

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

ВЫПУСК 253

АТМОСФЕРНОЕ  
ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Под редакцией  
канд. физ.-мат. наук В. П. КОЛОКОЛОВА, Л. Г. МАХОТКИНА

243547

06  
778

БИБЛИОТЕКА  
Ленинградского  
Гидрометеорологического  
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1970

Сборник посвящен исследованию методов регистрации грозных разрядов, анализу результатов наземных и самолетных измерений основных элементов атмосферного электричества и наблюдений за атмосфериками. Рассмотрены также практические вопросы, касающиеся оценки грозопоражаемости линий электропередач.

Сборник предназначен для специалистов, которым по роду работы необходимы данные о грозах, электрическом поле, электрических характеристиках атмосферы и облаков.

С. П. ГИРС, Я. М. ШВАРЦ

## ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА В РАЙОНЕ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

При изучении вопросов электризации облаков данные об электропроводности воздуха  $\lambda$  и полярных электропроводностях  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  приобретают существенное значение.

По величине коэффициента униполярности  $\lambda_+/\lambda_-$  в свободной атмосфере ниже уровня образования конвективных облаков можно судить о концентрациях положительных и отрицательных ионов в пространстве, где развиваются облака. Если считать причиной первичной электризации облачных капель захват атмосферных ионов этими каплями, то данные о концентрациях ионов в момент образования облака вместе с другими начальными условиями будут определять величину и знак зарядов облачных капель [1].

Характер изменения полярных электропроводностей в облаках также является индикатором электрических процессов, протекающих в облаках. Так, например, более сильное уменьшение электропроводности одной полярности по сравнению с другой при прочих равных условиях может свидетельствовать об избирательном поглощении каплями ионов.

Большинство сведений об электропроводности в облаках получено из данных наблюдений в горах.

Проведение непосредственных измерений электропроводности в облаках с летательных аппаратов технически сложно из-за помех, создаваемых частицами облачного аэрозоля. Проходя с воздухом через аспирационный конденсатор Гердиена, обычно применяемый для измерений  $\lambda$ , они касаются измерительного электрода и, срываясь с него, уносят часть его заряда. Таким образом, создается дополнительный ток помехи или дополнительная разрядка электрода. Для исключения или уменьшения попадания облачных частиц на измерительный электрод аспирационного конденсатора С. И. Зачек предложил применять инерционные фильтры [2]. С помощью разработанной им аппаратуры были проведены успешные измерения электропроводности в облаках

в зимнее время года. Естественно было продолжить начатые опыты в летнее время, оценить границы применимости инерционных фильтров и попытаться получить сведения о  $\lambda$  в свободной атмосфере при наличии конвективной облачности в районе измерения.

Прибор для измерения электропроводности воздуха был создан на базе стандартного электростатического флюксметра системы ГГО [3], модернизированного с целью некоторого повышения его чувствительности. Прибор был установлен на самолете-лаборатории ИЛ-14. Два аспирационных конденсатора для одновременного

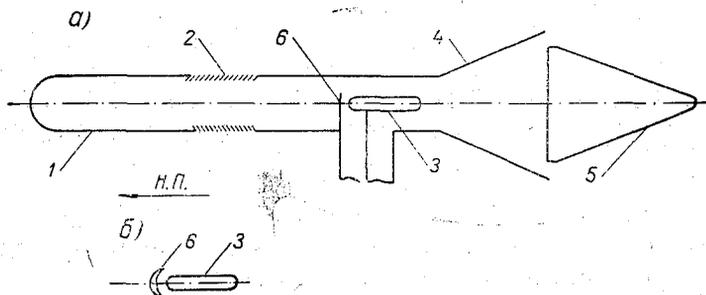


Рис. 1. Схематическое изображение инерционного фильтра (а) и измерительный электрод и защита в плане (б).

1 — обтекатель, 2 — жалюзи, 3 — измерительный электрод, 4 — диффузор, 5 — конус, 6 — дополнительная защита. Н.П. — направление полета самолета.

измерения обеих полярных электропроводностей были размещены на заглушке предпоследнего окна салона самолета. Удаление оси аспирационных конденсаторов от поверхности фюзеляжа составляло около 30 см. Использовался аспирационный конденсатор с инерционным фильтром. Схематическое изображение конструкции этого конденсатора, которая была разработана С. И. Зачеком, представлено на рис. 1. Конструкция не требует пояснений. Заметьте лишь, что диффузор с конусом служит для создания области разрежения за конденсатором и, таким образом, подсоса воздуха в жалюзи. Дополнительная защита препятствует попаданию частиц аэрозолей на лобовые части измерительного электрода и его держателя. В остальном датчик электропроводности конструктивно устроен так же, как описанный ранее в [4]. Одинаковы и электрические схемы датчиков. Основные параметры прибора были следующими: емкость измерительного электрода около 4 пф, опорное напряжение  $\pm 110$  в, входное сопротивление  $2,2 \cdot 10^{11}$  ома, постоянная времени около 30 сек., скорость потока воздуха внутри конденсатора составляла примерно 40% скорости воздушного потока снаружи его.

Как видно из рисунка, конструкция аспирационного конденсатора с инерционным фильтром значительно отличается от идеаль-

ного конденсатора Гердиена. В такой конструкции возможны дополнительные потери ионов на стенках из-за турбулизации потока воздуха, проходящего через конденсатор, возможно образование аэродинамической тени за дополнительной защитой, возможно более сильное влияние заряда самолета на попадание легких ионов в конденсатор, чем в обычно применяемых конструкциях датчиков приборов для измерения электропроводности воздуха.

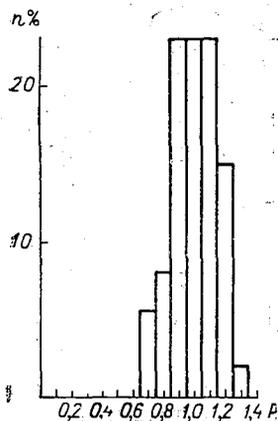


Рис. 2. Распределение отношений одноименных полярных электропроводностей, измеренных при ясной погоде с помощью аспирационных конденсаторов, которые оборудованы инерционными фильтрами.

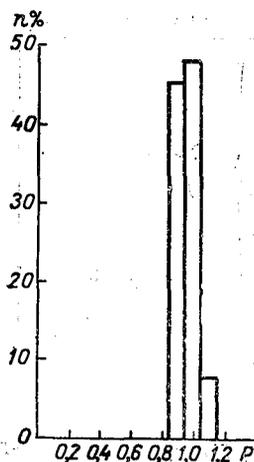


Рис. 3. Распределение отношений одноименных полярных электропроводностей, измеренных с помощью обычных аспирационных конденсаторов.

Были сопоставлены результаты одновременных измерений полярных электропроводностей в чистом воздухе с помощью аспирационного конденсатора, оборудованного инерционным фильтром, и обычного конденсатора. Определенные из измерений значения  $\lambda$  оказались в первом случае значительно меньше, чем во втором. Поэтому полученные в экспериментах значения полярных электропроводностей в районе облаков можно использовать как относительные величины. Для того чтобы установить сопоставимость результатов одновременных измерений полярных электропроводностей во время одного из полетов были проведены одновременные измерения одноименных полярных электропроводностей обоими аспирационными конденсаторами. Распределение измеренных

отношений  $P = \frac{\lambda_{\pm} + 1}{1,1\lambda_{\pm 2}}$  представлено на рис. 2. Индексом 1 обозначены показания канала прибора, служащего обычно для измерения положительной электропроводности, индексом 2 — показания канала, служащего обычно для измерения отрицательной электропроводности. Коэффициент 1,1 представляет собой множитель, на который умножались показания второго канала. Разброс значений

Таблица 1

4 VI 1969 г., высота полета около 3 км, маршрут полета Тюмень — Омск

	Без облаков	Вершины Си cong.		Без облаков	Вершины Си med.
		облако 1	облако 2		
$\lambda_+$ отн. ед.	1	0,4 (0,3)	0,5	1	0,5 (0,4)
$\lambda_-$ отн. ед.	1	0,3 (0,2)	0,3	1,4	0,6 (0,5)
$\bar{E}$ в/см	0,2	—	—	—	—
$\bar{Q} \cdot 10^{-3}$ эл. ст. ед.	2	30	140	4	40
$\bar{E}_Q$ в/см	1	18	82	2	24
$\bar{V}_{кв}$	1	13	60	2	17

коэффициентов  $P$ , по-видимому, не связан с погрешностями работы измерительной схемы, ибо подобный опыт, проведенный с обычными аспирационными конденсаторами [4], дал другие результаты (рис. 3). Разброс  $P$  значительно уменьшился.

Критерием возможности использования прибора, оборудованного инерционными фильтрами для измерения  $\lambda$  в облаках, было отсутствие роста показаний прибора при измерении в облаках по сравнению с показаниями вне облаков примерно на той же высоте. Было установлено, что прибор можно применять для измерений  $\lambda$  в вершинах небольших мощных кучевых облаков и в небольших кучевых облаках хорошей погоды. В слоистых облаках, плотных высоко-кучевых облаках и в дожде производить измерения было невозможно. С. И. Зачеком [9] производились измерения  $\lambda$  в облаках As, Sc и даже в слабом дожде. Однако, судя по заряджению самолета, сведения о котором приведены в [2], это были довольно тонкие облака. Не производились нами заходы в мощные кучевые облака, но, по-видимому, измерения  $\lambda$  в них с помощью настоящего прибора неосуществимы. В Ci и Cs измерения не производились, так как высота расположения этих облаков больше максимально возможной высоты полета самолета ИЛ-14.

Результаты измерений представлены в табл. 1—3. Одно из измеренных значений  $\lambda_+$  в каждом цикле измерений принималось за единицу, и рассчитывались другие значения электропроводностей в относительных единицах по формуле  $\lambda_{\pm}/\lambda_+$ . В табл. 1—3

Таблица 2

Число, тип облаков	Высота полета над ур. м., км	Особенности полета	$\lambda_+$ отн. ед.	$\lambda_-$ отн. ед.	$\bar{E}$ в/см	$\overline{Q \cdot 10^{-3}}$ эл. ст. ед.	$\overline{LQ}$ в/см	$\bar{V}$ кв
Енисейск — Братск								
8 VI 1969 г., Сп. нит.	1,8		1,0	0,9	0,5	4	2	2
	2,4	Под н. г.	0,8	0,9	0,6	4	2	2
	2,6	Выше н. г., в облаках 40 сек., без облаков 110 сек.	0,6	0,9	0,7	5	3	2
	2,7	В облаках, капли на стекле кабины пилота	0,3	0,6	2,0	20	12	9
	3,2	Над в. г.	1,6	2,0	0,2	2	1	1
Братск — Кежма								
24 VI 1969 г., Сп. нит.	2,0		1,0	1,1	0,3	2	1	1
	2,3	Под н. г.	0,9	1,2	0,3	2	1	1
	2,7	Выше н. г., в облаках 50 сек., без облаков 350 сек.	0,8	1,3	0,5	4	2	2
При полетах на 2,8 км наблюдалось увеличение $\lambda_+$ и $\lambda_-$								
	4,3	Над в. г. Сп. нит., над полем Ас сиг.	2,8	2,3	0,1	1	0,5	0,5
Братск — Нижнеилимск								
27 VI 1969 г., Сп. нит.	1,3 <sup>1</sup>		1,0	0,9	0,6	3	2	1
	1,9	Под н. г.	0,8	0,9	0,8	3	2	1
	2,0	Выше н. г., в облаках 30 сек., без облаков 140 сек.	0,5	0,8	Нет данных			
	2,2	Выше н. г. в облаках 30 сек., без облаков 100 сек.	0,5	0,8	1,9	22	13	9
При полетах выше 2,2 км наблюдалось резкое увеличение $\lambda_+$ и $\lambda_-$								
	2,9	Над в. г.	1,6	1,7	0,3	3	2	1

Примечание. Здесь и в табл. 3. н. г. и в. г. — нижняя и верхняя границы соответственно.

представлены также средние значения градиента потенциала электрического поля атмосферы  $E$ , измеренные с помощью установленного на самолете электростатического флюксметра, примерные средние значения заряда самолета  $Q$ , его потенциала  $V$  и примерные значения градиента потенциала электрического поля  $E_Q$  у поверхности фюзеляжа в месте размещения датчиков флюксметров, обусловленного собственным зарядом самолета. Все результаты этих измерений относятся к тем же периодам, в течение

Т а б л и ц а 3

Число, тип облаков	Высота полета над ур. м., км	Особенности полета	$\lambda_+$ отн. ед.	$\lambda_-$ отн. ед.	$\bar{E}$ в/см	$\bar{Q} \cdot 10^{-3}$ эл. ст. ед.	$\bar{E}_Q$ в/см	$V$ кв
Нижнеилимск								
14 VI 1969 г., Fr nb	0,8		1,0	(0,7)	0,8	5	3	2
	1,0		1,0	(0,6)	0,5	7	4	3
	1,4	Под н. г.	0,7	(0,7)	0,8	4	2	2
В облаках зашкаливание								
Кежма — Братск								
24 VI 1969 г., Cu	2,1		1,0	1,2	0,5	3	2	1
	2,5		0,7	1,5		Нет данных		
	2,8	Под н. г.	0,6	1,4		Нет данных		
24 VI 1969 г., Cu	2,7	Ниже н. г. Cu, на 300—500 м	1,0	1,0	0,3	2	1	1
Кежма — Братск								
25 VI 1969 г., Ac op.	3,4	Под н. г.	1,0	1,2	0,2	1	0,5	0,5
	3,5	Под н. г.	0,5	0,4	0,8	5	3	2

В облаках зашкаливание

Примечание. В скобках указаны приближенные значения  $\lambda$ .

которых измерялось  $\lambda$ . В некоторых графах таблиц, в которых должны быть указаны значения  $E$ , имеются прочерки. Это означает, что определить  $E$  не удалось из-за большой величины заряда самолета. Заряд самолета в облаках был отрицательным.

В табл. 1 представлены результаты измерений при пролете в вершинах двух мощных кучевых облаков Cu cong. и в вершине облака Cu med. Во время полета в Cu med. наблюдалось обледенение. Оценка  $\lambda$  производилась непосредственно по данным измерений и с учетом инерционности прибора, в предположении, что  $\lambda$  скачкообразно уменьшается при входе в облако (цифра в скобках). В вершинах исследуемых облаков электропроводность уменьшалась в 2—3 раза по сравнению с ее значением на этой же

высоте в свободной от облаков атмосфере. Отмечается несколько большее уменьшение отрицательной электропроводности в облаках. Оно может быть связано либо с большим уменьшением концентрации отрицательных ионов в облаках, либо с воздействием отрицательного заряда самолета на результаты измерений  $\lambda$ . Количественно оценить последнее в данном приборе не удалось.

В табл. 2 представлены результаты последовательных измерений под облаками Си хит., на уровне нижней границы облаков,

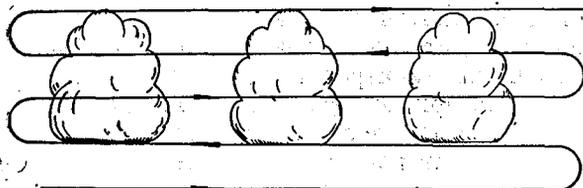


Рис. 4. Схема полетов при измерениях электропроводности в облаках.

на разных уровнях внутри облаков и выше верхней границы облаков. Схема полетов представлена на рис. 4. Общая продолжительность полного измерения составляла 30—60 мин. Вследствие большой инерционности примененного в измерениях прибора большей частью не было возможности получить значения  $\lambda$ , относящиеся только к полету в облаках. Однако и из приведенных в таблицах данных вытекают некоторые характерные особенности. Под облаками и над облаками полярные электропроводности примерно равны, в то время как при подходе к нижней границе облаков наблюдается большее изменение  $\lambda_+$  (в сторону его уменьшения), чем  $\lambda_-$ . Такое же явление можно заметить, просматривая данные табл. 3, в которой сведены результаты отдельных измерений под облаками и в районе нижней границы облаков. Приведенные сведения носят предварительный характер. На них следует обратить внимание при постановке дальнейших исследований.

Остановимся на перспективах дальнейшего использования приборов для измерения электропроводности, оборудованных инерционными фильтрами. Во-первых, значительно большая информация по электропроводности могла быть получена, если бы прибор обладал меньшей инерцией. Необходимость малой инерционности вытекает именно из того, что, как показали настоящие исследования, самолетный прибор может работать в облаках небольшой мощности, которые самолет проходит за десятки секунд. Во-вторых, необходимо производить дополнительный контроль за измерением в облаках, чтобы быть окончательно убежденным в том, что измеряемые значения  $\lambda$  соответствуют истинной электро-

проводности, а не являются следствием электризации, производимой малыми количествами аэрозоля, все же попадающими внутрь инерционного фильтра. Такой контроль можно было бы выполнить, применяя для измерения полярной электропроводности два одинаковых аспирационных конденсатора, но с различными опорными напряжениями. Равенство показаний обоих конденсаторов свидетельствовало бы об отсутствии помех со стороны аэрозолей. Конечно, введение такого устройства осложнило бы конструкцию аппаратуры для измерения электропроводности.

По-видимому, в данной конструкции датчика помехи со стороны облачных частиц обусловлены в основном коллекторным эффектом, а не зарядением под влиянием контактной разности потенциалов между измерительным электродом и аэрозолем. В подавляющем большинстве случаев при полетах в тех облаках, в которых измерения были невозможны, наблюдалось большое увеличение показаний выходных индикаторов, т. е. кажущееся сильное увеличение электропроводности. Токи помехи, текущие на оба электрода, имели разные полярности. В случае электризации, обусловленной контактной разностью потенциалов, они имели бы одинаковую полярность.

Поэтому является проблематичной в данном случае эффективность применения упомянутых в [2] методов компенсации токов помехи со стороны облачных аэрозолей путем дифференциального включения измерительных электродов двух аспирационных конденсаторов, один из которых включен по обычной схеме, а в другом отсутствует опорное напряжение.

Пользуемся случаем выразить глубокую благодарность принимавшим участие в исследованиях руководителю полетов Ю. П. Сумину, командиру самолета Н. М. Митину, борт-аэрологам Р. Ю. Янсону и А. А. Круковскому, технику Г. П. Ваюшиной.

## ВЫВОДЫ

1. Методические исследования прибора для измерения электропроводности воздуха, оборудованного инерционными фильтрами, показали возможность его использования для оценок электропроводности в слаборазвитых конвективных облаках.

2. По результатам нескольких измерений отношение полярных электропроводностей под слабыми конвективными облаками не отличалось от единицы более чем на 20%.

3. При подходе к нижней границе облаков (снизу) в большинстве случаев наблюдалось более резкое изменение положительной электропроводности. (в сторону ее уменьшения) по сравнению с отрицательной электропроводностью. Большее уменьшение положительной электропроводности по сравнению с отрицательной наблюдалось на тех высотах, где происходило образование облаков.

4. В слабобразвитых конвективных облаках полярные электропроводности уменьшались в несколько раз.

5. Предложен метод контроля качества работы прибора для измерения электропроводности в облаках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гирс С. П., Шишкин Н. С. Об электрических свойствах мелкокапельных конвективных облаков, Труды ГГО, вып. 239, 1969.

2. Зачек С. И. Прибор для измерения электропроводности воздуха в свободной атмосфере. Метеорология и гидрология, № 9, 51, 1965.

3. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат, М., 1957.

4. Зачек С. И., Шварц Я. М., Пономарев Ю. Ф. Опыт измерения электрической проводимости воздуха в свободной атмосфере в районе Ленинграда. Труды ГГО, вып. 225, 132, 1968.

*И. М. ИМЯНИТОВ, Е. В. ЧУБАРИНА*

## **ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАКОВ СЛОИСТЫХ ФОРМ**

### **Введение**

Сведения об электрических характеристиках облаков слоистых форм представляются существенными для решения ряда вопросов, как собственно атмосферно-электрических, так и физики облаков.

К ним относятся в первую очередь вопросы о природе электричества облаков и о роли электричества облаков в атмосферно-электрических процессах, разыгрывающихся во всей атмосфере, в частности вопрос об условиях поддержания электрического поля хорошей погоды в атмосфере. Решение этой задачи приобретает особую актуальность в связи с целым комплексом мероприятий международного плана начиная от МГГ и кончая намечающимися работами по программе международного атмосферно-электрического десятилетия. Очевидно, для решения этой задачи необходимы сведения об электрических зарядах и полях облаков различных форм в разных физико-географических условиях земного шара.

Изучение электрического состояния облаков необходимо и для решения вопроса о взаимосвязи атмосферно-электрических процессов в облаках с другими физическими процессами в них. Эта связь не является односторонней, т. е. не только росту водности облака и размеров капель сопутствует возрастание электрических полей в нем, но и рост электрических полей в облаках, возможно, стимулирует процессы укрупнения капель в облаке и способствует его развитию. Ясно, что в ответе на этот вопрос решаются не только задачи теории развития облаков, но и закладываются основы практического воздействия на условия развития облаков. Очевидно, ответы на поставленные вопросы следует искать в сопоставлении данных об электрических полях и зарядах в облаках с данными лабораторных исследований, характеризующими степень влияния напряженности электрических полей и зарядов частиц на условия конденсации, на вероятность столкновения и слияния ка-

пель в облаках. Для получения необходимых сведений о свойствах облаков в этом случае нельзя ограничиться случайными измерениями в этих облаках, так как появление электрических неоднородностей требуемой для воздействия величины, даже весьма малых размеров, может существенно сказаться на условиях развития облака, подобно тому как микрообъем облака, в который введены реагенты для активного воздействия, определяет развитие облака в дальнейшем.

К этой же группе задач относится выяснение природы поражения самолетов молниями в облаках, по своей природе относимых метеорологами к слоистым, в которых радиолокатор не отмечает наличия крупных частиц и полеты не сопровождаются заметной болтанкой, что говорит об отсутствии сколько-либо развитой конвекции в облаках.

По-видимому, рассмотренные явления (а также и целый ряд других) связаны не столько со средними характеристиками облаков, сколько с их отклонениями от норм, отклонениями достаточно редкими, и тем более редкими, естественно, чем больше их величина. Поэтому и для решения этих задач нельзя ограничиться случайными эпизодическими измерениями.

Авторы данной работы располагают материалами измерений напряженности электрических полей, полученных в результате многочисленных полетов в облаках типа St, Sc, Ac, As, Ns над тремя пунктами Советского Союза. Первая сводка результатов этих измерений приведена в монографии [1]. В настоящей работе авторы попытались найти некоторые закономерности, отражающие статистические особенности распределения напряженности электрических полей в этих облаках.

Очевидно, что материалов, которыми располагают авторы, недостаточно, чтобы характеризовать электрические свойства облаков во всех районах земного шара. Понятно также, что электрические свойства облаков должны быть охарактеризованы значительно большим количеством параметров, такими, например, как заряды капель, проводимость и другие, причем эти параметры также должны быть достаточно типичными и характеризовать как средние величины, так и отклонения от них.

### **Статистические характеристики распределения напряженности электрических полей в облаках**

В результате полетов, проведенных в ГГО с 1958 по 1966 г., накопился большой материал, на основании которого можно судить о характерных средних величинах напряженности электрического поля в облаках и об изменчивости этих величин.

Методика измерений и обработки материалов описана в [1]. Напомним, что полеты были типа вертикальных зондирований, причем подъем проводился по спирали, поэтому всякий вертикаль-

ный подъем включал в себя и горизонтальный участок пути, тем больший, чем выше поднимался самолет. Обработка материалов велась по слоям 100-метровой толщины. Мы исходили из предположения, что облака слоистых форм достаточно однородны в горизонтальном направлении (некоторыми авторами они интерпретировались плоскими конденсаторами [2, 3]), поэтому на первом этапе нас интересовали только изменения электрического поля в вертикальном направлении. Осреднение электрического поля в 100-метровом слое по вертикали включает в себя осреднение по горизонтали от 2 до 6 км. Это надо иметь в виду при использовании величин напряженности электрических полей, приводимых в настоящей статье. Экстремальные значения, безусловно, сглаживаются при обработке: минимальные завышаются, максимальные занижаются.

Все полученные значения напряженности полей были сгруппированы по интервалам от 0 до 1 в/см через 0,1 в/см; от 1,1 до 25 в/см через 1 в/см и далее через 10 в/см до 100 в/см (табл. 1). Значения напряженности полей здесь взяты по абсолютной величине. В последней графе приводится число 100-метровых слоев, взятых при обработке.

Дифференциальные кривые распределения напряженности электрических полей в облаках ассиметричны, коэффициент ассиметрии положителен. Максимумы дифференциальных кривых распределения чаще всего лежат в пределах  $\pm 2$  в/см, причем собственно нулевых значений мало. Если выделить значения, близкие к нулю, в самостоятельный интервал, то на графиках распределения в области нуля получается «провал», который указывает на малую вероятность таких значений.

Распределения  $E$  (рис. 1), представленные в вероятностно-логарифмической сетке, изображаются прямыми линиями в пределах от 2 до 98%. По оси абсцисс на рисунке отложен логарифм напряженности электрического поля в облаке, а по оси ординат — вероятность встречи напряженностей полей, превышающих данную величину. Из графиков можно сделать вывод, что распределение величин напряженности электрических полей в облаках слоистых форм подчиняется нормально-логарифмическому закону, параметры которого легко определяются по графику. В таком случае вероятность встречи в определенном виде облаков напряженности полей той или иной величины может быть определена по графику или вычислена по формуле

$$\Phi(E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(\ln E - \overline{\ln E})^2}{2\sigma^2} \right],$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,

$\overline{\ln E}$  — логарифм медианного значения напряженности электрического поля,

$\sigma$  — среднее квадратическое отклонение.



Тип облака	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	30	40	50	60	70	80	90	100	Число случаев
------------	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	-----	---------------

Ленинград

St																				877
Sc																				3452
Ac																				1652
As	98,3	98,4	98,5	98,6	98,7	99	99,1	99,2	99,3											3317
Ns	93,5	93,9	94,9	95,3	95,6	96,3						97,6	98,5	98,8	99,0	99,1	99,2			6693

Киев

St																				670
Sc																				1420
Ac																				303
As	96,8	97	97,3	97,7	98,0	98,4														1564
Ns	95,4	96,2	96,7	97,1	97,4	97,8						98,8	99,2	99,4	99,5					2291

Ташкент

St																				208
Sc	97,7	98																		697
Ac																				984
As	81,8	83,3	84,1	85,1	85,8	86,7	87,3	87,6	88,0	88,6	89,1	91,9	94,5	96,5	98,1	98,4	98,7	98,9	99,2	2557
Ns	74,6	76	77,2	78,1	79,5	80,8	81,8	83	84	84,5	86,7	88,7	91,7	94,6	96,3	97,7	99,0	99,2	99,6	2557

Средняя величина напряженности электрических полей и среднее квадратическое отклонение легко определяются по графику: среднее — равно значению переменной, соответствующей ординате 50%, а квадратическое отклонение равно  $\frac{1}{3}$  разности между абсциссами, соответствующими ординатам 6, 7 и 93,3%.

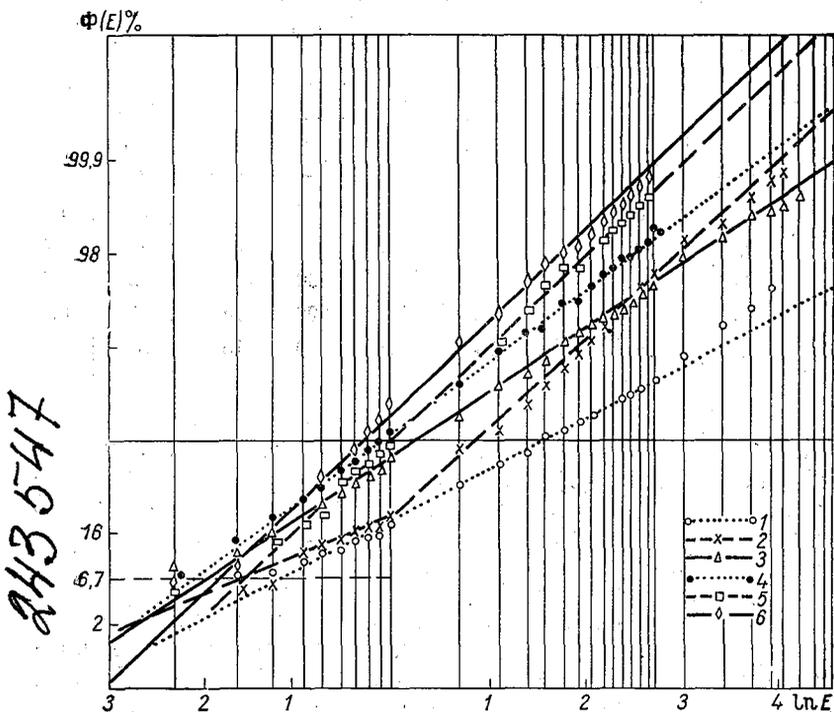


Рис. 1. Распределение величин напряженностей электрического поля в облаках типа Ns (1, 2, 3) и Sc (4, 5, 6) над Ленинградом (3, 6), Киевом (2, 5) и Ташкентом (1, 4).

