетных коэффициентов представляют интерес материалы, получаемые при помощи грозорегистраторов, т. е. приборов, регистрирующих число грозных разрядов в сравнительно небольшом районе вокруг данного пункта. Так как этот район обычно не имеет достаточно резко выраженной границы, в Англии разрабатывалась методика перехода от числа разрядов, зарегистрированных грозорегистратором, к среднему числу разрядов на единицу площади и была сделана необходимая для такого пересчета оценка эффективного радиуса действия приборов данного типа (рекомендованных Всемирной Метеорологической организацией) [10].

Имеются указания, что грозорегистраторы со сравнительно низкой чувствительностью, работающие в области инфранизких частот (в частности, регистрирующие электростатическую составляющую поля), обладают более резко ограниченной зоной приема. В 1958 г. в Швеции была организована сеть пунктов, охватывающая более или менее равномерно всю территорию страны и снабженная приборами подобного типа, предназначенными для регистрации в основном разрядов на землю [11]. Полученные данные позволили построить для периода наблюдений карту распределения числа разрядов; вследствие того, что подобного рода карта дается впервые, целесообразно воспроизвести ее здесь, (рис. 8).

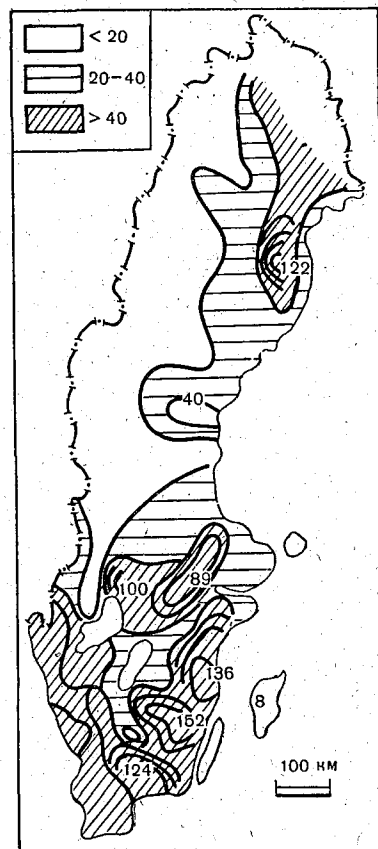


Рис. 8. Карта числа грозных разрядов, приходящихся на 100 км<sup>2</sup>, по данным регистрации в течение летнего сезона 1958 г. (июль—сентябрь) в Швеции (по материалам Мюллер-Хиллебранда [11]).

## ВЫВОДЫ

При решении вопроса о повышении эффективности наблюдений за атмосфериками необходимо сделать выбор между переходом к новой системе пеленгации (что требует замены основного оборудования пунктов и связано с разработкой и изготовлением целого комплекса приборов) и более полным использованием возможностей действующей сейчас аппаратуры. Результаты проведенной работы приводят к выводу, что резервы действующей аппаратуры достаточно велики, поэтому на ближайшее время выгоднее выбрать второй путь.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко М. А., Платонов Ю. П., Сухов В. Б. Осциллографическое устройство для приема сигналов точного времени. *Астрономический журнал*, № 1, 1960.
2. Долуханов М. П. Введение в теорию передачи информации по электрическим каналам связи. *Связьиздат*, М., 1955.
3. Watson-Watt R. A., Herd J. F. An instantaneous direct-reading radiogoniometer. *Journ. Inst. Electr. Eng.*, 64, 1926.
4. World Meteorological Organization. Guide to international meteorological instrument and observing practice. *Suppl. No 8*, 1957.
5. Skieb G., Kaiser H., Papp C. Die Peilung atmosphärischer störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform (Abh. d. Met. und Hydr. Dienstes DDR № 48) Ak.—Verl., Berlin, 1958.
6. Horner F. The reception of atmospheric waves at high frequencies, *Journ. Atm. Terr. Physics*, 4, 1953; 9, 1956.
7. Hepburn F. Analysis of smooth type atmospheric waveforms. *Journ. Atm. Terr. Physics*, 19, No 1, 1960.
8. Paulsen W. H., Dickson E. B. Sferic locating system, AN/FMS-3, Preliminary results of the new automatic sferic locating set, AN/FMS-3, operations in 1959. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 41, No 4, 1960; *Weatherwise*, 13, No 2, 1960.
9. Lewis E. A., Harvey R. B., Rasmussen J. E. Hyperbolic direction finding with sferics of Transatlantic origin. *Journ. Geophys. Res.*, 65, No 7, 1879—1905, 1960.
10. Horner T. The design and use of instruments for counting local lightning flashes. *Proc. Inst. Electr. Eng.* (London), 107, part B, No 34, 1960.
11. Muller-Hillebrand D. Lightning counter and results obtained in Sweden during the thunderstorm period 1958. *TVF (Tekn.—Vetensk. Forskn.)*, 30, No 6, 1959.

## НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ТОКАМИ КОРОНИРОВАНИЯ С ИСКУССТВЕННОГО ОСТРИЯ В ВОЕЙКОВО

Приведены результаты наблюдений за токами с острия в Воейково в 1958—1960 гг. в летние периоды. Сделана оценка величины зарядов, приносимых токами с острий на землю. Рассмотрена зависимость токов с острия от величины напряженности поля и силы ветра.

В настоящее время является общепризнанным, что токи с острий играют большую роль в обмене электрическими зарядами атмосферы с землей. Большое число естественных острий, имеющих на земной поверхности (деревья, кустарники, острые выступы строений и скалы и т. п.) при достаточно больших электрических полях начинают коронировать, снабжая атмосферу (одновременно и землю) электрическими зарядами.

Насколько велика роль токов с острий в балансе электрических зарядов на земной поверхности, показывают следующие широко известные данные, полученные Вормелем для Кэмбриджа по количеству электричества, переносимого различными процессами на площадь 1 км<sup>2</sup> за год (в кулонах):

Ток проводимости . . . . .	60
Осадки . . . . .	20
Разряды молний в землю . . . . .	—20
Токи с острий . . . . .	—100

Как видно из приведенных данных, основная роль в этом балансе принадлежит токам с острий. Можно указать еще на одно интересное явление, связанное с существованием токов с острий.

Часто высказывается мысль, что объемный положительный заряд между землей и облаком, генерируемый токами с острий, играет важную роль в формировании разряда молнии. Так, возникновение  $\beta$ -типа лидера связывают именно с наличием этого объемного заряда [1], а по данным Малана и Шонланда [12], этот тип лидера имеет место по крайней мере в 65% случаев. Сильное электрическое поле, возникающее между объемным зарядом и облаком, приводит к возникновению молнии при относительно небольшой средней напряженности поля в пространстве между облаком и землей. О наличии положительного объемного заряда также свидетельствуют многочисленные разряды, которые не достигают земли.

С целью установления некоторых закономерностей в балансе электрических токов на землю пользовались ранее и пользуются сейчас ис-

кусственными остриями, экспонируемыми на высокой мачте. Как было впервые установлено Уипплом и Скрейзом [3], а затем подтверждено рядом исследований других авторов (например, [4], и др.), ток с острия зависит от градиента потенциала, существующего в атмосфере, причем эта зависимость имеет вид

$$i = a(E^2 - E_0^2), \quad (1)$$

где  $i$  — ток с острия,  $E$  — градиент потенциала,  $a$ ,  $E_0$  — постоянные.

Установленное экспериментально соотношение вида (1) неоднократно использовалось для измерения градиента потенциала в грозовых облаках, под ними или над ними.

Были сделаны попытки с помощью лабораторных исследований найти более точные соотношения между током с острия и градиентом потенциала.

Однако первоначально в программу лабораторных испытаний не включалось выяснение роли ветра. Оказалось же, что только учет ветра на ток с острия может устранить противоречия в определении электрических полей грозовых облаков. С учетом поправок на ветер были сделаны попытки новых интерпретаций результатов ([8], [9] и др.), полученных ранее с помощью альтзиэлектрографов. Исправленные результаты уже согласуются в основном с результатами, полученными другими методами (самолетные исследования [7] и пр.).

Одновременно делались попытки поставить эксперимент в естественных условиях. Например, Ларж и Пирс [10] исследовали токи коронирования с острия, помещенного в естественных условиях, но подавали на него искусственный потенциал.

Ими была получена зависимость

$$i = A(V - V_0)(W^2 + C^2V^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $i$  — ток с острия,  $V$  — потенциал точки,  $W$  — скорость ветра. Остальные величины постоянные.

Следует отметить, что эти постоянные имеют различные значения у разных авторов, причем не всегда ясны причины этих различий.

В направлении исследования зависимости тока с острия от градиента потенциала и скорости ветра велись также и теоретические исследования, в результате которых были получены различные формулы. Приводим одну из них, полученную Чепманом [9]:

$$i = A(V - V_0)v. \quad (3)$$

Здесь  $i$  — ток с острия,  $V$  — потенциал точки,  $v$  — скорость перемещения иона,  $A$  и  $V_0$  — постоянные.

В естественных условиях измерениями тока с острия с целью установления зависимости от градиента потенциала и скорости ветра занимались Киркман и Чалмерс [11]. Результаты измерений они выразили эмпирической формулой

$$i = K(E - M)(W + C), \quad (4)$$

где  $i$  — ток с острия,  $E$  — градиент потенциала,  $W$  — скорость ветра,  $K$ ,  $M$ ,  $C$  — постоянные.

Представляется интересным отметить, что при больших значениях скорости ветра формулы (2), (3) и (4) достаточно хорошо согласуются.

В течение ряда лет Главной геофизической обсерваторией в Воейково проводились измерения токов с острия. В настоящей статье рассматриваются результаты наблюдений в летние периоды 1958—1960 гг.

Для измерения тока с острия использовался прибор, собранный

на двойном триоде 6Н8 [2]. Острие длиной 60 мм и диаметром 1 мм укреплялось на металлической трубе в 1,5 м, которая в свою очередь устанавливалась на крыше здания. Общая высота над уровнем земли составляла 10 м. В 1960 г. острие было заменено острием стандартной формы длиной 50 мм и диаметром у основания 9 мм.

Запись тока одновременно с величиной напряженности электрического поля у поверхности земли производилась на шлейфовом осциллографе типа МПО-2; скорость продвижения фотопленки составляла 1 мм/сек. На фотопленке с помощью часового механизма каждые две минуты производилась отметка времени. Прибор имел три чувствительности и позволял измерять токи от  $10^{-8}$  а и выше. При обработке среднее значение тока определялось в каждом интервале 30 сек.

Весь материал наблюдений представлен в табл. 1—6.

Напряженность поля летом достигает критических, вызывающих коронирование с искусственного острия величин только во время ливней или во время ливней, сопровождаемых грозами. Поэтому наблюдения за током с острий велись только во время этих явлений.

В табл. 1—3 представлены результаты наблюдений за три года по отдельным ливням. В графе 1 отмечается время (год, месяц и число), когда проводились наблюдения. В графах 2 и 3 приводится продолжительность наблюдения в минутах, отдельно для положительного и отрицательного знаков тока коронирования. В графах 4 и 5 даны средние значения токов коронирования для обоих знаков. В графе 6 даны отношения отрицательного тока к положительному току коронирования, а в графе 7 — то же, но для временных интервалов. В графах 8 и 9 приводятся величины зарядов, притекающих к земле вследствие токов коронирования, отдельно положительные и отрицательные. В графе 10 дана разность этих зарядов, в графе 11 — их отношение.

В табл. 5 помещены некоторые характеристики тока с острия, представленные в виде отклонений от средних трехлетних величин, выраженные в процентах.

Из рассмотрения табл. 1—6 видно, что суммарные электрические заряды, приносимые к земле током с острия, варьируют в сильной степени от одного случая к другому не только для отдельных ливней и гроз, но и для отдельных месяцев и даже для отдельных лет. Интересно отметить, что наиболее устойчивой характеристикой токов с острия является отношение

$\frac{t}{t_+}$ , как это следует из табл. 6. Как во время ливней, так и во время гроз в большинстве наблюдаемых случаев преобладает отрицательный заряд. Величина суммарного заряда за месяц, за год, а также за весь срок наблюдений (за три года) в подавляющем большинстве случаев также является отрицательной.

Какой-либо существенной разницы в величине заряда и его знаке, приносимом к земле во время ливневых дождей и дождей, сопровождаемых грозами, из приведенных в таблицах результатов наблюдений подметить не удается.

Из табл. 6 (графа 7) следует, что отношение  $t_-/t_+$  как для ливней, так и для гроз в среднем составляет примерно 1,2.

Для приближенной оценки роли токов с острия в балансе электрических зарядов на земной поверхности в районе Ленинграда (Воейково) примем эквивалентную площадь (площадь на местности, которая получает такой же заряд вследствие коронирования деревьев и травы, как земная поверхность вследствие коронирования с единичного искусственного острия), равную  $100 \text{ м}^2$  [13]. Тогда, используя данные табл. 5, найдем, что в пересчете токи с острия перенесут 45 кулонов на один квад-

Таблица 1

## Характеристики токов коронирования с искусственного острия по отдельным ливням

Дата	t мин.		i <sub>ср.</sub> · 10 <sup>-8</sup> а		t <sub>-</sub> /t <sub>+</sub>	t <sub>-</sub> /t <sub>+</sub>	Заряд в МК		Разность зарядов	q <sub>-</sub> /q <sub>+</sub>
	+	-	+	-			+	-		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

## Наблюдения во время ливней

1958 г.										
4/V	20	8	29	75	2,6	0,4	0,3	0,3	0,0	1,0
5/V	22	24	50	51	1,0	1,1	0,7	0,7	0,0	1,0
6/V	4	8	27	17	0,6	2,3	0,05	0,08	-0,03	1,6
12/V	—	3	—	92	—	—	—	0,1	—	—
16/V	33	40	41	51	1,2	1,2	0,8	1,2	-0,4	1,5
10/VI	27	18	108	34	0,3	0,7	1,7	0,4	1,3	0,2
14/VI	25	27	22	55	2,5	1,0	0,3	0,9	-0,6	3,0
17/VI	13	45	25	74	3,0	3,5	0,2	2,0	-1,8	10,0
7/VII	35	17	30	57	1,9	0,5	0,6	0,6	0	1,0
22/VII	5	8	13	90	6,9	1,7	0,03	0,5	-0,47	16,6
31/VII	—	27	—	149	—	—	—	2,4	—	—
4/VIII	12	4	102	165	1,6	0,4	0,7	0,4	0,3	0,6
1959 г.										
25/V	2	12	81	160	2,0	5,9	0,1	1,1	-1,0	11
31/V	8	—	19	—	—	—	0,09	—	—	—
1/VI	10	14	61	101	1,6	1,4	0,4	0,8	-0,4	2,0
5/VI	10	7	43	31	0,7	0,7	0,2	0,1	0,1	0,5
11/VI	26	70	48	63	1,3	2,7	0,7	2,6	-1,9	3,7
20/VI	16	12	60	88	1,5	0,7	0,6	0,6	0,0	1,0
21/VI	30	43	33	44	1,3	1,4	0,6	1,1	-0,5	1,8
16/VII	10	—	20	—	—	—	0,1	—	—	—
1960 г.										
8/VI	6	21	32	51	1,6	3,4	0,1	0,7	-0,6	7,0
17/VI	33	47	62	12	0,2	1,4	1,2	0,3	0,9	0,2

## Наблюдения во время ливней с грозами

1958 г.										
13/V	35	24	51	38	0,7	0,7	1,3	0,5	0,8	0,4
27/V	22	22	49	67	1,4	1,0	0,6	0,9	-0,3	1,5
28/V	55	55	44	102	2,3	1,0	1,4	3,4	-2,0	2,4
27/VI	4	23	1	13	13,0	5,4	0,003	0,2	0,197	67,0
10/VII	18	32	43	77	1,8	1,7	0,5	1,5	-1,0	3,0
14/VII	17	15	56	89	1,6	0,9	0,6	0,8	-0,2	1,3
4/VIII	25	27	64	112	1,8	1,1	1,0	1,8	-0,8	1,8
1959 г.										
9/VI	6	8	49	96	2,0	1,3	0,2	0,4	-0,2	2,0
10/VI	20	2	113	170	1,5	0,1	1,4	0,2	1,2	0,1
13/VI	25	46	39	67	1,7	1,8	0,6	1,8	-1,2	3,0
5/VII	6	—	6	—	—	—	0,02	—	—	—
26/VII	15	11	30	60	2,0	0,8	0,3	0,4	-0,1	1,3
10/VIII	11	11	6	34	5,7	1,5	0,04	0,2	-0,16	5,0
1960 г.										
27/V	11	5	26	68	2,6	0,4	0,2	0,2	0	1,0
11/VI	63	41	55	65	1,2	0,6	2,1	1,6	0,5	0,8
1/VI	9	11	12	9	0,8	1,2	0,06	0,06	0	1,0
19/VII	2	—	9	—	—	—	0,01	—	—	—
28/VII	56	51	22	38	1,7	0,9	0,7	1,2	-0,5	1,7
2/VIII	10	19	6	31	5,2	1,9	0,03	0,4	-0,37	11,3
3/IX	9	33	6	59	9,8	3,7	0,03	1,2	-1,17	40,0



Таблица 2

## Средние месячные значения токов коронирования с искусственного острия для отдельных ливней

Год, месяц	$t$ мин.		$i_{\text{ср}} \cdot 10^{-8}$ а		$i_-/i_+$	$t_-/t_+$	Заряд в МК		Разность зарядов	$q_-/q_+$
	+	-	+	-			+	-		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

## Наблюдения во время ливней

1958 г.										
V	80	95	40	47	1,2	1,2	1,9	2,7	-0,8	1,4
VI	65	90	58	60	1,0	1,4	2,3	3,3	-1,0	1,4
VII	40	50	28	109	3,9	1,3	0,7	3,4	-2,7	4,9
VIII	10	5	102	165	1,6	0,4	0,7	0,4	0,3	0,6
1959 г.										
V	10	10	32	160	5,0	1,2	0,2	1,1	-0,9	5,5
VI	90	145	46	61	1,3	1,6	2,5	5,4	-2,9	2,2
VII	10	—	20	—	—	—	0,1	—	—	—
1960 г.										
VI	40	70	58	24	0,41	1,7	1,4	1,0	0,4	0,7

## Наблюдения во время ливней с грозами

1958 г.										
V	110	85	47	89	1,9	0,8	3,2	4,6	-1,4	1,4
VI	5	25	1	13	13,0	5,4	0,003	0,2	-0,197	67,0
VII	35	45	49	81	1,6	1,3	1,0	2,3	-1,3	2,3
VIII	25	25	64	112	1,8	1,1	1,0	1,8	-0,8	1,8
1959 г.										
VI	50	55	69	73	1,1	1,1	2,1	2,4	-0,3	1,1
VII	20	10	23	60	2,6	0,5	0,3	0,4	-0,1	1,3
VIII	10	10	6	34	5,7	1,5	0,04	0,2	-0,16	5,0
1960 г.										
V	10	5	26	68	2,6	0,4	0,2	0,2	0	1,0
VI	60	40	55	65	1,2	0,6	2,1	1,6	0,5	0,8
VII	65	60	20	33	1,6	0,9	0,8	1,2	-0,4	1,5
VIII	10	20	6	31	5,2	1,9	0,04	0,3	-0,26	7,5
IX	10	35	6	59	9,8	3,7	0,03	1,2	-1,17	40,0

ратный километр ( $\text{к/км}^3$ ). Если учесть, что в Воейково отсутствовали наблюдения за токами с острий в ночные часы, то это значение несколько возрастает.<sup>1</sup> Для Воейково оно будет иметь величину, в два раза меньшую, чем для Кэмбриджа (см. начало статьи), причем сильно колеблющуюся от года к году. Например, в 1958 г., это значение было близко к  $100 \text{ к/км}^2$ , в 1959 г. — почти в два раза меньше, а в 1960 г. — в несколько раз меньше.

В заключение кратко остановимся на рассмотрении зависимости тока с острия от градиента потенциала и скорости ветра. На рис. 1—3 представлены графики зависимости тока с острия  $i$  от градиента потенциала  $E$  для различных скоростей ветра. Так, рис. 1 построен для скоростей ветра от 1 до 3 м/сек.; рис. 2 — для скоростей от 4 до 6 м/сек. и рис. 3 — для скоростей от 7 до 9 м/сек.

<sup>1</sup> Токи коронирования с острий во время метелей в Воейково — явление редкое и в рассмотрении не принимаются.