Величины  $E_{\text{ср}}$  (с вероятностью встречи полей, большей или меньшей этой величины, равной 50%),  $E_{\text{макс}}$  (с вероятностью встречи полей, больших  $E_{\text{макс}}$ , равной 0,1%) полей и средних квадратических отклонений  $\sigma$ , определенные по графику, приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что по степени электрической активности ( $E_{\text{макс}}$  и  $\sigma$ ) облака располагаются в следующем порядке (от менее активных к более активным): St, Sc, Ac, As, Ns. Кроме того, наблюдается «обострение» параметров, характеризующих функцию распределения напряженности электрического поля, от Ленин-

града к Киеву и Ташкенту.. Причем надо отметить, что средние значения напряженности электрического поля меняются значительно слабее, чем экстремальные. Изменчивость (среднее квадратическое отклонение) возрастает от пункта к пункту интенсивнее для облаков, более активных в электрическом отношении ( $A_s$ ,  $N_s$ ), и значительно меньше для облаков более спокойных ( $St$ ,  $Sc$ ). Из табл. 2 также можно предположить, что изменчивость растет

Таблица 2

Тип облака	$E_{\text{ср}}$ В/см			$E_{\text{макс}}$ В/см			$\sigma$ дБ		
	Ленинград	Киев	Таш-кент	Ленинград	Киев	Таш-кент	Ленинград	Киев	Таш-кент
St	1,0	1,2	1,3	20	15	10	8	7,5	6
Ss	0,8	1,0	1,0	21	27	77	9	9	12
Ac	0,4	0,8	0,7	25	150	460	11	12	17
As	1,0	1,5	3,5	80	75	600	13	11	14,5
Ns	1,5	2,5	5	160	75	1350	13	10,5	16,5

с широтой. В Ташкенте облака электрически более активны и диапазон изменения полей ( $\sigma$ ) значительно шире по сравнению с таковыми же в Киеве и Ленинграде. Подобная закономерность в возрастании электрической активности облаков с широтой отмечалась нами и ранее [1].

Из рис. 1 видно, что распределения не полностью укладываются на прямую в вероятностно-логарифмической сетке; отклонения от прямой наблюдаются на так называемых хвостах прямых, приблизительно в 2%-ном интервале. Нам представляется, что это связано как с недостаточностью данных для этих областей, так и с методикой обработки материалов (о чем речь шла уже выше), в результате которой все малые значения завышаются, а большие занижаются. Это сказывается именно на краях, где мало случаев. Проводимая нами обработка материалов не вносит каких-либо заметных погрешностей в определение средних характеристик облаков и в закон распределения напряженности полей в облаках. Указанные погрешности касаются только экстремальных значений напряженности поля. Как уже указывалось, осреднение проводилось по слою 100-метровой толщины и протяженностью по горизонтали 2—6 км. Чтобы оценить погрешность в оценке экстремальных полей за счет такого осреднения, была проведена специальная работа по изучению электрических неоднородностей в облаках слоистых форм. Для определения величин электрических неоднородностей в облаках проводились горизонтальные полеты в них на каком-либо одном уровне. Оказалось, что облака слоистых форм неоднородны в горизонтальном направлении. Для

того чтобы оценить величины изменений напряженности электрического поля в горизонтальном направлении, с осциллограммы снимались величины всех экстремумов, и электрическая неоднородность определялась как

$$P = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\text{ср}}} = \frac{\Delta E}{E_{\text{ср}}},$$

где  $E_{\text{ср}}$  — средняя напряженность электрического поля на всем горизонтальном участке пути,  $E_{\max}$  и  $E_{\min}$  — соответственно максимальные и минимальные значения напряженности электрического

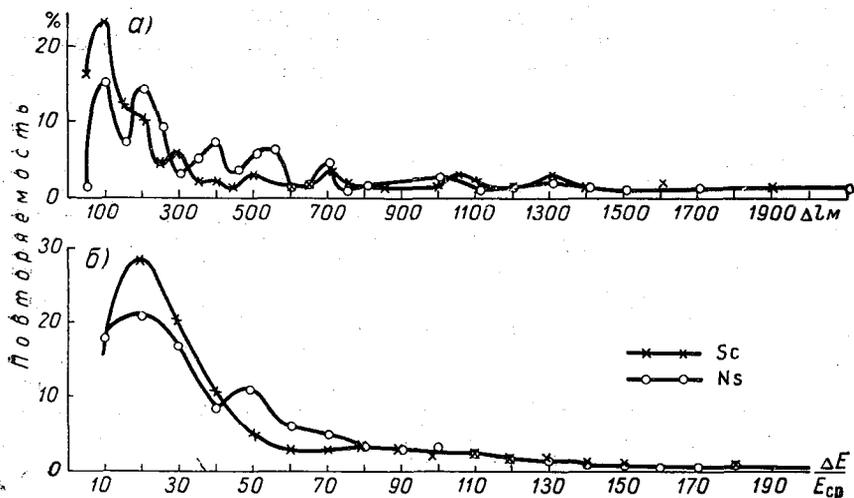


Рис. 2. Повторяемость размеров зон неоднородностей  $\Delta l$  (а) и величин электрических неоднородностей  $\frac{\Delta E}{E}$  (б) в облаках типа Sc и Ns. Ленинград, октябрь 1966 г.

поля на пути  $\Delta l$ , где  $\Delta l$  — расстояние между экстремумами, по которому определялся в соответствии со скоростью самолета размер зоны неоднородности.

На рис. 2 представлена для облаков вида Sc и Ns повторяемость размеров зон неоднородностей и величин электрических неоднородностей  $P = \frac{\Delta E}{E_{\text{ср}}}$ .

Из графиков видно, что наиболее вероятный размер зон неоднородностей в указанных облаках от 100 до 300 м. Зоны размером более 1000 м встречаются редко. Наиболее вероятные величины электрических неоднородностей 20—30%, большие неоднородности (около 100% среднего и более) встречаются редко.

Надо отметить, что как распределения  $\Delta l$ , так и распределения  $\frac{\Delta E}{E_{\text{ср}}}$  является положительно-асимметричным и подчиняется нормально-логарифмическому закону. Четкой связи размеров зон неоднородностей с наиболее вероятными величинами электрических неоднородностей не обнаруживается.

Имеется тенденция к увеличению электрической неоднородности с увеличением размеров зон, т. е. большим размерам зон соответствуют большие перепады поля. По соотношению однородных участков и участков, занятых неоднородностями, можно заключить, что в облаках типа St, Sc неоднородные и однородные участки занимают примерно одинаковую длину (около 57% пути занято неоднородностями). Это соответствует соотношению длин однородных и неоднородных участков в ясную погоду. В облаках типа Ns, As неоднородностями занято значительно большее место (около 80% горизонтального участка пути самолет летит в неоднородном поле).

В нашем осреднении (при обработке 100-метровых облачных слоев) принимался путь от 2 до 6 км. Вероятность встречи зон неоднородностей таких величин очень мала, поэтому неизбежно при принятой обработке происходило сглаживание экстремумов, о котором уже упоминалось выше. Кроме того, большие электрические неоднородности ( $P \gg 100\%$ ) встречаются редко, наиболее часто встречаются неоднородности величиной 20—30%, поэтому они не могут дать больших отклонений в оценке экстремумов, а тем более средних величин. Большие электрические неоднородности относятся к большим зонам, очевидно, близким по размеру к зонам, взятым для осреднения. Трудно оценить, какую ошибку в оценку экстремальных значений вносят большие зоны: возможно, что она превышает 100% и более. К сожалению, полетов по оценке электрических неоднородностей в облаках было мало, и среди обследованных облаков не было очень активных в электрическом отношении, поэтому при исследовании неоднородностей мы не могли оценить ни максимальных полей, ни максимальных неоднородностей в облаке.

Надо отметить, что измерения больших полей в облаках очень затруднены тем, что в зоне большого электрического поля, как правило, очень сильно электризуется самолет, что делает частыми невозможными измерения электрического поля в облаке. Поэтому истинная оценка измерений экстремальных полей трудно осуществима. Практически удалось измерить в Ns поля напряженностью до 300 в/см в Ташкенте и до 180 в/см в Ленинграде. Если нормально-логарифмическому закону подчиняется все распределение полей в облаках, то можно оценить, что из 1000 облаков в одном встречается напряженность поля, превосходящая 1000 в/см. То, что при наших полетах не наблюдалось таких напряженностей полей, может быть связано с малой вероятностью их встречи.

По перепаду напряженности электрического поля на участке

$\Delta l$  можно попытаться оценить плотность объемного заряда, считая, что зоны неоднородности имеют сферическую форму. Полученные значения по порядку величин оказались близкими к опубликованным нами ранее [1].

На рис. 3 представлены распределения плотностей объемных зарядов в облаках типа Sc и Ns. Как в тех, так и в других облаках

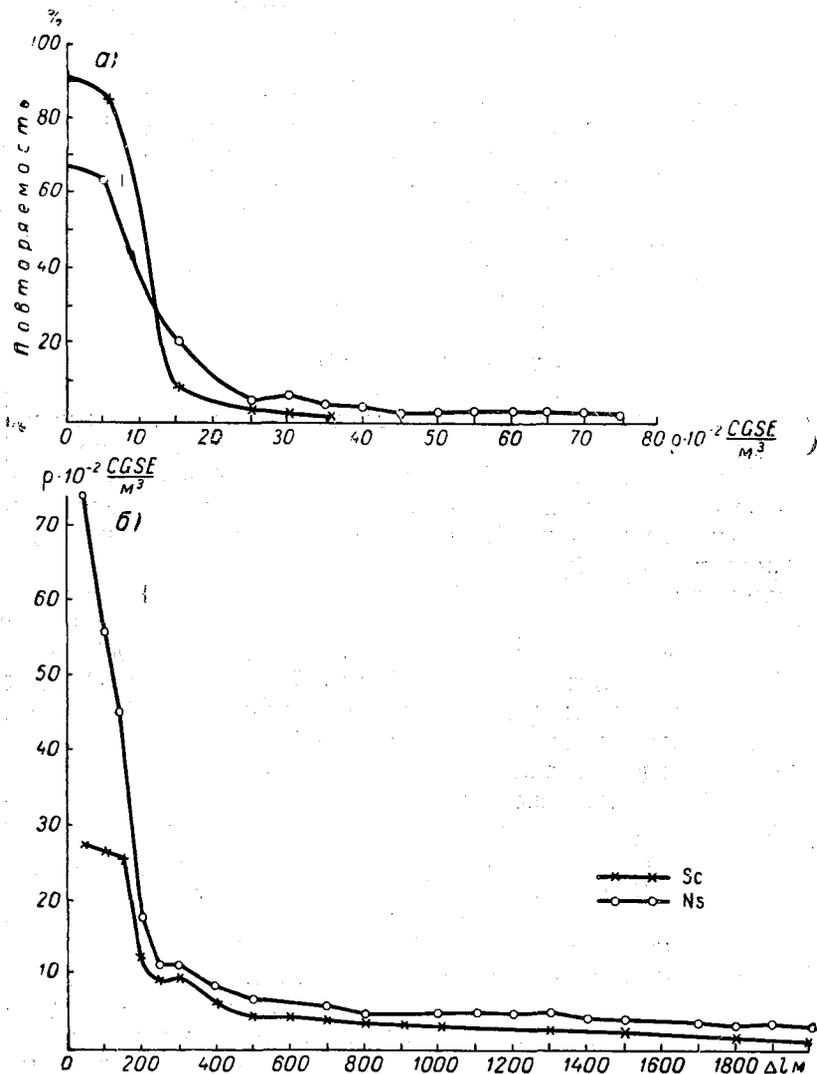


Рис. 3. Повторяемость величин плотностей объемных зарядов в зонах неоднородностей (а) и распределение величин плотностей объемного заряда по размерам зон (б) в облаках типа Sc и Ns.

наиболее часто встречаются заряды до  $3 \cdot 10^{-2} \frac{CGSE}{м^3}$ . Большие значения зарядов в облаках типа Sc маловероятны. В облаках типа Ns вероятность встречи больших плотностей объемных зарядов значительно больше, в них встречаются плотности объемных зарядов до нескольких эл. ст. ед. на  $м^3$ , т. е. по порядку близкие плотностям объемных зарядов Sb и на два порядка большие наиболее вероятных плотностей в негрозовых облаках. Распределение плотности объемного заряда по размерам зон имеет значительно более четкий характер, чем в случае напряженности поля, а именно большие плотности объемных зарядов соответствуют меньшим по размерам зонам. В случае Ns зависимость опять-таки менее четкая, чем для Sc, здесь имеются большие плотности  $\rho$ , соответствующие довольно большим зонам. Очевидно, более детальное и более комплексное исследование неоднородностей в облаках было бы интересно для изучения физики облаков, возможности возникновения в них молний и для решения вопросов об активных воздействиях на облака.

### Обсуждение результатов

Подводя итог, можно сказать, что нормально-логарифмическое распределение удовлетворительно аппроксимирует распределение значений напряженностей электрических полей в облаках слоистых форм. То, что нормально-логарифмическое распределение может быть передано двумя параметрами, в значительной степени упрощает сравнения таких распределений в разные периоды и в разных районах.

Рассмотрим вопрос о роли экстремальных значений напряженности электрического поля и плотности объемного заряда в развитии облаков и выпадении осадков из них. В работе Гойера и др. [4] отмечалось, что при напряженности поля около 20—30 в/см резко возрастает вероятность слияния сталкивающихся капель радиусом 100—600 мкм. В облаках типа St и Sc вероятность встречи полей такой величины составляет менее 1%, а в облаках типа As, Ns — более 10%. Еще большую роль могут сыграть большие напряженности поля, достигающие нескольких сот в/см, в укрупнении капель размерами, лежащими в области запрещенной коагуляции. В самом деле, по данным Семонина [5], в полях напряженностью в несколько сот в/см коэффициент захвата облачных капель радиусом до 10 мкм существенно возрастает. Поля такой напряженности в облаках типа As, Ns встречаются с вероятностью, не превышающей 0,5%. Конечно, объем, в котором могут встретиться такие поля, составляет малую часть от всего облака, но тем не менее эта часть на порядки величин больше той, в которой возникает в результате активных воздействий укрупнение капель, создающих впоследствии осадки из всего облака [6].

Интересно оценить возможные значения заряда капель в облаках со значительными объемными зарядами. Заметные изменения  $\rho$  могут наступить либо при существенном изменении заряда каждой капли за счет возрастания флуктуации средней плотности заряда при этом, либо при разделении областей разноименно заряженных капель. Число капель в облаках меняется мало; концентрация капель в более или менее плотных облаках лежит в пределах  $100-500 \frac{\text{капель}}{\text{см}^3}$ . Кроме того, увеличение радиуса капли не может не привести к росту водности. В то же время водность в облаках слоистых форм не бывает выше  $2-3 \text{ г/м}^3$  при средней водности в несколько десятых  $\text{г/м}^3$ . Поэтому отмеченные большие объемные заряды вероятнее всего связаны с возрастанием зарядов капель в зонах неоднородности в десятки раз по сравнению с остальной частью облака. Другой процесс увеличения объемных зарядов — разделение больших и маленьких капель, заряженных разноименно, — маловероятен в мелкокапельной части облака. Если действительно возрастание  $\rho$  в зонах экстремумов связано со значительным увеличением зарядов отдельных капель, то это означает, что существенно возрастет коэффициент захвата этих капель под влиянием электрических сил.

### Заключение

Сравнение статистических параметров распределения напряженности электрических полей в облаках слоистых форм разных видов как в разных районах, так и в разные периоды [6] приводит к мысли о возможности характеризовать изменения, вносимые физико-географическими условиями в эти параметры. Большие значения напряженности электрических полей, возникающих в неоднородностях облаков слоистых форм, по-видимому, ответственны за случаи возникновения молний в облаках, в том числе и тех, которые по обычным метеорологическим характеристикам не могут быть отнесены к грозовым.

Очевидно, что для использования описанных характеристик облаков необходимо иметь данные достаточно представительные для определенных физико-географических условий. Поэтому нахождение районов с одинаковыми параметрами распределения, а также выявление особенностей распределения для различных районов являются необходимым следующим этапом исследования, который может быть проведен в содружестве со специалистами разных стран.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1965.
2. Chalmers I. A. The electricity of nimbo — stratus cloud. Recent advances in atmospheric electricity. Pergamon Press, London, 1958.

3. Имянитов И. М. Электрические поля в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып. 35 (97), 1952 г.

4. Gouyet G. a. o. Effects of electric fields on water droplets coalescence. J. Meteor. V. 17, p. 442, 1960.

5. Semonin R. A., Plumlie H. P. Collision efficiency of charged cloud droplets in Electric fields J. Geoph. Res. v. 71, No 18, 4271, 1966.

6. Чубарина Е. В. Изменение величин потенциала атмосферы и напряженности поля в облаках от периода МГГ к периоду МГСС. См. настоящий сборник.

В. К. ИНЬКОВ

## О ВЫБОРЕ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ СЧЕТЧИКОВ МЕСТНЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

В связи с распространением инструментальных наблюдений за грозами с помощью различных счетчиков грозовых разрядов (грозорегистраторов) все более актуальное значение приобретают вопросы об унификации и сравнении результатов наблюдений. При этом необходимо прежде всего знать не конструктивные особенности приборов (выполняемых в различных вариантах на полупроводниковых триодах, вакуумных и газоразрядных лампах, с питанием как от батарей, так и от сети переменного тока), а их приемные характеристики, включая антенное устройство. В диапазоне низких частот (меньше 100 кгц), используемом для регистрации близких грозовых разрядов, антенны практически допустимых размеров имеют емкостный эквивалент. Счетчики, работающие в мегагерцевом диапазоне [1], встречаются лишь в виде исключения и здесь не рассматриваются. Очень грубая оценка величины эквивалента антенны может быть сделана по среднему значению погонной емкости одиночного вертикального или горизонтального провода (порядка 5 см/м). Для определения эквивалента антенны лучше пользоваться Q-метром [2], измерительный контур которого настраивается в резонанс и отсчитываются емкости  $C_1$  (без антенны) и  $C_2$  (с подключенной антенной); тогда искомой величине соответствует, обычно без большой погрешности, разность отсчетов  $C_1 - C_2$ . При снятии частотных характеристик приборов источник сигналов (звуковой генератор) подключается ко входу исследуемого грозорегистратора через конденсатор, емкость которого равна емкости эквивалента антенны. Как показывает опыт работы, для достаточно уверенного определения порога срабатывания прибора на различных частотах целесообразно использовать модулированные незатухающие колебания (при частоте модуляции 50 гц).

Эффективная чувствительность приборов сильно зависит от их частотной характеристики, поэтому вместе с рабочей частотой  $f_p$  соответствующей максимуму коэффициента пропускания, необходимо указывать также ширину полосы  $\Delta f$  на уровне 0,7. Для узко-

полосных приборов ( $\Delta f \ll f$ ) при прочих равных условиях количество зарегистрированных разрядов изменяется в среднем пропорционально  $(\Delta f)^n$ , где  $n \approx 1$  [3]. Желательно, чтобы широкополосные приборы имели сравнительно выравненные характеристики, так как в этом случае начинает играть роль изменение амплитуд в спектре атмосферика и зависимость количества принятых разрядов от ширины полосы уже не описывается указанным простым соотношением.

Для определения действующей высоты ( $h_d$ ) антенн грозорегистраторов пока практически применяются только известные общие оценки, согласно которым  $h_d$  равно половине геометрической высоты при использовании вертикальной (штыревой) антенны и всей высоте при использовании антенны с развитой горизонтальной частью. Антенны последнего (Г-образного) типа применяются обычно в грозорегистраторах, работающих на самых низких частотах (около 1 кгц и ниже).

Вопрос о выборе оптимальных частотных характеристик грозорегистраторов пока еще полностью не решен и, возможно, вообще не имеет однозначного ответа. При решении различных практических задач могут потребоваться, кроме грозорегистраторов наиболее распространенного типа, также специализированные приборы с другими частотными характеристиками. Очень удобные и надежные полупроводниковые грозорегистраторы, описанные в статье [4], применялись только в двух вариантах, причем не были замечены некоторые осложнения схемы, часто оказывающиеся излишними.

Действительно, применяемые широкополосные приборы [4] имеют большей частью сравнительно высокую чувствительность и принимают атмосферерики с расстояний до 1000 км и более (при эффективном радиусе порядка сотен километров). Как известно, уже на расстояниях около 200 км атмосферерики приобретают волнообразный, колебательный характер, поэтому выпрямление таких сигналов не должно иметь большого значения для их регистрации. Кроме того, узкополосные приборы [4] имеют на входе контур (настроенный на частоту около 60 кгц), который выделяет соответствующие гармоники исходного импульса, так что получающийся колебательный сигнал может запустить мультивибратор полувольной нужного знака без предварительного выпрямления сигнала принятого атмосферика.

Учитывая сделанные замечания, можно убрать мостовую схему и получить на основе грозорегистратора [4] приборы с различными частотными характеристиками.

На рис. 1 воспроизведена схема грозорегистратора из статьи [4] с выделением обычной входной ячейки и заменяющих ее более простых цепей с настроенным контуром, элементарным RC-фильтром и апериодическим входом. Описание отдельных элементов схемы грозорегистратора имеется в [4], поэтому здесь достаточно указать частотные характеристики приборов, получаемые в зависимости от выбора входной цепочки. Приборы с резонансным кон-

туром могут быть настроены на различные частоты. В качестве примера на рис. 2 приведены характеристики обычно применяемого грозорегистратора (кривая 1), настроенного на частоту  $f_p = 63$  кГц, и грозорегистратора с упрощенным входом 2 (рис. 1),  $f_p = 17$  кГц (кривая 2). Вертикальные антенны, применявшиеся для этих приборов, имели эквиваленты  $C_1$  и  $C_2$ , равные соответственно

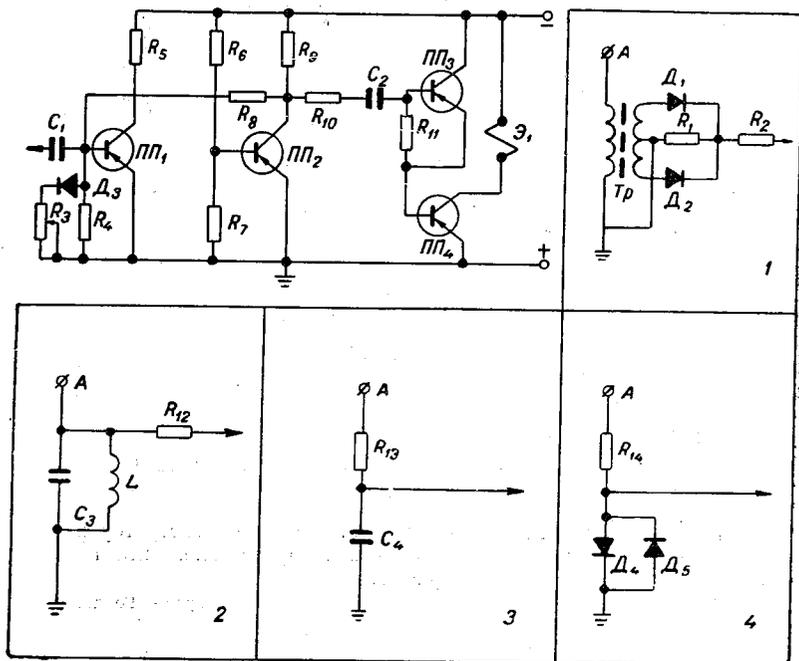


Рис. 1 Принципиальная схема полупроводникового грозорегистратора с обычным входом (1) и необходимыми простыми цепочками для узкополосного (2), низкочастотного (3) и широкополосного (4) приборов.

17 и 25 пф. Третий вариант входной цепочки (рис. 1) был выбран с целью получения прибора с характеристикой, подобной характеристике грозорегистратора типа Пирса — Голда, широко распространенного в других странах (см., например, [5]). Для этих приборов применяются Г-образные антенны, имеющие сравнительно большую емкость ( $C_3 = 255$  пф). Характеристики низкочастотного грозорегистратора с входной цепочкой типа 3 (рис. 1) и грозорегистратора типа Пирса—Голда, снабженных одинаковыми Г-образными антеннами, не отличаются значительно друг от друга, что указывает на возможность замены приборов, работающих на тиратронах, более удобными полупроводниковыми приборами. В противоположность низкочастотному прибору 3 (рис. 1), пред-

назначенному для регистрации близких грозовых разрядов и имеющему низкую чувствительность (около 5 в/м в области минимальных пороговых сигналов), широкополосный грозорегистратор с входной ячейкой 4 (рис. 1), является сравнительно высокочувствительным прибором. Для предохранения приемной части этого прибора от перенапряжений, возможных при близких грозах,

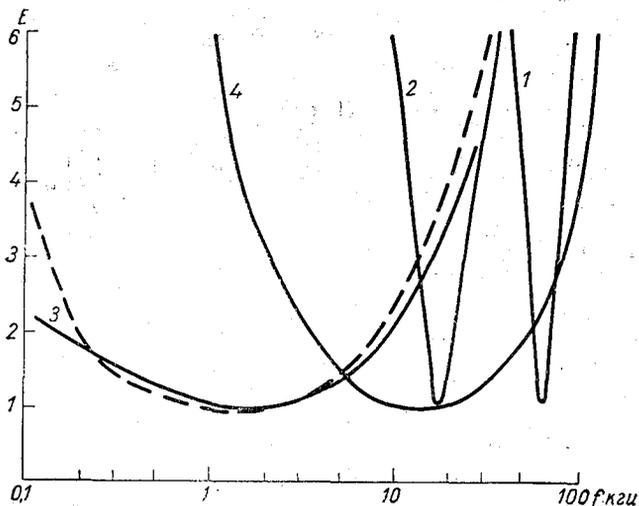


Рис. 2. Частотные характеристики грозорегистраторов с входными цепочками 1, 2, 3 и 4, представленными на рис. 1.

Пунктиром показана характеристика прибора типа Пирса — Голда.  $E$  — порог срабатывания прибора в относительных единицах,  $f$  — частота.

используются стабилитроны  $D_4$  и  $D_5$  (рис. 1). Частотная характеристика, представленная на рис. 2 (кривая 4), снималась с эквивалентом антенны  $C_9 = 100$  пф при добавочном антенном сопротивлении  $R_{14} = 80$  ком. Значение  $C_9$  было выбрано близким по величине к эквиваленту 10-метровой вертикальной антенны, измеренному с помощью  $Q$ -метра. Согласно кривой 4 (рис. 2), ширина полосы пропускания на уровне 0,7 составляет около 25 кГц (с граничными частотами 5—30 кГц) и около 45 кГц на уровне 0,5 (с граничными частотами 3—50 кГц).

В качестве опыта было проведено сравнение показаний широкополосного прибора с упрощенным входом (без мостиковой схемы, рис. 1) с показаниями обычного широкополосного прибора, описанного в статье [4] и имевшего чувствительность 200 мв/м. Хотя оба прибора были установлены в зданиях, расположенных в одном пункте, соотношение зарегистрированных ими суточных чисел разрядов колебалось сначала в значительных пределах (от

0,6 до 1,2). Однако при просмотре данных выяснилось, что колебания величин этого соотношения вполне соответствуют колебаниям температуры воздуха. Дополнительная проверка подтвердила предположение о наличии сравнительно большого температурного коэффициента у одного из приборов (упрощенного типа). В результате применения известного способа температурной компенсации с помощью диода и сопротивления ( $D_3$  и  $R_3$  на рис. 1) расхождения в показаниях сравниваемых приборов снизились до практически допустимой величины ( $\pm 10\%$ ). Этот пример особенно подчеркивает необходимость проверки температурной зависимости у каждого прибора и в случае надобности индивидуального подбора компенсирующей цепочки.