Таблица 3

Средние месячные значения токов коронирования с искусственного острья по наблюдениям во время ливней и ливней с грозами

Год, месяц	$t$ мин.		$i_{\text{ср}} \cdot 10^{-8}$ а		$\frac{i_-}{i_+}$	$\frac{t_-}{t_+}$	Заряд в МК		Разность зарядов	$\frac{q_-}{q_+}$
	+	-	+	-			+	-		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1958 г.										
V	190	180	44	67	1,5	1,0	5,0	7,3	-2,3	1,5
VI	70	110	55	51	0,9	1,6	2,3	3,4	-1,1	1,5
VII	75	100	38	96	2,5	1,3	1,7	5,8	-4,1	3,4
VIII	35	30	77	119	1,5	0,8	1,7	2,2	-0,5	1,3
1959 г.										
V	10	10	32	160	5,0	1,2	0,2	1,1	-0,9	5,5
VI	140	200	54	65	1,2	1,4	4,6	7,8	-3,2	1,7
VII	30	10	22	60	2,7	0,4	0,4	0,4	0	1,0
VIII	10	10	9	34	3,8	1,5	0,04	0,2	-0,16	5,0
1960 г.										
V	10	5	26	68	2,62	0,4	0,2	0,2	0	1,0
VI	100	110	56	40	0,71	1,1	3,4	2,6	0,8	0,8
VII	65	60	20	33	1,65	0,9	0,8	1,2	-0,4	1,5
VIII	10	20	6	31	5,17	1,9	0,04	0,4	-0,36	10,0
IX	10	35	6	59	9,83	3,7	0,03	1,2	-1,17	4,0

Таблица 4

Среднегодовые характеристики токов коронирования с искусственного острья

Год	$t$ мин.		$i_{\text{ср}} \cdot 10^{-8}$ а		$\frac{i_-}{i_+}$	$\frac{t_-}{t_+}$	Заряд в МК		Разность зарядов	$\frac{q_-}{q_+}$
	+	-	+	-			+	-		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

Наблюдения во время ливней

1958	195	240	47	68	1,45	1,24	5,5	9,9	-4,4	1,80
1959	110	155	42	69	1,64	1,41	2,8	6,5	-3,7	2,32
1960	40	70	58	24	0,41	1,72	1,4	1,0	0,4	0,71

Наблюдения во время ливней с грозами

1958	175	180	49	81	1,65	1,04	5,2	8,9	-3,7	1,71
1959	80	75	49	66	1,35	0,92	2,5	3,1	-0,6	1,24
1960	160	160	33	47	1,42	1,00	3,2	4,5	-1,3	1,41

Наблюдения во время ливней и ливней с грозами

1958	370	420	48	73	1,52	1,14	10,7	18,8	-8,0	1,74
1959	190	230	45	68	1,51	1,20	5,3	9,6	-4,3	1,81
1960	200	230	38	40	1,05	1,15	4,6	5,5	-1,0	1,22

Таблица 5

Средние годовые характеристики отклонения токов коронирования с искусственного острия от нормы (в процентах)

Год	$i$		$i_-/i_+$	$t_-/t_+$	$q_-/q_+$
	+	-			
Наблюдения во время ливней <sup>e</sup>					
1958	100	110	110	92	101
1959	89	111	124	104	130
1960	123	37	31	127	40
Наблюдения во время ливней с грозами					
1958	114	125	109	104	113
1959	114	102	90	92	82
1960	77	72	94	100	93
Наблюдения во время ливней и ливней с грозами					
1958	107	114	107	98	105
1959	100	106	106	103	110
1960	84	63	75	99	74

Таблица 6

Средние за 1958—1960 гг. характеристики токов коронирования с искусственного острия в различных метеорологических условиях

Метеорологические условия	$t$ мин.		$i_{cp} \cdot 10^{-8} a$		$i_-/i_+$	$t_-/t_+$	Заряд в МК		Разность зарядов	$q_-/q_+$
	+	-	+	-			+	-		
	1.	2	3	4	5	6	7	8	9	10.
Ливни . . . . .	345	465	47	62	1,32	1,35	9,8	17,4	-7,6	1,78
Ливни с грозами	415	415	43	65	1,51	1,00	10,8	16,4	-5,6	1,52
Ливни и ливни с грозами . . . . .	760	880	45	64	1,42	1,16	20,7	34,2	-13,5	1,65

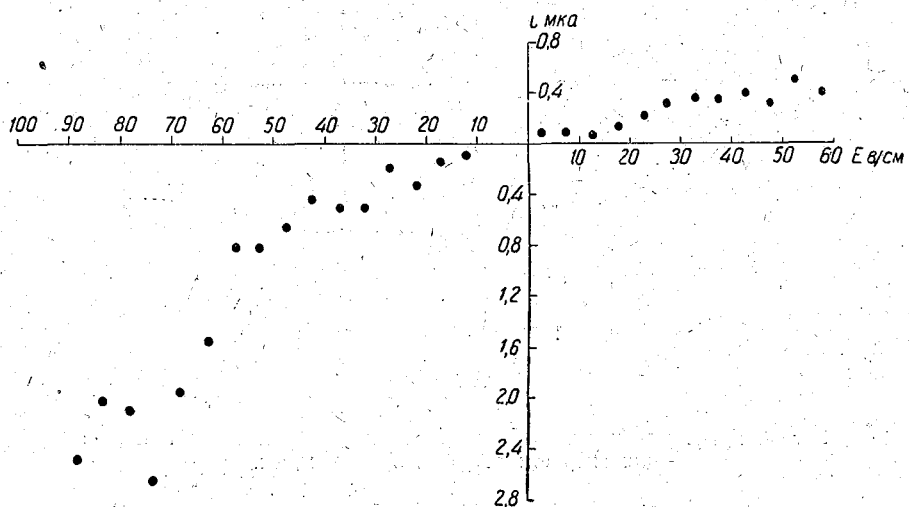


Рис. 1. График зависимости тока с острия от градиента потенциала для скорости ветра от 1 до 3 м/сек.

Каждая точка на рисунке представляет собой среднее значение тока из ряда наблюдаемых значений.

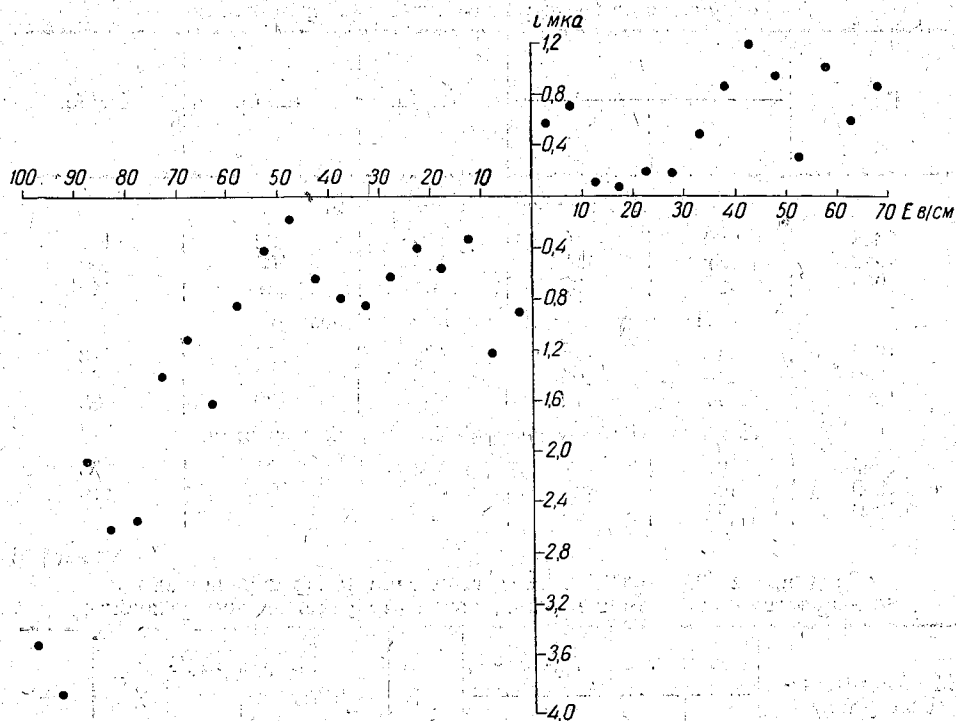


Рис. 2. График зависимости тока с острья от градиента потенциала для скорости ветра от 4 до 6 м/сек.

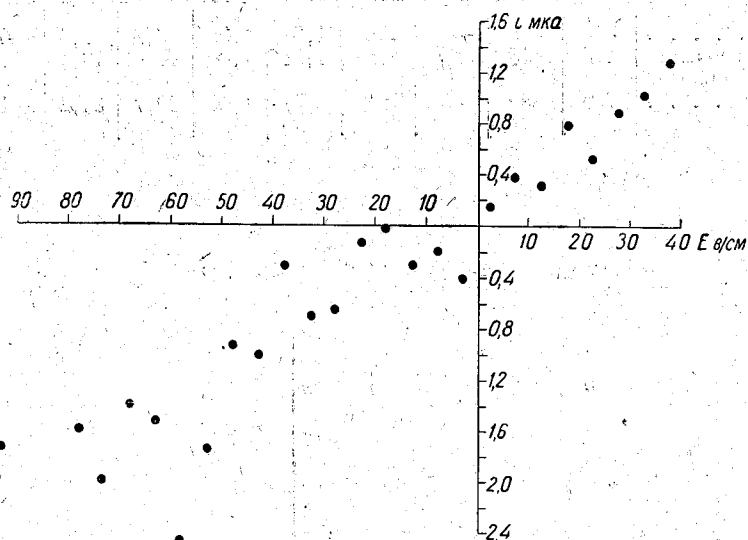


Рис. 3. График зависимости тока с острья от градиента потенциала для скорости ветра от 7 до 9 м/сек.

Графики построены по материалам наблюдений за токами с острий, полученных в 1958 г.

Из рассмотрения графического материала видно, что при малых скоростях ветра (рис. 1) зависимость тока от градиента потенциала близка к квадратичной. Это относится в первую очередь к отрицательным значениям тока. Интересно отметить, что в цитируемой выше работе Киркмана и Чалмерса [11] принимаются в рассмотрение лишь отрицательные значения токов, так как с положительными значениями токов результаты получаются недостаточно удовлетворительными. При больших скоростях ветра (рис. 3) эта зависимость близка к линейной, при средних (рис. 2) — она имеет промежуточную форму.

Эти выводы согласуются с литературными данными. В частности, они в какой-то мере могут быть описаны приведенными в тексте формулами. Рассмотрим формулу (4). При больших скоростях ветра, что соответствует рис. 3, т. е. при  $W > C$

$$i \approx KWE - KMW,$$

или

$$i \approx AE - B, \quad (5)$$

где  $A = KW$  и  $B = KMW$  — постоянные.

Таким образом, в этом случае имеет место линейная зависимость.

Для малых скоростей ветра в целях большей наглядности рассмотрим формулу (2). Для этого случая  $W^2 < C^2 V^2$  и  $i \approx RV^2 - R^5$ , так как  $V = hE$ , то

$$i \approx QE^2 - N, \quad (6)$$

где  $C$ ,  $R$ ,  $h$ ,  $Q$  и  $N$  — постоянные.

В этом случае зависимость тока с острия от напряженности поля будет квадратичной, что в какой-то мере отражено на рис. 2.

Таким образом, из рассмотренных графиков можно сделать заключение, что зависимость тока с острия от скорости ветра проявляется в общем достаточно наглядно; зависимость же тока с острия от градиента потенциала проявляется совершенно четко.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Разевиг Д. В. Атмосферные перенапряжения на линиях электропередачи. Гос. энерг. изд-во, М.—Л., 1959.
2. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. ГИТТЛ, М., 1957.
3. Whipple F. I. W. and Scrase F. I. Point discharge in the electric field of the earth. Geophys. Memor., London, 68, 1936.
4. Hutchinson W. C. A. Point discharge currents and the earth's electric field. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc., 77, 1951.
5. Simpson G. C. and Scrase F. I. The distribution of electricity in thunderclouds. Proceed. Roy. Soc., A, 161, 1937.
6. Simpson G. C. and Robinson C. D. The distribution of electricity in thunderclouds. II Proceed. Roy. Soc., A, 177, 1940.
7. Gunn R. Electric field intensity inside of natural clouds. Journal Applied Physics, 19, 1948.
8. Chapman S. and Hendrick R. W. Explanation of discrepancies in thundercloud electric field determinations. Bull. Amer. Meteorol. Soc., 36, 1955.
9. Chapman S. Corona point-discharge in wind and application to thunderclouds. Recent advances in atmospheric electricity. Pergamon Press, London, 1958.
10. Large M. I. and Pierce E. T. The dependence of point-discharge currents on wind as examined by a new experimental approach. Journ. Atmosph. Terr. Phys., 10, 1957.
11. Kirkman I. R. and Chalmers I. A. Point discharge from on isolated point. Journ. Atmosph. Terr. Phys., 10, 1957.
12. Malan D. L., Schonland B. F. The distribution of electricity in thunderclouds. Proceedings Royal Society, A, 209, 1951.
13. Chalmers I. A. The effective separation of discharging points. Journ. Atmosph. Terr. Phys., 3, 6, 1953.

## ЭЛЕКТРИЧЕСТВО МЕТЕЛЕЙ

По измерениям в Антарктиде в период МГГ приводятся средние месячные величины градиента электрического потенциала атмосферы, тока с острия и объемных зарядов во время метелей и поземков. Проведено сопоставление изменений электрических характеристик с метеорологическими элементами. Приводятся данные об электризации проводящих поверхностей при метелях. Сделана попытка выяснить роль областей, занятых метелями, в общем балансе токов Земля—атмосфера.

Метели сопровождаются сложными и весьма интенсивными электрическими процессами, происходящими при столкновении, разрушении и трении кристаллов льда.

Отсутствие единой методики, надежно работающей безынерционной аппаратуры, а также комплексных измерений атмосферно-электрических характеристик привело к тому, что в настоящее время электричество метелей недостаточно изучено.

В настоящей работе приводятся средние месячные величины градиента электрического потенциала атмосферы, объемных зарядов и токов с острия во время метелей и поземков по материалам наблюдений в обсерватории Мирный (Антарктида) за 13 месяцев — с января 1958 г. по январь 1959 г.

Объясняются закономерности изменений указанных величин в зависимости от метеорологических условий. Сделана попытка выяснить роль областей, занятых метелями и ноземками, в общем балансе токов Земля—атмосфера.

### Измерение градиента электрического потенциала атмосферы

Применявшийся ранее метод коллекторов [1, 15, 16, 17, 18] мало пригоден для регистрации электрического поля атмосферы во время метелей. Основным недостатком этого метода является значительная инерция коллектора (практическое время выравнивания составляет несколько десятков секунд, в то время как электрическое поле при метелях может значительно измениться за несколько секунд).

Таким образом, при помощи коллекторов нельзя измерять экстремальные величины быстро изменяющегося во время метелей электрического поля. Ввиду того что пульсации электрического поля при метелях не являются гармоническими, средние часовые величины градиента потенциала, измеренного коллектором, будут отличаться от регистрируемых безынерционным прибором. Кроме этого, регистрируемые величины градиента потенциала  $E$  в значительной мере зависят от высоты установки коллектора над уровнем земли. В большинстве случаев во время

метелей под коллектором располагается положительный объемный заряд, который создает электрическое поле, направленное противоположно нормальному. Это приводит к тому, что во время метелей коллектором регистрируются заниженные, а в некоторых случаях могут получаться даже обратные по знаку величины  $E$ . К такому выводу можно прийти, используя данные работ [16, 17, 18].

Для измерения градиента электрического потенциала атмосферы использован более совершенный прибор: электростатический флюксметр системы ГГО [2]. Если считать слой объемных зарядов во время метелей плоским (что, очевидно, справедливо при измерениях на равнине), то можно показать, что изменение высоты объемных зарядов в пределах приземного слоя практически не влияет на показания флюксметра.

Однако применяемая в обычных условиях методика наблюдений, по которой измерительная пластина датчика прибора помещается на уровне земной поверхности, не пригодна для измерений во время метелей, так как прибор быстро заносится снегом. Для устранения этого явления датчик прибора окружался проводящей заземленной защитой высотой 12 см и квадратным основанием со стороной 32 см с последующим приведением показаний прибора к равнине. Редукционный множитель определялся графическим методом. Для того чтобы датчик прибора не заносило снегом, его необходимо помещать на ровном, продуваемом месте. Измерения градиента потенциала атмосферы во время поземков и метелей показывают, что знак и величина последнего зависят от большого числа метеорологических характеристик.

Таблица 1

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
--	---	----	-----	----	---	----	-----	------	----	---	----	-----	-----

Наблюдения во время метели с выпадением снега

$E$ в/м	2100	1110	136	886	385	—	2040	2340	288	1760	1230	1170	1166
$ E $ в/м	2100	1230	203	886	414	—	2040	2600	2150	1970	1230	1140	1670
$N$	6	20	20	22	39	—	29	87	75	63	38	131	530

Наблюдения во время метели без выпадения снега

$E$ в/м	194	263	540	4020	1830	2180	1460	4100	428	2910	2010	1880	1565
$ E $ в/м	194	263	540	4020	1830	5560	4000	4120	1280	3200	2010	1880	3681
$N$	2	12	2	40	5	76	112	73	36	46	23	7	434

Наблюдения во время поземка

$E$ в/м	351	195	603	1790	1640	926	1010	950	694	1020	784	824	977
$ E $ в/м	351	289	608	1790	1640	1260	1160	1060	791	1150	784	834	1082
$N$	14	15	158	32	327	370	152	282	290	239	242	155	2276

В табл. 1 представлены средние месячные значения  $E$  для метелей с выпадением и без выпадения снега, а также для поземков с указанием числа часов наблюдений. Поскольку средние арифметические величины градиента потенциала не дают полного представления об интенсивности электрических явлений во время метелей, в табл. 1 приведены также абсолютные величины  $|E|$ . Как следует из табл. 1, наибольшие значения градиента электрического потенциала наблюдаются во время метелей, не сопровождающихся выпадением снега, и наименьшие — при поземке.

Зарегистрированы следующие экстремальные значения градиента потенциала во время метелей:

$$E_{\text{мин}} = -9 \cdot 10^4 \text{ в/м}, E_{\text{макс}} = 2,3 \cdot 10^4 \text{ в/м}.$$

Величина и знак градиента электрического потенциала во время метелей и поземков зависит от скорости ветра, количества переносимого снега, а также от его температуры и физического состояния. На рис. 1 (кривая 2) представлена зависимость градиента потенциала от скорости ветра для интервала температур от 0 до  $-29^\circ$ .

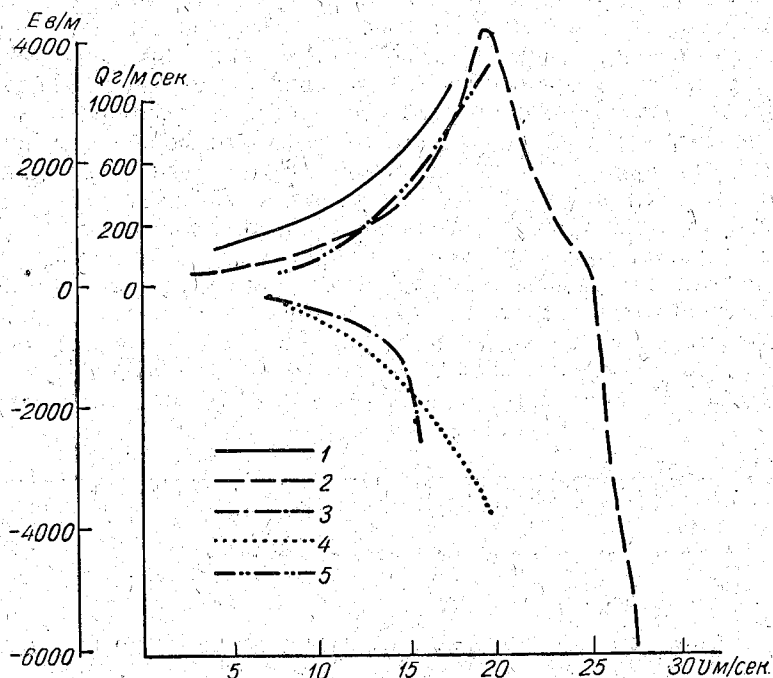


Рис. 1. Зависимость градиента потенциала и количества переносимого снега от скорости ветра во время метелей.

Как видно из рис. 1, градиент потенциала  $E$  увеличивается с увеличением скорости ветра, достигает максимальных значений при  $v = 19$  м/сек. и затем быстро убывает, переходя через нуль при  $v = 25$  м/сек. и принимая большие отрицательные значения при  $v > 25$  м/сек. Для выяснения количественных соотношений между  $E$  и количеством переносимого снега на рис. 1 (кривая 1) представлена зависимость  $Q = Av^3$  по данным метелемерных и лабораторных измерений [3, 4, 5], где  $Q$  — количество переносимого снега в г/мсек.,  $A = \text{const}$ ,  $v$  — скорость ветра в м/сек. На этом же рисунке (кривая 5) дана расчетная зависимость  $E = E(v)$  в предположении пропорциональности  $E$  и  $Q$ :

$$E = E_0 + Bv^3,$$

где  $E_0 = 140$  в/м,  $B = 0,46$ ,  $E$  и  $v$  — градиент потенциала в в/м и скорость ветра в м/сек. соответственно.