Приведенные примеры показывают, что характеристики применяемых сейчас полупроводниковых грозорегистраторов могут быть подобраны так, чтобы они отвечали различным требованиям. Одной из основных задач в области изучения близких атмосфериков является конкретная формулировка требований, обеспечивающих оптимальное использование данных наблюдений с помощью грозорегистраторов.

Для получения исходных экспериментальных данных, которые должны служить основой для выбора рабочих частот грозорегистраторов (после выяснения вопроса о технических возможностях создания простой аппаратуры), лучше использовать специальные лабораторные приборы, точность которых обеспечивает получение надежных результатов и облегчает их интерпретацию. Исследование сверхнизкочастотного диапазона целесообразно начинать с участка, в пределах которого зависимость амплитуд атмосфериков от частоты выражена особенно резко. К таким участкам относится прежде всего интервал частот, в котором расположена полоса поглощения волновода Земля — ионосфера (около 1,5—2 кГц).

Регистрация близких атмосфериков в интервале частот 1—4 кГц производилась на полевой базе ГГО в пос. Воейково (под Ленинградом) с помощью анализатора гармоник низких частот типа С5-3 на узкой полосе ( $\Delta f = 6$  Гц), обеспечивавшей вполне достаточное разрешение частотных характеристик атмосфериков. Для непрерывной и плавной перестройки анализатора был использован мотор с редуктором, причем заданный интервал частот проходил анализатором то в одну, то в другую сторону. В качестве механического регистрирующего устройства применялся обычный полупроводниковый грозорегистратор [4]. Пороговое значение напряженности поля для всей установки (с учетом характеристик антенны) составляло около 1 мВ/м.

Результаты обработки данных, полученных с помощью анализатора, представлены на рис. 3, где через  $G$  обозначено среднее суточное число разрядов, зарегистрированных на различных частотах. В зависимости от грозовой обстановки данные наблюдений были подразделены на три группы, причем к I группе относились дни, когда имелись отметки гроз на расстояниях меньше 50 км,

ко II группе — дни с отметками гроз на расстояниях от 50 до 250 км и к III группе — дни без гроз в радиусе 250 км. Частотные кривые для всех трех групп получились неожиданно не только похожими, но даже практически почти совпадающими в пределах возможного разброса точек (если подобрать подходящие масштабы для величины  $G$ , как это сделано на рис. 3). При наличии близких гроз

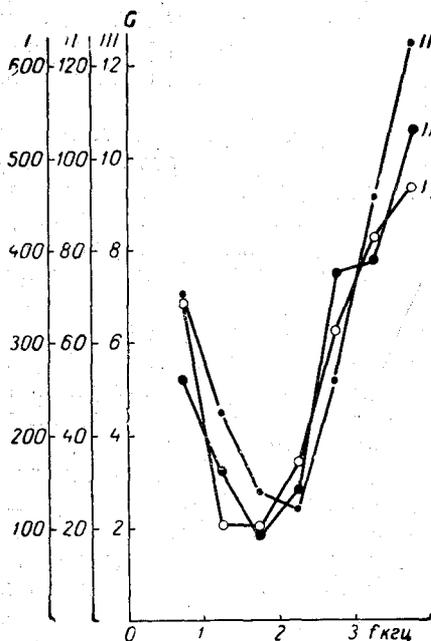


Рис. 3. Распределение количества зарегистрированных разрядов  $G$  в зависимости от частоты  $f$ .  
 I —  $R < 50$  км, II —  $50 < R < 250$  км, III —  $R > 250$  км.

количество принимаемых атмосфериков увеличивается в среднем в одинаковое число раз на всех частотах, лежащих в пределах рассматриваемого интервала (заметим, что для получения абсолютных значений среднего суточного числа разрядов величины  $G$ , указанные на рис. 3, нужно умножить на 7, так как на каждую из частотных градаций приходится  $1/7$  часть всего времени).

Согласно полученным данным, для выделения близких грозовых разрядов и грозовых очагов все частоты в пределах исследованного интервала можно считать равноправными.

Однако определенные практические преимущества дает выбор частоты около 1,5 кГц (несмотря на относительно малую величину сигналов). Действительно, вследствие резкого изменения количества принимаемых атмосфериков на краях данного интервала (рис. 3) для обеспечения сравнимости результатов наблюдений при выборе других частот требуется более жесткая регламентация

частотных характеристик и предъявляются повышенные требования в отношении разброса параметров индивидуальных приборов. В связи с актуальностью вопросов, касающихся решения частной задачи о регистрации разрядов на землю, могут представлять некоторый интерес небольшие изменения полученных кривых (рис. 3). Возможно, что относительное повышение кривых на частотах около 1—1,5 кгц при удалении грозовых очагов объясняется не только особенностями распространения атмосфериков, но и преобладанием этих частот в спектре разрядов на землю (атмосферики, генерируемые такими разрядами, имеют сравнительно большие амплитуды и должны приниматься дальше, чем атмосферики внутриоблачного происхождения). В случае подтверждения этой грубой оценки можно считать, что характеристики грозорегистратора Пирса — Голда близки к оптимальным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Aija S. V. C. Some characteristics of tropical thunderstorms. Nature (Engl.), 208, No 5011, 641—644, 1965.
2. Лавров Г. А., Князев А. С. Приземные и подземные антенны. Изд. «Советское радио», М., 1965.
3. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. О зависимости числа принимаемых атмосфериков от ширины полосы. Труды ГГО, вып. 242, 26—28, 1969.
4. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы. Труды ГГО, вып. 157, 54—58, 1964.
5. Müller-Hillebrand D., Johanesen O., Saraoja E. K. Lightning-counter measurements in Scandinavia. Proc. of the Inst. El. Eng. 112, 203—210, 1965.

И. И. КАМАЛДИНА

## ВРЕМЕНА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОСЛЕ РАЗРЯДОВ МОЛНИИ В ГРОЗОВЫХ ОБЛАКАХ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Продолжая начатую ранее работу [1], представляется необходимым выяснить возможные изменения эффективной проводимости грозовых облаков в зависимости от условий их образования и стадий развития. Для решения этой задачи можно использовать данные о величине  $\tau$  — времени восстановления напряженности поля после грозовых разрядов. Как известно,  $\tau = \frac{\epsilon}{4\pi\lambda_0}$ , где  $\lambda_0$  — эффективная проводимость,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Изменчивость средних значений  $\tau$  от облака к облаку по данным наземных измерений была обнаружена Михновским [2].

В настоящей работе в качестве исходных данных были взяты материалы, полученные при полетах вблизи вершин Сб на самолете ТУ-104. Эти полеты производились над ЕТС в течение летних сезонов 1961—1965 гг. Напряженность поля регистрировалась с помощью электростатических флюксметров и осциллографа со скоростью протяжки ленты 3 мм/сек. На основании результатов предыдущей работы [1] нужно было выбирать только кривые восстановления I типа, полностью обусловленные процессами, происходящими в активной части облака. При обработке исключалось влияние заряда самолета и учитывалось изменение напряженности поля вследствие движения самолета относительно облака.

Всего было обработано около 450 кривых восстановления напряженности электрических полей после разрядов молнии, зарегистрированных в течение 28 дней вблизи 70 грозовых облаков. Для каждого облака подсчитывались повторяемость различных величин  $\tau$  (с интервалом 1 сек.) и среднее значение  $\tau_{\text{ср}}$ . В качестве примера в табл. 1 приведено число случаев различных значений  $\tau$  для нескольких облаков.

Чтобы получить более определенные выводы о зависимости  $\tau_{ср}$  от метеорологических условий и стадий развития облака, необходимо предварительно выяснить вопрос о влиянии положения самолета (по отношению к исследуемому облаку) на результаты измерений. С этой целью весь материал делился на группы в зависимости от высоты полета и удаленности облака. Для выяснения

Т а б л и ц а 1

Дата	$\tau$ сек.									
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10
14/VI 1961 г.				4	3					
16/VI	3	7	4	1						
25/VII 1965 г.		7	17	3	6					I

влияния высоты полета различались случаи, когда самолет проходил выше верхней границы облака и ниже ее (более чем на 1 км). Для оценки влияния удаленности места наблюдений от облака выбирались случаи, когда измерения проводились в зоне I, где напряженность поля определяется верхним зарядом облака, и в зоне II, где происходит обращение поля вследствие возрастающего влияния нижнего заряда по мере удаления от облака. Обычно обращение поля происходит на расстоянии 2—4 км от центра облака.

Как видно из табл 2, наиболее вероятные значения  $\tau_{в}$  не зависят от места наблюдения и во всех рассмотренных случаях находятся в интервале 2—3 сек. Средние значения  $\tau_{ср}$  изменяются в зависимости от относительной высоты полета и удаленности места наблюдений от облака. Возрастание средних значений  $\tau$  вблизи вершины C<sub>b</sub> и над ними сопровождается ростом повторяемости больших значений  $\tau$  (причем на интервал 8—10 сек. приходится вторичный максимум). Появление этого максимума, возможно, обусловлено тем, что при полетах выше вершины облака прибор, вероятно, лучше регистрировал разряды, снимающие заряд с верхних, пограничных с атмосферой, слоев облака, в которых, по-видимому, проводимость меньше, а время восстановления  $\tau$  соответственно больше, чем во внутренних частях облака. Поэтому при сравнении распределений  $\tau$ , относящихся к различным облакам, желательно брать данные, полученные при сходных положениях самолета относительно вершины облака.

Для выяснения вопроса о том, насколько эффективная проводимость облака может изменяться в зависимости от метеорологических условий и стадий развития облака, все исследованные облака были разбиты на следующие группы: «ночные» и «дневные», фронтальные и внутримассовые, растущие и распадающиеся.

Таблица 2

Характеристики распределений величины  $\tau$  для разрядов различных групп

Номер группы	Название группы	$\tau_{\text{ср}}$	$\tau_{\text{в}}$	$\sigma$	$k$	Число случаев
I	Разряды, зарегистрированные при полетах выше уровня верхней границы . . . . .	4,0	2—3	3,1	0,48	116
	Разряды, зарегистрированные при полетах более чем на 1 км ниже уровня верхней границы . . . . .	3,3	2—3	1,7	0,47	104
II	Разряды, зарегистрированные при полетах в зоне I . . . . .	4,5	2—3	3,1	0,65	109
	Разряды, зарегистрированные при полетах в зоне II . . . . .	2,6	2—3	1,6	0,10	134
III	Разряды в растущих облаках <sup>1</sup> . . . . .	3,8	2—3	3,1	0,42	121
	Разряды в оседающих облаках . . . . .	3,1	2—3	2,0	0,20	58
IV	Разряды в ночных фронтальных облаках. Проходы выше уровня верхней границы . . . . .	4,4	1—3	3,5	0,69	58
	Разряды в дневных фронтальных облаках. Проходы выше уровня верхней границы . . . . .	3,8	1—3	3,1	0,58	121
V	Разряды в дневных фронтальных облаках. Проходы выше уровня верхней границы . . . . .	3,8	1—3	3,1	0,58	121
	Разряды в дневных внутримассовых облаках. Проходы выше уровня верхней границы . . . . .	2,8	1—3	1,8	0,44	75
VI	Разряды в дневных фронтальных облаках, зона II . . . . .	3,0	2—3	1,7	0,3	56
	Разряды в дневных внутримассовых облаках, зона II . . . . .	2,2	1—2	1,2	0,58	52

Примечание.  $k$  — коэффициент асимметрии, равный  $\frac{\tau_{\text{ср}} - \tau_{\text{в}}}{\sigma}$ .

При этом к «дневным» относились облака, исследованные с 13 до 17 час., а к «ночным» с 19 до 24 час.

Поскольку все исследованные «ночные» облака были связаны с фронтальными разделами и во всех случаях полеты совершались выше уровня их верхней границы, для сравнения были отобраны «дневные» фронтальные облака, исследованные также при полетах выше уровня их верхней границы. На основании критерия из статьи [3] считалось, что облака находятся в стадии роста, если уровень их верхней границы повышается, и в стадии распада, если уровень их верхней границы понижается. При построении этих распределений рассматривались все случаи независимо от

места наблюдения, поскольку разбиение на группы было нецелесообразно из-за ограниченности материала наблюдений. Тем не менее, различия между распределениями  $\tau$  для растущих и оседающих облаков представляются нам действительно существующими, поскольку отсутствовала разница в методике исследования обеих разновидностей облаков. Дополнительное изучение материала показало, что отношение числа разрядов, зарегистрированных при проходах над облаком, к числу разрядов, зарегистрированных при проходах ниже верхней границы (по крайней мере на 1 км), для обеих групп облаков близко к единице. Отношение числа разрядов, зарегистрированных в зоне I, к числу разрядов в зоне II составляет для растущих облаков 1,6, а для оседающих 3,0. Однако последнее обстоятельство могло привести только к сглаживанию обнаруженных различий.

При сравнении внутримассовых и фронтальных облаков отдельно рассматривались данные, полученные при проходах выше уровня верхней границы облаков и в зоне II. Результаты проведенной обработки данных по отдельным группам представлены в табл. 2.

Сравнение полученных данных показывает, что наименьшие различия наблюдаются между распределениями  $\tau$  для ночных и дневных облаков нет. Два раза нам удалось проследить системы грозовых облаков в течение длительного времени, причем были получены следующие противоречивые результаты:

Дата	$\tau_{\text{ср}}$ сек.
9/VIII 1961 г.	
днем . . . . .	3,8
ночью . . . . .	4,5
26/VI 1965 г.	
днем . . . . .	5,8
ночью . . . . .	5,5

Для получения более определенных результатов нужны дополнительные материалы.

Наиболее вероятные значения  $\tau$  для внутримассовых облаков меньше, чем для фронтальных. Характерно, что для всех случаев внутримассовых облаков не были зарегистрированы разряды с временем релаксации больше 9 сек. Для фронтальных облаков при полетах в зоне II вероятность появления  $\tau > 9$  сек. составляет 1,5%, а при полетах выше вершины 13%.

Увеличение средних значений  $\tau$  для растущих облаков по сравнению с оседающими (хотя наиболее вероятные значения  $\tau$  лежат в обоих случаях в интервале 2—3 сек.) обусловлено исключительно большим рассеянием отдельных величин  $\tau$ . Действительно, пределы изменения  $\tau$  для растущих облаков почти в 2 раза больше и максимум выражен гораздо менее ярко, чем для оседающих облаков.

Прежде чем подойти к обсуждению вопроса о возможных причинах, определяющих различие распределений  $\tau$  в облаках различных групп, была сделана попытка установить, чем определяется разброс значений  $\tau$ , наблюдаемых в отдельных облаках. Изучение осциллографических записей показало, что если грозовые разряды в облаке следуют через приблизительно равные промежутки времени, то  $\tau$  мало изменяется от разряда к разряду. Иначе

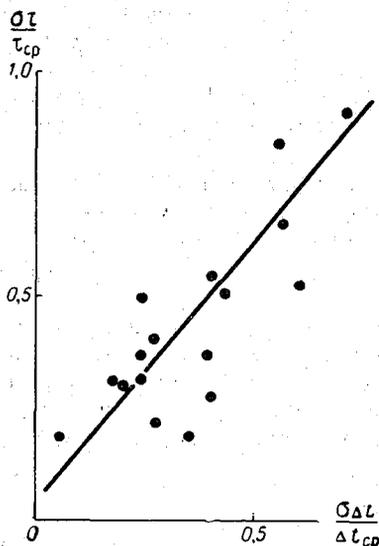


Рис. 1. Связь между относительной изменчивостью времен восстановления и промежутков времени между разрядами.

говоря, изменчивость значений  $\tau$  пропорциональна изменчивости промежутка времени между разрядами  $\Delta t$ . Этот факт хорошо иллюстрируется графиком, приведенным на рис. 1.

По оси ординат отложено отношение среднего квадратического отклонения  $\tau$  к среднему значению  $\tau_{cp}$  за данный промежуток времени, а по оси абсцисс — отношение среднего квадратического отклонения  $\Delta t$  к  $\Delta t_{cp}$  за тот же отрезок времени. Представляется маловероятным, чтобы в облаке, где присутствуют две или более области, охваченные разрядной деятельностью, разряды могли следовать через равные промежутки времени. Направивается вывод, что одна грозовая ячейка генерирует молнии через приблизительно равные промежутки времени, и время восстановления мало меняется от разряда к разряду.

Остановимся теперь на вопросе об особенностях строения растущих и распадающихся облаков. Как показали исследования, проведенные в ЦАО [4], внутри вершин растущих Св расположена

область восходящих движений, занимающая от  $1/2$  до  $1/3$  площади горизонтального сечения предвершинной части облака. По краям же воздух опускается, очевидно, вследствие локального понижения температуры из-за испарения облачных частиц внутри порций относительно сухого надоблачного воздуха, проникающего в вершины облака. Представляется, что области с различными по знаку скоростями восходящих движений должны заряжаться по-разному, что может привести к электрическому пробое между ними. При этом время восстановления будет больше, чем при разрядах во внутренних частях облака. Таким образом, спектр значений  $\tau$  должен быть широким.

В стадии распада, когда уровень верхней границы облака понижается, нисходящие движения охватывают все облако, контрасты выравниваются и разряды, по-видимому, происходят во внутренних частях облака. При этом спектр значений  $\tau$  будет узким.

Эффективное значение проводимости в грозовых облаках, оцененное по известному соотношению  $\lambda = \frac{\epsilon}{4\pi\tau}$ , на основе данных настоящей работы колеблется в пределах  $1 \div 5 \cdot 10^{-12}$  ом  $\cdot$  м $^{-1}$ . Единственные в своем роде непосредственные измерения проводимости в грозовых облаках, проведенные недавно Эвансом [5], дают значения  $10 \div 50 \cdot 10^{-12}$  ом  $\cdot$  м $^{-1}$ . Разница может быть обусловлена тем, что локальные значения проводимости могут значительно отличаться от сильно осредненной эффективной величины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Камалдина И. И. К методике определения времен релаксации электрического поля грозовых облаков после удара молнии. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
2. Michnowski S. Electric field variations following lightning discharges measured on Warsaw and Swider. Acta geophys. polon., 15, No 4. 1967, 315—334.
3. Камалдина И. И. Об изменении электрической структуры кучево-дождевых облаков в процессе их развития. Труды ГГО, вып. 225, 1968.
4. Шметер С. М. Структура полей метеорологических элементов в зоне кучево-дождевых облаков. Труды ЦАО, вып. 88, 1969, 79—82.
5. Evans W. H. Electric fields and conductivity on Thunderclouds. Journ. of Geophys. Res. vol. 74, No 4, February 15, 1969.

## ПОРАЖАЕМОСТЬ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ В СВЯЗИ С ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Перерывы в снабжении электроэнергией, возникающие вследствие аварий на линиях электропередач, обуславливаются главным образом перенапряжениями, которые возникают при ударах молнии в линию (перенапряжения от прямых ударов молний) или вблизи линии на землю (индуктированные перенапряжения).

Основными видами повреждений вследствие ударов молний являются перегорание проводов, разрушение и перекрытие изоляторов искровой дугой [1].

Поэтому при проектировании ЛЭП возникает необходимость в получении информации о грозовой деятельности (наряду с информацией о других климатологических параметрах — скоростях ветра, обледенениях проводов). Хотя современное состояние технических средств защиты позволяет сделать уровень грозоупорности<sup>1</sup> ЛЭП высоким, однако сооружение этой защиты связано со значительным увеличением капитальных затрат на строительство ЛЭП.

Возникает задача выбора оптимальной степени грозоупорности ЛЭП, определяемой оптимальным числом грозových отключений<sup>2</sup>. Однако методы оптимизации параметров системы в целом, как это подчеркивается в работе [2], в настоящее время находятся в стадии академических исследований. В этом смысле представляется, что количественные данные о грозовой деятельности, характеризующиеся числом разрядов на единицу площади, могли бы быть

---

<sup>1</sup> Наибольшая величина тока молнии, допустимая без нарушения работы ЛЭП, называется уровнем грозоупорности.

<sup>2</sup> Под оптимальным числом грозových отключений подразумевается такое число, которое дает минимум затрат с учетом ущерба от недопуска энергии потребителю, вызываемого этими отклонениями, с одной стороны, и капитальных затрат на повышение грозоупорности, необходимое для ограничения числа отклонений — с другой [2].

более подходящими, чем применяемые в настоящее время качественные климатологические параметры — суммарное годовое число дней с грозой.

При проектировании грозоупорности линий электропередач до сих пор вынуждены пользоваться сугубо качественной характеристикой грозовой деятельности, определяемой числом дней с грозой. При этом предполагается, что число ударов молний на единицу площади ( $1 \text{ км}^2$ ), которым определяется вероятность попадания молнии в линию или подстанцию, пропорционально числу дней с грозой [3, 4].

Нами было показано ранее в работах [4, 5] и других, что соотношение между числом разрядов на землю и числом дней с грозой не является линейным, а носит степенной характер. Следовательно, можно было бы ожидать, что и число нарушений в энергосистемах вследствие ударов молний будет меняться в зависимости от числа дней с грозой по степенному закону, а от числа разрядов молний на землю по линейному.

Первое предположение было подтверждено, в частности, в работе Гоулда [7], где на основании многолетних данных о повреждении молниями британской высоковольтной системы ЛЭП различных классов напряжений и одновременных наблюдений за числом дней с грозой была получена зависимость вида

$$H = mT^n,$$

где  $H$  — число нарушений в работе ЛЭП определенного класса напряжений,  $T$  — число дней с грозой,  $m$  и  $n$  — постоянные, причем  $1 < n < 2$  в зависимости от класса напряжений ЛЭП.

Второе предположение проверялось нами на материалах о числе нарушений в работе ЛЭП в системе Ленэнерго и на материалах о числе молниевых разрядов, полученных с помощью счетчиков молний. Для выявления вида связи между числом нарушений в работе ЛЭП определенного класса напряжений и числом молниевых разрядов на единицу площади потребовались бы детальные сведения как о числе нарушений на конкретной ЛЭП, так и о числе разрядов на единицу площади, наблюдаемом в районе этой ЛЭП. Мы не располагали такими данными. В нашем распоряжении были материалы, касающиеся числа нарушений в работе энергетических систем в Ленинградской области в целом, а также данные о числе грозовых разрядов, полученные с помощью счетчиков молний системы ГГО сравнительно большого радиуса действия [8], работающих в течение ряда лет лишь в некоторых пунктах Ленинградской области.

В работе были использованы также данные о числе дней с грозой. Зависимость между числом нарушений в работе электрических сетей системы Ленэнерго вследствие ударов молний и числом дней с грозой, средним для Ленинградской области, может быть

представлена приближительным выражением, аналогичным выражению, полученному Гоулдом:

$$H = T^{1,5},$$

где  $H$  — число нарушений,  $T$  — число дней с грозой.

Возникает вопрос, можно ли установить характер зависимости между числом нарушений в работе ЛЭП сравнительно крупной системы, как Ленэнерго, и средним числом дней с грозой, подсчитанным также для больших площадей.

Т а б л и ц а 1а

Год	Воейково	Новая Ладога	Будогощь	Среднее число разрядов по трем станциям	Число нарушений, %
1962	13,9	10,6	6,9	10,5	9,9
1963	25,8	23,6	31,3	26,9	25,6
1964	24,2	14,5	15,9	18,2	15,3
1965	7,3	6,9	6,0	6,7	4,1
1966	11,3	21,9	11,2	14,8	20,0
1967	11,3	10,3	3,2	8,3	13,5
1968	6,2	12,3	25,3	14,6	11,9

Т а б л и ц а 1б

Год	Воейково	Новая Ладога	Будогощь	Кингисепп	Среднее число разряда по четырем станциям	Число нарушений, %
1962	16,9	13,7	9,6	16,4	14,2	13,2
1963	31,4	30,4	43,9	4,4	27,5	34,2
1964	28,2	18,7	22,3	11,6	20,2	20,3
1965	8,9	8,9	8,4	8,9	8,8	5,6
1966	13,5	28,3	15,7	19,9	19,3	26,7

Представляется, что на этот вопрос можно ответить утвердительно. В работе [2] высказывается точка зрения, что при оценке грозоупорности ЛЭП целесообразно пользоваться не относительным, приходящимся на единицу длины числом грозовых отключений, а абсолютным числом, т. е. числом отключений, приходящимся на конкретную линию<sup>1</sup>. В нашем случае мы пользуемся чис-

<sup>1</sup> Число отключений потребителя, важное для оценки ущерба, определяется не удельным, а абсолютным числом отключений конкретных ЛЭП.

лом нарушений, приходящимся на систему ЛЭП различного класса напряжений. Поскольку эта система ЛЭП покрывает густой сетью большую территорию, для установления влияния грозовой деятельности на работу этой сети, очевидно, необходимо пользоваться характеристиками грозовой деятельности, отнесенными к большим площадям. На целесообразность такого подхода к проблеме указывалось, например, в работах [9, 10].

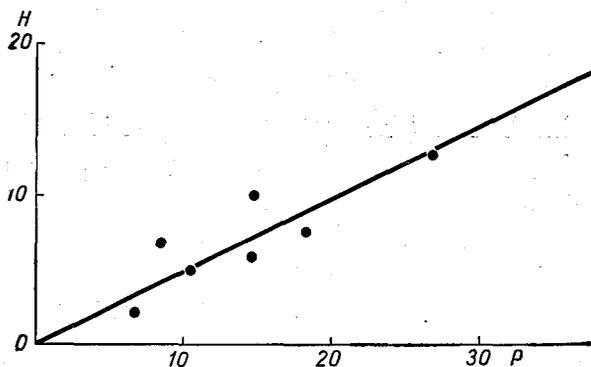


Рис. 1. Зависимость между числом нарушений  $N$  в работе электрических сетей системы Ленэнерго вследствие ударов молний и числом грозовых разрядов  $P$ .

Число нарушений и число разрядов выражены в относительных единицах.

Главная Геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова в течение ряда лет в различных пунктах Ленинградской области проводила наблюдения за числом грозовых разрядов с помощью грозорегистраторов типа ПРГ с радиусом обнаружения 100 км (эффективный радиус составляет 35 км, что соответствует эффективной площади 3000 км<sup>2</sup>).

Результаты этих измерений, а также данные о числе нарушений в работе электрических сетей (на ЛЭП и подстанциях) вследствие ударов молний представлены в табл. 1а и 1б. Данные о числе разрядов и числе нарушений выражены в относительных числах (процентах), в связи с тем что чувствительность грозорегистратора в Кингисеппе была отличная от чувствительности грозорегистратора в Воейково, Будогощи и Новой Ладогге.

Эффективный радиус прибора, который находился в Кингисеппе, был примерно в 2 раза меньше эффективных радиусов приборов, размещенных в других пунктах. По данным, представленным в табл. 1а, были построены графики зависимости между числом нарушений в работе электрических сетей вследствие ударов молний и числом грозовых разрядов (рис. 1), зарегистрированных счетчиками системы ГГО (ПРГ-100). Из рис. 1 следует, что

связь между числом нарушений и числом разрядов носит линейный характер. Несмотря на то что число пунктов, где велись наблюдения с помощью грозорегистраторов за грозowymi разрядами, было невелико, а ряд наблюдений был коротким (в Воейково, Новой Ладоге и Будогощи наблюдения проводились в течение семи, а в Кингисеппе — в течение пяти лет), оказалось, что коэффициент корреляции между числом нарушений в работе электрических систем и числом молний очень высок, а именно он составил величину, большую 90%. Числовые значения коэффициентов корреляции приводятся в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Числовые значения коэффициентов корреляции

Корреляционная пара	Численное значение коэффициента корреляции, %
Число нарушений $H_1 \times$ число разрядов $P_1$	90.0
Число нарушений $H_2 \times$ число разрядов $P_2$	94.0
Число нарушений $H_2 \times$ число разрядов $P_3$	97,8

где  $H_1$  — число нарушений в работе ЛЭП системы Ленэнерго на территории Ленинградской области за семилетний период наблюдений,  $H_2$  — тоже за пятилетний период наблюдений,  $P_1$  — среднее число молниевых разрядов, приходящееся на одну станцию, по наблюдениям за семь лет на трех станциях (Воейково, Новая Ладога, Будогощ),  $P_2$  — тоже — за пятилетний период наблюдений,  $P_3$  — среднее число молниевых разрядов, приходящееся на одну станцию, по наблюдениям за пять лет на четырех станциях (Воейково, Новая Ладога, Будогощ, Кингисепп).

Из таблицы следует, что в последнем случае, несмотря на то что ряд наблюдений был короче, коэффициент корреляции возрос почти до 98%. Это можно отнести за счет расширения числа пунктов наблюдений, так как были включены в рассмотрение данные о числе разрядов, полученные в Кингисеппе. Возможно, что здесь играет роль еще то обстоятельство, что три пункта, где проводились наблюдения за числом разрядов, рассмотренные в первом случае, расположены в центре Ленинградской области, а четвертый пункт (Кингисепп) находится в ее западной части. Следовательно, распределение пунктов наблюдений во втором случае более равномерное.