Сопоставляя экспериментальную и расчетную кривые  $E = E(v)$  и сравнивая их с кривой 1, можно отметить следующее:



- 1) экспериментальная и расчетная кривые  $E=E(v)$  хорошо совпадают;
- 2) изменение градиента потенциала пропорционально изменению количества переносимого снега до  $v=19$  м/сек.;
- 3) изменению градиента потенциала на 1 в/м соответствует изменение количества переносимого снега на 2,5 г/м сек. На рис. 1 (кривая 3) дана зависимость  $E=E(v)$  при  $T < -29^\circ$  в сравнении с рассчитанной по формуле  $E=E_0 - Bv^3$  кривой 4. По ходу кривых 3 и 4 (рис. 1) можно сделать вывод о том, что взаимосвязь  $E$  и  $Q$  для  $T < -29^\circ$  менее тесная, чем для  $T > -29^\circ$ .

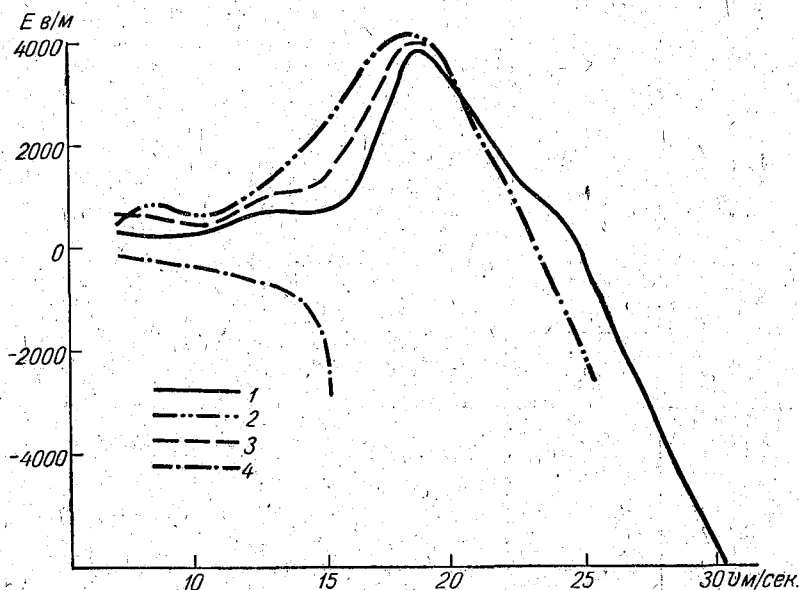


Рис. 2. Зависимость градиента потенциала от скорости ветра при различных температурах.

Изучение зависимости  $E=E(v)$  при различных температурах показывает, что с понижением температуры градиент потенциала увеличивается. При температуре  $T$  от  $-20$  до  $-25^\circ$  наблюдаются максимальные значения  $E=E(v)$ . При дальнейшем понижении температуры градиент потенциала уменьшается, принимая при температуре ниже  $-29^\circ$  отрицательные значения.

Кривые зависимости градиента потенциала от скорости ветра при различных температурах представлены на рис. 2, а численные их значения — в табл. 2.

Кривые сняты при следующих интервалах температур: кривая 1 при  $T$  от 0 до  $-5^\circ$ , кривая 2 при  $T$  от  $-20$  до  $-25^\circ$ , кривая 3 при  $T$  от  $-25$  до  $-29^\circ$  и кривая 4 при  $T$  от  $-29$  до  $-41^\circ$ . Умышленно пропущен интервал температур от  $-5$  до  $-20^\circ$ , ввиду того что кривые  $E=E(v)$  для этих температур мало отличаются от кривых 1 и 2 (рис. 2), а тенденция увеличения  $E$  с понижением температуры сохраняется во всем интервале.

Рассмотрим связь градиента потенциала с дальностью видимости во время метелей. Если в континентальных условиях при постоянной интенсивности ионообразования и одинаковой подвижности легких ионов градиент потенциала обратно пропорционален дальности видимо-

Таблица 2

Температура			V м/сек									
от	до		3—4	5—6	7—8	9—10	11—12	13—14	15—16	17—18	19—20	21—22
0	-29	E	171	237	356	561	860	1 220	1 920	2 800	3 800	1 850
		N	56	100	187	226	193	252	253	242	169	169
0	-5	E	—	—	275	250	500	650	800	2 480	3 200	1 700
		N	—	—	15	28	37	37	36	28	8	9
-20	-25	E			650	776	950	1 820	2 950	4 000	3 300	1 300
		N			26	48	63	47	48	39	7	4
-25	-29	E			675	450	810	1 050	1 900	3 700	3 020	
		N			18	9	39	42	30	24	16	
-29	-41	E			-176	-350	-608	-1000	-1900	—	-3300	
		N			23	16	13	19	13	—	6	

Температура			V м/сек.								
от	до		23—24	25—26	27—28	29—30	31—32	33—34	35—36	39—40	41—42
0	-29	E	750	-1 750	-6 100	-9 150	-11800	-14000	-16100	-23500	-50000
		N	173	116	71	74	31	28	29	11	6
0	-5	E	600	-1 400	-3 500	-5 750	—	—	—	—	-23500
		N	7	14	8	4	—	—	—	—	4
-20	-25	E	-940	-2 100	—	—	-12100	—	—	—	—
		N	6	3	—	—	2	—	—	—	—
-25	-29	E									
		N									
-29	-41	E									
		N									

сти [6], то во время метелей получена следующая зависимость между указанными величинами:

$$E = A - B \lg S, \quad (1)$$

где  $E$  — градиент потенциала в в/м,  $S$  — дальность видимости в метрах,  $A=4500$ ,  $B=900$ .

Таким образом, во время метелей происходит более медленное убывание  $E$  в зависимости от дальности видимости, чем во время мглы и тумана.

Сопоставление  $E_{\text{расч.}}$ , рассчитанное по формуле (1), и  $E_{\text{экс.}}$  экспериментальное с дальностью видимости приведено в табл. 3.

Таблица 3

$E_{\text{расч}}$ в/м	3870	2970	2430	2070	1800	1530	1260	900	630	270
$E_{\text{экс}}$ в/м	3850	3020	2390	2020	1640	1140	900	790	617	347
$S$ м	5	50	$2 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	$10^3$	$2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3$	$10^4$	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
$\lg S$	0,7	1,7	2,3	2,7	3,0	3,3	3,6	4,0	4,3	4,7
$N$	23	18	39	49	14	11	151	61	364	453

## Измерение объемных зарядов

Для измерения объемных зарядов во время метелей непригодны как методы, основанные на применении коллекторов, так и метод ватного фильтра, поэтому был использован метод Имянитова [9]. Регистрирующим прибором служит электростатический флюксметр. Металлическая сетка имеет размер  $4 \times 4$  м с квадратными ячейками  $3 \times 3$  см и устанавливается на высоте 1 м над землей.

Датчик электростатического флюксметра помещается на уровне земной поверхности под центром сетки. Размеры сетки подобраны таким образом, чтобы избежать ошибок, связанных с наличием провисания поля и краевого эффекта [7].

Средняя величина объемных зарядов вычисляется по формуле

$$\rho = \frac{E}{2\pi h}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — объемный заряд,  $E$  — градиент потенциала и  $h$  — высота установки сетки.

Изменение величины, знака и высоты распространения объемных зарядов играет решающую роль в вариациях градиента потенциала при метелях.

Средние месячные значения объемных зарядов по абсолютной величине и с учетом знаков приведены в табл. 4.

Таблица 4

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Наблюдения во время метели с выпадением снега													
$\rho$ CGSE/м <sup>3</sup>					—12		—54	—28	—60	—173		2	—35,6
$ \rho $ CGSE/м <sup>3</sup>					13		54	28	71	173		2	39,4
$N$					18		4	7	19	5		18	71
Наблюдения во время метели без выпадения снега													
$\rho$ CGSE/м <sup>3</sup>					173		—158	—23			24		1,2
$ \rho $ CGSE/м <sup>3</sup>					173		158	23			24		122,4
$N$					18		19	9			7		53
Наблюдения во время поэмка													
$\rho$ CGSE/м <sup>3</sup>	1	—35	51	36	105	—24	14	—22		0	7		11,7
$ \rho $ CGSE/м <sup>3</sup>	1	35	60	36	106	33	23	32		1	10		30,1
$N$	3	11	17	15	9	44	23	26		22	16		186

Зависимость величины объемных зарядов  $\rho$  от скорости ветра при различных температурах представлена на рис. 3, а численные значения  $\rho$  даны в табл. 5.

Кривые зависимости  $\rho = \rho(v)$ , представленные на рис. 3, сняты при следующих температурах: кривая 1 при  $T$  от 0 до  $-10^\circ$ , кривая 2 при  $T$  от  $-10$  до  $-20^\circ$ , кривая 3 при  $T$  от  $-20$  до  $-25^\circ$  и кривая 4 при  $T$  от  $-29$  до  $-41^\circ$ .

Сравнивая зависимости  $\rho = \rho(v)$  и  $E = E(v)$  при различных температурах, следует иметь в виду тот факт, что объемный заряд измерялся в нижнем метровом слое, тогда как градиент потенциала отображает поведение объемного заряда во всей толще атмосферы.

Расчеты показывают, что в среднем в нижнем метровом слое сосредоточено около 30% всех объемных зарядов.

В данной работе не производилось непосредственного измерения зарядов отдельных частиц во время метелей. Однако на основании работ

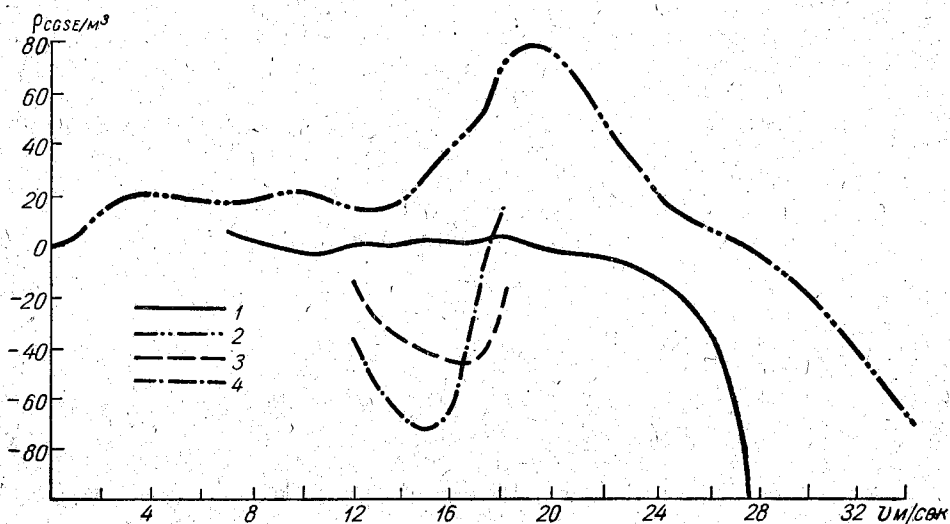


Рис. 3. Зависимость объемного заряда от скорости ветра при различных температурах.

[3, 4, 10] о переносе снега во время метелей можно рассчитать количество частиц, содержащихся в  $1 \text{ см}^3$ , а имея данные о величине объемного заряда, можно оценить заряд отдельной частицы, если его величина намного больше удельного заряда воздуха. Проведение таких расчетов дает величину заряда отдельной частицы от  $10^{-5}$  до  $10^{-3} \text{ CGSE}$ .

### Электризация поверхностей при метелях

В некоторых случаях, в частности для радиоприема, необходимо знать уровень помех, обусловленных столкновением ледяных кристаллов с металлической поверхностью (например, с приемной антенной). Для изучения этого явления была установлена металлическая плоскость высотой 3 м и шириной 5 см, соединяющаяся при помощи коаксиального кабеля со входом усилителя постоянного тока. Усилитель имел параметры  $C_{вх}=400 \text{ pF}$ ,  $R_{1вх}=2 \cdot 10^6 \text{ ом}$ ,  $R_{2вх}=2 \cdot 10^5 \text{ ом}$ ,  $R_{3вх}=2 \cdot 10^4 \text{ ом}$ ; полосу пропускания от 20 гц до 20 кгц при неравномерности 6 дб. Для того чтобы иметь возможность устанавливать приемную плоскость перпендикулярно воздушному потоку, последняя снабжалась шарнирным устройством.

При столкновении заряженных частиц с проводящей поверхностью последняя получает определенный заряд, обусловленный контактной разностью потенциалов между кристаллом и поверхностью. Вероятно, поверхность получает также часть собственного заряда кристалла, определяющуюся электропроводностью частицы и временем контакта.

На рис. 4 дан график зависимости величины помех в приемном устройстве от скорости ветра во время метелей. По оси ординат отложены сглаженные значения уровня помех в мв/см<sup>2</sup> при  $R_{вх}=2 \cdot 10^6 \text{ ом}$ , по оси абсцисс — скорость ветра в м/сек.

Таблица 5

Температура		V м/сек.													
от	до	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0	-10						6,8 4	3,1 4	0,9 6	-0,1 9	-0,3 5	-1,1 5	0,8 6	3,1 9	3,0 6
-10	-20	17,7 2	22,4 5	19,2 6	18,7 3	18,5 5	16,7 6	18,6 6	22,8 3	20,5 3	16,6 5	15,0 5	14,0 9	18,9 13	31,3 7
-20	-25											-3,3 4	-30,6 4		-41,4 9
-29	-41										-21,0 3	-35,8 6	-55,2 3	-65,5 4	-72,3 4

Температура		V м/сек.													
от	до	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
0	-10	-0,4 3	1,7 9	4,8 7	0,8 4	-3,8 6	-2,9 5	-6,5 2	-11,9 3	-31,8 5	-96,3 4	-94,2 7			
-10	-20	39,9 9	51,3 8	74,9 12	80,3 9	74,1 9	46,7 2					-4,0 4	-41,7 5	-64,1 4	-57,5 3
-20	-25	-42,3 11	-46,7 10	-16,0 2											
-29	-41	-61,0 3	-13,1 2	-16,7 3											

Как видно из рис. 4, при изменении скорости ветра от 12 до 22 м/сек. на 1 см<sup>2</sup> приходится от 0,3 до 1 мв в интервале частот от 20 гц до 20 кгц. Нужно отметить, что величина помех в приемном устройстве зависит от физического состояния и температуры кристаллов, поэтому приведенные цифры следует рассматривать как некоторые ориентировочные данные, полученные при усреднении 37 часовых наблюдений.

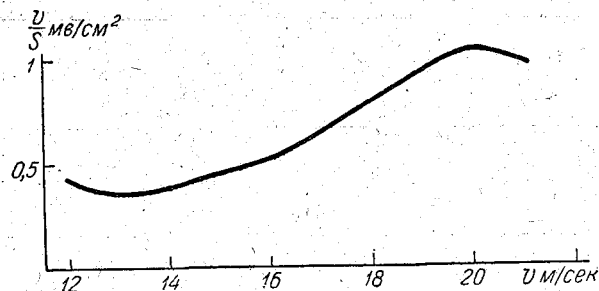


Рис. 4. Зависимость уровня помех от скорости ветра.

Эффективная площадь радиоприемных антенн может составлять несколько сот-квадратных сантиметров. Таким образом, во время метелей на приемную антенну подается сигнал помех до нескольких сот милливольт. Эта величина в сотни раз выше значения порога чувствительности приемников и может сделать радиоприем невозможным. Для того чтобы ослабить помехи, обусловленные зарядением приемных устройств во время метелей, приемные устройства следует располагать по минимуму площади, обращенной в сторону господствующего направления ветра. О механизме передачи заряда при столкновении ледяных кристаллов с проводящими поверхностями будет сказано ниже. Однако интересно отметить, что при столкновениях с кристаллами льда проводящая поверхность всегда получает положительный заряд, независимо от знака объемных зарядов.

#### Измерение тока с острия

В настоящей работе измерение тока с острия производилось прибором, схема которого дана в работе [8]. Прибор разработан в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова. Острие помещалось на высоте 10 м. В качестве самописца был применен электронный потенциометр с непрерывной записью.

Коронирование во время метелей вызывается наличием объемных зарядов, расположенных в нижнем слое атмосферы толщиной до нескольких сот метров, которые создают большие перенапряжения на уровне установки острия. Очевидно, величина и знак тока с острия зависят от величины и знака объемных зарядов, а также от высоты их распространения. Как указано выше, значения градиента потенциала и объемных зарядов во время метелей определяются температурным режимом, скоростью ветра и физическим состоянием снежных кристаллов. От этих же величин зависит интенсивность и знак коронирования. На рис. 5 приведена зависимость тока с острия от скорости ветра во время метелей при различных температурах. По оси ординат отложен ток с острия в микроамперах, по оси абсцисс — скорость ветра в м/сек. Кривые сняты при следующих температурах: кривая 1 при T

Таблица 6

Темпера- тура																																					
	от	до	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34											
0	-41	i	2,0	2,9	3,3	3,5	3,9	4,0	5,9	6,5	7,2	7,6	8,6	9,2	12,6	16,2	17,5	15,0	17,7	19,6	19,9	21,7	17,4											16,9	12,2		
		N	22	19	14	10	13	14	17	21	17	28	30	29	32	26	22	28	28	32	22	16	12									3	4				
0	-10	i				2,0	6,0	6,8	7,2	6,7	6,0	6,5	7,0	6,6	11,4		15,0	19,7	15,6	14,5	14,7	10,1															
		N				2	2	7	6	2	10	8	7	4	3		4	6	19	8	8	6															
-10	-20	i	3,7	2,6	4,0	5,0	4,4	4,5	4,8	4,1	5,2	7,6	8,8	9,0	12,3	16,6	17,5	17,9	17,1	18,2	18,9	16,6	16,2										16,9	8,1			
		N	8	12	5	5	6	9	6	9	10	12	11	10	14	14	22	19	14	9	11	5	3														
-20	-25	i	3,4	2,2	3,4		2,2	1,6				-4,4	-6,4	-5,6	-2,4	2,9		3,8	3,7																		
		N	9	3	7		3	2				2	2	4	4	5		5	4																		
-29	-41	i				0,4	10,2	10,3	11,6		11,9	12,5	7,8	12,3	32,5																						
		N				3	2	5	5	4	9	5	7	4																							

от 0 до  $-10^{\circ}$ , кривая 2 при  $T$  от  $-10$  до  $-20^{\circ}$ , кривая 3 при  $T$  от  $-20$  до  $-25^{\circ}$  и кривая 4 при  $T$  от  $-29$  до  $-41^{\circ}$ .

Из рис. 5 следует, что с понижением температуры от 0 до  $-20^{\circ}$  происходит увеличение тока с острия при одной и той же скорости ветра. При температуре от  $-20$  до  $-25^{\circ}$  ток с острия принимает небольшие

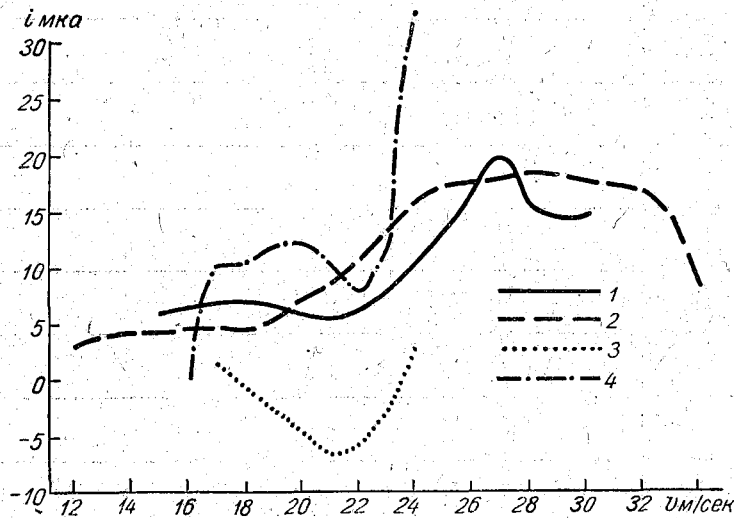


Рис. 5. Изменение тока с острия в зависимости от скорости ветра при различных температурах.

значения обоих знаков. Температуре ниже  $-29^{\circ}$  соответствует максимальное истечение тока с острия. Зависимость тока с острия от скорости ветра при различных температурах, а также число часов представлено в табл. 6. Средние за месяц величины тока с острия при метелях и поземках представлены в табл. 7.

Таблица 7

	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Наблюдения во время метели с выпадением снега								
$i$ мка . . . . .		17,0	18,0	10,5	0,2		0,2	12,4
$ i $ мка . . . . .		17,0	18,0	10,5	0,2		0,2	12,4
$N$ (число часов) . . . . .		52	86	73	27		22	260
Наблюдения во время метели без выпадения снега								
$i$ мка . . . . .	3,7	12,0	5,3					8,2
$ i $ мка . . . . .	10,1	12,0	5,3					10,0
$N$ (число часов) . . . . .	42	45	20					107
Наблюдения во время поземка								
$i$ мка . . . . .	-3,8	5,8	2,9	0,1		0,2		0,4
$ i $ мка . . . . .	10,4	5,8	2,9	0,1		0,2		5,1
$N$ (число часов) . . . . .	26	22	23	19		2		92

Ввиду того что в большинстве случаев наблюдался положительный ток на острие, абсолютные величины  $i$  мало отличаются от таковых же, взятых со знаками. В обсерватории Мирный определяющий интервал



температур во время метелей расположен между 0 и  $-20^\circ$ , поэтому наиболее типичными являются кривые 1 и 2 рис. 5. В среднем для всех значений температур в Мирном зависимость  $i=i(v)$  описывается эмпирической формулой следующего вида:

$$i = i_0 [1 + th\alpha(v - 23)], \quad (3)$$

где  $i$  — ток с острья в микроамперах,  $i_0 = 14$  мка,  $v$  — скорость ветра в м/сек,  $\alpha = 0,1$ .

Полученная зависимость  $i=i(v)$  отличается от найденной в работе [19], так как в формулу (3) в неявном виде входит зависимость тока с острья от градиента потенциала.

### Сопоставление полученных результатов

Для того чтобы выявить общую картину разделения зарядов по высоте, а также понять механизм электризации снежных кристаллов во время метелей, сопоставим изменения  $E$ ,  $\rho$  и  $i$  в зависимости от ско-

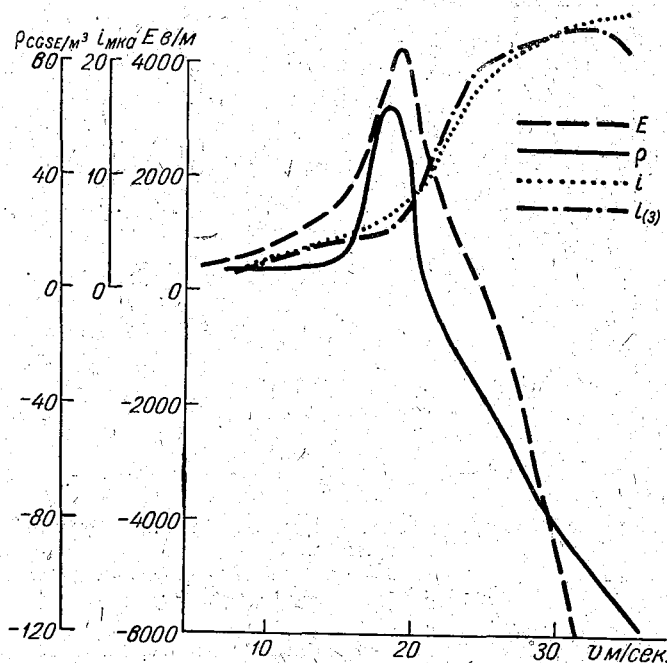


Рис. 6. Зависимость  $E$ ,  $\rho$  и  $i$  от скорости ветра для интервала температур от 0 до  $-20^\circ$ .

$i(3)$  — кривая, рассчитанная по формуле (3).

рости ветра для интервала температур, типичного для обсерватории Мирный: от 0 до  $-20^\circ$ . Подобная зависимость представлена на рис. 6.

Из сравнения изменений  $E$  и  $i$  при различных скоростях ветра видно, что зависимость тока с острья от градиента потенциала у земли различна для разных интервалов скоростей ветра. По этой причине не выполняется для всех  $E$  и  $i$  найденное для континентальных условий соотношение между указанными величинами [6, 8]. Для скоростей ветра до 19 м/сек. из приведенных выше формул можно получить следующее соотношение между  $i$  и  $E$ :

$$i = i_0 \left[ 1 + th\alpha \left( \sqrt{\frac{E - E_0}{B}} - 23 \right) \right] \quad (4)$$

При  $v > 19$  м/сек. нет четкой зависимости между током с острья на высоте 10 м и градиентом потенциала у земли. Не существует также однозначной зависимости между величиной тока с острья и объемными зарядами в нижнем метровом слое. Обе эти величины увеличиваются при увеличении скорости ветра до 18 м/сек., после чего изменяются в обратных направлениях. Это указывает на скопление отрицательных зарядов в нижнем слое и положительных в слое выше 10 м при  $v > 18$  м/сек. Сравнивая кривые  $E = E(v)$  и  $\rho = \rho(v)$ , можно отметить их параллельность во всем интервале скоростей ветра. Однако в интервале скоростей ветра 21—25 м/сек. эти величины могут иметь даже разные знаки, что связано со скоплением отрицательных зарядов в нижнем

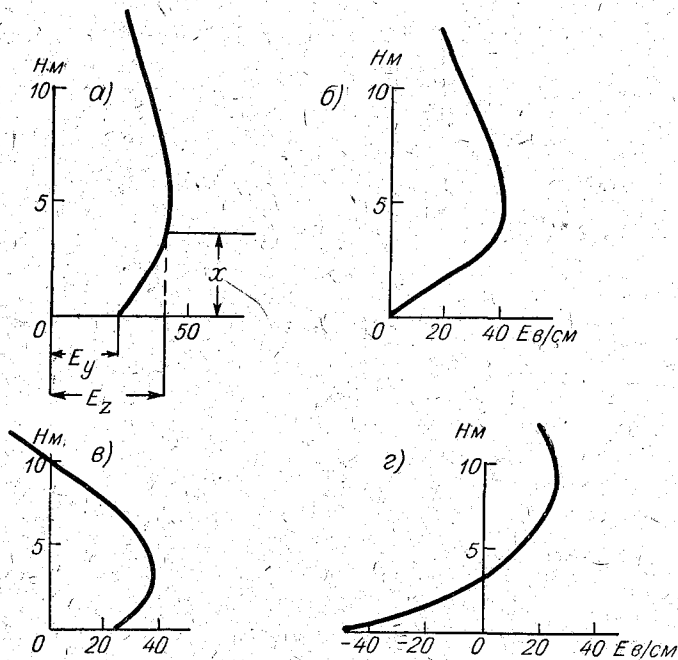


Рис. 7. Изменение электрического поля с высотой во время метелей.

$a - v < 25$  м/сек.,  $T > -20^\circ$ .  $б - v < 25$  м/сек.,  $T > -20^\circ$ ;  $в - v < 25$  м/сек.,  $T < -20^\circ$ ;  $г - v > 25$  м/сек.,  $T < -20^\circ$ .

метровом слое. Комплексное измерение градиента потенциала, объемных зарядов и токов с острья позволяет качественно определить ход электрического поля с высотой в нижнем слое атмосферы. На рис. 7 дан ход  $E$  с высотой при различных скоростях ветра и температурах. Для того чтобы не проводить большого числа кривых  $E = E(h)$  при различных  $v$ , на рис. 7  $a$  обозначены изменяющиеся в зависимости от скорости ветра величины:  $x$  — высота распространения отрицательных объемных зарядов,  $E_y$  — величина градиента потенциала у земли,  $E_z$  — максимальное положительное значение градиента потенциала.

Эти величины изменяются следующим образом. С увеличением скорости ветра  $x$  увеличивается от нескольких сантиметров до 10—15 м;  $E_y$  и  $E_z$  растут с усилением ветра до 19 м/сек. В интервале скоростей ветра 19—25 м/сек.  $E_y$  — уменьшается,  $E_z$  растет. При  $v > 25$  м/сек.  $E_y$  принимает отрицательные значения, а  $E_z$  увеличивается до определенного предела, определяемого максимальной величиной транспортирующей способности метели. На рис. 7 не приведен ход электрического

поля с высотой при температурах ниже  $-29^\circ$ , так как последний аналогичен рис. 7 б.

Во время метелей в большинстве случаев происходит генерация положительно заряженных частиц. В атмосферу поступает положительный заряд; земная поверхность заряжается отрицательно. Не рассматривая вопроса о времени нахождения заряженной частицы в воздухе, будем считать процесс генерации зарядов установившимся. Рассчитаем, какой заряд получает земная поверхность при средней скорости ветра около 15 м/сек. (данная скорость ветра соответствует реальным среднедекадным значениям для прибрежных антарктических станций).

Как следует из рис. 1, превышение положительного значения электрического поля над нормальным составляет около 1000 в/м.

Предполагая, что все изменение напряженности поля связано с объемными зарядами метели, и умножая полученную величину заряда столба воздуха на площадь, занятую метелями, определим заряд, находящийся в воздухе. Если метелями занято 1, 10, 15, 25 и 100% Антарктиды, то земля получит отрицательный заряд соответственно  $1,2 \cdot 10^3$ ,  $1,2 \cdot 10^4$ ,  $6 \cdot 10^4$  и  $1,2 \cdot 10^5$  кулонов. По метеорологическим данным, наиболее вероятная площадь Антарктиды, одновременно занятая метелями, лежит между 1 и 10% площади всего материка. Таким образом, метели могут доставить земле менее 5% величины ее собственного заряда и, следовательно, не могут быть генераторами, поддерживающими отрицательный заряд земли.

При рассмотрении истечений с острий во время метелей следует иметь в виду тот факт, что источник перенапряжений, вызывающий коронирование, находится в приземном слое. По этой причине представляется лишенным физического смысла отыскание зависимости между истечениями с острий и теми видами облачности, которые не приводят к их возникновению [11].

Действительно, наличие облачности верхнего и среднего яруса незначительно изменяет градиент потенциала у земли и не может быть причиной возникновения коронирования [6, 12], и только осадки из Сб и Ns приводят к увеличению  $E$  и  $i$ .

Основной вывод, который можно сделать из наблюдений за токами с острий, состоит в том, что во время метелей посредством истечений с острий земля теряет отрицательный заряд. В настоящее время трудно произвести количественную оценку уносимого при помощи коронирования заряда.

Итак, во время метелей механизм разделения доставляет земной поверхности отрицательный заряд, а токи коронирования уносят последний. Определить разницу в токах зарядки и разрядки во время метелей пока не представляется возможным. Однако можно отметить, что обширные равнинные пространства Антарктиды и Арктики являются областями зарядки земли.

Ранее указывалось, что знак заряда частиц не влияет на полярность заряжения проводящих поверхностей. Этот результат станет понятным, если сравнить величины тока на поверхность, обусловленного непосредственной передачей собственных зарядов кристаллов и наличием контактной разности потенциалов между кристаллами льда и поверхностью. Расчеты показывают [14], что передача собственного заряда кристаллов обеспечивает ток около  $10^{-4}$  мка/см<sup>2</sup>; а контактные явления могут создать ток, равный

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = V_k \frac{S \cdot n}{4\pi d}, \quad (5)$$

где  $i$  — ток на поверхность,  $V_k$  — контактная разность потенциалов,  $S$  — средняя величина поверхности кристаллов,  $n$  — количество кристаллов, сталкивающихся с  $1 \text{ см}^2$  за 1 сек.

Подставляя в уравнение (7)

$$V_k = 0,1 \text{ в}, \quad S = 10^{-4} \text{ см}^2, \quad n = 4200 \text{ частиц см}^2/\text{сек.},$$

получим

$$i \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ мка/см}^2.$$

Следовательно, контактная разность потенциалов может создать ток, на два порядка больший тока, создаваемого собственными зарядами кристаллов, и обеспечить наблюдаемые на опыте значения тока (среднее экспериментальное значение  $i \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ мка/см}^2$ ).

Для выяснения возможности пространственного переноса зарядов во время метелей необходимо знать время потери заряда частицей, находящейся в воздухе. Это время может быть рассчитано следующим образом. Известно, что процесс разрядки в воздухе описывается соотношением

$$Q_t = Q_0 \cdot e^{-4\pi\lambda_{\text{п}} t}, \quad (6)$$

где  $Q_t$  и  $Q_0$  — заряд частицы по прошествии времени  $t$  и для  $t=0$  соответственно,  $\lambda_{\text{п}}$  — полярная электропроводность воздуха,  $t$  — время разрядки.

Можно с достаточной степенью точности положить  $\lambda_{\text{п}} = \frac{\lambda}{2}$ , где  $\lambda$  — электропроводность воздуха (в среднем  $\lambda \approx 10^{-4} \text{ CGSE}$ ). Тогда время, за которое частица потеряет 99% первоначального заряда, будет равняться приблизительно одному часу. Таким образом, при отсутствии условий для дополнительного заряжения во время переноса заряженные частицы могут заноситься на расстояние 100—200 км.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасименко В. Н. Атмосферно-электрические исследования на мысе Челюскина в 1934/35 г. Труды АНИИ, т. 97, 1937.
2. Имянитов И. М., Михайловская В. В., Зиганов Н. П. и Стрельцова М. Б. Прибор для измерения напряженности поля атмосферы в сложных метеорологических условиях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1956.
3. Дюнин А. К. Опытные исследования закономерностей метелей. Изв. СО АН СССР, № 1, 1960.
4. Зеленой И. К. О количественной характеристике метелей. Метеорол. и гидрол., № 1, 1940.
5. Мельник Д. М. О законах переноса снега и их использовании в снегоборье. Техника железных дорог, 11, 1952.
6. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеониздат. Л., 1949.
7. Изергин А. М. Исследование экранирующих свойств сетки. Уч. зап. Кировского пед. ин-та им. В. И. Ленина, 19, 1958.
8. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат. М., 1957.
9. Имянитов И. М. Измерение объемных зарядов. Бюлл. изобр., № 7, 1951.
10. Аникиев И. С. Электрические заряды дождевых капель и снежинок. Метеорология и гидрология, № 4, 1951.
11. Зыкова В. В. О роли токов с острий в поддержании отрицательного заряда земли. Труды ГГО, вып. 110, 1960.
12. Лобьдин Т. В. Некоторые результаты исследований электрического поля над океанами. Труды ГГО, вып. 97, 1960.
13. Веденисов Б. Н. О повышении эффективности борьбы со снегом. Труды МИИЖДТ, вып. 7, 1948.

14. Имянитов И. М. К вопросу о механизме электростатического заряжения. ДАН СССР, т. 121, № 1, 1958.
15. Swerdrup H. Observation of the atmospheric-electric potential Gradient 1922—1925. Researches of the Department of Terrestrial Magnetism, V. 6, 1927.
16. Simpson G. S. British Antarctic Expedition 1910—1913. Meteorology, V. 1, 1919.
17. Scholz I. Luftelektrische Messungen auf Franzjosefs-Land während des II internationalen Polarjahres 1932—1933. Transactions of the Arctic Institute, V. XVI, 1935.
18. Wilson C. T. R. Discussion of the Observations of Atmospheric Electricity. Meteorology, I, 1908.
19. Chalmers I. A. Point-discharge current, Potential Gradient and wind-speed. Journ. of Atmosph. and Terrestr. phys., V. 10, N 3/4, 1957.

Н. А. ПАРАМОНОВ

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВОЗДУХА НАД ТЕРРИТОРИЕЙ СОВЕТСКОГО СОЮЗА

Приводятся результаты наблюдений за электрической проводимостью воздуха над территорией Советского Союза, проводимых по программе МГГ—МГС. Получены средние величины, годовой и суточный ход проводимости, а также распределение ее средних величин и суточных амплитуд в зависимости от географической широты.

Над территорией Советского Союза регулярные наблюдения над электрической проводимостью воздуха впервые начаты в 1916 г. в Павловске, где они были продолжены до 1941 г. В 1926 г. такие наблюдения были организованы в Ташкенте, в 1938 г. — в Тбилиси, откуда в 1953 г. были переведены в Душети (в 50 км от Тбилиси), а в 1948 г. — в Воейково.

В период МГГ были также организованы наблюдения над проводимостью воздуха в Высокой Дубраве (близ Свердловска), Иркутске, Южно-Сахалинске и Одессе. К настоящему времени по ряду станций получен сравнительно большой материал наблюдений.

Данная работа имеет своей целью обобщить этот материал.

Р. А. Аллик и Н. И. Леушин [1, 2] получили для Павловска годовой и суточный ход проводимости воздуха и установили характер ее зависимости от температуры, давления и типа воздушных масс. Д. И. Кулагин [3] получил для Ташкента характер связи проводимости воздуха со скоростью ветра, содержанием пыли и ядрами конденсации.

Автором была поставлена следующая задача: получить средние величины положительной и отрицательной проводимости воздуха, закономерность ее изменения в течение года и суток, а также закономерность ее распределения по географической широте.

В табл. 1 даны краткие сведения о расположении станций, где производились наблюдения над проводимостью воздуха. Очевидно, эти станции имеют существенно различные физико-географические условия.

В Высокой Дубраве, Иркутске, Южно-Сахалинске и Одессе наблюдения производились с помощью приборов проводимости воздуха системы Имянитова, Зачек, Инькова и Семенова [4]; на станции Воейково — с помощью прибора Аллика — Гердиена [5]; в Ташкенте — с помощью установки Шеринга [6]; в Душети — с помощью прибора Гердиена [7]. На шести станциях наблюдения велись непрерывно, и лишь в Душети они проводились в три основных метеорологических срока продолжительностью один час в каждый срок.

Таблица 1

## Список станций Советского Союза.

Станция	Координаты		Высота, м	Удаленность от города, км
	с. ш.	в. д.		
Воейково . . . . .	59°57'	30°42'	72	14 км от г. Ленинграда
Высокая Дубрава . . . . .	56 44	61 04	290	35 км от г. Свердловска
Иркутск . . . . .	52 16	104 21	467	г. Иркутск
Южно-Сахалинск . . . . .	47 01	142 43	99	12 км от Ю.-Сахалинска
Одесса . . . . .	46 29	30 38	43	г. Одесса
Душети . . . . .	42 05	44 42	900	50 км от г. Тбилиси
Ташкент . . . . .	41 20	69 18	477	на окраине г. Ташкента

Наблюдения с помощью приборов проводимости воздуха системы Имянитова и др. были начаты в первой половине 1959 г. В обработку материалов наблюдений по программе МГГ—МГС были включены также наблюдения за 1960 г.

Материалы обрабатывались по всем и нормальным дням. При этом к нормальным дням относили такие дни, когда не было: 1) гроз, осадков, туманов, сильной мглы и дымки, метелей и поземок; 2) сильного ветра, превышающего 6 м/сек.; 3) нижней облачности, в особенности кучевой и ее разновидностей; 4) отрицательных и больших положительных значений градиента потенциала, превышающих 500 в/м.

Средние величины положительной и отрицательной проводимости воздуха  $\lambda^+$  и  $\lambda^-$ , их суммы  $\lambda^+ + \lambda^-$  и отношения  $q = \lambda^+ / \lambda^-$  по всем и нормальным дням для среднего и годового периода приведены в табл. 2.

Таблица 2

Средние годовые значения положительной и отрицательной проводимости воздуха ( $CGSE \cdot 10^{-6}$ ) и их отношения  $q$ 

Станция	Все дни				Нормальные дни				Период наблюдений
	$\lambda^+$	$\lambda^-$	$\lambda^+ + \lambda^-$	$q$	$\lambda^+$	$\lambda^-$	$\lambda^+ + \lambda^-$	$q$	
Воейково . . . . .	83	79	162	1,05	93	90	183	1,03	VII 1957—XII 1960
Высокая Дубрава . . . . .	128	110	238	1,16	121	104	225	1,16	V 1959—XII 1960
Иркутск . . . . .	66	58	124	1,14	61	57	118	1,07	I 1959—XII 1960
Южно-Сахалинск . . . . .	95	94	189	1,01	89	87	176	1,02	I 1959—XII 1960
Одесса . . . . .	167	171	338	0,98	152	158	310	0,96	III 1959—XII 1960
Тбилиси . . . . .	231	227	458	1,02	236	231	467	1,02	V 1958—XII 1960
Ташкент . . . . .	117	120	237	0,98	124	127	251	0,98	I 1958—XII 1960
Среднее . . . . .	127	123	250	1,03	125	122	247	1,02	

По данным табл. 2 можно сделать следующие выводы:

1. Для большинства станций (для 5 из 7) положительная проводимость воздуха больше отрицательной; коэффициент униполярности  $q$  больше единицы.

2. Проводимость воздуха существенно различается для разных станций. Для Тбилиси суммарная проводимость воздуха равна  $458 CGSE \cdot 10^{-6}$ , а для Иркутска —  $124 CGSE \cdot 10^{-6}$ .

3. При уменьшении географической широты станции проводимость воздуха в среднем увеличивается.

Годовой ход положительной и отрицательной проводимости воздуха по всем и нормальным дням приведен на рис. 1, по данным которого можно отметить следующее.