Хорошая корреляция между числом нарушений в работе электрических сетей и числом грозowych разрядов, с нашей точки зрения, объясняется двумя причинами. Во-первых, счетчики, установленные в Воейково, Новой Ладоге и Будогощи, имели достаточно большие радиусы действия, их величина составляла 100 км. Эффективный радиус (радиус круга, внутри которого за длительный

период времени действительное число разрядов равно числу сосчитанных прибором) этого прибора равен 35 км. Счетчик, установленный в Кингисепе, обладает радиусом действия 50 км (эффективный радиус около 17 км). Таким образом, как это видно из рис. 2, на котором показано размещение счетчиков, территория Ленинградской области достаточно хорошо «просматривалась» этими счетчиками. Практически грозы могли быть обнаружены почти на всей территории области, за исключением Карельского перешейка.

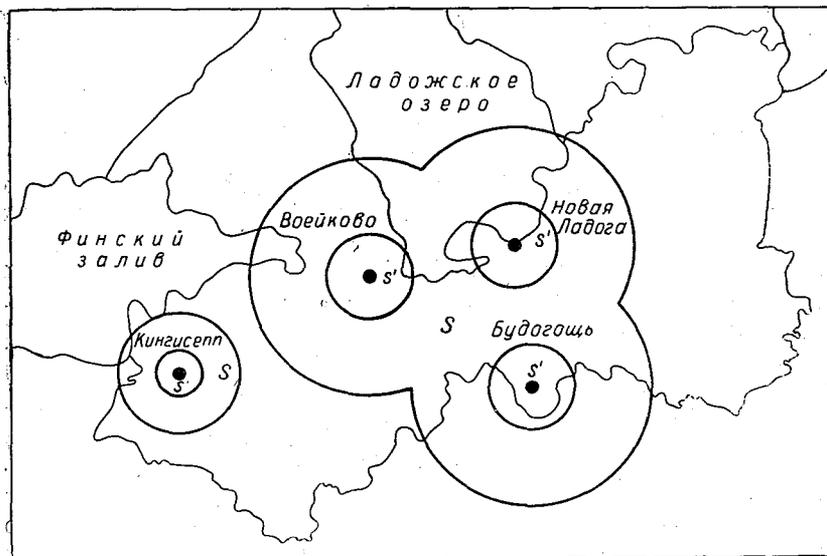


Рис. 2. Карта размещения грозорегистраторов.

$S$  — площади, на которых грозы обнаруживаются по записям приборов,  $S'$  — эффективные площади.

Во-вторых, счетчики, размещенные в Воейково, Новой Ладоге и Будогощи, оказались в средней части полосы, вытянутой с запада на юг, которую представляет собой Ленинградская область (без Карельского перешейка, где грозовая деятельность в значительной степени ослаблена [11, 12] и не влияет сколь-нибудь существенно на работу ЛЭП системы Ленэнерго). Эти счетчики оказались расположенными на пути ведущих потоков, направленных также с запада на восток [13]. Грозы, перемещаясь вместе с ведущими потоками, проходят Ленинградскую область с запада на восток, «просеиваясь» через расположенную на их пути сеть грозорегистраторов. Это в первую очередь относится к фронтальным

грозам, а они составляют для северо-запада СССР 80% всех гроз [14].

Одновременно следует отметить, что фронтальные грозы, особенно грозы, возникающие на холодных фронтах, генерируют грозовые разряды значительно интенсивнее, чем внутримассовые. Измерения, проведенные в Воейково прибором ПРГ-200, показывают, что фронтальные грозы (холодные фронты) генерируют молнии примерно в 3 раза больше, чем внутримассовые.

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод, что зависимость между числом нарушений в работе электрических сетей вследствие ударов молнии и числом молниевых разрядов, зарегистрированных счетчиками, может быть аппроксимирована выражением

$$N = 0,3P, \quad (1)$$

где  $N$  — число нарушений в работе электрических сетей системы Ленэнерго, расположенных в Ленинградской области,  $P$  — число молний, приходящееся на  $100 \text{ км}^2$ , зарегистрированное счетчиками. Здесь  $N$  и  $P$  отнесены к временному интервалу, равному одному году.

Если принять, что число молний на землю для рассматриваемого района составляет 40% общего числа [16—17], тогда выражение (1) можно записать так:

$$N = 0,12P_3,$$

где  $P_3$  — число ударов молнии на землю, приходящееся на  $100 \text{ км}^2$ .

Следует заметить, что для решения прикладных задач необходимо знать не вообще число нарушений, а число нарушений на ЛЭП конкретного класса напряжений. Поэтому для практического использования приведенные формулы малоприспособны. Однако они имеют теоретическое значение, а также могут представлять интерес в методическом отношении. Теоретическое значение полученных результатов состоит в том, что установлена простая линейная зависимость между числом нарушений в системах электропередач и числом молниевых разрядов.

Существующее до сих пор представление у нас и за рубежом о том, что число нарушений на ЛЭП пропорционально числу дней с грозой, или, что то же, число ударов молний на землю пропорционально числу дней с грозой [2, 3, 17], нуждается в пересмотре.

Методическое значение результатов, полученных в работе, заключается в выводе, что для характеристики грозовой деятельности в Ленинградской области достаточно иметь небольшую сеть грозорегистраторов типа ПРГ-100, состоящую всего из нескольких пунктов.

Кроме того, до настоящего времени не было ясно, можно ли грозорегистраторами типа ПРГ большого радиуса действия характеризовать грозовую деятельность в отношении генерации разрядов на землю. Визуальные наблюдения, проведенные парал-

тельно с работой прибора малого радиуса действия ПРГ-15 [19], показали, что он регистрирует как разряды на землю, так и внутриоблачные разряды. Теперь становится очевидным, что если пользоваться достаточно надежными в статистическом отношении данными (здесь использованы средние за грозовой сезон величины, которые составили около 8000 молниевых разрядов для Воейкова, Новой Ладоги и Будогощи и около 2000 для Кингисеппа), то для этой цели можно использовать прибор типа ПРГ-100.

Однако было бы желательно провести дальнейшие исследования прибора ПРГ-100 для того, чтобы выяснить, какую часть внутриоблачных разрядов и какую часть разрядов на землю он регистрирует.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дульзон А. А., Каляцкий И. И. Грозозащита линии передач. Изд. Томского гос. ун-та, Томск, 1965.
2. Корсунцев А. В., Павлов Л. И., Полевой И. Ф. Электрические станции, сети и системы. Характеристики разрядов молнии и грозозащита линии электропередачи высокого напряжения переменного тока Изд. ВИНТИ, М., 1969.
3. Руководящие указания РУ-54 по защите от перенапряжений электрических установок переменного тока напряжением 3—220 кв. Госэнергоиздат, М., 1954.
4. Костенко М. В. Атмосферные перенапряжения и грозозащита высоковольтных установок. Госэнергоиздат, М., 1949.
5. Колоколов В. П., Симонова И. И. методика составления карт грозовых разрядов. Труды ГГО, вып. 177, 1965.
6. Колоколов В. П. Грозовая деятельность по данным инструментальных наблюдений. Труды ГГО, вып. 225, 1969.
7. Golde R. H. Lightning performance of British high-voltage distribution systems. Proc. Inst. Electr. Engrs., vol. 113, No 4, 1966.
8. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы. Труды ГГО, вып. 157, 1964.
9. Лебедев А. Н. Вероятность гроз на ограниченных участках территории. Труды ГГО, вып. 74, 1957.
10. Лебедев А. Н. Продолжительность гроз на ограниченных участках территории. Труды ГГО, вып. 85, 1958.
11. Асташенко А. И., Лыдзар П. С., Махоткин Л. Г. Грозовая активность в Ленинградской области в 1961 г. Труды ГГО, вып. 146, 1963.
12. Смолкина Т. И. Грозовой режим в районе Ленинграда по радиолокационным наблюдениям ст. Воейково за 1958—1959 гг. Труды ГГО, вып. 120, 1961.
13. Исаев Э. А. Каталог синоптических процессов над Атлантическим океаном и Евразией. Гидрометеоздат. Л., 1960.
14. Справочник по климату СССР, вып. 3, часть V. Л., 1968.
15. Колоколов В. П. Мировое распределение числа грозовых разрядов. Труды ГГО, вып. 177, 1965.
16. Стекольников И. С. Физика молнии и грозозащита. Изд. АН СССР, М., 1943.
17. Golde R. H. Thunderstorms. Proc. Inst. Electr. Engrs., vol. 8. No 89. 1962.
18. Семенов К. А. Некоторые результаты испытаний грозорегистраторов с малым радиусом действия. Труды ГГО, вып. 157, 1964.

И. И. КОНОНОВ

## ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДАЛЕННОСТИ ГРОВОНЫХ ОЧАГОВ

Вопросы создания достаточно точных дальномеров, которые могли бы быть использованы в однопунктовой угломерно-дальномерной системе местоопределения грозовых очагов, сохраняют свою актуальность и в настоящее время.

Рассмотрим один из возможных вариантов дальномеров, основанных на использовании особенностей структуры электромагнитного поля излучения молниевых разрядов, близкой к дипольной. Предлагаемое устройство позволяет получить дискретную оценку расстояния от пункта наблюдения до грозы, т. е. оценку дальности. При использовании достаточно большого числа градаций расстояний дальномер обеспечивает более высокую, чем у существующих типов устройств, разрешающую способность по дальности в диапазоне от единиц до 150—200 км.

Для пояснения принципа действия дальномера будем считать землю плоской и бесконечно проводящей, а источник и точку наблюдения расположенными на поверхности земли. Вопрос о величине погрешностей, связанных с отличием структуры молниевых разрядов от дипольной, рассмотрен в [1]. Учитывая сделанные выше допущения, запишем в терминах преобразования Лапласа выражения для вертикальной составляющей электрического поля  $E_z$  и горизонтальной составляющей магнитного поля  $H_\varphi$ :

$$E_z(p) = -\frac{1}{2\pi\epsilon c^2} \frac{e^{-\frac{p}{c}\rho}}{\rho} (p^2 + \alpha p + \alpha^2) P(p) e^{pt},$$
$$H_\varphi(p) = \frac{1}{2\pi c} \frac{e^{-\frac{p}{c}\rho}}{\rho} (p^2 + \alpha p) P(p) e^{pt}. \quad (1)$$

Здесь  $P(p)$  — дипольный момент источника,  $\alpha = \frac{c}{\rho}$ ,  $c$  — скорость света,  $\rho$  — расстояние до источника.

Если подать теперь напряжения с приемных трактов  $E$  и  $H$ , не искажающих приведенные соотношения компонент, на четырех-полюсники с коэффициентами передачи  $K_E(p)$  в тракте  $E$  и  $K_H(p)$  в тракте  $H$ :

$$K_E(p) = \frac{K(p)}{p^2 + \beta p + \beta^2},$$

$$K_H(p) = \frac{K(p)}{p^2 + \beta p}, \quad (2)$$

подобрав  $\beta = \frac{c}{p} = a$ , получим на их выходах напряжения, совпадающие с точностью до постоянного множителя. Если же расстояние, с которого пришел атмосферик, не соответствует постоянной фильтра  $\beta$ , то их отклики каким-то образом разойдутся. По характеру этого расхождения можно судить, в какую сторону

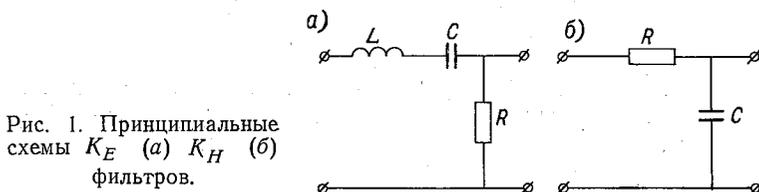


Рис. 1. Принципиальные схемы  $K_E$  (а)  $K_H$  (б) фильтров.

произошла расстройка по дальности. Таким образом, используя два фильтра, можно создать альтернативный селектор дальности, дающий ответ на вопрос, с большего или меньшего расстояния, чем то, на которое настроены оба фильтра, пришел атмосферик. Применяя набор из нескольких пар подобных фильтров, можно получить более точную информацию о дальности. Выясним вопрос о характере откликов на выходах фильтров  $K_E$  и  $K_H$  и той предельной точности, которую может обеспечить предлагаемое устройство. В качестве конкретных  $K_E$  и  $K_H$  четырехполюсников рассмотрим простейшие, легко реализуемые фильтры с коэффициентами передачи (схемы фильтров и используемые обозначения приведены на рис. 1):

$$K_E(p) = \frac{p \frac{R}{L}}{p^2 + \beta_1 p + \omega_0^2}, \quad K_H(p) = \frac{\beta_2 p}{p^2 + \beta_2 p}, \quad (3)$$

где

$$\beta_1 = \frac{r + R}{L}; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \beta_2 = \frac{1}{RC}.$$

Сопоставляя их с (2), видим, что они совпадают, если параметры четырехполосников выбрать равными:

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta, \quad \omega_0 = \beta,$$

при этом  $K(p) = p$ .

Отклик указанных четырехполосников на воздействие атмосфериков можно найти, пользуясь интегралами типа свертки:

$$I_E(t) = \int_0^t E_z(\tau) h_E(t - \tau) d\tau,$$

$$I_H(t) = \int_0^t H_\varphi(\tau) h_H(t - \tau) d\tau. \quad (4)$$

Функции  $E_z(t)$  и  $H_\varphi(t)$ , входящие в подынтегральные выражения, синтезировались в соответствии с соотношениями (1).  $h_E(t)$  и  $h_H(t)$  — импульсные отклики четырехполосников с коэффициентами передачи (3). Вместо дипольного момента была использована аппроксимация его второй производной в виде

$$\frac{d^2 P(t)}{dt^2} = u e^{-c_0 t} \sin(at)^b.$$

Параметры указанной аппроксимации можно определить по значениям характерных точек зарегистрированных атмосфериков по формулам:

$$c_0 = \frac{\ln \frac{A_1}{A_2}}{t_{m2} - t_{m1}}, \quad b = \frac{\lg 2}{\lg \frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1}}, \quad a = \frac{1}{\tau_1} \pi^{1/b}.$$

Здесь  $t_{m1}$ ,  $t_{m2}$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  — соответственно положение максимумов первой и второй полуволн принятого атмосферика и их амплитуды,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — их длительность.

Для отыскания параметров этой аппроксимации были обработаны осциллограммы форм атмосфериков, пришедших с расстояний 100—150 км, которые ввиду слабого влияния индукционного и статического членов на этих расстояниях отличаются от второй производной дипольного момента на величину, не превосходящую 10%. С другой стороны, используемая аппроксимация удобна в том отношении, что точно описывает положение экстремальных точек сигнала в пределах первых двух полуволн. Рис. 2 иллюстрирует пример изменения откликов фильтров на воздействие атмосфериков, пришедших с расстояний 20, 40 и 100 км. Расстояние, с которого пришел атмосферик, обозначено через  $r_a$ , а расстояние, на которое настроен фильтр — через  $r_\phi$ , кривыми 1, 2 и 3 представлены отклики фильтров  $K_E$ , кривыми 1', 2' и 3' отклики фильтров  $K_H$ . Как видно из приведенного примера, при настройке фильтра на расстояние, меньшее, чем то, с которого пришел атмосферик, расстройка между откликами фильтров  $I_E$  и  $I_H$  положительна и растет по мере увеличения времени наблюдения. В том

случае, когда фильтры настроены на расстояние, большее истинного, расхождение откликов меняет знак. В случае же совпадения  $r_a$  и  $r_\phi$  отклики обоих фильтров сливаются и представляют собой эквивалентный ток источника  $I(t) = \frac{dP(t)}{dt}$ .

При технической реализации устройства, производящего оценку знака и величины расстройки, возникают трудности, связанные с зависимостью амплитуды сигнала канала  $H$  от направления, с которого пришел атмосферик (предполагается, что прием ведется на магнитную рамку). Чтобы обойти эти трудности, необходимо либо осуществить автоматическую корректировку амплитуды,

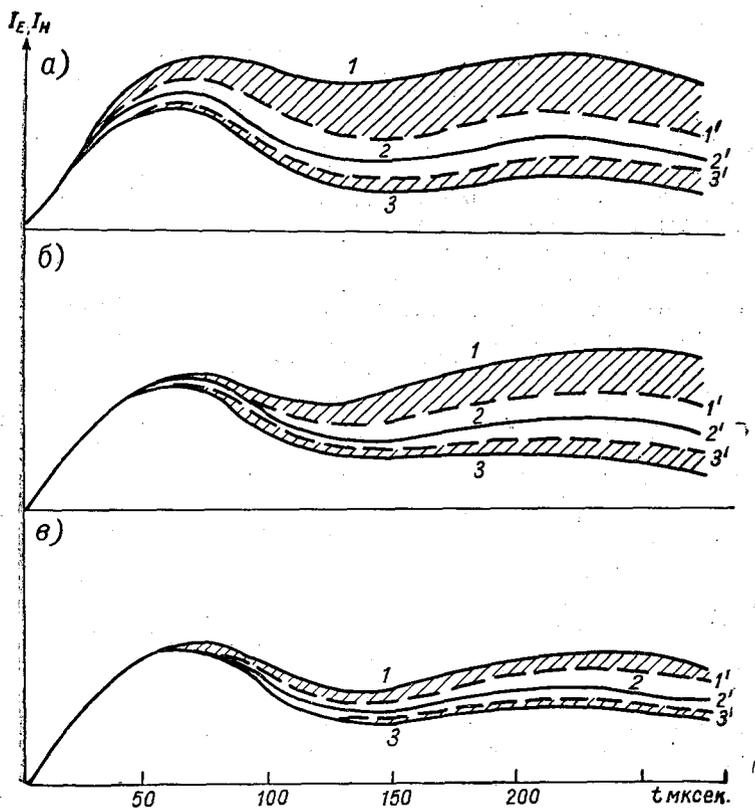


Рис. 2. Характер изменения откликов фильтров  $K_E$  (1, 2, 3) и  $K_H$  (1', 2', 3') на воздействие атмосфериков в зависимости от расстояния точки излучения до приемника и настройки фильтров.

а)  $r_a = 20$  км,  $r_\phi = 15$  (1), 20 (2) и 25 (3) км; б)  $r_a = 40$  км,  $r_\phi = 30$  (1), 40 (2), 50 (3) км; в)  $r_a = 100$  км,  $r_\phi = 70$  (1), 100 (2), 130 (3) км.  $I_E, I_H$  — отклики  $K_E$  и  $K_H$  фильтров,  $t$  — текущее время в микросекундах.

либо выбрать для анализа такую характерную точку сигнала, которая не зависела бы от его величины и знака. В качестве такой характерной точки может быть использован переход отклика через нуль. Однако, как видно, например, из рис. 2, отклик рассматриваемых фильтров может не переходить через нуль, и для его получения во входные цепи необходимо ввести дополнительные элементы, осуществляющие операции типа дифференцирования. К выбору конкретного вида дифференцирующей схемы и ее параметров следует подходить с большой осторожностью, так как статический член, определяющий различие  $E$  и  $H$  полей имеет максимум спектральной плотности в области нижних частот, подавляемых дифференцирующей схемой. Вследствие этого уменьшается различие откликов фильтров, а следовательно, и разрешающая способность устройства по дальности.

При экспериментальной проверке макета дальномера роль дифференцирующей схемы играл фильтр верхних частот, вводимый в схему для идентификации частотных характеристик  $E$  и  $H$  приемных трактов и уменьшения влияния сетевых наводок. Как показали результаты обработки полученных осциллограмм откликов, наличия этого фильтра вполне достаточно для получения четко фиксируемого перехода через нуль. Естественно ожидать, что и после преобразования сигнала, удобного для последующего анализа, характер поведения откликов, иллюстрируемый рис. 2, должен сохраниться. А это значит, что в случае прихода атмосфериков с расстояний, меньших того, на которое настроены фильтры, переход через нуль в канале  $H$  должен опережать переход через нуль в канале  $E$ . В случае же прихода атмосферика с больших расстояний порядок следования нулей меняется на противоположный.

Покажем, что этот результат сохраняется для всех возможных типов атмосфериков. Для этого рассмотрим разность откликов фильтров  $R(p)$ , причем для упрощения последующих выкладок будем считать  $\frac{R}{L} = \beta_2 = 1$ .

Тогда

$$R(p) = I_E(p) - I_H(p) = \Delta \left[ \frac{p + (\alpha + \beta)}{p^2 + \beta p + \beta^2} - \frac{1}{p + \beta} \right] J(p), \quad (5)$$

где  $\Delta = \alpha - \beta$ ,  $J(p)$  — эквивалентный ток источника.

Переходя к временным представлениям, получим:

$$R(t) = \Delta \int_0^t J(t - \tau) e^{-\frac{\beta}{2}\tau} \left( e^{-\frac{\beta}{2}\tau} + \cos \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \tau + \right. \\ \left. + \frac{3 + 2\frac{\Delta}{\beta}}{\sqrt{3}} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \tau \right) d\tau. \quad (6)$$

Для расстояний, меняющихся от 10 до 150—200 км, максимальное значение  $\beta t$  не превышает двух для времен наблюдения вплоть до 200 мкс. Большими временами мы не интересуемся, так как на земной сигнал начинает накладываться на больших расстояниях сигнал, отраженный от ионосферы. В указанном диапазоне времен функция, заключенная в круглые скобки выражения (6), положительна. Если при этом функция  $J(t - \tau)$  в пределах интегрирования знакопостоянна, а практически для всех атмосфериков это выполняется, то интеграл в формуле (6) оказывается монотонно возрастающей функцией времени и, следовательно, даже после дифференцирования, к которому мы прибегаем для получения переходов через нуль, интеграл остается знакопостоянным. Отсюда ясно, что знак разности  $R(t)$  целиком определяется знаком расстройки  $\Delta$ . Этот результат соответствует выводам, сделанным из рис. 2.

Выясним теперь, в какую сторону и на какую величину происходит смещение нуля функции  $J(t)$  при наличии расстройки. Рассмотрим вначале фильтр канала  $E$

$$I_E(p) = J(p) + \Delta \frac{p + (\alpha + \beta)}{p^2 + \beta p + \beta^2} J(p) \quad (7)$$

или во временной области

$$I_E(t) = J(t) + \Delta \int_0^t h_E(\tau) J(t - \tau) d\tau,$$

где

$$h_E(t) = e^{-\frac{\beta}{2}t} \left[ \left( \sqrt{3} + \frac{2}{\sqrt{3}} - \frac{\Delta}{\beta} \right) \sin \frac{\sqrt{3}}{2} \beta t + \cos \frac{\sqrt{3}}{2} \beta t \right].$$

Считая расстройку малой, разложим  $I_E(t)$  в ряд Тейлора в окрестности  $t=t_0$ , где  $t_0$  — нуль функции  $J(t)$ . Тогда, ограничиваясь линейным членом разложения, нетрудно получить значение нуля  $t_{0E}$  функции  $I_E t$ :

$$t_{0E} = t_0 - \Delta \frac{\int_0^{t_0} h_E(\tau) J(t_0 - \tau) d\tau}{J'(t_0) + \Delta \int_0^{t_0} h_E(\tau) J'(t_0 - \tau) d\tau} \quad (8)$$

Аналогичный вид имеет нуль отклика фильтра канала  $H$ , только с заменой  $h_E(t)$  на  $h_H(t) = e^{-\beta t}$ .

Поскольку числитель в (8) в пределах рассматриваемых времен всегда положителен, а знаменатель отрицателен, смещение нулей откликов фильтров при положительных  $\Delta$  происходит

вправо, а при отрицательных — влево от  $t_0$ . Величина этого смещения тем больше, чем меньше значение  $J'(t_0)$ .

Оценим теперь величину предельной точности, которую может обеспечить рассматриваемое устройство. Основной погрешностью определения расстояния является точность фиксации положения точки перехода через нуль. Для оценки величины этой погрешности были проделаны численные расчеты по формуле (6) при значениях  $\beta$ , соответствующих расстояниям 10, 30, 60, 100 км и для

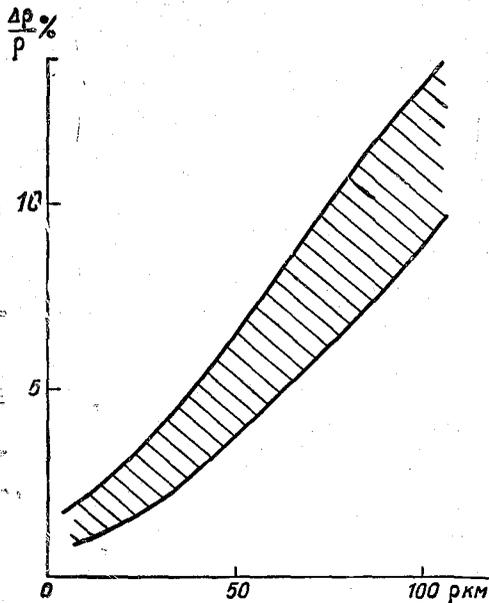


Рис. 3. Зависимость методической погрешности определения расстояния от удаленности источника излучения.

различных значений расстройки  $\Delta$ . Это позволило восстановить отклики фильтров  $K_E$  и  $K_H$  и проанализировать абсолютную величину разности положений нулевых переходов. Фиксируя далее величину аппаратурной погрешности определения положений нулевых переходов, можно, пользуясь рассчитанными результатами, определить погрешность оценки дальности. На рис. 3 приведены результаты оценки погрешности по указанной методике при аппаратурной неточности фиксации положений нулевых переходов, равной 0,5 мк/сек. в виде полосы, характеризующей изменение погрешности от расстояния. Ширина полосы обусловлена разбросом вычисляемой погрешности от конкретных форм атмосфериков. В качестве  $J(t)$  были взяты осциллограммы токов, восстановленных летом 1968 г. и соответствующих атмосферикам нормального типа (классификация атмосфериков по [2]). Как видно из рис. 3, погрешность определения расстояния, обусловленная аппаратурной неточностью фиксации положений нулевых переходов, существенно увеличивается с ростом дальности, достигая на 100 км 15%.

Остальные источники погрешностей оказываются значительно менее существенными. Так, например, неточность настройки фильтров на заданное расстояние при соответствующей методике приводит к погрешностям, не превышающим 1%. Влияние шумов фактически учтено выбором величины неточности в определении положений нулевых переходов, равной 0,5 мксек. Обращаясь вновь

к рис. 3, следует заметить, что полученной точности оказывается вполне достаточно для создания устройства с 10—15 градациями дальности в диапазоне расстояний от единиц до 150 км и его использования, например, в системах метеобслуживания полетов самолетов и на автономных метеорологических пунктах.

Установленный выше характер изменения положений нулевых переходов в зависимости от расстройки может быть положен в основу построения дальномера. Упрощенная блок-схема одного из вариантов устройства на пять градаций по дальности: 0—25, 25—50, 50—75, 75—100 и >100 км приведена на рис. 4.

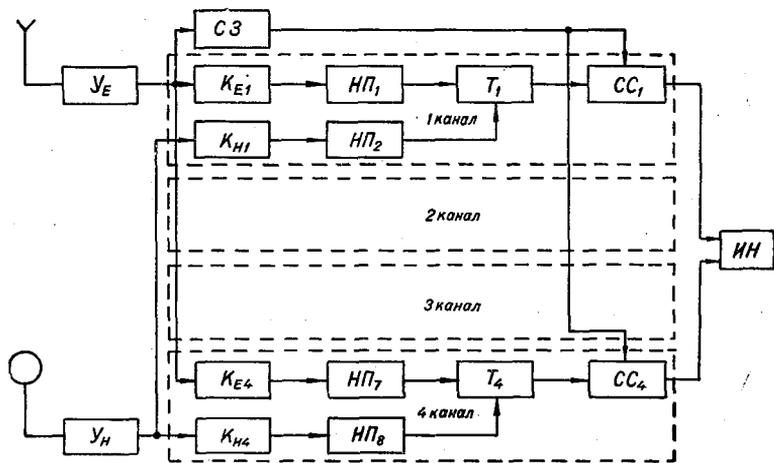


Рис. 4. Блок-схема импульсного дальномера.