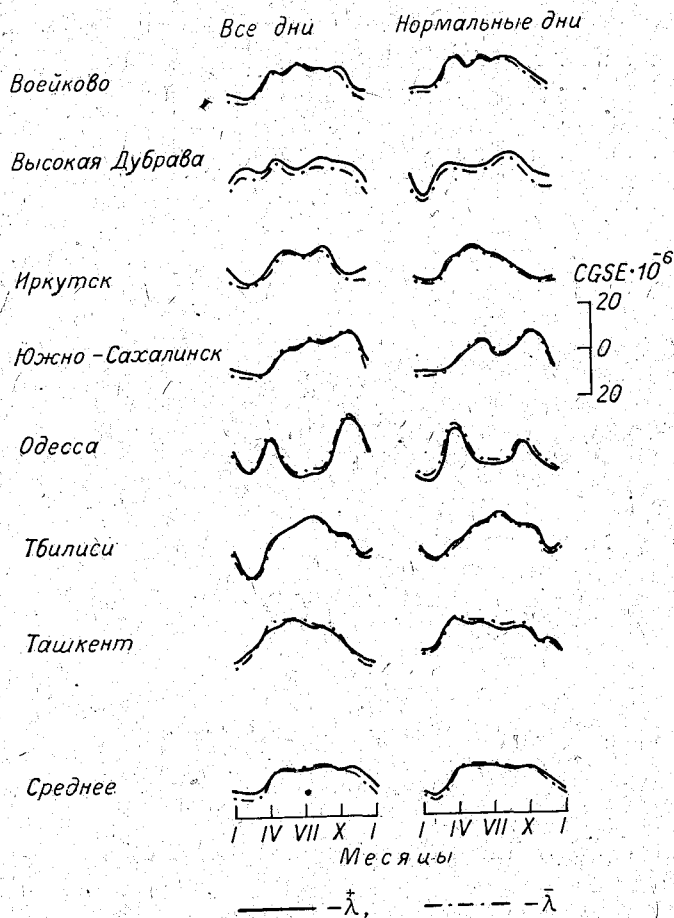


Рис. 1. Годовой ход проводимости воздуха.

1. В годовом ходе минимум положительной и отрицательной проводимости воздуха наблюдается зимой, а максимум для большинства станций — летом.

2. Для большинства станций зимой положительная проводимость воздуха бывает больше отрицательной, а летом они почти равны.

Для отдельных станций наблюдаются еще и свои особенности в годовом ходе проводимости воздуха. Например, для Одессы максимум проводимости воздуха наблюдается весной и осенью, а минимум — зимой и летом.

Суточный ход. В суточном ходе проводимости воздуха (рис. 2) наблюдаются два максимума и два минимума. В Павловске [1], как и на других станциях, главный максимум наблюдается ночью и рано утром, второй, и значительно меньший максимум — в полдень и в после-полуденные часы, минимум — обычно утром и вечером. Для станции



Воейково второй минимум выражен очень слабо и наблюдается в ночные часы.

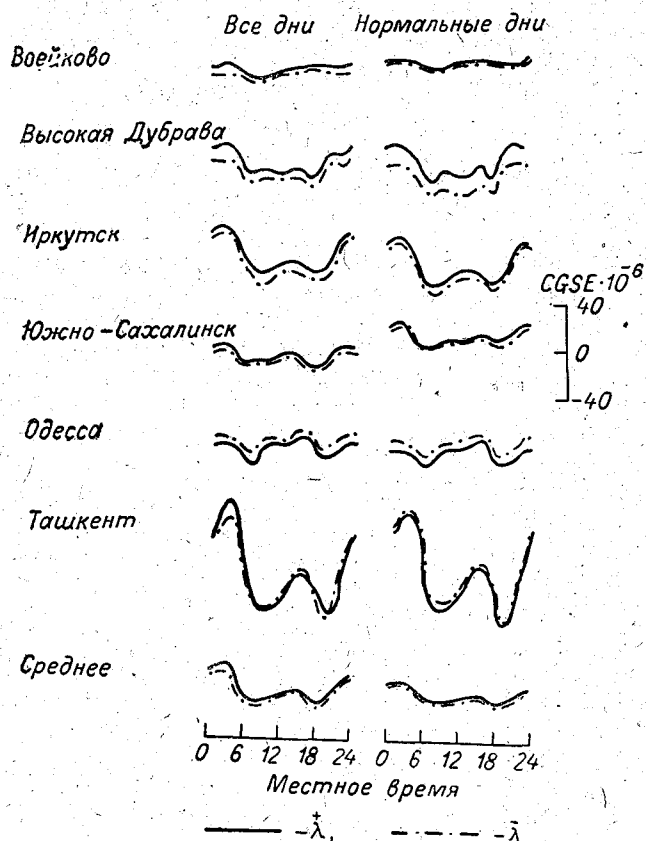


Рис. 2. Суточный ход проводимости воздуха.

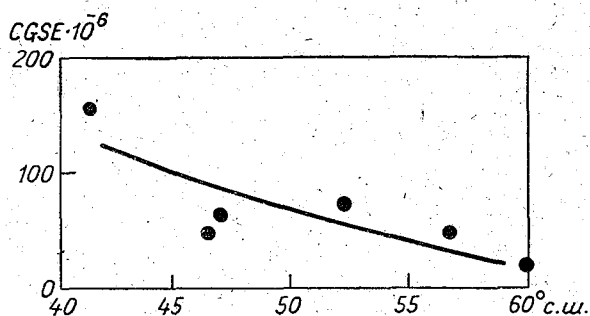


Рис. 3. Распределение суточной амплитуды (для среднего годовичного периода) суммарной проводимости воздуха по географической широте.

На рис. 3 дано распределение суточной амплитуды (для среднего годовичного периода) суммарной проводимости воздуха по географической широте, из которого видно, что амплитуда суточного хода проводимости воздуха в среднем убывает с увеличением географической широты станции. Однако такая широтная зависимость нарушается

значительным влиянием других причин, не связанных с изменением широты станции. Так, например, амплитуда суточного хода проводимости для Иркутска больше амплитуды суточного хода проводимости воздуха для Южно-Сахалинска и Одессы, которые расположены южнее Иркутска.

#### ВЫВОДЫ

1. В годовом ходе положительной и отрицательной проводимости воздуха главный минимум наблюдается зимой, а главный максимум для большинства станций — летом.

2. В суточном ходе проводимости воздуха наблюдаются два максимума и два минимума. Главный максимум наблюдается ночью и рано утром, второй, и значительно меньший максимум — в полдень и в после-полуденные часы, минимум — утром и вечером.

3. При увеличении географической широты станции величина проводимости воздуха и ее суточная амплитуда, как правило, уменьшается. Однако такая широтная зависимость значительно нарушается влиянием других причин.

4. Для большинства станций положительная проводимость воздуха бывает больше отрицательной, в особенности это наблюдается зимой и в ночные часы суток.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аллик Р. А. и Леушин Н. И. Некоторые выводы из наблюдений над электрическим состоянием атмосферы в Слуцке (б. Павловске) за 20 лет (1916—1935 гг.). Труды ГГО, вып. 30, 1939.
2. Аллик Р. А. О связи электрического состояния атмосферы с некоторыми метеорологическими факторами. Труды ГГО, вып. 30, 1939.
3. Кулагин Д. И. Связь основных элементов атмосферного электричества с метеорологическими элементами, пылью и ядрами конденсаций. Труды ГГО, вып. 2 (3), 1949.
4. Имянитов И. М., Зачек С. И., Иньков Б. К., Семенов К. А. Прибор для измерения электрической проводимости воздуха у поверхности земли. Труды ГГО, вып. 110, 1960.
5. Аллик Р. А. Об одной установке для регистрации электропроводимости воздуха. Труды ГГО, вып. 30, 1939.
6. Оболенский В. Н. Установки для атмосферно-электрических измерений в Магнитно-метеорологической обсерватории в Павловске. Геофиз. сб., том III, вып. 2, 1917.
7. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат, М., 1957.

## ОБ УСЛОВИЯХ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ФЛЮКСМЕТРА В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Оцениваются возможные значения напряженности электростатического поля, толщины слоя пространственного заряда у поверхности зондирующего тела и электрического тока на его поверхность при различных условиях в верхней атмосфере и межпланетном пространстве.

В работе [1] было предложено применить электростатический флюксметр ротационного типа для проведения измерений электростатического поля у поверхности ракет или спутников. В работах [1, 2] было отмечено, что существование слоя пространственного заряда у поверхности зондирующего тела и электрического тока, текущего на его поверхность, осложняет условия работы датчика электростатического флюксметра при производстве таких измерений.

В связи с тем что толщина слоя пространственного заряда и величина электрического тока меняются в зависимости от некоторых параметров среды, меняются и условия работы электростатического флюксметра. Поэтому целесообразно количественно оценить возможные значения напряженности электрического поля, толщины слоя пространственного заряда у поверхности зондирующего тела и электрического тока на его поверхность при различных условиях в верхней атмосфере и межпланетном пространстве. Заметим, что физические характеристики среды вблизи поверхности зондирующего тела могут отличаться от характеристик невозмущенной среды. Однако это обстоятельство автором не учитывается.

### Электростатическое поле у поверхности зондирующего тела, находящегося в верхней атмосфере и межпланетном пространстве

Причинами появления электростатического поля у поверхности зондирующего тела, находящегося в верхней атмосфере или межпланетном пространстве, могут быть:

1. Внешнее электростатическое поле.
2. Зарядение тела.
3. Появление разности потенциалов между точками поверхности тела при его движении в магнитном поле.

Величина внешнего электростатического поля как в верхней атмосфере, так и в межпланетном пространстве до сих пор неизвестна. Приближенно величина оценивалась несколькими авторами. Наибольшее из значений, фигурировавших в работах, опубликованных до

1960 г., приведено в монографии [3]. Оно равно  $10^{-3}$  в/см и относится к зоне полярных сияний.

В работе [4] предложена гипотеза, предполагающая общую причину происхождения земного и солнечного магнетизма, радиационного пояса Ван Аллена и космических лучей. В соответствии с этой гипотезой электрическое поле вблизи Земли должно достигать таких невероятных значений, как 100 в/см, в связи с чем приходится сомневаться в достоверности этой гипотезы.

Причины заряжения зондирующего тела, находящегося в верхней атмосфере, рассмотрены в работе [5]. По мнению авторов работы, на поверхность зондирующего тела в том случае, если оно неподвижно, могут течь следующие токи:  $I_p$  — ток, обусловленный тепловым движением ионов;  $I_e$  — ток, обусловленный тепловым движением электронов;  $I_{er}$  — ток энергичных электронов радиационных поясов;  $I_{pr}$  — ток энергичных ионов радиационных поясов.

Под воздействием солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучений, энергичных электронов и ионов тело эмитирует фотоэлектроны, создающие ток  $I_{fe}$ , и вторичные электроны, создающие ток  $I_{se}$ .

В равновесном состоянии

$$I_p + I_e + I_{er} + I_{pr} + I_{fe} + I_{se} = 0. \quad (1)$$

Равновесие устанавливается в общем случае при каком-то значении потенциала тела, отличном от потенциала плазмы в месте нахождения тела. Вокруг тела образуется слой объемного заряда. Зная толщину слоя  $\delta$  и значение потенциала тела  $\phi$  относительно плазмы, можно оценить величину напряженности электростатического поля  $E$  у поверхности тела, обусловленную его собственным зарядом.

В применении к ионосфере уравнение (1) упрощается и принимает вид

$$I_p + I_e + I_{fe} = 0. \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) являются приближенными, так как, во-первых, они составлены для неподвижного тела и, во-вторых, при составлении уравнения (2) не учтены токи направленных движений в ионосфере. При составлении точного уравнения для движущегося тела необходимо учесть токи, появление которых связано с перераспределением потенциала на поверхности тела при его движении в магнитном поле, и токи напора, возникающие, как это будет показано ниже, благодаря соизмеримости скоростей движения ионов и зондирующего тела. Но в связи с тем, что здесь рассматривается лишь порядок  $\phi$  и  $E$ , при расчете можно не учитывать эти токи. Действительно, плотность хаотического электронного тока в плазме велика. Ее величина примерно на порядок больше величины средней плотности максимально возможного тока напора, рассчитанного для зондирующего тела, выполненного в форме шара, и, по-видимому, на несколько порядков больше плотности двух других, не учтенных токов. Так как плотность хаотического тока положительных ионов примерно на два порядка меньше плотности хаотического электронного тока, введенные упрощения представляются приемлемыми в первом приближении, т. е. тогда, когда ставится вопрос о порядке  $\phi$  и  $E$ .

Если не учитывать движения зондирующего тела, а также пренебречь величиной фототока, что оправдано для больших концентраций заряженных частиц в плазме, то, пользуясь результатами теории обычных зондовых измерений в плазме, разработанной Ленгмюром, можно получить значения потенциала тела  $\phi$  и напряженности электростатиче-

ского поля  $E$  у его поверхности в зависимости от концентрации заряженных частиц и их температуры. Результаты расчета сведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

$$\varphi = f(T_e, T_u) \text{ в}$$

$T_e$ °K	$T_u$ °K	
	1000	5000
1 000	-0,4	-
5 000	-2,5	-2,2
10 000	-5,4	-4,7

Таблица 2

$$E = f(N, T_e, T_u) \text{ в см}$$

$N \text{ см}^{-3}$	$T_u$ °K				
	1000		5000		
	$T_e$ °K				
	1000	5000	10 000	5000	10 000
$10^6$	0,6	1,0	1,2	1,4	1,7
$10^5$	0,2	0,3	0,4	0,45	0,54
$10^4$	0,06	0,1	0,12	0,14	0,17

Расчет потенциала производился по формуле

$$\varphi = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{T_e M_u}{T_u M_e},$$

а расчет напряженности электростатического поля по формуле

$$E = 2(2\pi)^{1/4} \sqrt{k} T_e^{1/4} T_u^{1/4} N^{1/2} \sqrt[4]{\ln \frac{T_e M_u}{T_u M_e}}$$

В этих формулах  $T_u$  — температура ионов,  $T_e$  — температура электронов,  $N$  — концентрация заряженных частиц,  $M_u$  — масса иона,  $M_e$  — масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона.

Рассматривался случай плоского зонда, а распределение частиц в плазме по скоростям предполагалось максвелловское. Расчеты были проведены для кислородного иона O.

В табл. 3 для сравнения приведены результаты расчета  $\varphi$  и  $E$  с учетом фотоэмиссии. Величина плотности фототока  $j_{fe}$  при перпендикулярном падении лучей на поверхность принята равной  $2,5 \cdot 10^{-9}$  а/см<sup>2</sup> [5]. Принято также, что зондирующее тело имеет форму шара, а зависимость величины  $j_{fe}$  от угла падения лучей не учтена.

На основании вышеизложенного потенциал  $\varphi$  определялся из уравнения

$$\frac{Nev_u}{4} - \frac{Nev_e}{4} e^{-\frac{e\varphi}{kT_e}} - \frac{j_{fe}}{4} = 0.$$

Значение  $E$  оценивалось приближенно по формуле  $E \approx \frac{\varphi}{\delta}$  где  $\delta$  — толщина слоя пространственного заряда у поверхности, вычисленная по формуле

$$\delta = \frac{\varphi (N, T_e, T_u)^{3/4}}{2,8 \sqrt[4]{ek} \sqrt{N} \sqrt[4]{T_u}}$$

Таблица 3  
 $\varphi = f(N, T_e, T_u)$  в,  $E = f(N, T_e, T_u)$  в/см,  $N = 10^4$  см<sup>-3</sup>

	$T_e$ °К			
	5000		10 000	
	$T_u$ °К			
	1000	5000	1000	5000
$\varphi$	-1,5	-1,5	-3,2	-3,2
$E$	0,04	0,07	0,06	0,09

Значения  $\varphi$  и  $\delta$  для зондирующего тела, находящегося в межпланетном пространстве, были приведены в работе [5]. На основе этих данных были рассчитаны возможные значения  $E$  у поверхности зондирующего тела, обусловленные его собственным зарядом. Поле оценивалось приближенно по формуле  $E \approx \frac{\varphi}{\delta}$ . Толщина слоя пространственного заряда вычислена для зондирующего тела в форме шара, имеющего диаметр один метр.

Данные расчета приведены в табл. 4.

Таблица 4  
 $E = f(\varphi, N)$  в/см

$N$ см <sup>-3</sup>	$\varphi$ в			
	1	5	10	100
$10^2$	0,06	0,06	0,08	0,2
$10^3$	0,06	0,06	0,08	0,2

Напомним, что авторы работы [5] считают, что потенциал зондирующего тела в межпланетном пространстве не должен превышать нескольких вольт.

Движение зондирующего тела в пространстве, где имеется постоянное магнитное поле, приводит к появлению разности потенциалов  $\varphi_m$  между участками поверхности тела.

Для зондирующего тела, имеющего линейный размер  $\sim 100$  см, движущегося со скоростью спутника, ее величина не может превышать 0,4 в. Значение электростатического поля у поверхности зондирующего тела, обусловленное этим эффектом, приближенно определяется, как  $E \approx \frac{\varphi_m}{\delta}$  (табл. 5). При определении величины  $E$  у небольших спутников, порядка 1 м, влиянием магнитного поля можно пренебречь. При расчете  $E$  у поверхности спутников, линейные размеры которых превышают 5 м, учет магнитного поля приобретает существенное значение. [12].

Таблица 5

$$|E_M| = f(N, T_u, T_e)$$

$N \text{ см}^{-3}$	$T_e \text{ }^\circ\text{K}$				
	$T_u \text{ }^\circ\text{K}$				
	1000	5000	1000	5000	
$10^6$	0,1	0,2	0,07	0,1	} Ионосфера
$10^4$	0,01	0,02	0,007	0,01	
$10^2$	—	—	—	$T_u - 10\ 000$ 0,01	
					$J_{fe} = 0$ $J_{re} = 0$ диаметр зондирующего тела 100 см

Экспериментальные данные о величине потенциала зондирующего тела были получены при полетах третьего искусственного спутника Земли. По данным работ [7, 8], спутник имел отрицательный потенциал, величина которого изменялась в пределах 2—5 в.

Подводя итог вышеизложенному, отметим, что в соответствии с приведенными соображениями, основанными на современных представлениях о физике верхних слоев атмосферы и межпланетного пространства, электростатическое поле у поверхности зондирующего тела в основном обусловлено его собственным зарядом. Наибольшие значения поля должны наблюдаться при наибольших значениях концентрации заряженных частиц, т. е. на уровне слоя  $F_2$ .

### Пространственный заряд у поверхности зондирующего тела

Зондирующее тело, находящееся в верхней атмосфере или в межпланетном пространстве, окружено заряженными частицами — ионами и электронами. Поэтому, когда тело приобретает заряд, электрические силы обуславливают появление около поверхности тела слоя пространственного заряда, имеющего знак, противоположный знаку заряда тела. Этот слой полностью экранирует внешнее пространство от поля тела. Толщина этого слоя  $\delta$  может быть приближенно рассчитана, исходя из обычных представлений теории зондовых измерений. Результаты такого расчета для неподвижного зондирующего тела, свободно «плавающего» в ионосферной плазме, представлены в табл. 6.

Таблица 6

$$\delta = f(N, T_e, T_u) \text{ см}$$

$N \text{ см}^{-3}$	$T_e \text{ }^\circ\text{K}$				
	1000	5000		10 000	
		$T_u \text{ }^\circ\text{K}$			
		1000	5000	1000	5000
$10^6$	0,9	3,4	2,1	5,8	3,6
$10^5$	2,9	10,8	6,6	18	11
$10^4$	9	34	21	58	36

Толщина слоя пространственного заряда рассчитывалась по формуле

$$\delta = \frac{\varphi(N, T_e, T_u)^{3/4}}{2,8 \sqrt[4]{ek} \sqrt[4]{N} \sqrt[4]{T_u}}$$

Данные табл. 6 получены на основе ленгмюровской теории зондовых измерений. По этой теории толщина слоя положительных зарядов у поверхности тела определяется тем, что ионный ток  $j_p$  проходит этот слой при разности потенциалов  $\varphi$  и начальная энергия ионов мала по сравнению с  $\varphi$ . Плотность ионного тока  $j_p$  — это плотность хаотического ионного тока, равная  $\frac{Nev}{4}$ . Здесь  $v$  — средняя тепловая скорость ионов.

Однако при выводе расчетных формул не приняты во внимание следующие обстоятельства:

1. Электроны, находящиеся в слое пространственного заряда, создают отрицательный объемный заряд, который не учитывается при выводе Ленгмюром «закона степени  $3/2$ », т. е. по существу результаты расчета по формулам отражают наиболее близко действительность тогда, когда потенциал тела значительно больше  $\frac{kT_e}{e}$ . В данном случае, когда  $\varphi \approx 5 \frac{kT_e}{e}$ , расчет по приведенным формулам дает заниженное значение толщины слоя пространственного заряда вблизи поверхности.

2. Как показывают зондовые измерения, ионные токи на зонд превышают вычисленные по формуле  $\frac{Nev}{4}$ .

По мнению Ю. М. Кагана, причиной расхождения является то обстоятельство, что в теории Ленгмюра ненаправленное движение ионов неправомочно заменяется на определенной границе направленным движением, хотя в действительности такая замена происходит медленно, непрерывно.

3. Движение зондирующего тела со скоростью, соизмеримой и большей средней тепловой скорости ионов, приводит к тому, что величина начальной скорости ионов относительно зондирующего тела при входе в слой пространственного заряда становится соизмеримой с величиной скорости, приобретаемой ионами в электростатическом поле тела. Это обстоятельство также приводит к деформации слоя пространственного заряда.

В связи с тем, что как толщина слоя, так и распределение пространственного заряда может оказывать существенное влияние на работу датчика флюксметра, следует ориентировочно оценить, насколько сильно может сказаться на толщине слоя  $\delta$  влияние рассмотренных выше факторов, причем, конечно, следует обсудить лишь крайние случаи.

Для учета первых двух факторов необходимо решить задачу о распределении объемного заряда, приняв во внимание объемный заряд, создаваемый электронами, и медленный переход от ненаправленного движения к направленному.

Для решения воспользуемся уравнением Пуассона, причем рассмотрим случай плоской поверхности. Тогда

$$\frac{d^2\varphi_z}{dz^2} = -4\pi\rho, \quad (3)$$



где  $z$  — текущая координата,  $\varphi_z$  — значение потенциала в плоскости  $z$ ,  $\rho$  — плотность объемного заряда в слое, причем

$$\rho = -n_e e + n_p e, \quad (4)$$

здесь  $n_e$  — плотность электронов в плоскости  $z$ ,  $n_p$  — плотность ионов в плоскости  $z$ .

Примем, что в плазме, как обычно,  $N_p = N_e = N$ , а также  $T_e = T_u = T$ . Плотность электронов в слое определится уравнением Больцмана

$$n_e = N_e \exp\left(-\frac{e\varphi_z}{kT}\right).$$

Физически оправдано принять за границу слоя плоскость, где  $\varphi = \frac{kT}{e}$ . Уравнение (3) можно решить при следующих граничных условиях  $\varphi = \varphi_0 = \frac{kT}{e} \Big|_{z=z_0}$ ,  $\frac{d\varphi}{dz} = 0 \Big|_{z=z_0}$  для двух крайних случаев.

В первом случае примем, что поток  $P$  в плоскости, где  $\varphi_0 = \frac{kT}{e}$ , равен произведению  $Nv_0$ , где  $v_0$  — скорость ионов в плоскости  $V_0$ , определяемая как начальной тепловой скоростью, так и потенциалом  $\varphi_0$ . Это случай наибольшего потока ионов.

Во втором случае величина потока  $P$  определялась из условия  $\rho = 0$  в плоскости  $\varphi_0$ . Это случай наименьшего потока ионов.

Численное решение уравнения (3) привело к следующим результатам. Толщина слоя пространственного заряда в том случае, когда поток ионов предполагался наибольшим, оказалась равной 0,82 см, а когда поток предполагался наименьшим, — 1,75 см. Напомним для сравнения, что расчет, выполненный по закону степени  $3/2$ , для тех же условий в плазме приводит к значению толщины слоя пространственного заряда, равному 0,9 см.

Для того чтобы оценить, к чему приводит движение зондирующего тела со скоростью, соизмеримой или превышающей скорость движения ионов в плазме, допустим, что скорость зондирующего тела намного превышает скорость движения ионов, но значительно меньше скорости электронов (значения скорости электронов и ионов в зависимости от их температуры приведены в табл. 8). В этом случае за тыловой поверхностью (по отношению к движению) зондирующего тела образуется пространство, куда попадут только электроны. У лобовой поверхности образуется слой объемного заряда, где плотность ионов равна плотности ионов в плазме.

Уравнение Пуассона поэтому имеет вид

$$\frac{d^2\varphi_z}{dz^2} = -4\pi N_e.$$

Распределение объемного заряда, потенциала и поля в слое такого типа рассчитано в работе [11]. Для  $\varphi = 0,8$  в и  $N = 10^6$  1/см<sup>3</sup> большая часть объемного заряда располагается в слое толщиной порядка 0,6 см. Это значение приблизительно в два раза меньше соответствующего значения, вычисленного по закону степени  $3/2$ .

Зондирующее тело, находясь в межпланетном пространстве, также окружено слоем пространственного заряда. Толщина этого слоя рассчитана в работе [5].

Данные расчета для неподвижного шара, имеющего диаметр 100 см, приведены в табл. 7.

Большое значение имеет закон распределения концентрации объемного заряда в слое. Воспользовавшись для расчета законом степени  $3/2$  со всеми соответствующими допущениями, получим распределение концентрации объемного заряда по толщине слоя, представленное на рис. 1.

Таблица 7

$\delta = f(N, V)$

$N \text{ см}^{-3}$	$\varphi$			
	1	5	10	100
$10^2$	15	80	125	500
$10^3$	15	80	125	500

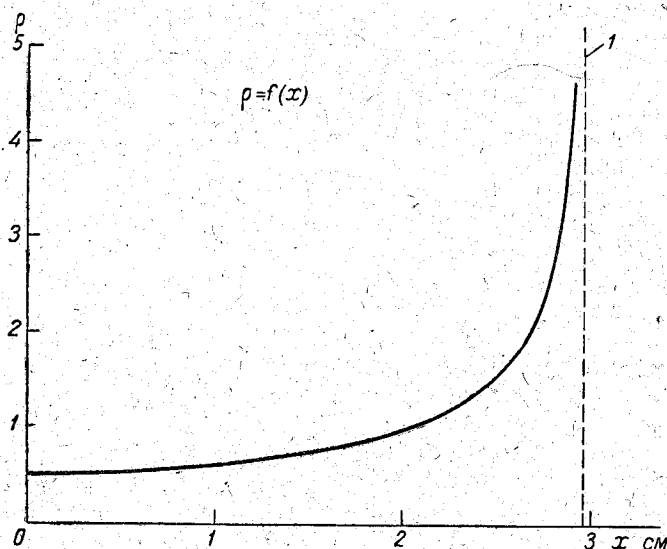


Рис. 1. Распределение объемного заряда вблизи поверхности.

Заметим, что истинное распределение должно отличаться от рассчитанного, так как при выводе расчетных формул не был учтен объемный заряд, создаваемый электронами. В особенности сильно реальное распределение должно отличаться от расчетного вблизи границы 1: пространственный заряд — невозмущенная плазма.

Необходимо подчеркнуть, что приводимые в таблицах результаты расчета основаны на принятии ряда перечисленных ранее допущений и поэтому являются приближенными.

Наличие объемного заряда у поверхности зондирующего тела, а следовательно, и у поверхностей измерительной и экранирующей пластин электростатического флюксметра, является существенной особенностью, учет которой предъявляет новые требования к конструкции датчика флюксметра по сравнению с требованиями, предъявляемыми к конструкции обычного наземного или самолетного датчика электростатического флюксметра.

Действительно, экранирующая и измерительная пластины должны быть взаимно расположены таким образом, чтобы обеспечить периоди-

ческое экранирование измерительной пластины от объемного заряда. При этом должны быть сведены к минимуму все побочные эффекты, вызванные присутствием пространственного заряда, как, например, явление паразитного тока, создаваемого заряженными частицами, остающимися в пространстве между измерительной и экранирующей пластинами.

### Электрические токи на поверхность и причины их появления

В равновесном состоянии, когда полный ток на зондирующее тело равен нулю, плотность тока на отдельных участках поверхности тела не может быть равна нулю по следующим причинам.

1. Движение зондирующего тела со скоростью, соизмеримой с тепловыми скоростями ионов, приводящее вследствие заряда на спутнике к неравенству плотности суммарного тока нулю на отдельных участках поверхности.

2. Отличие потенциала участков поверхности зондирующего тела от равновесного значения, т. е. от того значения потенциала, которое принимает неподвижное изолированное тело, помещенное в плазму. Это может быть вызвано движением тела в магнитном поле, принудительным изменением потенциала на каком-либо участке его поверхности, а также протеканием рабочего тока флюксметра по его входному сопротивлению (напомним, что в соответствии с приведенным в работе [2] объяснением принципа работы электростатического флюксметра его измерительная пластина рассматривается, как участок поверхности зондирующего тела).

3. Облучение поверхности зондирующего тела излучениями, способными вызвать фотоэмиссию.

4. Направленные движения в верхней атмосфере.

Произведем приближенную оценку величины плотности суммарного тока, появляющегося по этим причинам.

Пусть в верхней атмосфере движется зондирующее тело в виде металлического шара радиусом  $r$  со скоростью 10 км/сек. Как следует из табл. 8, средняя тепловая скорость ионов в верхней атмосфере меньше скорости зондирующего тела, а в межпланетном пространстве, по-видимому, соизмерима с его скоростью. Скорость электронов на порядок больше скорости зондирующего тела.

Таблица 8

Средняя тепловая скорость ионов и электронов  
в зависимости от их температуры, см/сек.

Ион	T °K		
	1000	3000	5000
Электрон	$2 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^7$	$4,4 \cdot 10^7$
O <sup>+</sup>	$1,2 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^5$
H <sup>+</sup>	$4,8 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^6$

Поэтому в первом приближении ионы можно считать неподвижными. Кроме того, при расчете электронного тока можно не учитывать движения зондирующего тела. Другими словами, это означает, что ионы будут попадать только на лобовую поверхность зондирующего

тела, в то время как потоки электронов равномерно распределятся по его поверхности.

При этом максимально возможная суммарная плотность тока на поверхность зондирующего тела равна  $Ne v_T$ , где  $v_T$  — скорость тела.

Действительно, суммарный ток на тело в соответствии с принятыми допущениями равен

$$j_e S + j_p \frac{S}{4} = 0.$$

Здесь  $j_e$  — плотность электронного тока, текущего на поверхность тела;  $j_p$  — плотность ионного тока, текущего на участки лобовой поверхности тела, расположенные перпендикулярно к направлению движения.

Из очевидных соображений

$$j_p = Ne v_T.$$

Из приведенного уравнения следует, что

$$j_e = -\frac{j_p}{4}.$$

Максимальная плотность суммарного тока будет иметь место в том случае, когда одна из составляющих тока будет равна нулю. Так как  $j_e$  по порядку величины равен  $j_p$ , то величина максимальной плотности суммарного тока равна  $Ne v_T$ .

В табл. 9 приведены рассчитанные величины этого тока для различных концентраций  $N$  и  $v_T = 10$  км/сек.

Таблица 9

	$j = f(N) \text{ а/см}^2$		
$N, \text{ см}^{-3} \dots \dots$	$10^6$	$10^5$	$10^4$
$j \text{ а/см}^2 \dots \dots$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$

Изменение потенциала поверхности по причинам, указанным выше, также приводит к тому, что плотность суммарного тока становится отличной от нуля.

Если изменение потенциала  $\Delta\phi$  значительно меньше потенциала  $\phi$  зондирующего тела и в случае принятия тех же допущений, что при расчете  $E$  и  $\phi$ , плотность суммарного тока  $j$  приблизительно будет равна разности плотности электронного тока, текущего на поверхность зондирующего тела при равновесном потенциале, и плотности электронного тока при изменившемся потенциале

$$j = j_0 e^{-\frac{e\phi}{kT}} - j_0 e^{-\frac{e(\phi + |\Delta\phi|)}{kT}}$$

Приближенно эта разность для  $\Delta\phi \ll \phi$  равна

$$j = j_0 \frac{e\Delta\phi}{kT} e^{-\frac{e\phi}{kT}}$$

Здесь  $j_0$  — плотность хаотического электронного тока.

В табл. 10 приведены рассчитанные значения для  $N = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 5000^\circ \text{ К}$ ,  $\phi = 2$  в зависимости от  $\Delta\phi$ .

Таблица 10

	$j = f(\Delta\phi) \text{ а/см}^2$		
$\Delta\phi \text{ в} \dots \dots$	$10^{-3}$	$10^{-2}$	$10^{-1}$
$j \text{ а/см}^2 \dots \dots$	$4 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-9}$

Как уже указывалось ранее, максимальная разность потенциалов, возникающая при движении тела в магнитном поле, равна 0,4 в. Обычно параметры схемы электростатического флюксметра подбираются таким образом, что падение напряжения на входном сопротивлении флюксметра при протекании по нему рабочего тока не превышает  $10^{-2} \div 10^{-3}$  в.

В том случае, если на части поверхности зондирующего тела изменяется потенциал и это изменение по величине сравнимо или больше потенциала зондирующего тела, зондирующее тело ведет себя в целом, как двойной зонд в плазме. Происходит изменение потенциала всего тела относительно плазмы и перераспределение потенциалов таким образом, чтобы суммарный ток на все тело продолжал оставаться равным нулю. Изменение отдельных составляющих токов сопровождается изменением толщины слоя пространственного заряда, что эквивалентно изменению собирающей поверхности зонда.

При больших значениях принудительного потенциала, подаваемого на часть поверхности, и значительном увеличении толщины слоя пространственного заряда плотность суммарного тока на отдельных участках поверхности, по-видимому, может резко возрастать. Теоретическая оценка этой величины в наиболее интересующем нас случае (большое увеличение толщины слоя пространственного заряда) представляется затруднительной. Поэтому (так как моменты принудительного изменения обычно бывают хорошо известны) анализ следует проводить отдельно для каждого случая изменения.

Под воздействием излучений зондирующее тело эмитирует фотоэлектроны. Если бы тело облучалось равномерно со всех сторон, то фотоэмиссия приводила бы только к изменению равновесного значения потенциала зондирующего тела. Но в действительности под воздействием излучений находится лишь одна сторона тела.

На основании таких же соображений, как и при расчете тока, обусловленного соизмеримостью скоростей ионов и зондирующего тела, можно считать, что плотность суммарного тока в этом случае не должна превышать по порядку величины плотности фототока, т. е.  $10^{-9}$  а/см<sup>2</sup>.

Направленные движения в ионосфере представляют собой направленные потоки электронов и ионов различной интенсивности. Направленные потоки в нижней ионосфере образуют электрические токи, ответственные за магнитные вариации. Электронные токи, попадающие на одну сторону зондирующего тела, приводят к увеличению его отрицательного потенциала, тем самым вызывая рост тока положительных ионов, компенсирующего прирост электронного тока.

По порядку величины плотность суммарного тока не может быть больше плотности тока направленных движений. По данным работы [10], во время магнитной бури на высоте 100 км наблюдалась плотность тока  $10^{-9}$  а/см<sup>2</sup>. Примерно такие же плотности тока наблюдались в районе экваториальной электроструи [10].

Анизотропность движения электронов в радиационных поясах, попадание зондирующего тела в зону прохождения корпускулярного потока также может привести к неравенству нулю плотности суммарного тока на определенных участках поверхности тела во время его движения в межпланетном пространстве. Однако оценка этой величины не может быть сделана ввиду отсутствия надежных исходных данных.

Поверхность измерительной пластины электростатического флюксметра по существу представляет собой часть поверхности зондирующего тела. Поэтому на нее может течь электрический ток, совершенно не связанный с измеряемым полем. Протекая по входному сопротивле-

нию электростатического флюксметра, он будет создавать напряжение помехи. Существование электрического тока, текущего на измерительную пластину флюксметра и создающего помеху измерению, является второй особенностью измерений электростатического поля у поверхности зондирующего тела, находящегося в верхней атмосфере и межпланетном пространстве, которую необходимо учитывать при конструировании датчика флюксметра.

Как следует из приведенного рассмотрения, максимальная величина плотности суммарного тока, на которую следует ориентироваться при создании универсального измерителя напряженности электростатического поля, пригодного для работы в верхней атмосфере и межпланетном пространстве, равна  $10^{-7}$  а/см<sup>2</sup>.

Однако практически по ряду причин эта величина может оказаться значительно меньше. Например, при производстве ночных измерений концентрация заряженных частиц даже на высоте слоя  $F_2$  может быть значительно меньше  $10^6$  см<sup>-3</sup>; значение скорости зондирующего тела на определенных участках траектории оказывается значительно меньше величины, принятой при расчете максимальной плотности суммарного тока. И, наконец, при разработке прибора нет надобности ориентироваться на максимально возможную величину тока помехи тогда, когда ставится задача провести измерения в определенной ограниченной области верхней атмосферы или межпланетного пространства.

Методы борьбы с токами помехи и их относительное значение в производстве измерений  $E$  рассмотрены в работе [2].

#### ВЫВОДЫ

1. Ориентировочно оценены значения электростатического поля у поверхности зондирующего тела, которых следует ожидать при его полете в верхней атмосфере и межпланетном пространстве.

2. Указаны две основные особенности, отличающие измерения электростатических полей в верхней атмосфере и межпланетном пространстве с помощью динамических электрометров от обыкновенных атмосферно-электрических измерений:

а) наличие пространственного заряда у поверхности зондирующего тела, а следовательно, и датчика измерителя;

б) существование токов, текущих на поверхность зондирующего тела, а следовательно, на поверхность датчика измерителя.

3. Ориентировочно оценена толщина слоя пространственного заряда вокруг зондирующего тела при разных условиях.

4. Оценена максимальная величина плотности суммарного тока на зондирующее тело, на которую следует ориентироваться при разработке универсального измерителя напряженности поля. Она равна  $\approx 10^{-7}$  а/см<sup>2</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Измерение электростатических полей в верхних слоях атмосферы. УФН, 63, 16, 1957.
2. Имянитов И. М., Шварц Я. М. Методы борьбы с мешающими токами, появляющимися на входе электростатического флюксметра при его работе в проводящей среде. Искусственные спутники Земли, 3, 1959.
3. Митра С. К. Верхняя атмосфера. ИИЛ, М., 1955.
4. Bailey V. A. A unified theory of terrestrial and solar magnetization the outer Van Allen belt and high energy primary cosmic rays. J. of Atmosph. and Terrestrial Physics. 18, 2/3, 1960.

5. Грингауз К. И., Курт В. Г., Мороз В. И., Шкловский И. С. Результаты наблюдений, полученные при помощи ловушек заряженных частиц на советских космических ракетах до  $R=100\,000$  км. *Астрономический журнал*, 37, 4, 1960.
6. Грингауз К. И., Зеликман М. Х. Измерение концентрации положительных ионов вдоль орбиты искусственного спутника Земли. *УФН*, 63, 1 6, 1957.
7. Истомин В. Г. Некоторые результаты измерения спектра масс положительных ионов на третьем искусственном спутнике Земли. *Искусственные спутники Земли*, 4, 1960.
8. Красовский В. И. Советские исследования ионосферы при помощи ракет и искусственных спутников Земли. *Искусственные спутники Земли*, 2, 1958.
9. Cahill L. J. Detection of an electrical current in the ionosphere above Greenland. *J. of Geoph. Research*, 64, 10, 1959.
10. Cahill L. J. Investigation of the equatorial electrojet by rocket magnetometer. *J. of Geoph. Research*, 64, 5, 1959.
11. Гинцбург М. А. Двойной слой у поверхности спутника. *Тр. ИЗМИР, АН СССР*, вып. 17 (27), 1960.
12. Beard D. B., Johnson F. S. Charge and magnetic field interaction with satellites. *J. Geoph. Res.*, 65, 1, 1, 1960.

## О НЕКОТОРЫХ ИСТОЧНИКАХ ОШИБОК ПРИ РАБОТЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ФЛЮКСМЕТРА В ПЛАЗМЕ

Обсуждаются и количественно оцениваются некоторые ошибки измерений напряженности электростатического поля, появляющиеся при использовании электростатического флюксметра для работы в плазме. Рассматриваются ошибки, связанные с существованием слоя объемного заряда вблизи измерительной пластины и потока заряженных частиц, проходящего через сеточные пластины электростатического генератора флюксметра.

Существование слоя объемного заряда у поверхности измерительной пластины и потока заряженных частиц, проходящего через сеточные пластины электростатического генератора [1], вызывает появление ряда нежелательных эффектов.

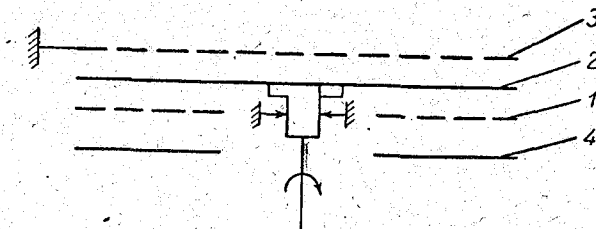


Рис. 1. Схема расположения пластин электростатического генератора.