Сигналы с электрической антенны, представляющей собой вертикальный штырь, и с магнитной антенны, выполненной в виде рамки, поступают на входные устройства  $У_E$  и  $У_H$ , где преобразуются и усиливаются. Усиленные сигналы поступают затем на  $K_E$  и  $K_H$  фильтры, настроенные на различные расстояния, соответствующие выбранным градациям дальности. Последующие цепи предназначены для выделения и формирования импульсов, положения которых соответствуют нулевым переходам откликов  $K_E$  и  $K_H$  фильтров. Порядок следования импульсов нулевых переходов определяет состояние триггеров  $T_1—T_4$ . Схемы совпадения  $СС$ , подключаемые к различным выходам соседних пар триггеров, анализируют их состояние и вырабатывают импульс только в том случае, если атмосферик пришел с расстояния, соответствующего данной

градации дальности. Сигналы с выходов схем совпадения поступают затем на схему индикации *ИИ*. Синхронизация всех цепей, а также начальный сброс триггеров осуществляются с помощью схемы запуска *СЗ*.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кононов И. И., Колсанов В. А. Влияние на точность дипольного алгоритма определения удаленности грозовых очагов параметров молниевых разрядов. См. настоящий сборник.

2. Taylor, W. L. Radiation field characteristics of lightning discharges in the band 1 kc/s to 100 kc/s. Journ. Res. NBS, 67D, № 5, 1963.

## ВЛИЯНИЕ НА ТОЧНОСТЬ ДИПОЛЬНОГО АЛГОРИТМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДАЛЕННОСТИ ГРОЗОВЫХ ОЧАГОВ ПАРАМЕТРОВ МОЛНИЕВОГО РАЗРЯДА

В большинстве существующих методов определения удаленности грозовых очагов из одного пункта оценка дальности производится путем измерения тех или иных параметров формы входящего атмосферика (как правило, вертикальной составляющей электрического поля), зависящих от расстояния от приемника до молниевоего разряда. Однако существенное влияние на величину измеряемых параметров оказывают не только искомое расстояние, но и условия вдоль трассы распространения, а также статистический характер самого источника излучения, что значительно ограничивает точность большинства дальномеров.

Рассмотрим точностные характеристики импульсного метода определения удаленности грозовых очагов, основанного на анализе одновременно зарегистрированных вертикальной электрической и горизонтальной магнитной компонент поля излучения молниевых разрядов. Рассматриваемый метод обеспечивает более высокую по сравнению с существующими методами точность в диапазоне расстояний от единиц до 150—200 км.

Для пояснения принципа работы дальномера будем исходить из следующих допущений:

1) источник излучения представляет собой вертикальный электрический диполь,

2) земля является плоской и бесконечно проводящей.

Как известно, в случае справедливости сформулированных выше допущений вертикальная компонента электрического поля  $E_z$  и горизонтальная компонента магнитного поля  $H_\varphi$  излучения диполя имеют вид:

$$E_z(t) = -\frac{\mu}{2\pi} \frac{1}{R} \left( \frac{d^2}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{d}{dt} + \frac{c^2}{R^2} \right) P(t), \quad (1)$$

$$H_\varphi(t) = \frac{1}{2\pi c} \frac{1}{R} \left( \frac{d^2}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{d}{dt} \right) P(t). \quad (2)$$

Здесь  $R$  — расстояние от излучающего диполя до точки наблюдения,  $c$  — скорость света в пустоте,  $\mu$  и  $\varepsilon$  — магнитная проницаемость и диэлектрическая постоянная свободного пространства,  $P(t)$  — дипольный момент источника. Время  $t$  отсчитывается с момента прихода излучения в точку наблюдения.

Умножая (2) на  $\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$  и подставляя  $P(t)$  из (2) в (1), получим квадратное уравнение относительно  $R$ :

$$A(t)R^2 + B(t)R + C(t) = 0, \quad (3)$$

где

$$A(t) = \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \left[ E_z(t) + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_\varphi(t) \right],$$

$$B(t) = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left[ E_z(t) + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_\varphi(t) \right], \quad C(t) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_\varphi(t).$$

Уравнение (3) является исходным для определения дальности до источника излучения, имеющего дипольный характер. Измерив или рассчитав величину коэффициентов, можно, пользуясь уравнением (3), определить расстояние до источника излучения. Результат определения расстояния по указанному методу в случае дипольного характера излучателя не зависит от его конкретного вида и параметров, а целиком определяется качеством фиксации соответствующих компонент поля и их производных, определяющих величину коэффициентов уравнения (3). Не затрагивая вопросов, связанных с аппаратурными погрешностями фиксации компонент поля и их производных, оценим характер и величину погрешностей, появляющихся вследствие отличия свойств реального источника от исходных при выводе соотношения (3).

Величина интересующей нас погрешности, очевидно, зависит от того, насколько характер излучателя приближается к дипольному. Вопрос оценки дипольного характера излучения молниевых разрядов затрагивался в ряде работ. Так, используя выражения для полей, полученные в [1] для простейшей модели разряда,двигающегося с постоянной скоростью  $v$  в вертикальном направлении, Мюллер-Хиллербрандт [2] нашел, что, например, при  $\frac{v}{c} = 0,2$  ошибка определения  $E_z$  и  $H_\varphi$  при учете только дипольного члена разложения поля по мультиполям не превышает 20% при  $\frac{\rho}{h} > 2,75$  для  $E_z$  и  $\frac{\rho}{h} > 2$  для  $H_\varphi$ . При  $\frac{\rho}{h} = 5$  и более ошибки определения  $E_z$  и  $H_\varphi$  уже не превосходят 8 и 6% соответственно. Здесь  $\rho$  — расстояние до основания излучающего молниевых канала, имеющего высоту  $h$ .

Однако приведенные результаты не дают еще возможности оценить величину погрешности определения расстояния по рассмотренному выше методу. Для ее оценки воспользуемся квадратным уравнением (3) и моделью молниевго канала в виде волны тока  $J(t', z')$ , распространяющегося с переменной скоростью  $v(t')$  вдоль бесконечно тонкого вертикального цилиндра. Находя коэффициенты уравнения (3) для заданной модели источника и решая его относительно  $R$ , получим значения, несколько отличающиеся от  $\rho$ . Расхождение значений  $R$  и  $\rho$  характеризует величину искомой погрешности.

В качестве конкретной аппроксимации  $J(t', z')$  воспользуемся выражением для тока, имеющего в основании канала вид  $J(t', 0) = J_0(e^{-\alpha t'} - e^{-\beta t'})$  и распространяющегося со скоростью  $v(t') = v_0 e^{-\gamma t'}$ . Использование данной модели, впервые рассмотренной в [3], позволило для различных значений ее параметров описать в рамках дипольного приближения временные и спектральные характеристики большинства встречающихся типов разрядов: лидеров,  $k$ -импульсов, главных ударов и т. д. [4, 5, 6]. Заметим, что указанная аппроксимация обычно используется для отыскания токового момента  $J(t') h(t')$  с последующим синтезом электрической и магнитной компонент поля по формулам, аналогичным (1) и (2). Однако при этом распределение тока вдоль антенны в каждый момент времени считается равномерным. В отличие от этого, мы будем считать, что волна тока вдоль антенны зависит от координаты  $z'$  и имеет вид

$$J(t', z') = J_0 [e^{-\alpha(t-t_0)} - e^{-\beta(t-t_0)}] 1(t-t_0). \quad (4)$$

Здесь  $t_0$  находится из соотношения  $z' = \int_0^{t_0} v(\tau) d\tau$  и для заданной выше аппроксимации скорости равно

$$t_0 = \ln \left( 1 - \frac{\gamma}{u_0} z' \right)^{-1/\gamma}.$$

Пользуясь известными выражениями компонент поля

$$E_z = - \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (5)$$

$$H_\varphi = - \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \quad (6)$$

и уравнением калибровки

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

нетрудно получить формулы для коэффициентов квадратного уравнения (3):

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\partial^3 A_z}{\partial t \partial z^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^3 A_z}{\partial t^2 \partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^3 A_z}{\partial t^3}, \\ B &= c \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 A_z}{\partial t \partial \rho} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2}, \\ C &= c \frac{\partial A_z}{\partial \rho}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

которые удовлетворяют волновому уравнению

$$\Delta A_z - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = -\mu J_z \quad (9)$$

и граничному условию

$$\left. \frac{\partial A_z}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (10)$$

Как известно (см., например, [7]), решение уравнения (9) при заданном граничном условии (10) в интегральной форме имеет вид:

$$A_z = A_{z1} + A_{z2}, \quad (11)$$

где

$$A_{z1} = \frac{J_0 \mu}{4 \pi} \int_0^\infty dt' \int_{-\infty}^\infty \frac{\delta\left(t - t' - \frac{V(z - z')^2 + \rho^2}{c}\right) J(t', z')}{V(z - z')^2 + \rho^2} dz',$$

$J(t', z')$  определяется соотношением (4).  $A_{z2}$  имеет аналогичный вид, только с заменой  $z$  на  $-z$ . Поэтому последующие преобразования будем проводить только для  $A_{z1}$ , учитывая  $A_{z2}$  лишь в окончательных формулах.

Используя свойства  $\delta$ -функции, (11) можно привести к виду:

$$A_{z1} = \frac{J_0 \mu}{4 \pi} \int_0^{z_1} \frac{dz'}{\sqrt{(z - z')^2 + \rho^2}} \times \left[ e^{-\alpha\left(t - t_0 - \frac{V(z - z')^2 + \rho^2}{c}\right)} - e^{-\beta\left(t - t_0 - \frac{V(z - z')^2 + \rho^2}{c}\right)} \right]. \quad (12)$$

Значение  $z_1$  находится путем решения трансцендентного уравнения.

$$t - \ln\left(1 - \frac{\gamma z_1'}{u_0}\right)^{-1/\epsilon} - \frac{V(z - z_1')^2 + \rho^2}{c} = 0. \quad (13)$$

В частном случае, соответствующем толчку тока, распространяющегося с постоянной скоростью  $v$  ( $\alpha=0$ ,  $\gamma=0$ ,  $\beta=\infty$ ), уравнение для  $z'_1$  удается просто разрешить. При этом оказывается, что

$$z'_1 = \frac{\beta_0}{1 - \beta_0^2} \left[ (ct - \beta_0 z) - \sqrt{(\beta_0 ct - z)^2 + (1 - \beta_0^2) \rho^2} \right].$$

Интеграл (12) легко вычисляется и равен:

$$A_{z1} = \frac{\mu J_0}{4\pi} \ln \left\{ \frac{[(\beta_0 ct - z) + \sqrt{(\beta_0 ct - z)^2 + (1 - \beta_0^2) \rho^2}]}{(1 + \beta_0)(Vz^2 + \rho^2 - z)} \right\}.$$

Здесь  $\beta_0 = \frac{v}{c}$ . Пользуясь последним выражением, нетрудно определить коэффициенты уравнения (3). Приведем их для случая  $z=0$  (точка наблюдения на поверхности земли):

$$\begin{aligned} A &= -\frac{J_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} (1 - \beta_0^2) \left[ \frac{1}{x^{3/2}(\tau)} - \frac{3\beta_0^2 \tau(\tau - \rho)}{x^{5/2}(\tau)} \right], \\ B &= -\frac{I_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} (1 - \beta_0^2) \left[ \frac{(\tau - \rho)}{x^{3/2}(\tau)} \right], \\ C &= \frac{J_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} (1 - \beta_0^2) \left\{ \frac{\rho}{x^{1/2}(\tau) [\beta_0 \tau + x^{1/2}(\tau)]} - \frac{1}{\rho(1 - \beta_0^2)} \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\tau = ct; \quad x(\tau) = (\beta_0 \tau)^2 + (1 - \beta_0^2) \rho^2.$$

Вычисляя величину этих коэффициентов для конкретных значений  $\rho$  и подставляя их в уравнение (3), можно найти, решая его, величину  $R$ . Сопоставляя полученные значения  $R$  с  $\rho$ , заданными при расчете, найдем относительную погрешность оценки расстояния по дипольному алгоритму. На рис. 1 приведены кривые, характеризующие относительные погрешности оценки дальности для значений  $\beta_0=0,05$  (сплошные кривые) и  $\beta_0=0,1$  (пунктирные кривые) в зависимости от времени наблюдения  $\tau$  и расстояния  $\rho$  от источника излучателя до точки наблюдения.

Как видно из рисунка, погрешность тем меньше, чем больше  $\rho$  и меньше  $\beta_0$  и время наблюдения.

Возвращаясь к случаю произвольных значений  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $u_0$  молниевых разряда, следует заметить, что аналитически решить трансцендентное уравнение (13) относительно предела интегрирования  $z'_1$  не удастся. Однако при значениях  $u_0$ , не превосходящих  $1 \cdot 10^5$  км/сек. (это условие выполняется практически для всех типов разрядов), а также для времен  $t_1 = t - \frac{\rho}{c} > 5$  мксек. и расстояний  $\rho > 10$  км при нахождении  $z'_1$  можно ограничиться первым членом разложения  $\sqrt{(z - z')^2 + \rho^2}$  по степеням  $\frac{z'}{\rho}$ . В этом случае

$z'_1 = \frac{u_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t_1})$ . Погрешность вычисления (12) при этом не превышает долей процента.

Для дальнейших вычислений разложим подынтегральные функции в ряд по степеням  $z'$ :

$$\frac{e^{\frac{\alpha}{c} \sqrt{(z-z')^2 + \rho^2}}}{\sqrt{(z-z')^2 + \rho^2}} = \frac{e^{\frac{\alpha}{c} \sqrt{z^2 + \rho^2}}}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \left\{ 1 + \left( \frac{z}{z^2 + \rho^2} - \frac{\alpha}{c} \frac{z}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \right) z' + \right.$$

$$+ \frac{1}{2} \left[ \frac{3z^2}{(z^2 + \rho^2)^2} - \frac{3\alpha}{c} \frac{z^2}{(z^2 + \rho^2)^{3/2}} - \frac{1}{z^2 + \rho^2} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\alpha^2}{c^2} \frac{z^2}{(z^2 + \rho^2)} + \frac{\alpha}{c} \frac{1}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \right] z'^2 + \dots \right\}$$

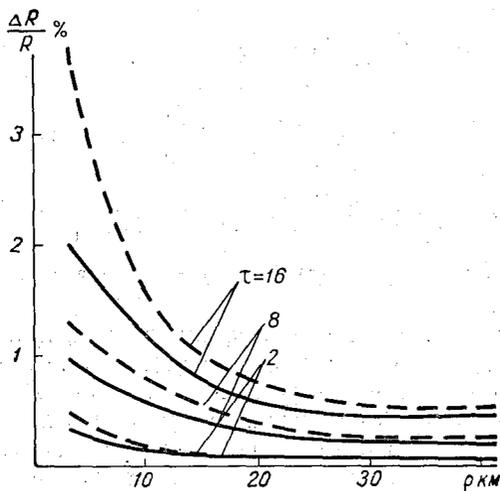


Рис. 1. Зависимость погрешности определения расстояния от времени наблюдения и дальности для аппроксимации молниевых разряда в виде толчка тока, распространяющегося в вертикальном направлении с постоянной скоростью.

При условии  $\frac{z}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} < 1$  и  $\frac{z'}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} < 1$  члены этого ряда быстро убывают. Наиболее существенный вклад в потенциал вносит интеграл от первого члена разложения. Этот интеграл легко вычисляется и имеет вид

$$A_{z1}^0 = \frac{J_0 \mu}{4\pi} \frac{u_0}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} y(\tau). \quad (15)$$

Здесь

$$y(\tau) = \frac{e^{-\alpha\tau}}{\gamma - \alpha} - \frac{e^{-\beta\tau}}{\gamma - \beta} - \frac{(\beta - \alpha)e^{-\gamma\tau}}{(\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)}$$

Учитывая, что для случая  $z=0$   $A_{22}^0 = A_{z1}^0$ , можно, используя (15), найти коэффициенты уравнения (3)  $A_0$ ,  $B_0$  и  $C_0$ , соответствующие первому члену разложения. При этом:

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{J_0 \mu}{2\pi} \frac{u_0}{\rho^3} \frac{dy(\tau)}{d\tau}, \\ B_0 &= \frac{J_0 \mu}{2\pi} \frac{u_0}{\rho^3} cy(\tau), \\ C_0 &= \frac{J_0 \mu}{2\pi} \frac{u_0}{\rho} \left[ \frac{dy(\tau)}{d\tau} + \frac{c}{\rho} y(\tau) \right]. \end{aligned} \right\} (16)$$

Подстановкой (16) в (3) можно убедиться, что уравнение обращается в тождество, т. е. первый член разложения соответствует диполю.

Интересующую нас погрешность определим следующим образом. Интегралы от оставшихся членов разложения дают поправки  $\Delta A$ ,  $\Delta B$  и  $\Delta C$ , которые необходимо учитывать для получения точных значений коэффициентов  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Будем рассматривать их как абсолютные погрешности коэффициентов, обусловленные отличием молниевых разрядов от диполя. Тогда относительную погрешность определения расстояния можно найти исходя из формулы, полученной дифференцированием логарифма решения квадратного уравнения (3):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{B_0}{\sqrt{B_0^2 + 4A_0 C_0}} \right) \frac{\Delta A}{A_0} + \\ &+ \frac{B_0}{\sqrt{B_0^2 + 4A_0 C_0}} \frac{\Delta B}{B_0} - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{B_0}{\sqrt{B_0^2 + 4A_0 C_0}} \right) \frac{\Delta C}{C_0}. \end{aligned} \quad (17)$$

По описанному методу нами были проделаны численные расчеты погрешностей при различных значениях параметров аппроксимации тока и скорости. Значения  $\alpha$  варьировались в пределах от  $5 \cdot 10^4$  до  $8 \cdot 10^3$  1/сек., соответственно  $\beta$  менялось от  $6 \cdot 10^6$  до  $8 \cdot 10^4$  1/сек. Значения  $\gamma$  принимались равными  $4 \cdot 10^4$  и  $2 \cdot 10^2$  1/сек., а  $u_0$  равными  $0,8 \cdot 10^5$  и  $0,5 \cdot 10^5$  км/сек. Результаты оценок для некоторых значений  $\rho$  и  $t$  приведены (рис. 2) в виде заштрихованных полос (с учетом вариации параметров  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $u_0$  для расстояний 10, 30 и 100 км.

Как видно из рис. 2, дипольный метод определения расстояния приемлем с точностью, не меньше 15% начиная с расстояний 5—10 км. Причем с ростом дальности величина погрешности умень-

шается. При увеличении расстояния свыше 150—200 км погрешность вновь начинает возрастать вследствие влияния сферичности земли и влияния ионосферы. Однако рассмотрение указанных причин выходит за рамки настоящей работы.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Г. И. Макарову и В. В. Новикову за постановку задачи и обсуждение результатов.

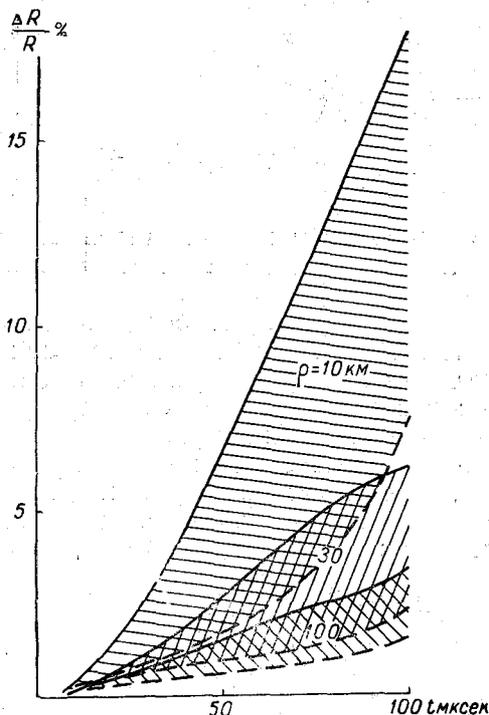


Рис. 2. Погрешность определения расстояния в зависимости от времени наблюдения и дальности для аппроксимации молниевго разряда в виде волны тока  $J(t', z')$ , распространяющейся с экспоненциально уменьшающейся скоростью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lundholm R. Induced overvoltage-surges on transmission lines and their bearing on the lightning performance at medium voltage networks. Chalmers tekniska högskolas handlingar, № 188, 1957.
2. Müller-Hillerbrand D. The magnetic field of the lightning discharge. Proceedings of the International Conference on Gas Discharges and Electrical Supply Industry. 1962.

3. Bruce C. E., Golde R. H. The lightning discharge. J. Inst. Electr. Engrs., part 2, 88, 1941.
4. Steptoe B. I. Some observations on the spectrum and propagation of atmospherics. Ph. D. Thesis, University of London, England, 1958.
5. Arnold H. R., Pierce E. T. Leader and junction processes in the lightning discharges as a source of VLF atmospherics. Journ. Res. NBS, v. 68 D, No 7, 1964.
6. Müller-Hillerbrand D. Lightning counters. Arkiv för geofysik. Bd 4, No 10, 1963.
7. Джексон Д. Классическая электродинамика. Изд. Мир. М., 1965.

Г. П. ЛЕЩЕНКО

## ОПЫТ РЕГИСТРАЦИИ ГРОВОВЫХ РАЗРЯДОВ НА ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

В настоящее время имеется большое количество приборов различных конструкций для регистрации молниевых разрядов. За рубежом наибольшее распространение получили счетчик молний Пирса — Голда [10] (подобный прибор был изготовлен в ГГО в 1952 г. [3, 4]) и счетчик Всемирной Метеорологической Организации [11], в основу которого положена конструкция Сулливана, а также их дальнейшие модификации. В Советском Союзе применяются приборы типа ПРГ-1М и широкополосные, регистрирующие помехи выше заданного уровня [6].

В настоящей работе приводятся результаты сопоставления регистрации грозовой деятельности прибором, работающим на очень низких частотах, с визуальными наблюдениями.

Используемый грозорегистратор в принципе построен по схеме, опубликованной в работе [5], и предназначается для регистрации молниевых разрядов на землю в радиусе около 30 км.

Электрическая схема прибора состоит из контура типа РС, тиратронного каскада на тетроде ТХЗБ, электромагнитного реле и внутренней контрольной цепи. Питание осуществляется от комплекта, состоящего из трех-четырех батарей типа БАС напряжением 180—220 в. Одна из батарей снабжена потенциометром для установления режима питания. Основные параметры используемого тетрода тлеющего разряда ТХЗБ приводятся в [7]. Его применение объясняется рядом достоинств, такими, например, как: отсутствие накала, экономичность, большой срок службы (тысячи и десятки тысяч часов), устойчивость к температурным колебаниям и механическим перегрузкам.

Контур РС работает на очень низких частотах. Частотная характеристика контура РС представлена на рис. 1, где  $f$  — частота.

Отношение  $\frac{K}{K_0}$  — нормальный модуль коэффициента передачи, где  $K$  — модуль коэффициента передачи,  $K_0$  — значение  $K$  при

частоте  $f_0$ ,  $f_0$  — частота, при которой  $K$  имеет максимальное значение.

Выбор полосы пропускания 1,3 кгц (0,2—1,5) обусловлен назначением прибора: регистрировать разряды на землю, которые для электростатической составляющей более отзывчивы на низких частотах [8, 9].

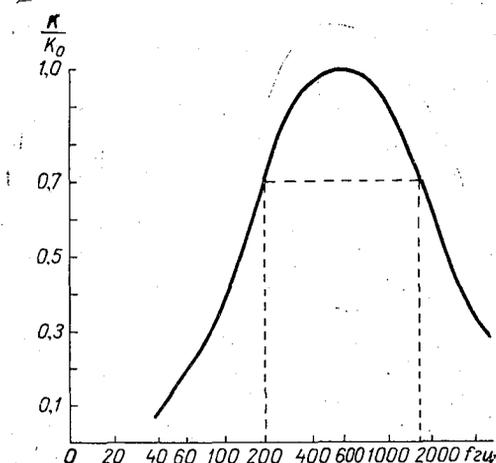


Рис. 1. Частотная характеристика прибора.

В качестве считывающего механизма используется счетчик СБ-1М, содержащий в себе поляризованное реле РП-7 и счетный механизм. Несложное дополнение к механизму счетчика дает возможность производить запись импульсов на барабан часового механизма, позволяя тем самым получить временной ход грозовой деятельности.

К приемнику подключается типовая антенна [8, 9, 10], состоящая из шести параллельных медных проводов диаметром 2,0 мм, длиной 14 м, расположенных на расстоянии 15 см друг от друга. Антенная система подвешивается на высоте 5 м над уровнем земли. Действующая высота применяемой антенны практически равна геометрической высоте.

Величина контрольного импульса, зависящая от пороговой напряженности поля и действующей высоты антенны, вычисляется по формуле

$$V_{\text{контр}} = E_{\text{п}} h_{\text{д}}, \quad (1)$$

где  $V_{\text{контр}}$  — амплитуда контрольного импульса в вольтах,  
 $E_{\text{п}}$  — пороговое значение напряженности поля, при котором должен работать прибор,  
 $h_{\text{д}}$  — действующая высота антенны.

Допустимое отклонение порогового напряжения от величины контрольного импульса, определенного по формуле (1), равняется 10% [8]. Основой четкой работы прибора является правильный выбор и установление рабочего напряжения. Как было установлено при испытании, контроль рабочего напряжения должен осуществляться каждые 4—5 дней.

Полевые испытания приемника молниевых разрядов на тетраде тлеющего разряда с порогом срабатывания 5 в/м (амплитуда контрольного импульса  $25 \pm 2,5$  в) производились на территории метеорологического полигона Украинского НИГМИ, где по климатологическим данным ежегодно наблюдается 30—35 дней с грозой; это позволяет в короткий срок определить, что регистрирует прибор. Испытания проводились в комплексе с грозорегистраторами типа ПРГ-1М с полосой пропускания 56—60 кгц и различными порогами срабатывания, широкополосным прибором с полосой пропускания 2—20 кгц и порогом срабатывания 1 в/м [6], а также прибором напряженности поля [1]. Кроме этого, проводились визуальные наблюдения, которые позволяли определить как тип молниевго разряда, так и расстояние до него. Синхронная запись велась на самописце Н-700.

Густая сеть постов наблюдений на территории полигона площадью более 4000 км<sup>2</sup> — примерно 1 пост на 10 км<sup>2</sup> [2] — давала возможность сопоставить результаты, полученные инструментальными методами, с данными постов наблюдения и, таким образом, определить радиус действия приборов.

Рассмотрим некоторые предварительные результаты.

При анализе результатов регистрации грозовой деятельности прибором на карту-планшет метеорологического полигона наносились данные о грозах всех постов и станций. Путем сравнения начала (конца) записи на ленте грозорегистратора и начала (конца) грозы по данным постов и станций определялось максимальное расстояние, на котором прибор отмечает грозу. Это расстояние было нами принято за радиус обнаружения прибора. В качестве примера приведем данные о грозовой деятельности за 17 мая. По сведениям постов наблюдений, грозы имели место почти на всей территории полигона в течение всего дня. В табл. 1 приводятся количество зарегистрированных разрядов по часовым промежуткам и расстояния до постов, отмечавших грозу, в эти промежутки времени.

Аналогичные таблицы были составлены для всех грозовых дней за май — июнь. Сопоставляя данные табл. 1, можно сделать вывод, что радиус обнаружения молниевых разрядов приемником составляет 30 км. Необходимо отметить, что посты наблюдения фиксируют только факт наличия грозы, без разделения на близкие и дальние. Это несколько усложняет определение расстояния до грозового очага и уменьшает его точность.

При визуальных наблюдениях отмечались все случаи, когда виден канал молнии, независимо от того, слышен гром или нет.

При слабых внутримассовых грозах слышен гром, но молнии не видно. Такие случаи не учитывались. Во время визуальных наблюдений за фронтальными грозами было замечено, что в начальной стадии грозы преобладают разряды на землю, затем количества наземных и внутриоблачных разрядов примерно уравниваются, и в конечной стадии грозы внутриоблачных разрядов наблюдается несколько больше. При внутримассовых грозах преобладают внутриоблачные разряды. Аналогичные результаты были получены

Т а б л и ц а 1

Количество зарегистрированных разрядов и расстояния до постов, отмечавших грозу 17 мая 1969 г.

	В р е м я								
	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21
Количество разрядов . .	1	—	—	5	1	55	250	19	38
Расстояние до поста, км . .	19	—	—	16—18	20—22	3—22	2—20	3—30	5—30

Мюллером-Хиллебрандом [8]. Ниже приводится полученное в результате проведенных измерений в с. Жовтневом соотношение между облачными (о—о) и наземными (о—з) разрядами  $\left(\frac{o-o}{o-z}\right)$ ;

Тип разрядов . . . . .	о—о	о—з	$\frac{o-o}{o-z}$	Всего
Число разрядов . . . . .	1013	1325	0,8	2338

Как видно, это соотношение за рассматриваемый период оказалось равным 0,8.

При одновременных наблюдениях за разрядами визуально и с помощью грозорегистраторов было отмечено, что приборы больше реагируют на наземные разряды, чем на внутриоблачные (табл. 2). Причем при расстояниях до молниевых разряда 1—5 км прибор регистрирует как внутриоблачные разряды, так и разряды на землю с небольшим преобладанием последних; при больших расстояниях практически регистрируются только разряды на землю.

Большое число разрядов, тип которых не определен, объясняется тем, что при грозах в районе метеостанции наблюдатель не может видеть всех разрядов. Если взять процентное соотношение числа разрядов, тип которых определен, то получим, что прибор регистрирует примерно 83% наземных разрядов и 17 внутриоблачных.

**Число разрядов, отмеченных прибором  
и наблюдаемых визуально (с. Жовтневое)**

Тип разрядов	Число случаев	Процент
о — о	27	7,4
о — 3	138	39,5
Не определен . . . . .	184	53,1
Всего зарегистри- ровано прибором . . .	349	

### ВЫВОДЫ

В результате проведенных исследований установлено, что приемник грозовых разрядов, работающий на очень низких частотах с полосой пропускания 1,3 кгц (0,2—1,5) и с порогом срабатывания 5 в/м (с радиусом обнаружения 30 км) регистрирует примерно 80% разрядов на землю.

Следовательно, прибор с такими характеристиками может быть использован как счетчик молний, ударяющих в землю.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат, М., 1957.
2. Леонов М. П., Перелет Г. И. Активные воздействия на облака в холодное полугодие. Гидрометеоздат, Л., 1967.
3. Лоч Б. Ф. Приборные наблюдения за числом разрядов близких гроз. Труды ГГО, вып. 35 (97), 1952.
4. Лоч Б. Ф. Опытные наблюдения за числом грозовых разрядов. Труды ГГО, вып. 58 (120), 1956.
5. Лоч Б. Ф. Тиратронный приемник грозорегистратора. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
6. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы. Труды ГГО, вып. 157, 1964.
7. Неоновые лампы и тиратроны с холодным катодом. Ж. «Радио», № 11, 1962.
8. Müller-Hillebrand. Lightning counter I, II. Archiv for Geophysik, Bd 4, No. 10, 11, 1963.
9. Horner F. The design and use of instruments, for counting local lightning flashes. Proc. Inst. Electr. Engrs., 107, No. 34, 1960.
10. Pierce E. T. The influence of individual variations in the field changes due to lightning discharger upon the design and performance of lightning flash counters. Archives for Meteorology, Geophys. and Bioclim., Bd. 1, No. 4, 78, 1956.
11. An instrument for counting local lightning flasches. WMO Bulletin, VII, 1959.

Т. В. ЛОБОДИН, Т. А. БАСУКОВА

## К ПОСТРОЕНИЮ КАРТЫ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ТЕРРИТОРИИ СОВЕТСКОГО СОЮЗА

Измерения напряженности электрического поля атмосферы  $E$  у земной поверхности относятся, по существу, к измерениям в точке. При этом зависимость абсолютной величины  $E$  от рельефа местности, расположения пункта наблюдений и метеорологических условий значительна. Таким образом, даже при наличии достаточно большого количества станций, равномерно расположенных по широте, довольно трудно картировать данные по абсолютной величине  $E$  в связи с неправомерностью интерполяции абсолютных значений  $E$ .

В связи с тем что измерения  $E$  всегда приводятся к равнине и мы оперируем уже с приведенными значениями  $E$ , интерполяция данных оправдана.

Можно предложить два подхода к перенесению полученных на определенных станциях приведенных данных по напряженности поля к промежуточным областям.

Один из способов заключается в равномерном размещении по широте и долготе на определенной территории большого числа станций и последующем нанесении данных  $E$  этих станций на карту. Очевидно, этот способ требует большого количества точек наблюдений и не может быть применен в нашем случае.

Второй способ заключается в выявлении основных физических закономерностей, связывающих  $E$  с различными метеорологическими элементами, и к построению пространственного распределения  $E$  по распределению метеорологических элементов. Совершенно очевидно, что необходимо выявить наиболее стабильные и длительные связи, оказывающие основное влияние на  $E$ .

Для нахождения основных соотношений были использованы данные девяти станций, расположенных на территории нашей страны в интервале  $41-80^\circ$  с. ш., со средним 20-летним рядом наблюдений.

При выяснении возможности построения макета карты  $E$  необходимо прежде всего определить степень зависимости  $E$  от метеорологических условий. Известно [1, 2, 3, 4, 5], что величина  $E$  зависит от скорости ветра, облачности различных ярусов, осадков, полярных сияний, грозовой деятельности и т. д. Ввиду того что различна степень зависимости  $E$  от метеорологических условий, а также различно пространственно-временное распределение последних, были выбраны только основные зависимости, обуславливающие изменение  $E$ . Оказалось, что основными относительно постоянно действующими метеорологическими элементами являются облачность и скорость ветра. Эти зависимости, как следует из работ [4, 5], несколько различаются для различных районов земного шара. Интересно отметить, что даже такие явления, как грозы, сопровождающиеся сильными колебаниями  $E$ , вследствие кратковременности действия и изменения полярности могут изменить среднегодовое значение  $E$  не более чем на несколько процентов.

Изменение скорости ветра по-разному влияет на напряженность электрического поля атмосферы над океанами и земной поверхностью. Над океанами изменение  $E$  прямо пропорционально изменению скорости ветра  $v$  [6, 7].

Для определения зависимости  $E$  от  $v$  над сушей были использованы материалы непрерывных наблюдений станций Якутск, мыс Челюскин, о. Диксон, Ташкент, Высокая Дубрава, о. Хейса, Тбилиси, Ленинград. Для этих станций были построены зависимости напряженности поля от скорости ветра отдельно для различных сезонов года. Так как линейный характер сезонных изменений  $E$  от  $v$  практически наблюдается для всех станций, то с известным основанием можно пользоваться средними годовыми зависимостями  $E$  от  $v$ . Эта зависимость для различных широт представлена на рис. 1, на котором приведены экспериментальные значения  $E=f(v)$  и аппроксимация этой зависимости линейным законом.

Как видно из рис. 1, изменение  $E$  в зависимости от  $v$  для континентальных станций удовлетворительно описывается линейным законом. Связь  $E$  с изменением  $v$  в основном обусловлена переносом частиц пыли и снега. При наличии снежного покрова положительные значения  $E$  с усилением ветра увеличиваются, что соответствует созданию преимущественно положительного объемного заряда. При переходе к более низким широтам с усилением  $v$  наблюдается увеличение преимущественно отрицательного объемного заряда, а следовательно, уменьшение положительных значений  $E$ .

Характеризуя широтную зависимость  $E=f(v)$ , интересно отметить, что для полярных областей эта зависимость выражена достаточно резко. Приблизительно на  $60^\circ$  с. ш. годовые значения  $E$  практически не зависят от  $v$ . С уменьшением широты наблюдается отрицательный наклон зависимости  $E=f(v)$ , приводящей к отрицательным значениям  $E$  при  $v=5 \div 10$  м/сек.

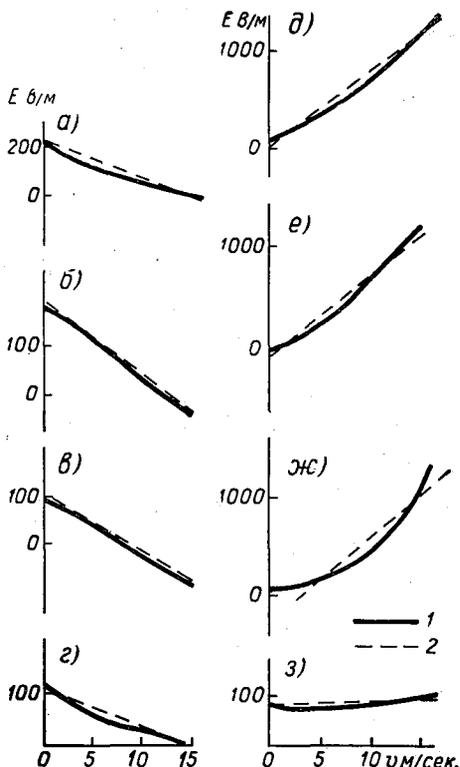
Определим зависимость  $E$  от вида и степени покрытия небосвода облаками различных форм.

Как следует из работ [1, 2, 3], облачность верхнего, среднего и нижнего ярусов по-разному влияет на величину напряженности электрического поля, измеренного у земной поверхности. При этом самое сильное влияние на изменение  $E$  оказывает облачность нижнего яруса. Кроме того, зависимость  $E$  от облачности для водной

Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля от скорости ветра для различных широт.

а — Ленинград,  $\varphi=59^{\circ}58'$ , б — Высокая Дубрава,  $\varphi=56^{\circ}44'$ , в — Тбилиси,  $\varphi=41^{\circ}43'$ , г — Ташкент,  $\varphi=41^{\circ}20'$ , д — о. Хейса,  $\varphi=80^{\circ}37'$ , е — мыс Челюскин,  $\varphi=77^{\circ}46'$ , жс — о. Диксон,  $\varphi=73^{\circ}$ , з — Якутск,  $\varphi=62^{\circ}01'$ .

1 — экспериментальные значения  $E=f(v)$ , 2 — аппроксимация зависимости  $E=f(v)$  линейным законом.



поверхности и суши разная, что, вероятно, связано с особенностями развития облаков в разных условиях. Наличие сплошной облачности над океанами уменьшает  $E$ . При этом увеличение степени покрытия небосвода облачностью приводит к уменьшению  $E$ .

Для определения зависимости  $E$  от облачности для суши были использованы материалы вышеуказанных станций. Эта зависимость представлена на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что сплошная облачность среднего яруса уменьшает  $E$  у земли на 8%, сплошная нижняя облачность — на 33%, а общая облачность — на 19%.

При исследованиях зависимости  $E$  от облачности верхнего яруса оказалось, что как над океанами, так и над сушей, облака верхнего яруса практически не влияют на величину напряженности поля у земли. Вероятно, это связано с тем, что эти облака слабо заряжены и находятся на значительном расстоянии от земли.

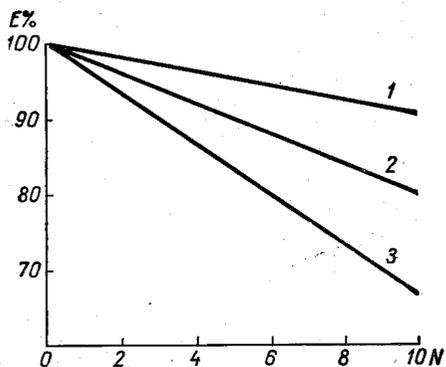


Рис. 2. Зависимость напряженности электрического поля от степени покрытия небосвода облачностью.

1 — облачность среднего яруса, 2 — общая облачность, 3 — облачность нижнего яруса.

Для выяснения зависимости широтного изменения  $E$  от форм облаков по данным [8] построена таблица высот нижних границ облачности  $H$ , а также степени покрытия облаками  $N$  неба. Высоты и среднее количество облачности приведены по широтным градациям через  $10^\circ$  (табл. 1). В таблице вся облачность среднего яруса входит в графу As, все облака верхнего яруса — в графу Ci, а в остальных графах даны облака нижнего яруса и вертикального развития. Как видно из табл. 1, нижняя граница облачности верхнего яруса достигает максимальной высоты (10 км) на ши-

Таблица 1

Распределение среднего количества и высоты облаков различных типов

$\varphi^\circ$ с.ш.	Ci		As		Ns		St		Cu		Cb	
	$N \%$	$H$ км										
0—10	22,5	9,5	7,2	3,8	6,9	1,1	7,2	1,1	13,0	1,2	4,6	1,2
10—20	18,1	9,9	6,4	4,1	4,7	1,3	6,6	1,3	11,0	1,4	4,0	1,4
20—30	16,0	10,2	6,3	4,2	3,9	1,5	7,7	1,5	10,2	1,6	3,0	1,6
30—40	18,1	9,8	7,8	4,5	6,5	1,6	11,3	1,6	9,4	1,8	2,9	1,8
40—50	20,9	8,7	10,9	3,4	9,9	1,3	16,8	1,3	8,8	1,6	3,0	1,6
50—60	24,2	7,6	13,1	2,9	13,1	1,1	18,6	1,1	8,8	1,4	3,4	1,4
60—70	25,4	6,8	11,9	2,6	15,0	0,9	16,9	0,9	9,2	1,2	3,2	1,3
70—80	25,1	6,5	11,1	2,3	15,2	0,8	15,8	0,8	8,6	1,1	2,8	1,1
80—90	20,5	6,2	9,2	2,2	14,0	0,7	14,2	0,7	7,3	1,1	2,0	1,1

роте 25°. К полюсу и экватору высота уменьшается, причем к экватору — незначительно. В основном изменение высоты наблюдается на 30—60° с. ш. Однако в среднем изменение высоты нижней границы верхней облачности на 0—40° с. ш. не превышает 0,5 км. Различие же между высотами нижней границы облачности на полюсе и экваторе составляет около 4 км. Максимальная высота нижней границы средней облачности наблюдается на 35° с. ш. и достигает 4,5 км, уменьшается также к полюсу и экватору.

Таблица 2

Широтная зависимость  $E$  от облачности

	φ°с.ш.					Среднее
	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90	
$E$ % (средняя облачность)	91	80	91	96	92	90
Отклонение от среднего, %	—1	10	—1	—6	—2	
$E$ % (нижняя облачность)	52	56	79	82	85	71
Отклонение от среднего, %	19	15	—8	—11	—14	
$E$ % (общая облачность)	72	73	85	80	86	79
Отклонение от среднего, %	7	6	—6	—1	—7	

Сравнивая широтную зависимость напряженности электрического поля от количества облачности с нижней границей облачности, можно прийти к выводу, что высота нижней границы облачности и  $E$  находятся в обратной зависимости.

Как следует из работ [9, 10], наличие облачности приводит в среднем к увеличению положительного объемного заряда в единичном столбе воздуха. При этом с уменьшением широты значение положительного объемного заряда увеличивается. Очевидно, уменьшение положительных значений  $E$  при наличии облачности связано с уменьшением обмена и, следовательно, с более сильным влиянием электродного слоя. Для выявления широтного влияния облачности на  $E$  были построены зависимости  $E$  от сплошной облачности различных ярусов. Оказалось, что верхняя облачность практически не изменяет  $E$  на всех широтах. Широтное изменение  $E$  в зависимости от сплошной облачности среднего и нижнего ярусов, а также от общей облачности с учетом удельных весов различного типа облачности приведено в табл. 2, в которой  $E$  дано в процентах от значения в ясные дни.

Из табл. 2 следует, что широтная зависимость  $E$  от средней облачности незначительна и ее можно не учитывать. Сплошная нижняя облачность в среднем уменьшает значение  $E$  на 0,5% с уменьшением широты на 1°. Учет широтной зависимости  $E$  от общей облачности дает уточнение в пределах 10%, а при расчете значений  $E$  по всем дням — не более чем на 4%. Таким образом широтную зависимость  $E$  от облачности можно не учитывать.

Широтный ход  $E$  для ясных дней

$\varphi^\circ$ с.ш.	$E$ в/м						
10—15	80	30—35	106	45—50	120	65—70	96
15—20	61	35—40	90	50—55	170	70—75	80
20—25	90	40—45	110	55—60	168	75—80	90
25—30	105			60—65	105		

Для построения карты напряженности электрического поля для любых погодных условий необходимо учесть широтный ход  $E$  в ясные дни. Для построения широтного хода  $E$  для ясных дней брались материалы наблюдений по 72 станциям северного полушария. При этом к ясным дням относились все дни с облачностью не более 2 баллов и со скоростью ветра, не превышающей 3 м/сек. при отсутствии переноса. Широтный ход  $E$  для ясных дней приведен в табл. 3, где значения напряженности электрического поля атмосферы даны через широтный интервал  $5^\circ$ .

Осреднение  $E$  производилось внутри каждого пятиградусного интервала. Из табл. 3 видно, что  $E$  в средних широтах имеет максимальное значение, около 170 в/м, а при продвижении к полюсу и экватору уменьшается. Эти данные согласуются с данными, приведенными в работах [1, 2, 11].

Для построения карты напряженности электрического поля значения  $E$  для ясных дней брались из табл. 3 для каждого пятиградусного широтного интервала.

Для того чтобы учесть влияние  $v$  на  $E$ , были построены по средним годовым значениям зависимости  $E$  от  $v$  для различных широт (рис. 3). Из рис. 3, на котором по оси ординат отложены значения  $E$  в процентах (за 100% была взята напряженность поля при скорости ветра, равной нулю), по оси абсцисс отложена скорость ветра в м/сек., видно, что эта зависимость

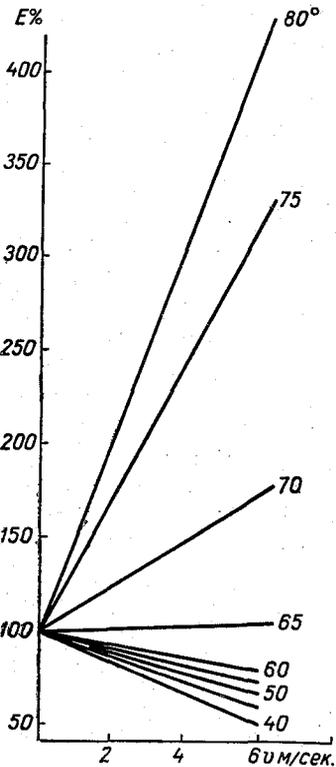


Рис. 3. Связь напряженности электрического поля со скоростью ветра для разных широт по средним годовым значениям.

близка к линейной, в отличие от кубической зависимости, которая имеет место при переносе. Поэтому с определенным основанием можно пользоваться средними скоростями ветра. Данные о средних скоростях ветра, а также об учете облачности по числу ясных и пасмурных дней взяты из работ, проведенных в ГГО.

Вывод основных соотношений для построения макета карты напряженности электрического поля производился следующим образом. По Климатическому атласу определялось количество ясных и пасмурных дней. В связи с тем что под ясными днями подразумеваются дни с общей облачностью 0—2 балла, а под пасмурными — 8—10 баллов, для ясных дней принято значение  $E_{я}$ , определенное для данной широты в ясную погоду из табл. 3. Для вычисления  $E_{п}$  был использован рис. 2 (прямая 2), при этом значение  $E_{п}$  бралось в интервале между 8—10 баллами и получилось равным  $0,83E_{я}$ . Для того чтобы определить вклад в значение напряженности электрического поля облачности 2—8 баллов, находилось число дней при этой облачности из выражения:

$$N = 365 - (N_{п} + N_{я}), \quad (1)$$

где  $N_{п}$  и  $N_{я}$  — число дней с облачностью 8—10 баллов и число ясных дней соответственно.

В связи с тем что на карте распределения числа пасмурных дней приводится общая облачность, а влияние облачности различных ярусов на изменение напряженности поля различно, из табл. 1 выбирались облака, относящиеся к нижнему, среднему и верхнему ярусам без разделения их по типам облачности.

Так как из общей облачности (табл. 1) примерно 50% приходится на облака нижнего яруса, а 50% — на облака среднего и верхнего ярусов и, кроме того, верхняя и средняя облачность изменяет незначительно напряженность поля, из общего числа  $N$  на нижнюю облачность приходится  $\frac{N}{2}$  и на сумму средней и верхней облачности также приходится  $\frac{N}{2}$  числа дней. Таким образом, при учете облачности нижнего яруса 2—8 баллов следовало бы взять значение  $E_{п} = 0,9E_{я}$  с весом числа дней, равным  $\frac{N}{2}$ . Это значение  $E$  взято для среднего промежутка между 2 и 8 баллами. Оставшееся число дней  $\frac{N}{2}$  относится к верхней и средней облачности. При этом удельный вес верхней облачности в 3 раза больше, чем средней (табл. 1).

В виду того что облака верхнего яруса не влияют на напряженность электрического поля у земли, а облака среднего яруса в среднем изменяют  $E$  на 6—7%, можно с достаточной степенью точности все  $\frac{N}{2}$  числа дней отнести к верхней облачности. Как указывалось выше,  $E_{ясн}$  равно  $E$  при верхней облачности, поэтому

к числу ясных дней следует прибавить  $\frac{N}{2}$  дней, относящихся к верхней и средней облачности 2—8 баллов.

Таким образом, для каждого широтного интервала основную формулу можно записать в следующем виде:

$$E_{\text{обл}} = E_{\text{я}} \frac{N_{\text{я}} + \frac{N}{2} + 0,83N_{\text{п}} + 0,91 \frac{N}{2}}{365}, \quad (2)$$

где  $E_{\text{обл}}$  — напряженность электрического поля с учетом облачности,  $E_{\text{я}}$  — напряженность электрического поля при ясной погоде,  $N_{\text{я}}$  — число ясных дней,  $N_{\text{п}}$  — число пасмурных дней,  $N$  — число дней с облачностью 2—8 баллов, которое вычислялось по формуле (1).

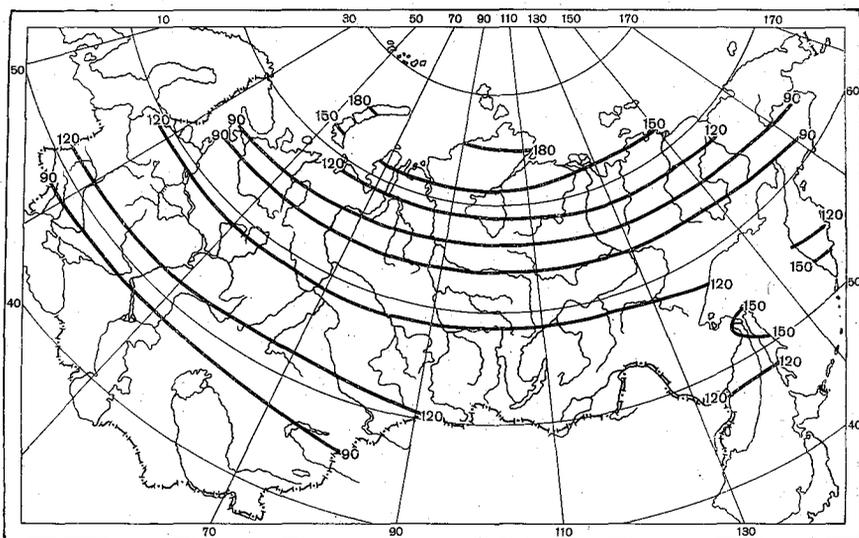


Рис. 4. Карта напряженности электрического поля для территории Советского Союза.

В формуле (2) использовано среднее значение зависимости напряженности электрического поля от общей облачности.

В связи с тем что зависимость между  $E$  и  $v$  приведена для облачных дней и ясной погоды, для построения карты напряженности электрического поля сначала определялось изменение  $E$  с учетом облачности по формуле (2). После учета облачности по данным карты распределения средней скорости ветра находилось значение  $v$  в данном квадрате и определялось значение  $E$  по графику на рис. 3. Найденное таким образом значение  $E$  наносилось на карту, и затем проводились изолинии равных значений  $E$ .

Такая карта, которую можно рассматривать как макет в первом приближении, приведена на рис. 4. Можно отметить, что напряженность электрического поля атмосферы для пасмурных и ясных дней принимает наибольшие значения в высоких широтах, где самая большая скорость, и в низких широтах, где скорость ветра наименьшая.

Над водной поверхностью значение  $E_v$  в зависимости от  $v$  рассчитывалось по формуле  $E_v = E_0(1 + \frac{k}{E_0}v)$ , где  $k$  — некоторый коэффициент,  $E_0$  — значение напряженности поля при  $v=0$ . В этом случае

Таблица 4

Средние фактические и рассчитанные значения  $E$

Станция	Широта	Долгота	$E_{\text{факт}}$	$E_{\text{расс}}$	$\Delta E \%$
о. Хейса . . . . .	80°37'С	58°03'В	537	484	10
мыс. Челюскин . . . .	77 43	104 17	312	310	1
о. Диксон . . . . .	73 30	80 14	352	265	25
Якутск . . . . .	62 01	129 43	77	76	1
Воейково . . . . .	59 57	30 42	114	131	15
Высокая Дубрава . . .	56 44	61 04	134	118	12
Тбилиси . . . . .	41 43	44 48	89	89	0
Ташкент . . . . .	41 20	69 18	112	101	10

$\Delta E_{\text{ср}} = 9\%$

изменение скорости ветра на 1 м/сек. приводит к изменению напряженности поля на 1 в/м. В связи с тем что увеличение скорости ветра в высоких широтах приводит к увеличению  $E$ , а ниже 62° с. ш. к уменьшению, ветровой режим значительно изменяет картину широтного распределения напряженности поля у полюсов и на юге нашей страны. Для того чтобы оценить правильность выбора основных параметров, влияющих на изменение  $E$ , проведем сопоставление полученных нами рассчитанных данных с фактическими (табл. 4).

Как видно из табл. 4, значения напряженности электрического поля, полученные расчетным способом в среднем с точностью до 9% совпадают с фактическими. Это свидетельствует о пригодности метода для определения средних часовых значений  $E$ . Следует отметить, что на основании средних скоростей ветра и общей облачности для данных широтных квадратов получены средние значения напряженности поля. Для расчета величин  $E$  в каждой точке следует пользоваться значениями скорости ветра и облачности в этой точке.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выполнении настоящей работы получены следующие результаты:

1. Определены основные факторы, влияющие на изменение напряженности электрического поля атмосферы. Такими факторами являются облачность и скорость ветра.

2. Найдена широтная зависимость напряженности электрического поля от скорости ветра, а также от облачности.

3. Выведена формула, связывающая значение напряженности поля с облачностью и скоростью ветра, для любых погодных условий.

4. Построен макет карты напряженности электрического поля атмосферы для любых погодных условий для территории Советского Союза. Полученные данные удовлетворительно согласуются с результатами фактических измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеиздат, Л., 1949.
2. Парамонов Н. А. Основные закономерности изменения градиента электрического потенциала в атмосфере. Автореферат, дисс. ГГО, Л., 1953.
3. Лободин Т. В. Электрические характеристики атмосферы над океанами и в Антарктиде. Автореферат, дисс. ААНИИ, Л., 1962.
4. Аллик Р. А. и Леушин Н. И. Некоторые выводы из наблюдений над электрическим состоянием атмосферы в Павловске за 20 лет (1916—1935 гг.) Труды ГГО, вып. 30, 1939.
5. Герасименко В. И. Атмосферно-электрические исследования на м. Челюскине в 1934—1935 гг. Труды АНИИ, т. 97, 1957.
6. Лободин Т. В. Некоторые результаты исследований электрического поля над океанами. Труды ГГО, вып. 97, 1960.
7. Mauchly S. I. Note on the diurnal variation of the atmospheric-electric potential gradient. Phys. Rev., N. S., v. 181 (1921), pp. 161—162 and 477.
8. London L. Final Report Contract No. AF 19 (122)—165. Research division college of engineering New-York University. Department of Meteorology and Oceanography, 1957.
9. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Гидрометеиздат Л., 1965.
10. Лободин Т. В. О влиянии облачности негрозового происхождения на заряд земли. Труды ГГО, вып. 177, 1965.
11. Лободин Т. В. О широтном ходе градиента потенциала электрического поля атмосферы. Информационный сборник, № 7. Комитет по проведению МГГ ГУГМС. Л., 1959.

## СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНЕГО СУТОЧНОГО ХОДА ГРАДИЕНТА ПОТЕНЦИАЛА

В предыдущей статье [1] было отмечено, что продолжающееся накопление материалов наземных наблюдений за градиентом потенциала  $V'$  фактически перестало уже служить основой для расширения традиционных знаний. В рамках традиционных представлений необходимость продолжения таких наблюдений становится проблематичной, так как для подтверждения привычных выводов они уже не нужны, а сами по себе имеют ограниченное режимное значение. Убеждение в правильности общих представлений относительно закономерностей изменения  $V'$  настолько утвердилось после многократного повторения полученных ранее выводов в ряде монографий и статей, что вопрос о критическом анализе исходных данных не мог непосредственно появиться. Если Бенндорф [2] в 1928 г. считал весьма вероятным, что суточный ход  $V'$  определяется всюду простой волной, идущей по мировому времени, которая может сильно искажаться в летний период под влиянием местных факторов, то позднее это предположение приобрело характер категорического утверждения. К числу общепринятых положений относятся также выводы о наличии сравнительно стабильной унитарной вариации  $V'$  над океанами, полярными областями и в горных условиях [3].