1 — измерительная пластина в форме диска, выполненная из металлической сетки; 2 — вращающаяся экранная пластина, выполненная из сплошного металла; 3 — неподвижная дополнительная экранная пластина, похожая по виду на вращающуюся экранную пластину, но выполненная из металлической сетки; 4 — коллектор, представляющий собой диск, выполненный из сплошного металла.

Рассмотрим причину появления этих эффектов и произведем их количественную оценку применительно к одной из возможных конструкций электростатического генератора датчика флюксметра, которая схематически представлена на рис. 1. Само собой разумеется, что общий ход рассуждений останется неизменным и при анализе любой другой конструкции генератора. Вид вращающейся и неподвижной экранных пластин в плане представлен на рис. 2.

Существенно отметить, что влияние рассматриваемых эффектов на работу электростатического флюксметра не может быть учтено в процессе его градуировки, так как практически в лабораторных условиях невозможно моделировать реальные условия работы прибора. Поэтому важное значение имеет даже приближенная оценка ошибок измерений,



обусловленных потоками заряженных частиц и существованием слоя пространственного заряда вблизи рабочих пластин датчика флюксметра.

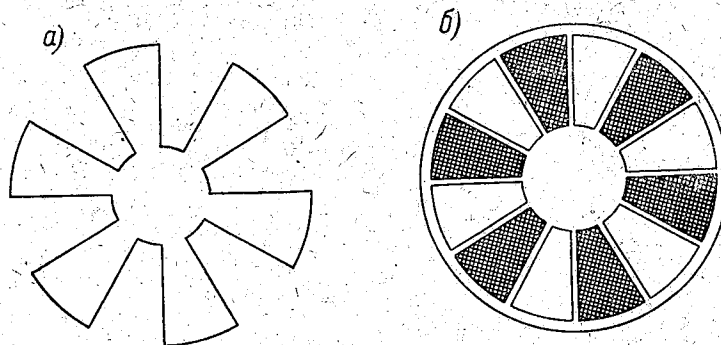


Рис. 2. Конструкция пластин электростатического флюксметра.  
а — вращающаяся пластина, б — неподвижная экранная пластина.

### Влияние пространственного заряда

Присутствие пространственного заряда в непосредственной близости от измерительной пластины создает трудности в процессе производства измерений электростатического поля.

Часть объемного заряда, находящегося в пространстве между плоскостью вращения экранной пластины и частью поверхности измерительной пластины, экспонируемой в электростатическом поле, рассеивается, когда попадает в пространство между поверхностями измерительной и вращающейся экранной пластин [2]. Часть этого заряда рекомбинирует с поверхностным зарядом на измерительной пластине, уменьшая таким образом полезный эффект.

Ошибку измерений, связанную с этим явлением, можно оценить.

Если считать, что все заряженные частицы, находящиеся в пространстве между измерительной и вращающейся экранной пластиной, попадут на измерительную пластину, то экстремальное значение плотности тока, создаваемого частицами, равно

$$\delta_1 = 2 h_1 \rho f, \quad (1)$$

где  $h_1$  — расстояние между измерительной и вращающейся экранной пластиной,  $\rho$  — средняя плотность объемного заряда в пространстве между плоскостью вращения экранной пластины и поверхностью измерительной пластины,  $f$  — частота коммутации.

На самом деле плотность тока  $\delta_1$  меньше, так как часть заряженных частиц беспрепятственно проходит между прутками сетки измерительной пластины.

Изменение тока  $\delta_1$  во времени представлено на рис. 3 б, где одновре-

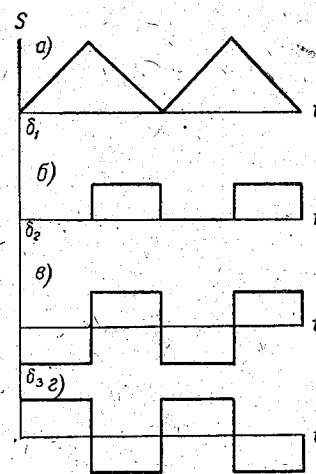


Рис. 3. Зависимость тока помехи от времени. Зондирующее тело заряжено отрицательно.

менно показан закон изменения площади измерительной пластины, экспонированной в поле (рис. 3 а).

В связи с тем, что некоторые пластины электростатического генератора флюксметра, используемого для работы в плазме, приходится изготавливать из металлической сетки [1], а расстояние между пластинами в реальной конструкции может быть сравнимо с толщиной слоя пространственного заряда [3], распределение объемного заряда в слое может существенным образом сказываться на показаниях прибора. Однако эти явления в настоящей работе не рассматриваются.

### Влияние потоков заряженных частиц

Как было показано в работе [1], на поверхность датчика электростатического флюксметра при использовании его для работы в плазме может течь электрический ток.

Другими словами, поток отрицательных частиц, падающих на поверхность датчика, может быть не равен потоку положительных частиц, т. е. в целом поток заряженных частиц электрически не нейтрален.

Часть этого потока, проходя через плоскость сетки дополнительной экранной пластины, попадает в пространство между измерительной и дополнительной экранной пластиной. Образующийся в этом пространстве объемный заряд создает электростатическое поле. При вращении основной экранной пластины изменяется площадь измерительной пластины, экспонированной в этом поле. Благодаря этому на поверхности измерительной пластины появляется переменный связанный заряд и по сопротивлению нагрузки электростатического генератора течет ток, являющийся по существу помехой измерению. Аналогичное явление происходит в пространстве между измерительной пластиной и коллектором. Туда также проникает часть потока заряженных частиц, модулированная вращающейся экранной пластиной, что так же, как и в предыдущем случае, в конечном счете приводит к появлению тока помехи.

Эти эффекты можно количественно оценить. Пусть на поверхность датчика течет ток, имеющий плотность  $j_0$ . В пространство между сетками дополнительной экранной пластины и измерительной пластины попадает часть тока  $j$ , равная  $j_0 m_1$ , где  $m_1$  — прозрачность экранной сетки для потока заряженных частиц.

Средняя скорость заряженных частиц в потоке равна средней скорости  $v$  частиц в момент прохождения плоскости экранной сетки, т. е. принято, что в пространстве между измерительной и экранной пластиной заметно не сказываются силы, действующие на заряженные частицы.

Основываясь на изложенных соображениях, можно считать, что

$$j = \rho' v,$$

где  $\rho'$  — плотность заряда в потоке. Учитывая далее, что расстояние  $h_2$  между сетками измерительной и дополнительной экранной пластин в несколько раз меньше их протяженности в длину и ширину, получим следующее выражение для плотности поверхностного заряда  $\sigma_1$  на измерительной и дополнительной экранной пластинах, индуцированного объемным зарядом потока

$$|\sigma_1| = \frac{\rho' h_2}{2}.$$

Как было отмечено, изменение величины  $\sigma_1$  при вращении экранной пластины создает ток помехи.

Так как обычно рабочая площадь измерительной пластины равна площади, находящейся в электростатической тени, создаваемой дополнительной экранной пластиной, и изменение площадей, экспонированных в рабочем поле и поле помехи, происходит по линейному закону, то величина тока помехи, отнесенная к единице рабочей площади, равна

$$\delta_2 = \frac{\sigma_1^2}{T},$$

где  $T$  — период работы электростатического генератора.

Окончательно, после соответствующих подстановок, получим

$$\delta_2 = \frac{j_0 m_1 h_2 f}{v} \quad (2)$$

Другая ошибка измерений связана с проникновением заряженных частиц в пространство между поверхностями измерительной пластины и коллектора.

При расчете тока помехи используем те же допущения, что и в предыдущем случае. Объемный заряд в пространстве между измерительной пластиной и коллектором поддерживается потоком заряженных частиц, попадающим в пространство. Однако интенсивность потока меняется в зависимости от положения вращающейся экранной пластины в каждый данный момент. Пусть в тот момент, когда рабочая поверхность измерительной пластины полностью экспонирована в поле, полная величина объемного заряда, находящегося в пространстве между коллектором и измерительной пластиной, равна  $Q$ . Рассуждая точно так же, как и в предыдущем случае, получим, что полная величина поверхностного заряда  $\Delta$  на измерительной пластине равна  $|\Delta| = \frac{Q}{2}$ . В тот момент, когда рабочая поверхность измерительной пластины полностью закрыта вращающейся экранной пластиной, величина объемного заряда равна  $Q'$ , а поверхностного заряда  $|\Delta'| = \frac{Q'}{2}$ . Это изменение создает на единицу рабочей поверхности измерительной пластины ток помехи, равный

$$\delta_3 = \frac{Q - Q'}{TS}$$

После замен и подстановок получим следующее выражение для  $\delta_3$ :

$$\delta_3 = \frac{j_0 m_2 (1 - m_1) h_3 f}{v} \quad (3)$$

где  $h_3$  — расстояние между коллектором и измерительной пластиной,  $m_2$  — прозрачность измерительной пластины для потоков заряженных частиц.

На рис. 3 представлены графики изменения токов  $\delta_2$  и  $\delta_3$  во времени для отрицательно заряженного тела и положительного тока на поверхность в месте расположения датчика электростатического флюксметра.

Существенно отметить, что фазы токов  $\delta_2$  и  $\delta_3$  сдвинуты на  $180^\circ$ .

#### Количественная оценка тока помехи и возможности его уменьшения

Суммарное экстремальное значение переменной составляющей тока помехи, возникающей по рассмотренным причинам, равно по абсолютной величине для отрицательно заряженного тела при положительном токе

$$|\delta| = \frac{\delta_1}{2} + \delta_2 - \delta_3 \quad (4)$$

Для того чтобы произвести численную оценку плотности тока помехи  $\delta$ , необходимо знать величины параметров, входящих в уравнения (1), (2), (3), т. е. среднюю скорость  $v$  заряженных частиц вблизи поверхности датчика, плотность тока  $j_0$ , плотность объемного заряда  $\rho$  у поверхности измерительной пластины. Значения всех этих параметров можно оценить лишь весьма приблизительно. Поэтому представляется целесообразным произвести количественную оценку эффекта в целом для различных, возможных на практике комбинаций параметров, от которых зависит конечное значение эффекта.

Плотность объемного заряда  $\rho$  у поверхности измерительной пластины можно приблизительно оценить, воспользовавшись законом степени  $3/2$  Ленгмюра.

В табл. 1 приведены значения  $\rho$ , рассчитанные, как функция концентрации  $N$  заряженных частиц в плазме, температуры ионов  $T_u$  и потенциала тела  $\varphi$ .

Таблица 1

$$\rho = f(N, T_u, \varphi) \text{ э. с. е.}$$

$\varphi$ В	$T_u$ °К					
	1000			5000		
	$N$ см <sup>-3</sup>					
	10 <sup>6</sup>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>4</sup>
0,4	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-6}$	—	—	—
2,2	0,3	0,3	0,3	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-6}$
4,7	0,2	0,2	0,2	0,4	0,4	0,4

Наибольшие значения плотности объемного заряда могут образоваться, когда зондирующее тело движется со скоростью, значительно превышающей тепловую скорость ионов, и датчик помещен на лобовую поверхность зондирующего тела. Плотность объемного заряда в этом случае равна  $Ne$ .

Для приближенных расчетов можно считать, что средняя скорость положительных ионов (для отрицательно заряженного тела) определяется величиной потенциала тела.

В табл. 2 приводятся значения средней скорости ионов у поверхности в зависимости от потенциала тела.

Таблица 2

$$v_u = f(\varphi) \text{ см/сек.}$$

$\varphi$ В . . . . .	0,4	2,2	4,7
$v_u$ см/сек. . . . .	$2,2 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^5$

Подставив в уравнение (4) значения  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  и  $\delta_3$  из (1), (2) и (3), получим следующее выражение:

$$\delta = f \left[ \frac{j_0 m_1}{v_u} \left( h_2 + m_2 h_3 - \frac{m_2}{m_1} h_3 \right) + h_1 \rho \right]. \quad (5)$$

Очевидно, для определенности следует оценить значения  $\delta$  в зависимости от возможных комбинаций  $\rho$  и  $j_0$  для какой-то типичной конструкции электростатического генератора датчика флюксметра. Учитывая, что величина  $v_u$  может изменяться в пределах  $10^5 \div 10^6$  см/сек., примем в качестве среднего значения  $5 \cdot 10^5$  см/сек.

В табл. 3 приведены данные расчета для конструкции по формуле (4), в которой  $f=1000$  гц,  $h_1=0,15$  см,  $h_2=0,25$  см,  $h_3=1$  см,  $m_1=m_2=0,85$ . В скобках указана доля  $\delta$ , обусловленная членом  $fh_1\rho$ .

$$\delta = f(j_0\rho) \text{ а/см}^2$$

Таблица 3

Формула	$j_0$ а/см <sup>2</sup>	р. э. с. е.			
		$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$
(4)	$10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-11}$ (0,6)	$2 \cdot 10^{-11}$ (0,13)	—	—
	$10^{-8}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$ (0,6)	$2 \cdot 10^{-12}$ (0,13)	—	—
	$10^{-9}$	—	—	$4,2 \cdot 10^{-13}$ (0,6)	$2 \cdot 10^{-13}$ (0,13)

Учитывая, что величина рабочего тока электростатического генератора, отнесенная к единице рабочей площади измерительной пластины, при напряженности электростатического поля у поверхности пластины порядка 1 в/см и частоте коммутации 1000 гц имеет порядок  $10^{-10}$  а/см<sup>2</sup> и соизмерима с величиной  $\delta$  при  $j_0=10^{-7}$  а/см (табл. 3), представляется целесообразным производить учет рассматриваемых эффектов при конкретном анализе данных, получаемых с помощью электростатического флюксметра ротационного типа, помещенного на ракете или на спутнике.

Из формулы (5) следует, что введением определенных конструктивных мероприятий можно добиться уменьшения  $\delta$ . К этому приводит уменьшение  $f$ ,  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$ . Однако уменьшение  $f$  приведет к пропорциональному ослаблению рабочего сигнала, уменьшение  $m_1$  и  $m_2$  приводит к увеличению тока помехи, создаваемого той частью  $j_0$ , которая непосредственно попадает на измерительную пластину [1]. Поэтому уменьшение  $m_1$ ,  $m_2$  и  $f$  не сможет принести эффективных результатов. Пределы уменьшения  $h_1$  определяются чисто конструктивными соображениями. Сокращению расстояний  $h_2$  и  $h_3$  препятствует резкое увеличение электрической проницаемости пластин, когда  $h_2$  и  $h_3$  становятся меньше линейных размеров ячеек сетки.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность И. М. Имянитову, по совету которого была проведена настоящая работа, за ценные советы при обсуждении и просмотр рукописи.

## ВЫВОДЫ

1. Показано, что поток заряженных частиц, проходящий через сеточные пластины датчика электростатического флюксметра при его использовании для работы в плазме, создает в пространстве между пластинами объемный заряд, являющийся источником дополнительного электростатического поля. В процессе работы электростатического генератора это приводит к появлению дополнительного электрического тока, являющегося помехой измерению.

2. Выведены расчетные формулы для определения приближенной величины тока помехи в зависимости от параметров конструкции и ус-

ловий работы электростатического флюксметра в плазме. При выводе расчетных формул учтено также влияние на измерения объемного заряда, находящегося у поверхности измерительной пластины.

3. Величина тока помехи количественно оценена для типичной конструкции электростатического генератора флюксметра в зависимости от плотности электрического тока на поверхность датчика и плотности объемного заряда у поверхности измерительной пластины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Шварц Я. М. Методы борьбы с мешающими токами, появляющимися на входе электростатического флюксметра при его работе в проводящей среде. Искусственные спутники Земли, 3, 1959.
2. Имянитов И. М. Измерение электростатических полей в верхних слоях атмосферы, УФН, 63, 16, 1957.
3. Шварц Я. М. Об условиях работы электростатического флюксметра в верхней атмосфере. См. настоящий сборник.

## АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ ИЗУЧЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АЭРОИОНОВ ПО ПОДВИЖНОСТЯМ

Изучаются вопросы обработки наблюдений, выполненных аспирационными счетчиками аэроионов. Приведены формулы для практического вычисления характеристик распределения ионов и оценки погрешностей измерений, отсутствующей при использовании графического «метода касательных».

Для изучения ионизационного состояния воздуха наиболее широко применяются аспирационные счетчики аэроионов. Простейшей обработкой непосредственных наблюдений, выполненных аспирационным счетчиком, определяется ряд значений функции  $v=v(\varphi)$  при разных напряжениях  $\varphi_n$ . Через  $v(\varphi)$  обозначим условную плотность заряда

$$v(\varphi) = \frac{\epsilon}{\Phi} I(\varphi),$$

где  $\epsilon = \frac{\varphi}{|\varphi|}$  — функция полярности предельной подвижности,  $\Phi$  — объемная скорость просасывания воздуха и  $I(\varphi)$  — сила тока ионов, осаждающихся на внутренней обкладке измерительного конденсатора при напряжении  $\varphi$  между внутренней и внешней обкладкой. Характеристики распределения ионов определяются путем вычислений, исходя из результатов измерения функции  $v=v(\varphi)$ . Чаще всего такие вычисления производятся известным графическим методом [1, 2], который называется «методом касательных». Метод касательных требует вычерчивания кривой  $v=v(\varphi)$  по отдельным точкам  $v_n=v(\varphi_n)$ , что связано с некоторым произволом. На это обращает внимание Израель [3], выдвигая вопрос: «точка излома или искривление?» Для получения достоверных результатов необходимо строго определить границы этого произвола, которые характеризуют возможные погрешности результатов. Это заставляет прибегнуть к аналитическому методу обработки наблюдений, что позволяет выяснить максимальную достоверную информацию, которую допускают результаты наблюдений.

### Постановка задачи

При измерениях интегральными счетчиками являются следующие искомые величины: функция распределения плотности заряда  $\rho(k)$ , частные плотности заряда  $\rho(k_1, k_2)$ , частные проводимости  $\lambda(k_1, k_2)$ , средняя подвижность ионов (в промежутке  $[k_1, k_2]$ )  $\bar{k}(k_1, k_2)$ , полярные

плотности заряда и полярные проводимости. Будем придерживаться определенных характеристик распределения ионов, приведенных в статье [4].

При дифференциальном методе первого порядка с разделенной емкостью [4] измеряется ток ионов  $\Delta I(\varphi)$ , проходящий через вторую часть разделенной внутренней обкладки. Условная плотность заряда определяется аналогично интегральному методу

$$\Delta v(\varphi) = \frac{\epsilon}{\Phi} \Delta I(\varphi).$$

Искомыми величинами являются функции  $\rho(k)$  или частные плотности заряда  $\rho(k_1, k_2)$ .

Оставим вне рассмотрения дифференциальный метод первого порядка с разделенным потоком воздуха, который не представляет практического интереса, и дифференциальный метод второго порядка, при котором обработка наблюдений проста.

Основные характеристики распределения ионов при непрерывно заданном  $v(\varphi)$  и  $\Delta v(\varphi)$  определяются следующими формулами:

а) Интегральный метод [3, 4]:

$$\rho(k_0) = \frac{4\pi C \varphi^3}{\Phi} \frac{d^2 v}{d\varphi^2}, \quad (1)$$

$$\rho(k_{01}, k_{02}) = h(\varphi_1) - h(\varphi_2), \quad (2)$$

где

$$h(\varphi) = v - \varphi \frac{dv}{d\varphi}, \quad (3)$$

$$\lambda(k_{01}, k_{02}) = \frac{\Phi}{4\pi C} \left[ \frac{dv(\varphi_1)}{d\varphi} - \frac{dv(\varphi_2)}{d\varphi} \right], \quad (4)$$

$$\bar{k}(k_1, k_2) = \frac{\lambda(k_1, k_2)}{\rho(k_1, k_2)}. \quad (5)$$

В этих формулах  $k_0 = -\frac{\Phi}{4\pi C \varphi}$  — предельная подвижность,  $C$  — действующая емкость измерительного конденсатора и  $\Phi$  — объемная скорость просасывания воздуха.

б) Дифференциальный метод первого порядка с разделенной емкостью [4]:

$$\rho\left(-\frac{\Phi}{4\pi C \varphi}, -\frac{\Phi}{4\pi(C-\Delta C)\varphi}\right) = \Delta h(\varphi), \quad (6)$$

где

$$\Delta h(\varphi) = \Delta v - \varphi \frac{d(\Delta v)}{d\varphi}, \quad (7)$$

$$\rho(\xi) = -\frac{4\pi C(C-\Delta C)\varphi}{\Delta C \Phi} \Delta h(\varphi), \quad (8)$$

где подвижность  $\xi$  находится в промежутке

$$\left[ -\frac{\Phi}{4\pi C \varphi}, -\frac{\Phi}{4\pi(C-\Delta C)\varphi} \right].$$

В последних формулах  $\Delta C$  обозначает действующую емкость второй части разделенной внутренней обкладки, а  $C$  — действующую емкость всего измерительного конденсатора.