Как показывают результаты обработки данных регистрации  $V'$ , проводившейся в ряде пунктов в период МГГ и МГСС, сезонные изменения суточного хода  $V'$  выражены настолько резко, что сохраняются даже после полного осреднения полученных материалов за теплое (апрель — сентябрь) и холодное (январь — март и октябрь — декабрь) полугодия [1]. Отсутствие всяких следов традиционной унитарной вариации на графиках среднего суточного хода  $V'$  в летнее время заставило поставить вопрос о применимости однотипных универсальных кривых для любого сезона. Чтобы выяснить причины нарушения согласованности данных при переходе от зимы к лету, естественно проверить сначала досто-

верность принятых ранее общих положений, так как ссылка на возможность полной маскировки унитарной вариации на континентальных станциях, расположенных на средней широте, не может еще считаться обоснованной. Заметим, что, по данным отдельных серий измерений, суточный ход естественного экстранизочастотного электромагнитного излучения также согласуется с унитарной вариацией только в зимнее время [4].

Таблица 1

Год	Место	Тип		Продолжительность наблюдений	Литературный источник
		летний	зимний		
1883	Шпицберген	1	0	8 мес.	[6]
1902	Мак-Мердо	—	1	3 дня	[5]
1903/04	Карасйок	(1)	1	1 год	7]
1904	о. Ванделя	—	1	47 дней	[8]
1907	Датская гавань	—	0	7 дней	[9]
1908	"	1	—	2 мес.	[9]
1913/14	Шпицберген	(0)	1	11 мес.	[9]
1922/25	Дрейф „Мод“	—	1	20 мес.	[10]
1932/33	Фербенкс	0	1	10 мес.	[11]
1932/33	Тромсё	1	1	1 год	[3]

Примечание. При согласованности наблюдавшегося хода  $V'$  с унитарной вариацией применяется индекс „1“, при несогласованности — индекс „0“. В скобках даны менее определенные характеристики.

По современным представлениям, унитарная вариация в более или менее чистом виде наблюдается над океанами, полярными областями и высокогорными станциями. Рассмотрим соответствующие материалы несколько подробнее, чем это делается обычно.

Регулярные суточные вариации какого-либо элемента, протекающие по мировому времени, как правило, не встречаются в геофизике. Поэтому непривычный суточный ход  $V'$  казался непонятным и неправильным даже самому наблюдателю, производившему наблюдения во время антарктической экспедиции 1902 г. [5]. Так как на результаты экспедиционных измерений в полярных областях часто ссылаются в монографиях по атмосферному электричеству, дадим самую краткую характеристику этих результатов, подразделенных по полугодиям. В табл. 1 к холодному полугодию отнесены данные с ноября по март (и в виде исключения по апрель). Тип суточного хода  $V'$  характеризуется только согласованностью или несогласованностью с традиционной кривой унитарной вариации.

Просматривая табл. 1, легко заметить, что суточный ход  $V'$  в летнее время был изучен значительно хуже, чем в зимнее. Следует добавить, что очень часто ссылаются на наблюдения, сделанные во время дрейфа «Мод», не упоминая, что они относятся только к холодным полугодиям.

Общее представление о результатах горных наблюдений складывалось с учетом даже отрывочных и выборочных данных. Например, наблюдения на вулкане Этна проводились в 1909 г. всего в течение 5 дней на высотах 1885 и 2942 м [12]. Регистрация  $V'$  на Цугшпитце (высота 2964 м) производилась с помощью двух электрографов Бенндорфа в течение двух лет (1924—1926 гг.), но были выбраны данные только за 80 спокойных дней [13]. При просмотре литературы по этому вопросу попала даже редкая для монографии [3] ошибочная ссылка на заметку, где говорится только о проводимости воздуха.

Единственным источником данных о суточном ходе  $V'$  над океанами долгое время служили результаты наблюдений, выполненных на корабле «Карнеги» в 1915—1921 гг. (не считая измерений, сделанных в Арктическом бассейне во время дрейфа «Мод»). Для получения нормального суточного хода  $V'$  первичные данные тщательно пересматривались, отбирались и отбраковывались, поэтому сезонные изменения формы кривых  $V'$ , достаточно заметные на первых графиках [14], почти исчезли после доработки материала. В настоящее время приводятся только последние кривые (см., например, [3]). Новые измерения электрического поля над океанами, сделанные на теплоходах «Кооперация» в 1957 г. [15] и «Михаил Калинин» в 1959 г. [16], свидетельствуют об устойчивости унитарной вариации, так как были отмечены лишь незначительные расхождения с полученной ранее кривой суточного хода  $V'$ . Необходимо подчеркнуть, что последние измерения были сделаны в зимние месяцы (ноябрь — декабрь 1957 г. и январь — февраль 1959 г.). По различным причинам экспедиционные данные неравномерно распределялись по сезонам, и в общем итоге летний период освещался хуже, чем зимний.

Эпизодический характер экспедиционных наблюдений и даже наличие пробелов, свидетельствующих о трудности организации таких работ, придавали им особый вес, в результате чего появилась привычка считать эти данные наиболее важными для получения основных выводов. Будничные обсерваторские наблюдения, проводившиеся регулярно из года в год, стали слишком обычными и перестали привлекать внимание. Между тем средняя широта пунктов, указанных в табл. 1, составляет  $73^\circ$ , при общей продолжительности всех наблюдений около 6,5 лет, тогда, как в Мурманске ( $69^\circ$  с. ш.) наблюдения ведутся непрерывно более 11 лет. Добавление пунктов, не включенных в табл. 1 из-за отсутствия выборки по сезонам, не очень сильно изменит это соотношение. Наблюдения, проводившиеся в Мурманске с 1958 по 1968 г., несравненно однороднее совокупности данных, относящихся к раз-

личным годам (1883—1933 гг.) и имеющих разную длительность (от 3 дней до 20 мес.). При любом отношении к источникам данных, на основании которых делались традиционные выводы, в настоящее время нельзя не считаться с результатами новых наблюдений и, следовательно, с возможностью значительного изменения формы кривой унитарной вариации при переходе от зимы к лету.

В качестве примера на рис. 1 приведены кривые среднего суточного хода  $V'$  для теплого и холодного полугодий, построенные по данным 11-летних наблюдений в Мурманске (1958—1968 гг.). При вычислении средних величин за весь рассматриваемый период

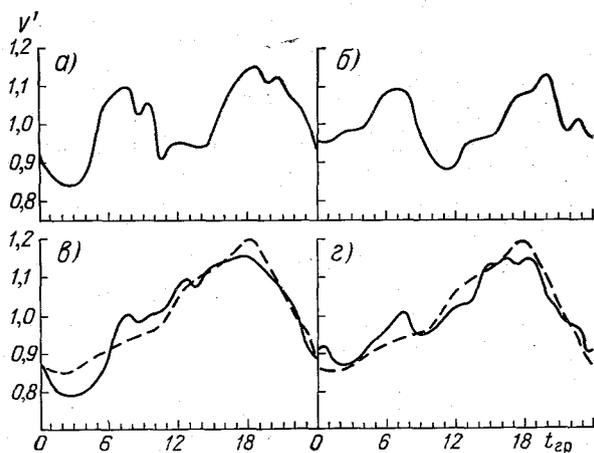


Рис 1. Средний суточный ход градиента потенциала  $V'$  (относительные единицы) по данным наблюдений в Мурманске (1958—1968 гг.) в течение летнего (а, б) и зимнего (в, г) полугодий для всех (а, в) и нормальных (б, г) дней.

Пунктиром показана обычная кривая унитарной вариации (сдвинутая на 1 час назад на графике в и на 2 часа назад на графике г);  $t_{гр}$  — гринвичское время.

использовались относительные значения  $V'$  (принимая за единицу среднее значение  $V'$  для каждого отдельного месяца). Выборка по нормальным дням оказывается, как и в ряде других случаев, практически неэффективной, так как соответствующие кривые не отличаются существенно друг от друга (рис. 1). В зимнее время кривая суточного хода  $V'$  вполне удовлетворительно согласуется с кривой унитарной вариации, сдвинутой по времени на 2 часа назад (на небольшие фазовые сдвиги уже указывалось в литературе). Летняя кривая не похожа на зимнюю и, следовательно, на заданную кривую унитарной вариации.

Измерения  $V'$ , систематически проводившиеся в районе Эльбруса на различных уровнях (от 2 до 4 км), по крайней мере сравнимы по своему объему с совокупностью старых измерений, сделанных в горных условиях. По опубликованным данным, суточный ход  $V'$  ни в одном из пунктов на склоне Эльбруса не согласуется полностью с имеющимися представлениями о ходе унитарной вариации. Даже при выборе наблюдений, относящихся к ясным дням, получались заметные расхождения между суточным ходом в течение теплого и холодного полугодий, причем, в отличие от обычных закономерностей годового хода, на высоте 4,2 км средние значения  $V'$  и суточные амплитуды зимой оказались меньше, чем летом [17]. В пунктах, расположенных ниже (на высотах 3,1 и 2,1 км), средний суточный ход  $V'$  по данным трехлетних наблюдений (1956—1959 гг.) вообще не согласуется с унитарной вариацией [18]. Интересно было бы провести детальный анализ всех данных измерений  $V'$ , сделанных в районе Эльбруса.

Допуская существование сезонных изменений унитарной вариации  $V'$ , следует считаться также с возможностью значительного изменения суточного хода гроз в масштабах всей Земли (так как месячные и сезонные карты распределения числа дней с грозой не совпадают с годовой кривой). Заметим, что некоторые общие черты с унитарной вариацией  $V'$  имеют колебания критических частот слоя  $F_2$  в полярных областях, вызванные осаждением низкоэнергетических электронов [19]. Эти колебания, идущие по мировому времени, наблюдаются в зимнее время и почти незаметны летом. Хотя в Арктике и Антарктике колебания концентрации электронов в верхней ионосфере, контролируемые мировым временем, оказываются противофазными, не исключена возможность появления некоторого результирующего эффекта вследствие не вполне симметричных условий в полярных областях. Примерные кривые суточного хода критических частот слоя  $F_2$  [19] оказываются похожими на кривую унитарной вариации  $V'$ , но это свидетельствует прежде всего об опасности вывода причинных связей на основании внешнего сопоставления различных данных.

Недавно при обсуждении проблемы происхождения космических лучей было отмечено, что 15 лет кажутся достаточно большим сроком для выяснения справедливости предложенной модели или ее опровержения [20]. Гипотетическая модель, предложенная для унитарной вариации  $V'$  и сохранения заряда Земли, существует около 30 лет. Это должно бы вызывать еще более сильное чувство неудовлетворенности, причем здесь нельзя ссылаться на огромные расстояния (в области галактической и метagalактической астрономии), необычные по земным понятиям условия и т. д. [20]. Задержка решения проблемы о происхождении унитарной вариации в какой-то мере связана с «канонизацией», по существу, предварительных данных. Поэтому в настоящее время целесообразно прежде всего вполне определенно выяснить свойства и особенности самой унитарной вариации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Махоткин Л. Г. Средний суточный ход градиента потенциала по данным наблюдений в период МГГ и МГСС. Труды ГГО, вып. 242, 113—117, 1969.
2. Бенндорф Г. Атмосферное электричество. М.—Л., 1934.
3. Israëli H. Atmosphärische Elektrizität, Teil 2. Akad. Verlags, Leipzig, 1961.
4. Israëli H., Günter R. Probleme der Gewitterforschung. Westdeutscher Verlag, Köln und Opladen, 1966.
5. Conrad V. Discussion der luftelektrischen Beobachtungen auf der englischen Südpolarexpedition 1901 bis 1904. Meteor. Zeitschr., Bd. 27, 226—227, 1910.
6. Hann J. Die wichtigsten Resultate der Beobachtungen der Luftelektrizität an der schwedischen Polarstation zu Kap Thorsden, Spitzbergen, 1882/83. Meteor. Zeitschr., Bd. 7, 29—32, 1890.
7. Simpson G. C. Atmospheric electricity in high latitudes. Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, vol. 205, 61—97, 1906.
8. Hann J. Der tägliche Gang der Luftelektrizität in der Antarktis. Meteor. Zeitschr., Bd. 49, 502—505, 1914.
9. Hoffmann K. Bericht über die in Ebeltoftafen auf Spitzbergen ( $11^{\circ}36'15''$  E,  $79^{\circ}9'14''$  N) in Jahren 1913/14 durchgeführten luftelektrische Messungen. Beitr. zur Physik der freien Atm., vol. 11, 1—19, 1924.
10. Sverdrup H. U. Ergebnisse der Messungen des Potentialgefälles auf der Maud-Expedition. Zeitschr. für Geophysik, vol. 3, 93—102, 1927.
11. Gish O. H., Sherman K. L. Analysis of local atmospheric-electric phenomena at College, Alaska. Terr. Magn. and Atm. El., vol. 45, No. 2, 173—190, 1940.
12. Belia — über das elektrische Potential der Atmosphäre auf dem Atna. Meteor. Zeitschr., Bd. 27, 224—225, 1910.
13. Lautner P. Über Erfahrungen bei luftelektrischen Messungen auf dem Zugspitze. Meteor. Zeitschr., vol. 43, 488—489, 1926.
14. Mauchly S. J. Studies in atmospheric electricity based on observations made on the Carnegie, 1915—1921. Terr. Magn. Atm. Electr., vol. 28, 61—81, 1923.
15. Лободин Т. В. Некоторые результаты исследования электрического поля над океанами. Труды ГГО, вып. 97, 34—38, 1960.
16. Лободин Т. В. Меридиональный разрез градиента потенциала атмосферы по наблюдениям над океанами во время МГГ. Труды ГГО, вып. 110, 27—32, 1960.
17. Пудовкина И. Б. Исследование атмосферного электричества на Эльбрусе. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 288—292, 1954.
18. Красногорская Н. В. Исследование электричества атмосферы в районе Эльбруса. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1862—1874, 1961.
19. Maehlum V. N. On the high latitude, universal time controlled F-layer. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 31, No 4, 531—538, 1969.
20. Гинзбург В. Л. Астрофизика космических лучей. Изд. «Знание», М., 1969.

## ВЛИЯНИЕ ЛЕСА НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ИОНОВ

Регулярные атмосферно-электрические измерения проводятся, как правило, на сравнительно открытой местности, преимущественно на окраинах или в окрестностях городов. Уже давно было замечено, что в таких пунктах в зависимости от степени загрязнения воздуха возможны более или менее заметные систематические отклонения измеряемых величин от некоторых средних значений основных атмосферно-электрических элементов. Но ни в одной монографии по атмосферному электричеству нет, по-видимому, никаких указаний на систематические отклонения от привычных атмосферно-электрических характеристик в лесах, покрывающих значительную часть суши (общая площадь лесов оценивается величиной примерно 30 000 000 км<sup>2</sup> [1]). Случайно попавшаяся заметка, в которой упоминается об атмосферном электричестве в лесу, содержит только указание на особенности движения гроз в условиях лесистых горных склонов [2]. Впервые изменение концентрации ионов в лесу по сравнению с открытым местом было экспериментально обнаружено гигиенистами. Еще в 1935 г. А. А. Минх, проводя наблюдения в дачной местности под Ленинградом, отметил повышение концентрации легких ионов в лесу на 10—20% [3]. Позднее на повышение концентрации ионов в лесу или при ветре, дующем со стороны лесных массивов, указывали многие авторы, работавшие в различных районах (см., например, [4]). Наиболее подробные данные приводятся, по-видимому, в брошюре Н. С. Темниковой [5] и в статье [6]. В окрестностях Риги наблюдения производились с помощью счетчика П. Н. Тверского, измеряющего концентрацию легких ионов с подвижностью  $k \geq 0,1$  см<sup>2</sup> сек.<sup>-1</sup> в<sup>-1</sup>, и счетчика Я. Ю. Рейнета, измеряющего легкие, средние (0,1—0,01) и тяжелые (0,01—0,00025) ионы. По данным, полученным Н. С. Темниковой [5], соотношение концентраций легких ионов на пляже, на вершине дюны, покрытой соснами, и в смешанном лесу (с преобладанием сосен) характеризуется величи-

нами, приведенными в табл. 1 (при составлении которой за единицу была принята концентрация ионов, измеренная на пляже).

Выбранные примеры показывают, что в лесу особенно сильно увеличивается концентрация отрицательных легких ионов, а рост суммарной концентрации не имеет определенной связи со скоростью ветра и облачностью. Рассматриваемый эффект практи-

Таблица 1

Место	Знак иона			Ветер, м/сек.			Ясно	Переменная облачность	Пасмурно
	-	+	+—	0	2	8			
Дюна	1,7	1,4	1,5	1,3	1,0	1,6	1,7	1,2	1,4
Лес	2,4	1,8	2,0	1,7	2,0	1,5	2,2	2,1	1,9

чески исчезает при переходе от легких ионов к тяжелым, что хорошо иллюстрируется данными наблюдений сделанных на пляже и в лесу [5] и представленных в табл. 2 в относительных единицах (для суммарной концентрации).

Наблюдения, сделанные в районе курорта Пицунда, ограничивались измерением концентрации легких ионов на высоте 0,5 и 1,5 м над поверхностью почвы, причем тип счетчика не указан [6]. Над берегом моря и открытым местом вдали от берега были

Таблица 2

Таблица 3

Время, часы мин.	Ионы			Месяц	Лес	Поляна в лесу	Опушка леса	Открытое место	Берег моря
	легкие	средние	тяжелые						
8 30	2,9	1,3	1,1	VI	2,9	2,3	1,8	1	0,4
14 30	2,6	1,5	0,9	VII	4,8	3,3	2,6	1	0,6
20 30	2,7	1,7	1,2	VIII	3,2	1,8	2,1	1	0,6
Среднее суточное	2,7	1,5	1,0	IX	4,8	2,5	3,6	1	0,3
				XI	1,8	1,3	1,7	1	0,3
				XII	6,5	2,9	3,4	1	0,5

получены очень низкие концентрации отрицательных ионов (при коэффициенте униполярности 3—5), что связано, вероятно, с аппаратными или методическими погрешностями. Так как на обеих высотах результаты получены подобные, при составлении табл. 3 можно было ограничиться только данными для высоты 1,5 м. Относительное изменение суммарной концентрации легких ионов обоих знаков в зависимости от места наблюдения (табл. 3) выражено очень резко и сохраняется в общих чертах независимо от сезона.

Влияние леса на концентрацию легких ионов объясняется в литературе увеличением интенсивности ионообразования за счет фотоэлектрического эффекта, окисления паров смолистых веществ

с образованием озона [6], повышенного поступления радиоактивных эманаций [5] или совместного действия этих факторов [3]. Интенсивность ионообразования измерялась вообще редко, и экспериментальные данные для лесных условий, по-видимому, отсутствуют. Ссылка на фотоэффект, помимо общих физических соображений, опровергается сопоставлением результатов измерений, сделанных в различное время суток и дающих практически одинаковые относительные величины (табл. 2), а также отсутствием сколько-нибудь определенных сезонных изменений (табл. 3). Результаты лабораторных опытов А. Н. Сверчкова [4], пытавшегося обнаружить влияние свежесрезанных растений на ионизацию воздуха и отметившего колебания концентрации легких и тяжелых ионов (от  $-40$  до  $+60\%$  и более), малодостоверны сами по себе и не согласуются с данными измерений в лесу, где относительная концентрация тяжелых ионов остается неизменной (табл. 2). В итоге среди предложенных факторов какое-то значение может иметь только гипотетическое повышение естественной радиоактивности, не подтвержденное пока экспериментальными данными. При этом оказываются ненужными и специальные поиски причины увеличения концентрации ионов.

Независимо от причин, вызывающих изменение градиента потенциала, распределение концентраций легких ионов обуславливается в основном (при слабой конвекции) величиной и направлением электрического поля атмосферы. Этот вывод, полученный Н. В. Красногорской [7] при анализе экспериментальных данных и подтвержденный на большом статистическом материале, хотя и непосредственно связан только с оценкой соотношения концентраций положительных и отрицательных ионов, однако подчеркивает роль электрического поля вообще. На распределение тяжелых ионов обычно встречающиеся поля практически не влияют. В соответствии с этим на открытом месте и в лесу были получены почти одинаковые значения концентрации тяжелых ионов.

Результаты измерений градиента потенциала электрического поля, проведенных в районе полевой базы ГГО (под Ленинградом), подтверждают естественное предположение об экранировке электрического поля в лесу. Измерения проводились в хорошую летнюю погоду в смешанном лесу, расположенном на расстоянии около 1 км от павильона, где с помощью электрографов Бенндорфа постоянно регистрируется градиент потенциала. В лесу, где преобладали сосны и осины высотой около 10 м, градиенты потенциала на уровнях от 0 до 2 м над поверхностью земли были равны нулю (точнее, были ниже порога чувствительности прибора, т. е. не превышали  $2\%$  соответствующей величины на ровном открытом месте). В это время по электрографу Бенндорфа градиент потенциала равнялся в среднем 300 в/м (с учетом редуцирующего множителя). Даже на поляне на расстоянии  $10 \div 15$  м от деревьев понижение значений градиента потенциала составляло  $60\%$ , а около деревьев (на расстоянии 1,5 м) —  $80\%$ . Последствия, вызывае-

мые экранированием электрического поля, уже известны из литературы — в лесах наблюдается значительное увеличение концентрации легких ионов. При дальнейшем развитии исследований атмосферно-электрического режима в различных природных зонах нельзя не обратить внимание на необходимость более полного и комплексного изучения особенностей естественных электрических процессов в лесах, занимающих площадь, заметную в любых масштабах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Большая Советская энциклопедия, том 25, Изд. Сов. энц., М., 1954.
2. Morgan T. H. Influence of forest cover upon local climate. Q. J. Roy. Met. Soc., vol. 40, No. 171, 208, 1914.
3. Минх А. А. Ионизация воздуха и ее гигиеническое значение. Медгиз, М., 1958.
4. Материалы научной конференции по проблеме «Аэроионизация в гигиене труда» 11—15 ноября 1963 г. Изд. гос. науч.-исслед. ин-та гигиены труда и профзаболеваний, Л., 1963.
5. Темникова Н. С. Аэроионы на Рижском взморье. Гидрометеоздат, Л., 1968.
6. Бериашвили И. В. Влияние леса на ионизацию воздуха в условиях Черноморского побережья Грузии. Труды Тбилисского ин-та леса, том 17, 162—173, 1968.
7. Красногорская Н. В. Исследование электричества атмосферы в районе Эльбруса. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1862—1874, 1961.

## О МЕТОДАХ ОЦЕНКИ РАССТОЯНИЯ ДО ИСТОЧНИКОВ АТМОСФЕРИКОВ ПО ИХ ФОРМЕ

В отдельных работах [1, 2, 3] при выборочном анализе результатов регистрации формы атмосфериков применяется метод оценки расстояния до источников, предложенный Хепбурном в 1960 г. [4]. До этого в течение длительного времени внимание специалистов привлекал метод Шонланда, который особенно интенсивно разрабатывался в Потсдамской обсерватории [5]. Метод Хепбурна оказался более гибким и эффективным по сравнению с методом Шонланда, хотя при использовании его даже в исследовательской работе встречаются некоторые трудности, связанные с необходимостью выбора определенной расчетной кривой по расположению экспериментальных точек, разброс которых не удается устранить осреднением целой серии первичных данных [6].

Так как оба метода основаны на элементарных оценках особенностей распространения радиоволн в полости Земля — ионосфера, но существенно отличаются друг от друга по способам отбора и отбраковки данных, представляет интерес выяснить степень соответствия расчетных формул. Этот вопрос не проанализирован в специальной монографии [7], где метод Хепбурна вообще не рассматривался. При определении расстояния  $R$  до источника атмосферика по их кратным отражениям от земли и ионосферы (метод Шонланда) используются следующие формулы:

$$R^2 = \left[ \frac{4h^2(m^2 - k^2) - c^2(t_{km})^2}{2ct_{km}} \right]^2 - 4k^2h^2, \quad (1)$$

$$h^2 = \frac{c^2}{4} \frac{t_{km}t_{mn}t_{kn}}{t_{km}(n^2 - m^2) - t_{mn}(m^2 - k^2)}, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света,  $t_{ij}$  — промежуток времени между  $i$ -тым и  $j$ -тым импульсами ( $i, j$  равны  $m, n, k, \dots$  в порядке возрастания номеров). Высота отражающего слоя  $h$  играет в данном случае роль вспомогательного параметра. Величины  $t_{ij}$  в случае примене-

ния метода Шонланда (практически не оправдавшего возлагавшихся на него надежд [7]) определялись по фотографиям формы атмосферика и для примера, в виде исключения, по форме, полученной в результате теоретического расчета [8].

Формулы (1) и (2) получаются из соотношения, определяющего время прохождения от источника до приемника  $n$ -го отраженного импульса (прямому импульсу соответствует индекс 0):

$$t_n^* = \frac{R}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{2nh}{R}\right)^2}, \quad (3)$$

причем исходные параметры  $t_{ij} = t_i^* - t_j^*$ . Если рассматривать пики отраженных импульсов как вершины квазисинусоид, то длительность квазипериода  $\tau_n$ , соответствующая времени  $T_n$  (отсчитываемому от начала атмосферика), принимает следующее значение:

$$\tau_n = 0,5t_{(n-1), (n+1)}, \quad T_n = t_{n, 0}. \quad (4)$$

Зависимость  $\tau$  от  $T$  была выбрана Хепбурном в качестве основы для оценки расстояния по форме атмосферика [4]. В этом методе используется следующая формула, полученная Хепбурном, исходящим из представлений о волноводном распространении атмосфериков:

$$T = \frac{R}{c} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\tau c}{2h}\right)^2}} - 1 \right]. \quad (5)$$

Следует заметить, что для оценки  $R$  можно использовать упрощенный вариант формулы (5), ограничиваясь в пределах точности этого метода приближенным выражением  $R \approx q(\tau^{-2})T$ , где коэффициент  $q \approx 8h^2c^{-2}$ .

Для выяснения связи методов Шонланда и Хепбура сопоставим значения  $\tau_n$  и  $T_n$ , даваемые выражениями (4) и (3), в которых вспомогательный индекс  $n$  применяется для обозначения парных величин  $\tau$ ,  $T$ . Так как обычно рассматриваются случаи, когда величина  $2h^2R^{-2}$  мала по сравнению с единицей, с помощью формул (4) и (3) легко получается такое же приближенное выражение  $R \approx q(\tau_n)^{-2}T_n$ , как и по формуле (5). Но сами исходные формулы вообще не тождественны, поскольку при подстановке значений  $\tau = \tau_n$  и  $T = T_n$  в формулу (5) можно прийти к соотношению  $n^2 + 1 = n^2 - 1$ , которое выполняется только приближенно при исключении нескольких первых значений  $n$ . Однако именно при интерпретации начальной части атмосфериков возникали наибольшие трудности, приводившие к большой отбраковке данных (в том числе всех атмосфериков плавной формы) в случае использования метода Шонланда. Ошибка в порядковой нумерации импульсов на единицу может привести к погрешности порядка 50% при

определении  $R$  по формуле (1). Аналогичные трудности вызывает необходимость выбора начала атмосферика на осциллограмме при полном гармоническом анализе формы сигнала [9]. Поэтому расхождения, обнаруживаемые формально при малых значениях  $n$  (соответствующих началу атмосферика) без учета порядка величины других переменных, практически не влияют на вывод об эквивалентности элементарных геометрических и волноводных оценок. Но в отношении технических приемов обработки данных регистрации форм атмосфериков с целью получения, кроме других параметров, также оценки  $R$ , метод Хепбурна имеет ряд преимуществ по сравнению с методом Шонланда. Среди экспериментальных результатов Хепбурна [4] обращает на себя внимание тот факт, что для дневного и ночного времени эффективная высота ионосферы  $h$  имеет одинаковое значение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rao M. Some experimental results of the study of VLF-propagation by means of spherics. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 30, No. 9, 1667—1676, 1968.
2. Wadehra N. S., Tantry B. A. P. Phase spectra of distant atmospherics. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 29, No. 11, 1453—1457, 1967.
3. Sao K. A note on the phase-frequency spectra analyzed from wave-forms of atmospherics. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 24, No. 11, 993, 1962.
4. Хепбурн F. Analysis of smooth type atmospheric wave-forms. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 19, No. 1, 37—53, 1960.
5. Skeib G., Kaiser H., Popp C. Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform. Akademie-Verlag, Berlin, 1958.
6. Иньков Б. К. Некоторые особенности форм дальних атмосфериков. Труды ГГО, вып. 177, 42—45, 1965.
7. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. Изд. «Наука», М., 1966.
8. Краснушкин П. Е., Шабалин В. Д. Зависимость формы ночного атмосферика от направления его прихода. Радиотехника и электроника, 14, № 8, 1491—1495, 1969.
9. Bradley P. A., Horner F. The spectra of lightning discharges at very low frequencies. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 26, No. 11, 1069, 1964.