Задачей обработки наблюдений является вычисление искомых величин, если задано только конечное число точек  $v_n = v(\varphi_n)$ , и определение возможных погрешностей результатов.

### Определение производных

Искомые характеристики распределения ионов зависят от производных функций  $v(\varphi)$ . При определении производных следует учитывать, что функция  $\rho(k)$  не является аналитической, ее поведение в каком-нибудь промежутке в математическом смысле полностью независимо от поведения в некотором другом промежутке. Обычные интерполяционные методы при этом не обоснованы. Максимальная информация обеспечивается при определении значений производных функции  $v(\varphi)$  из минимального числа соседних точек  $v_n = v(\varphi_n)$ ; для первой производной это число два, для второй — три.

Первая производная определяется известной формулой Лагранжа. Физические соображения позволяют предполагать непрерывность функции  $v(\varphi)$ , а также  $\frac{dv}{d\varphi}$  и  $\frac{d^2v}{d\varphi^2}$ , причем  $\frac{d^2v}{d\varphi^2}$  не может иметь положительных значений. Условимся при вычислении производных точки  $\varphi_n$  выбирать в монотонной очереди только положительной или только отрицательной полярности. При отмеченных предположениях действительны следующие утверждения:

а) в промежутке  $[\varphi_1, \varphi_2]$  всегда существует такое  $\varphi = \xi$ , что

$$h(\xi) = \frac{\varphi_2 v_1 - \varphi_1 v_2}{\varphi_2 - \varphi_1}; \quad (9)$$

б) в промежутке  $[\varphi_1, \varphi_2]$  всегда существует такое  $\varphi = \zeta$ , что

$$\zeta h(\zeta) = 2 \varphi_1 \varphi_2 \frac{\varphi_2 v_1 - \varphi_1 v_2}{\varphi_2^2 - \varphi_1^2}; \quad (10)$$

в) в промежутке  $[\varphi_1, \varphi_2]$  всегда существует такое  $\varphi = \theta$  и в промежутке  $[\varphi_3, \varphi_4]$  — такое  $\varphi = \eta$ , что

$$\frac{\frac{dv(\theta)}{d\varphi} - \frac{dv(\eta)}{d\varphi}}{h(\theta) - h(\eta)} = \frac{(\varphi_4 - \varphi_3)(v_2 - v_1) - (\varphi_2 - \varphi_1)(v_4 - v_3)}{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 v_1 - \varphi_1 v_2) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\varphi_4 v_3 - \varphi_3 v_4)}; \quad (11)$$

г) если  $\varphi_2$  находится в промежутке  $[\varphi_1, \varphi_3]$ , то в этом же промежутке находится такое  $\varphi = \mu$ , что

$$\mu^3 \frac{d^2v(\mu)}{d\varphi^2} = 2 \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3 \frac{(\varphi_3 - \varphi_2)v_1 - (\varphi_3 - \varphi_1)v_2 + (\varphi_2 - \varphi_1)v_3}{(\varphi_3 - \varphi_2)(\varphi_3 - \varphi_1)(\varphi_2 - \varphi_1)}. \quad (12)$$

### Вычисление характеристики распределения ионов и оценка погрешностей результатов

Характеристики распределения ионов вычисляются при помощи формул (1) — (8), при этом производные функции — по формулам (9) — (12). Неопределенность аргумента производных при этом сводится к возможным погрешностям определения аргумента. Ширина промежутка неопределенности ограничивает предельную погрешность

аргумента. Обычно погрешность аргумента  $X$  некоторой функции  $f=f(x)$  приводится к погрешности функции, при этом зависимость  $f$  от  $X$  должна быть известна. В данном случае это нецелесообразно и может быть даже невыполнимо, ввиду недостаточности сведений о функции  $\rho(k)$ . Поэтому будем характеризовать погрешности функции и аргумента отдельно и даже разными критериями, так как для аргумента, при котором функция распределения погрешностей ограничена, наиболее естественно определяется предельная погрешность, а для функции — средняя квадратическая погрешность.

При наблюдениях обычно измеряются значения случайной функции двух переменных  $v=v(\varphi, t)$ , где  $t$  — время. Считая колебания функции  $\rho(k)$  в изучаемом воздухе во времени случайными, можем  $v_n$  при определенном временном режиме измерений рассматривать, как точки случайной функции одной переменной  $v=v(\varphi)$ , дисперсионная функция которой зависит, кроме остальных факторов, и от стабильности  $\rho(k)$  исследуемого воздуха во времени. Подавляющая доля погрешностей измерения характеристик распределения ионов обусловливается в практике погрешностями разностей типа  $v_{n+1}-v_n$ , что позволяет обычно пренебрегать всеми остальными погрешностями. Для пренебрежения автокорреляцией функции  $v(\varphi, t)$  во времени при вычислениях, определяем среднюю квадратическую погрешность

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{\sum (\delta v_k)^2}{m-1}},$$

где  $\delta v_k$  — отклонение  $v_k$  от средней и  $m$  — число наблюдений при постоянном значении  $\varphi$  серией трех-четырех наблюдений, которые произведены, соблюдая временной режим измерений  $v_n=v(\varphi_n)$ . Так как  $\sigma_v$  практически слабо зависит от напряжения, то достаточно проводить такие наблюдения при двух-трех значениях напряжения в широком диапазоне применяемых напряжений. Ввиду слабой зависимости от напряжения принимаем  $\sigma_v$  в соседних точках  $v_n$ , которые входят в одну формулу типа (9)—(12) постоянной, что значительно упрощает вычисления. Оправданность сделанных допущений при оценке погрешностей проверяется в конкретных условиях.

Чтобы получить возможно однородную информацию во всем исследуемом промежутке подвижностей и упростить вычислительные работы, целесообразно в случае возможности точки  $\varphi_n$  выбирать в определенном порядке. При определении функции  $\rho(k)$  целесообразно выбрать  $\varphi_n$  с постоянным отношением  $\frac{\varphi_{n+1}}{\varphi_n}$ . Значения  $\rho(k)$  вычисляются для каждой тройки соседних  $\varphi_n$ , получая при  $m$  точках функции  $v(\varphi)$  всего  $(m-2)$  точек функции  $\rho(k)$ . При определении  $\rho(k_1, k_2)$  и  $\lambda(k_1, k_2)$  целесообразно  $\varphi_n$  выбирать попарно, что позволяет более четко определить границы промежутка  $[k_1, k_2]$ . Удобно принять отношение  $\frac{\varphi_{n+1}}{\varphi_n}$  для всех четных  $n$  постоянной, которая определяет ширину промежутка, а  $\frac{\varphi_{n+1}}{\varphi_n}$  для всех нечетных  $n$  меньше постоянной, которая определяет погрешность аргумента.

Приводим формулы вычисления основных характеристик распределения ионов и соответствующих погрешностей измерения. Условимся характеризовать погрешности некоторой величины  $x$  определенной относительной погрешностью  $\delta_x$  и средней квадратической погрешностью  $\sigma_x$ .

1. Вычисления  $\rho(k)$  при измерениях интегральным счетчиком.  
 а) Общий случай. Выбраны произвольные  $\varphi_1 < \varphi_2 < \varphi_3$ :

$$\rho(\xi) = \frac{8 \pi C}{\Phi} \frac{\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3}{(\varphi_3 - \varphi_2)(\varphi_3 - \varphi_1)(\varphi_2 - \varphi_1)} \times \\ \times [(\varphi_3 - \varphi_2) \nu_1 - (\varphi_3 - \varphi_1) \nu_2 + (\varphi_2 - \varphi_1) \nu_3], \quad (13)$$

$$\xi = - \frac{\Phi}{4 \pi C \sqrt{\varphi_1 \varphi_3}}, \quad (14)$$

где  $\sqrt{\varphi_1 \varphi_3}$  принимается с полярностью напряжения,

$$\delta_\xi = \sqrt{\frac{\varphi_3}{\varphi_1}} - 1, \quad (15)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_\nu \frac{8 \pi C}{\Phi} \frac{\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3 \sqrt{(\varphi_3 - \varphi_2)^2 + (\varphi_3 - \varphi_1)^2 + (\varphi_2 - \varphi_1)^2}}{(\varphi_3 - \varphi_2)(\varphi_3 - \varphi_1)(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (16)$$

б) Выбраны  $\varphi_1, \varphi_2$  и  $\varphi_3$  так, что

$$\frac{\varphi_{n+1}}{\varphi_n} = 1 + \delta,$$

где  $\delta$  — постоянная:

$$\rho(\xi) = - \frac{4 \pi C \varphi_3}{\Phi \delta^2} \left[ (2 \nu_2 - \nu_1 - \nu_3) + \frac{\delta}{2 + \delta} (\nu_3 - \nu_1) \right], \quad (17)$$

$$\xi = - \frac{\Phi}{4 \pi C \varphi_2}, \quad (18)$$

$$\delta_\xi = \delta, \quad (19)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_\nu \frac{8 \pi C \varphi_3}{\Phi \delta^2 (2 + \delta)} \sqrt{2 \delta^2 + 6 \delta + 6}. \quad (20)$$

2. Вычисление  $\rho(k_1, k_2)$ ,  $\lambda(k_1, k_2)$  и  $\bar{k}(k_1, k_2)$  при измерениях интегральным счетчиком.

а) Общий случай. Выбраны произвольные  $\varphi_1 < \varphi_2 < \varphi_3 < \varphi_4$ :

$$\rho(\vartheta, \eta) = \frac{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 \nu_1 - \varphi_1 \nu_2) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\varphi_4 \nu_3 - \varphi_3 \nu_4)}{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (21)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_\nu \sqrt{\frac{\varphi_4^2 + \varphi_3^2}{(\varphi_4 - \varphi_3)^2} + \frac{\varphi_2^2 + \varphi_1^2}{(\varphi_2 - \varphi_1)^2}}, \quad (22)$$

$$\lambda(\vartheta, \eta) = \frac{\Phi}{4 \pi C} \frac{(\varphi_4 - \varphi_3)(\nu_2 - \nu_1) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\nu_4 - \nu_3)}{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (23)$$

$$\sigma_\lambda = \sigma_\nu \frac{\Phi}{4 \pi C} \sqrt{\frac{2}{(\varphi_4 - \varphi_3)^2} + \frac{2}{(\varphi_2 - \varphi_1)^2}}, \quad (24)$$

$$\bar{k}(\vartheta, \eta) = \frac{\Phi}{4 \pi C} \frac{(\varphi_4 - \varphi_3)(\nu_2 - \nu_1) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\nu_4 - \nu_3)}{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 \nu_1 - \varphi_1 \nu_2) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\varphi_4 \nu_3 - \varphi_3 \nu_4)}, \quad (25)$$

$$\sigma_{\bar{k}} = \sigma_\nu \frac{\bar{k}(\vartheta, \eta) \sqrt{(\varphi_4 - \varphi_3)^2 (\varphi_2 - \varphi_1)^2 + (\varphi_4 - \varphi_3)^2 (\varphi_1 - \varphi_2)^2 + (\varphi_2 - \varphi_1)^2 (\varphi_4 - \varphi_3)^2 + (\varphi_2 - \varphi_1)^2 (\varphi_3 - \varphi_4)^2}}{(\varphi_4 - \varphi_3)(\varphi_2 \nu_1 - \varphi_1 \nu_2) - (\varphi_2 - \varphi_1)(\varphi_4 \nu_3 - \varphi_3 \nu_4)}, \quad (26)$$

где

$$\bar{\varphi} = - \frac{\Phi}{4 \pi C \bar{k}(\vartheta, \eta)}, \quad (27)$$

$$\vartheta = - \frac{\Phi}{4 \pi C \sqrt{\varphi_1 \varphi_2}} \quad (28)$$

( $\sqrt{\varphi_1 \varphi_2}$  принимается с полярностью напряжения),

$$\delta_\vartheta = \sqrt{\frac{\varphi_2}{\varphi_1}} - 1, \quad (29)$$

$$\eta = - \frac{\Phi}{4 \pi C \sqrt{\varphi_3 \varphi_4}} \quad (30)$$

( $\sqrt{\varphi_3 \varphi_4}$  принимается с полярностью напряжения),

$$\delta_\eta = \sqrt{\frac{\varphi_4}{\varphi_3}} - 1; \quad (31)$$

б) Выбраны  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и  $\varphi_4$  так, что

$$\frac{\varphi_4}{\varphi_3} = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \alpha$$

и

$$\frac{\varphi_4}{\varphi_2} = \frac{\varphi_3}{\varphi_1} = \beta,$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные:

$$\rho(\vartheta, \eta) = \frac{\nu_4 - \nu_2 - \alpha(\nu_3 - \nu_1)}{\alpha - 1}, \quad (32)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_\nu \frac{\sqrt{2(a^2 + 1)}}{\alpha - 1}, \quad (33)$$

$$\lambda(\vartheta, \eta) = \frac{\Phi}{4 \pi C} \frac{\beta(\nu_2 - \nu_1) - (\nu_4 - \nu_3)}{\varphi_4 - \varphi_3}, \quad (34)$$

$$\sigma_\lambda = \sigma_\nu \frac{\Phi}{4 \pi C} \frac{\sqrt{2(\beta^2 + 1)}}{\varphi_4 - \varphi_3}, \quad (35)$$

$$\bar{k}(\vartheta, \eta) = - \frac{\Phi}{4 \pi C \varphi_3} \frac{\beta(\nu_2 - \nu_1) - (\nu_4 - \nu_3)}{\alpha(\nu_3 - \nu_1) - (\nu_4 - \nu_2)}, \quad (36)$$

$$\sigma_{\bar{k}} = \sigma_{\bar{k}}(\vartheta, \eta) \frac{\sqrt{\beta^2(\varphi_1 - \bar{\varphi})^2 + \beta^2(\varphi_2 - \bar{\varphi})^2 + (\varphi_3 - \bar{\varphi})^2 + (\varphi_4 - \bar{\varphi})^2}}{\varphi_3 [\alpha(\nu_3 - \nu_1) - (\nu_4 - \nu_2)]}, \quad (37)$$

где  $\bar{\varphi}$  выражается формулой (27),

$$\vartheta = - \frac{\Phi}{4 \pi C \varphi_1 \sqrt{\alpha}}, \quad (38)$$

$$\eta = - \frac{\Phi}{4 \pi C \varphi_3 \sqrt{\alpha}}, \quad (39)$$

$$\delta_\vartheta = \delta_\eta = \sqrt{\alpha} - 1. \quad (40)$$

3. Вычисления  $\rho(k_1, k_2)$  при измерениях дифференциальным счетчиком первого порядка с разделенной емкостью.

Выбраны произвольные  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  (обозначаем  $\frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \alpha$ ):

$$\rho(\vartheta, \eta) = \frac{\alpha \Delta v_1 - \Delta v_2}{\alpha - 1}, \quad (41)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_{\Delta v} \frac{\sqrt{\alpha^2 + 1}}{\alpha - 1}, \quad (42)$$

$$\vartheta = - \frac{\Phi}{4 \pi C \varphi_1 \sqrt{\alpha}}, \quad (43)$$

$$\eta = - \frac{\Phi}{4 \pi (C - \Delta C) \varphi_1 \sqrt{\alpha}}, \quad (44)$$

$$\delta_\vartheta = \delta_\eta = \sqrt{\alpha} - 1. \quad (45)$$

4. Вычисление  $\rho(k)$  при измерениях дифференциальным счетчиком первого порядка с разделенной емкостью:

$$\rho(\xi) = - \frac{8 \pi C (C - \Delta C) \varphi_2}{\Delta C \Phi} \frac{\alpha \Delta v_1 - \Delta v_2}{\alpha^2 - 1}, \quad (46)$$

$$\sigma_\rho = \sigma_{\Delta v} \frac{8 \pi C (C - \Delta C) \varphi_2}{\Delta C \Phi} \frac{\sqrt{\alpha^2 + 1}}{\alpha^2 - 1}, \quad (47)$$

$$\xi = - \frac{\Phi}{4 \pi \varphi_2} \sqrt{\frac{\alpha}{C (C - \Delta C)}}, \quad (48)$$

$$\delta_\xi = \sqrt{\frac{\alpha C}{C - \Delta C}} - 1. \quad (49)$$

Вычисление полярных плотностей заряда и полярных проводимостей выполняется по формулам (21), (23); учитывая известные предельные значения  $h(0) = 0$ ,

$$\lim_{\varphi \rightarrow \infty} \frac{d v}{d \varphi} = 0,$$

приходим к обычным выражениям для вычисления этих величин.

В случае неудачно выбранных  $\varphi_n$  может оказаться, что, применяя для вычисления одной точки искомой функции соседние  $v_n$ , получаем недопустимо большие погрешности. Погрешности функции могут быть уменьшены за счет увеличения погрешностей аргумента при выборе  $v_n$  для вычисления одной точки искомой функции через одно значение параметра  $n$ . Это соответствует сглаживанию кривой искомой функции путем осреднения значений функции в соседних точках.

Обращаем внимание еще на одно обстоятельство. В большинстве выводов не применено свойство функции  $v(\varphi)$ , заключающееся в том,

что  $\frac{d^2 v}{d \varphi^2}$  не может иметь положительных значений. Учет этого свойства

в общих выводах связан со значительными затруднениями и не приводит к практически существенным уточнениям приведенных выводов. Это свойство может применяться для предварительного корректирования наблюдений, если окажется, что при некоторой тройке точек  $v_n$  величина  $(\varphi_3 - \varphi_1) v_2$  окажется по абсолютному значению меньше суммы  $(\varphi_3 - \varphi_2) v_1 + (\varphi_2 - \varphi_1) v_3$ . При этом наблюдаемое значение  $v_2$  увеличивается, а  $v_1$  и  $v_3$  соответственно уменьшаются приблизительно равномерно, приравнивая выражение  $(\varphi_3 - \varphi_2) v_1 - (\varphi_3 - \varphi_1) v_2 + (\varphi_2 - \varphi_1) v_3$  нулю.

## ВЫВОДЫ

1. Графический метод обработки наблюдений при измерениях аспирационными счетчиками нагляден, но не позволяет определить пределы произвола, который связан вычерчиванием графика функции  $v(\varphi)$  по заданным точкам и затрудняет оценку погрешностей результатов.

2. Обработка наблюдений при помощи формул конечных приращений позволяет строго определить пределы произвола, связанного с заданием функции  $v(\varphi)$  по отдельным точкам, сводя этот произвол к погрешности определения аргумента.

3. Аналитический метод обработки наблюдений является при рациональном выборе точек  $\varphi_n$  менее трудоемким, чем графический метод. Особым преимуществом является то, что вычисления могут выполняться при помощи специальных приспособлений или вычислительной машины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы, гл. 5, Гос. изд. техн. теор. лит. М., 1957.
2. IsraëI H. Zur Theorie und Methodik der Grössenbestimmung von Luftionen. Gerl. Beitr. z. Geophys. 31, 1931.
3. IsraëI H. Atmosphärische Elektrizität. Teil I, Akademische Verlagsgesellschaft Geest — Portig K. G. Leipzig, 1957.
4. Таммет Х. Ф. К теории аспирационных счетчиков аэроионов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1960.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
И. М. Имянитов, Т. В. Лободин. Исследование электрической структуры ливневых и грозовых облаков	3
И. М. Имянитов, Е. В. Чубарина. Электрическая структура недождящих слоистых облаков нижнего яруса	21
Б. К. Иньков. Исследование методов регистрации атмосфериков, применяемых для оценки грозовой деятельности	35
В. П. Колоколов, К. А. Семенов. Наблюдения за токами коронирования с искусственного острья в Воейково	53
Т. В. Лободин. Электричество метелей	62
Н. А. Парамонов. Электрическая проводимость воздуха над территорией Советского Союза	78
Я. М. Шварц. Об условиях работы электростатического флюксметра в верхней атмосфере	83
Я. М. Шварц. О некоторых источниках ошибок при работе электростатического флюксметра в плазме	96
Х. Ф. Таммет. Аналитический метод обработки наблюдений при изучении распределения аэроионов по подвижностям	103

БИБЛИОТЕКА  
ЛЕНИНГРАДСКОГО  
ИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО  
ИНСТИТУТА

Редактор *М. М. Ясногородская*  
Техн. редактор *М. И. Брайнина*  
Корректоры: *В. И. Перл* и *В. В. Федоскина*

---

Сдано в набор 8/VI 1962 г. Подписано к печати  
8/IX 1962 г. Бумага 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бум. л. 3,5.  
Печ. л. 9,59. Уч.-изд. л. 8,36. Тираж 1000 экз.  
М-06459. Индекс МЛ-164

Гидрометеорологическое издательство.  
Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.  
Заказ № 496. Цена 59 коп.

---

Типография № 8 УПП Ленсовнархоза  
Ленинград, Прачечный пер., д. № 6.