## РОЛЬ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ОБЛАКА

Проблема электризации облаков связана с исследованием двух самостоятельных вопросов: 1) какие физические процессы могут вызывать электризацию облачных частиц и 2) каким образом электризация отдельных частиц (событие случайное) приводит к электризации всего облака, т. е. к появлению поля, что свидетельствует о возникновении некоторой упорядоченной структуры. Таким образом, из всех известных процессов электризации облачных частиц (а их исследовано немалое количество, см., например, [1]) надо выбрать те, которые обеспечивают накопление частиц, несущих заряды разных знаков, в различных частях облака. В настоящее время большинством авторов принято, что облачные частицы электризуются при контакте друг с другом, а поле в облаке возникает в результате того, что большие (частицы осадков) и мелкие частицы, приобретая заряды разных знаков, разделяются в облаке по высоте под действием силы тяжести. Однако теория электризации облаков за счет падения частиц осадков сталкивается с рядом трудностей, основные из них следующие:

1. Величины зарядов, возникающих на частицах в опытах по электризации [2], значительно меньше тех величин зарядов, которые наблюдаются на больших частицах в облаках [3, 4, 5]. Диапазон величин зарядов, возникающих в лабораторных условиях (от  $10^{-9}$  до  $5 \cdot 10^{-5} CGSE$ ) [2], гораздо уже диапазона зарядов, наблюдаемых в облаках (от  $10^{-9}$  до  $10^{-1} CGSE$ ).

2. Электрические поля в облаках слоисто-дождевых и грозовых различны, хотя в среднем они могут создавать одинаковую интенсивность осадков [6, 7].

3. Наличие трех и более центров зарядов в облаке [8] трудно объяснить с помощью одного единственного процесса электризации. Если считать (что обычно и делается), что нижний положительный центр заряда образован частицами осадков, то мы должны получить не положительно заряженный центр, локализованный

у основания облака, а столб положительного заряда, простирающегося от основания облака до земли [9].

Можно показать, что эти трудности могут быть преодолены в рамках теории электризации облаков за счет падения частиц осадков без привлечения в корне новых теорий электризации облака. В работах [10, 11] выдвигалось предположение о том, что заряд большой частицы может явиться результатом многочисленных взаимодействий рассматриваемой частицы с другими облачными частицами. Так как любые различия физико-химических свойств (температуры, химического состава, фазы, кристаллической структуры) сталкивающихся частиц вызывают их электризацию после разрыва временного контакта, многочисленные случайные столкновения приведут к возникновению на частицах как положительных, так и отрицательных зарядов. В тех случаях, когда растущие большие частицы и более мелкие частицы в среднем не различаются по своим физико-химическим свойствам, с равной вероятностью будет наблюдаться электризация обоих знаков. В случае проявления систематического различия [11] свойств больших и мелких частиц, частицы осадков в среднем приобретут заряд какого-либо одного знака. В такой схеме на поле случайных событий (столкновения частиц) наложен регулярный процесс — падение частиц осадков относительно мелких капель. Поскольку во втором случае частицы разных размеров приобретают в среднем разные заряды, в облаке возникнет поле.

Как видно, в такой схеме электризация облака в целом определяется не только интенсивностью осадков, но и существованием систематического различия свойств частиц разных размеров, поэтому при равной интенсивности осадков электризация облаков будет различна.

Цель настоящей работы — оценить эффективность контактного механизма электризации частиц осадков.

Как было сказано в работе [11], для того чтобы действовал контактный механизм электризации, необходимо, чтобы не все столкновения вели к слиянию и чтобы сталкивающиеся частицы имели различные свойства. В случае капельного облака электризация возможна за счет того, что большие и мелкие частицы имеют разный химический состав [10], в случае облаков, состоящих из жидких и твердых частиц, основным механизмом электризации может явиться электризация за счет различия фаз при столкновении градин с каплями. Предположим, что при разрыве контакта между столкнувшимися незаряженными частицами большая частица в среднем уносит заряд  $q$ . После многих столкновений на ней накопится заряд  $Q$ , зависящий от размеров сталкивающихся частиц и числа столкновений. При этом мелкие частицы будут иметь заряд  $q$ .

В работе была сделана оценка величины среднего заряда, который может накопиться на больших облачных частицах и частицах осадков за время пребывания их в облаке при различных

параметрах облаков. Величина  $p = \frac{Q}{q}$ , рассчитываемая в работе, дает возможность, кроме того, оценить максимальный заряд, который можно ожидать на облачных частицах при действии контактного механизма электризации. Для расчета электризации частицы в облаке необходимо выбрать модель облака. В основу настоящего расчета положен расчет укрупнения капель и сферических частиц в конвективном облаке, выполненный в работе [12]. Представляется, что поскольку коагуляционная стадия роста частиц в конвективном и слоистом облаках должна проходить одинаково, наши расчеты в качестве приблизительной оценки применимы и к слоистым облакам.

Рассмотрим частицу-мишень, находящуюся в верхней части облака. Под действием тяжести большая частица начинает падать относительно более мелких капель, при этом растет ее радиус. Для краткости расчет роста радиуса частицы (см. [12]) опущен. По изменению радиуса частицы в слое толщиной 100 м находилось число столкновений, испытываемых частицей в слое. Поскольку электризация вызывается лишь теми столкновениями, которые не ведут к слиянию, необходимо задать величину коэффициента отскакивания  $k$  ( $k = 1 - k_1$ , где  $k_1$  — коэффициент слияния). В работе [4] при расчете роста капель и сферических градин коэффициент слияния  $k_1$  принимался равным единице. Однако в настоящее время на основании результатов работ многих авторов установлено, что столкновения капель [13], а также капель и градин [1] часто не сопровождаются слиянием. Признавая факт отскакивания капель, различные авторы расходятся в мнении о количественных характеристиках явления, так как отскакивание капель зависит от многих параметров: скорости капель, угла между их траекториями, их масс.

В настоящей работе для оценки роста заряда были выбраны два значения коэффициента отскакивания: 5 и 10%. Результаты расчетов показывают, что при выбранных коэффициентах отскакивания величины радиусов частиц осадков, достигших нижней границы облака, лишь незначительно отличаются от величин, получаемых без учета отскакивания.

Расчет роста величины заряда проводился по формуле, приведенной в работе [11]

$$\Delta Q = Nq - N1,5 \frac{r^2}{R^2} Q, \quad (1)$$

где  $Q$  — заряд большой частицы,  $R$  — ее радиус,  $r$  — средний радиус облачных частиц,  $\Delta Q$  — приращение заряда на частице-мишени в слое,  $N$  — число контактов, вызывающих электризацию (т. е. число столкновений без слияния),  $q$  — средний заряд, разделяемый при одиночном контакте. Для наших оценочных расчетов примем, что величина  $q$  одинакова по всей высоте облака.

Для заданной модели конвективного облака, т. е. при заданной скорости восходящего воздушного потока и мощности облака

Таблица 1

Номер рисунка	Номер кривой	$R_{н.г}$ мкм	$\rho_{н.г}$	$Q_{н.г}$ CGSE	
				капельное облако	облако с твердой фазой
1	1	97	90	$10^{-6}$	$10^{-4}$
1	2	215	910	$10^{-5}$	$10^{-3}$
1	3	328	3 660	$4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$
1	4	1 290	26 400	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-2}$
2	1	247	520	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$
2	2	104	100	$10^{-6}$	$10^{-4}$
2	3	157	210	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$
2	4	100	80	$10^{-6}$	$10^{-4}$
2	5	154	350	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$

$H$ , средние радиусы облачных частиц  $r$  на разных высотах определяются однозначно [12]. В выполненных расчетах при заданной скорости воздушного потока варьировались параметры, определяющие величину заряда частицы: начальный радиус падающей частицы  $R_0$ , водность облака  $\omega$ , коэффициент отскакивания  $k$ .

Результаты расчетов электризации частиц при различных  $H$ ,  $\omega$ ,  $R_0$  и  $k$  представлены в табл. 1 и на рис. 1 и 2.

Из графиков на рис. 1 и 2 видно, что заряд частицы  $Q$ , а точнее отношение  $\frac{Q}{q} = \rho$  растет по мере падения частицы через облако, однако заряд не достигает постоянного предельного

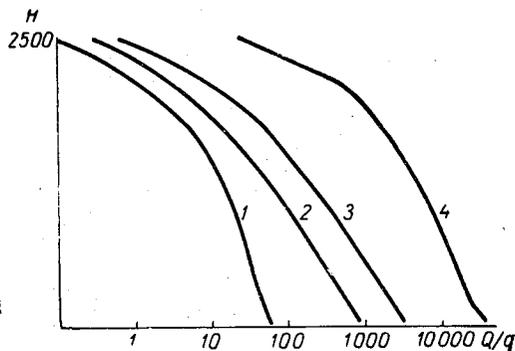


Рис. 1. Рост заряда на частице, падающей через облако, при  $R_0=50$  мкм,  $k=5\%$ .

1)  $\omega=0,1$  г/м<sup>3</sup>; 2)  $\omega=0,3$  г/м<sup>3</sup>; 3)  $\omega=0,5$  г/м<sup>3</sup>; 4) переменная водность по работе [12].

значения [10, 11], а непрерывно растет, так как величина  $\frac{r^2}{R^2}$  в уравнении (1) на разных высотах различна.

Выполненные расчеты позволяют сделать следующие выводы.

1. С ростом радиуса облачной частицы непрерывно растет ее заряд.

2. На нижней границе облака капля (градина), достигнув размеров частиц осадков, приобретает заряд  $Q$ , превышающий заряд  $q$ , полученный при одиночном контакте, в десятки, сотни и даже тысячи раз.

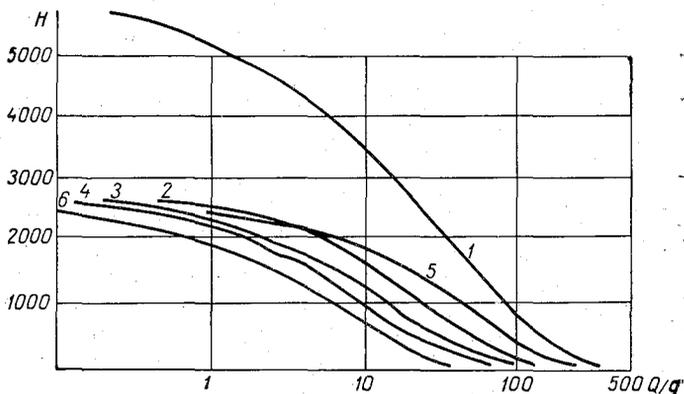


Рис. 2. Рост заряда, на частице, падающей через облако водностью  $\omega=0,1$  г/м<sup>3</sup>.

1)  $R_0=100$  мкм,  $k=5\%$ ; 2)  $R_0=50$  мкм,  $k=10\%$ ; 3)  $R_0=100$  мкм,  $k=5\%$ ;  
4)  $R_0=50$  мкм,  $k=5\%$ ; 5)  $R_0=100$  мкм,  $k=10\%$ ; 6)  $R_0=30$  мкм,  $k=10\%$ .

3. Величина  $p$  увеличивается с увеличением толщины облака, его водности и первоначального радиуса рассматриваемой частицы.

4. Величина  $p$  увеличивается с увеличением коэффициента отскокивания  $k$ . Однако рост  $p$  несколько отстает от роста  $k$ , так как чем больше  $k$ , тем медленней растет падающая частица, а следовательно, уменьшается и общее число столкновений, испытываемых частицей на пути падения.

Таким образом, оказывается, что нельзя сводить электризацию частиц к единичному контакту с передачей некоторого заряда  $q$ , величина которого получена в лабораторных опытах, а необходимо учитывать многочисленность столкновений облачных частиц друг с другом.

Оценим, какой заряд может накопиться на большой частице в тех или иных условиях. Совершенно очевидно, что величина  $q$

должна быть различна в облаках, состоящих из твердых и жидких частиц. Величину  $q$  можно взять из двух принципиально различных, независимых источников: во-первых, из лабораторных опытов или расчетов, основанных на лабораторных измерениях, и во-вторых, из измерений зарядов мелких частиц, проведенных в облаках. Для кристаллических и смешанных облаков оба источника [2, 14] дают величину порядка  $10^{-6}$  CGSE. Для капельных облаков измерения в облаках [15], а также расчеты, основанные на теории электризации капель за счет их различного химического состава [10], дают величину порядка  $10^{-8}$  CGSE. Два последних столбца табл. 1 показывают, что в зависимости от условий в облаках (фазового состава, мощности облака, водности) получается широкий спектр зарядов облачных частиц. Частицы в облаках с твердой фазой оказываются сильнее заряженными, чем в капельных облаках, что соответствует наблюдениям [1].

Что касается противоречия, возникающего в теории электризации облаков за счет падения частиц осадков при объяснении знака заряда в основании облака, то представляется, что оно разъясняется при учете величины скорости движения частиц относительно нижней границы облака. Принято считать, что заряд в основании облака приносится частицами осадков, тогда знак заряда основания облака должен совпадать со знаком заряда под облаком, так как под облако заряд выносится осадками. Но в таком рассуждении заключена ошибка, которая и приводит к противоречию, отмеченному в работе [9].

Действительно, объемный заряд в облаке  $\rho$  создается зарядом частиц осадков  $\rho_{ос}$  и зарядом облачных частиц  $\rho_{обл}$ , причем знаки  $\rho_{ос}$  и  $\rho_{обл}$  противоположны. По определению,  $\rho_{ос} = \frac{I_{ос}}{v_{ос}}$  и  $\rho_{обл} = -\frac{I_{обл}}{v_{обл}}$ , где  $I$  — ток, создаваемый частицами, а  $v$  — скорость их движения относительно нижней границы облака. Так как суммарный заряд облака в целом изменяется значительно медленней, чем заряд в основании облака, можно принять, что  $I_{ос} - I_{обл} \approx 0$ , но так как в основании облака  $v_{ос} \gg v_{обл}$ , то и  $\rho_{ос} \ll \rho_{обл}$ , а следовательно, заряд в основании облака создается не дождем, а облачными частицами, что совпадает с результатами наблюдений [16]. Этот вывод основывается на соотношении  $v_{ос} \gg v_{обл}$ . Однако в некоторых частях облака это соотношение может нарушаться, так как скорость движения частиц относительно нижней границы облака зависит от размеров частиц и скорости восходящего потока. В этих частях облака знак заряда должен совпадать со знаком заряда больших частиц.

Из сказанного следует, что полная схема электризации облака (включая величину и знак поляризации облака) может быть построена только на основании одновременного рассмотрения теории электризации отдельных частиц и теории роста и развития облаков.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Под ред. В. Г. Морачевского и Е. С. Селезневой. Гидрометеониздат, Л., 1961.
2. Мейсон Б. Дж. Генерация зарядов в грозах. Сб. Проблемы атмосферного электричества». Под ред. Я. М. Шварца. Гидрометеониздат, Л., 1969.
3. Gunn R. Electrical charge on precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorms. Phys. Rev., vol. 71, No. 3, 1947.
4. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Опыт исследования заряда частиц осадков в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып. 97, 1960.
5. Красногорская Н. В. Результаты измерения зарядов частиц осадков в свободной атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1956.
6. Чалмерс Дж. Генерация зарядов в грозах. Сб. «Проблемы атмосферного электричества». Под ред. Я. М. Шварца. Гидрометеониздат, Л., 1969.
7. Воннегат Б. Теория образования гроз. Сб. «Проблемы атмосферного электричества». Под ред. Я. М. Шварца. Гидрометеониздат, Л., 1969.
8. Имянитов И. М., Шифрин К. С. Современное состояние исследований атмосферного электричества. Успехи физических наук, т. 124, вып. 4, 1962.
9. Каземир Г. Грозовое облако. Сб. «Проблемы атмосферного электричества». Под ред. Я. М. Шварца. Гидрометеониздат, Л., 1969.
10. Имянитов И. М. К вопросу об электризации капель после разрыва контактов между ними. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
11. Мордовина Л. С. О зарядении облачных частиц. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
12. Барукова Ю. А., Учеваткина Т. С. Расчет роста капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках на машине «Урал-1». Труды ГГО, 145, 13, 1963.
13. Соловьев А. Д. Слияние капель жидкости при соударениях. Труды ЦАО, вып. 89, 1969.
14. Twomey S. The electrification of individual cloud droplets. Tellus, vol. 8, No 4.
15. Кацыка А. П. и др. Электрические заряды капель облаков и туманов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1961.
16. Мур Ч. Генерация зарядов в грозах. Сб. «Проблемы атмосферного электричества». Под ред. Я. М. Шварца. Гидрометеониздат, Л., 1969.

## ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ЛЬДА ПРИ СОУДАРЕНИИ

Накопленный различными авторами материал по электризации льда весьма обширен и противоречив. Однако все авторы сходятся в своих выводах на том, что получаемые в лабораториях величины зарядов на частицах льда, имеющих размеры, равные размерам облачных частиц, оказываются значительно меньше тех, которые наблюдаются в облаках. Как сказано в работах [1, 3], большие заряды на частицах могут быть объяснены на основании учета многочисленных столкновений частиц друг с другом. Следует отметить, что нарастание заряда на теле, экспонируемом в потоке частиц, наблюдалось и прежде, например в работах Людера [2]. Людер, изучая зарядение стержня в естественном снегопаде, впервые обратил внимание на характер кривых накопления заряда. Оказалось, что рост заряда на стержне прекращался, когда напряженность поля на его поверхности становилась равной 700 в/см. Людер принял эту цифру за основу при расчете величин зарядов облачных частиц. Толкование Людером наблюдаемого явления и последующее перенесение полученных цифр на облачные частицы были ошибочными, так как предельное поле, при котором прекращается рост заряда на теле, находящемся в потоке частиц, определяется масштабом опытной установки, а поэтому переносить величину поля, полученную для стержня, на облачные частицы нельзя. Аналогичные кривые приводятся в работах Фийдайзена [4] и Кумма [5], изучавших электризацию в потоке частиц. Кривые зарядения, полученные этими авторами, соответствуют уравнению

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = I_{\text{зар}} - I_{\text{разр}},$$

где  $I_{\text{разр}} \sim aQ$  ( $a$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии контакта).

Это уравнение было предложено в работе [1] для описания роста заряда частицы, сталкивающейся с более мелкими частицами.

Цель настоящего исследования состояла в проверке выдвинутой ранее [1, 3] теории электризации облачных частиц. В работе исследовалось зарядение ледяного шара при соударениях его с малыми градинами. Для того чтобы уменьшить влияние на процесс электризации различных случайных факторов, в каждом отдельном опыте изучалось соударение шара с одной и той же градиной.

Так как градина после каждого соударения с шаром разряжалась, то такой опыт можно считать равнозначным опыту по электризации в потоке частиц.

Установка для исследования заряжения представлена на рис. 1. Большой ледяной шар 1, электризация которого изучалась, крепился на стержне, соединенном с электрометром. Рядом помещался метроном, на его стрелке с помощью изолятора укреплялся маленький ледяной шар (градина). При движении стрелки метронома градина ударялась о поверхность большого шара 1. В другом крайнем положении стрелки метронома градина ударялась о заземленный ледяной шар 2. Ударяясь о шар 1, градина получала некото-

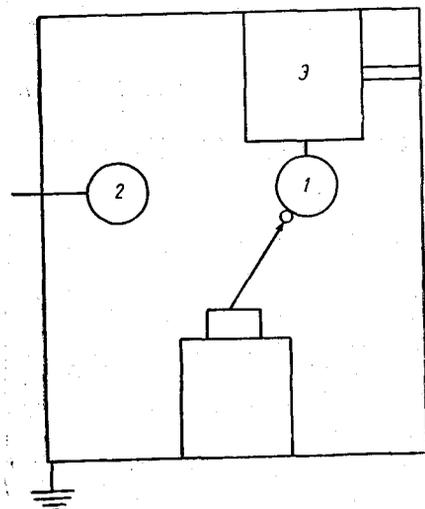


Рис. 1. Схема измерительной установки.

рый заряд  $\Delta Q_1$ , сталкиваясь далее с заземленным шаром, градина разряжалась и приобретала новый заряд  $\Delta Q_2$ . В опытах по контактной электризации обычно мешают заряды, возникающие на изучаемых телах при побочных явлениях. В нашем опыте такие заряды возникали при разрыве контакта между градиной и шаром 2. Чтобы уменьшить этот заряд до минимума, градина и шар 2 приготавливались во всех опытах из дистиллированной воды.

Как показали измерения с дополнительным электрометром, величина  $\Delta Q_2$  была неизменна по всему ряду измерений (см. п. 2); в то время как заряд  $\Delta Q_1$  в течение опыта изменялся. Для того чтобы посторонние поля не сказывались на величине разделяемого заряда, вся установка помещалась в закрытый металлический ящик. Специальное отверстие в экране предназначалось для наблюдений за показаниями электрометра. Шар 1, соединенный с электрометром, приготавливался из различных растворов, имеющих концентрацию примесей порядка  $10^{-4}N$ ; в двух опытах для приготовления ледяного шара была использована собранная в полетах облачная вода. Диаметры больших шаров были равны ме-

жду собой и составляли 3 см, диаметр градины равнялся 0,8 см. Емкость электрометра вместе с шаром была 6,5 см. Результаты работы сводятся к следующему:

1. При каждом соударении заряд шара *1* меняется. Из этого следует, что каждый контакт вызывает электризацию льда.

2. Заряд, возникающий на шаре *1* при одиночном соударении, оказывается величиной случайной и меняется от контакта к кон-

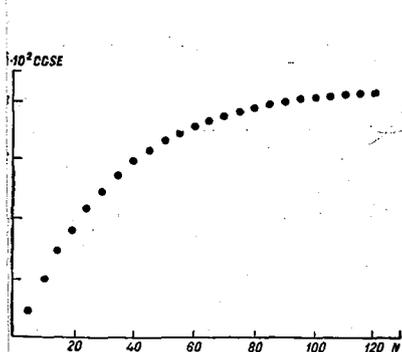


рис. 2. Рост среднего заряда на шаре *1* при последовательных столкновениях с градиной.

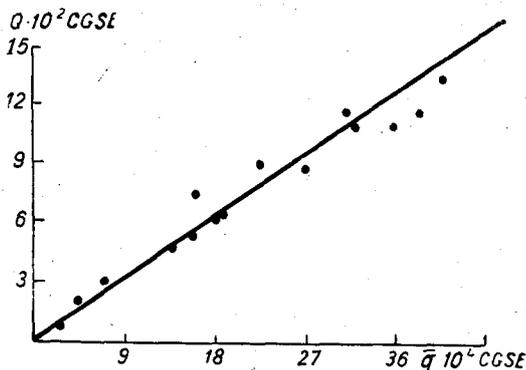


рис. 3. Зависимость предельного заряда шара от заряда, передаваемого в одном столкновении. Прямая линия соответствует расчетной зависимости  $\bar{Q} = 34 \bar{q}$ .

такту произвольным образом. Однако величина заряда, осредненная по серии измерений, находится в зависимости от числа соударений. Серия измерений состояла из нескольких (до 10) повторяющихся при неизменных условиях рядов измерений. Каждый ряд измерений производился так: с шара *1* с помощью заземления снимался заряд, после этого включался метроном; через каждые 5 соударений градины с шаром *1* записывались показания электрометра; когда заряд шара *1*, достигнув некоторой величины начинал колебаться около постоянного значения, шар заземлялся и начинался новый ряд измерений. Такой ряд включал около 50 измерений. Величины зарядов в соответствующие моменты осреднялись по всей серии измерений. Осредненная величина заряда  $\bar{Q}(N)$  растет с увеличением числа соударений *N*, как показано на рис. 2. Точки на графике, нанесенные по результатам измерений, хорошо совпадают с кривой, соответствующей ранее полученной зависимости [1, 3]

$$\bar{Q}(N) = \frac{\bar{q}}{A} \left( 1 - e^{-\frac{N}{N_c}} \right),$$

где  $\bar{q}$  — средняя величина заряда, разделяемого при первом соударении, когда  $Q=0$ . Величина *A*, рассчитанная по формулам работы [3], в условиях нашего опыта оказывается равной 34.

3. Заряд  $\bar{q}$  изменяется с изменением условий опыта: при изменении состава градины и времени соударения (что достигается изменением положения движка на стрелке метронома).

4. Отношение предельного заряда  $\bar{Q}_{\text{пред}}$  к заряду  $\bar{q}$  не зависит от величины  $\bar{q}$  и во всех опытах близко к значению  $A$ , рассчитанному теоретически (рис. 3).

5. При изменении плоскости качания стрелки метронома заряд  $\bar{q}$  и, следовательно,  $\bar{Q}$  меняются, так как они сильно зависят от состояния поверхности. Это подтверждает вывод о том, что заряд возникает за счет электризации, связанной с контактной разностью потенциалов.

6. Погрешности опыта вызваны в основном тем, что период колебаний метронома со временем несколько увеличивался.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что контактная электризация наблюдается при любых столкновениях ледяных частиц; в нашем опыте электризация наблюдалась при столкновении ледяных тел даже в том случае, когда они оба приготовлялись из дистиллированной воды. Хотя заряд, передаваемый при одиночном контакте, мал, заряд на большом шаре может накапливаться за счет многочисленных последующих столкновений.

Численные характеристики процесса электризации оказываются связанными между собой в соответствии с изложенной ранее теорией этого явления [3]. Контактная разность потенциалов между шаром  $I$  и градиной получилась равной  $10^{-2}$ — $10^{-1}$ В.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. К вопросу об электризации частиц после разрыва контакта между ними. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
2. Lueder R. Ein neuer elektrischer Effekt bei der Eisbildung durch Vergrauung in natürlichen unterkühlten Nebeln. Zs. angew Phys., 3, 247, 1951.
3. Мордовина Л. С. О зарядении облачных частиц. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
4. Findeisen W. Über die Entstehungen der Gewitterelektrizität. Meteor. Zeit., Bd. 57, nr 6. 1940.
5. Kumm A. Über die Entstehung von elektrischen Ladungen bei Vorgängen in der kristallinen Eisphase. Archiv für Met. Geophys. u. Bioklim., A., 3, 382, 1951.

## МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО СУТОЧНОГО ХОДА ГРАДИЕНТА ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ И ВЕРТИКАЛЬНОГО ТОКА ПРОВОДИМОСТИ ПЕРИОДОВ МГГ и МГСС

**Введение.** Существование унитарного или глобального суточного хода градиента потенциала электрического поля в атмосфере и тока проводимости доказано многими работами [1—7]. До сих пор не ясно его изменение от сезона к сезону и в зависимости от изменения активности Солнца.

В настоящей работе предпринята попытка получения глобального суточного хода градиента потенциала и тока проводимости периода МГГ, когда активность Солнца была максимальной, и МГСС, когда она была минимальной, для всех сезонов года и в среднем за год.

Электрическое поле и ток атмосферы, кроме глобального, содержит еще локальный компонент. Чтобы выделить глобальный суточный ход градиента потенциала и тока проводимости, надо исключить локальный их компонент. Дадим описание такого метода.

**Метод выделения глобального суточного хода градиента потенциала электрического поля в атмосфере и вертикального тока проводимости.** Пусть мы имеем  $n$  станций, где наблюдают за градиентом потенциала. Станции расположены равномерно по географической долготе, т. е. через  $360^\circ/n$  одна от другой. Пусть первая станция расположена на нулевом меридиане, вторая на  $360^\circ/n$  к востоку от первой, третья на  $360^\circ/n$  к востоку от второй и т. д. Данные наблюдений будем осреднять по  $24/n$  часовым интервалам, которые будут соответствовать принятым интервалам географической долготы. Каждое значение градиента потенциала состоит из двух компонентов — глобального и локального [8]. Глобальный компонент для всех станций одинаков и изменяется по миро-

вому времени, локальный для всех станций одинаков, но изменяется по местному времени.

Обозначим среднюю суточную величину градиента потенциала через  $\frac{dV}{dh}$ , а отклонения глобального и локального компонентов от средней величины градиента потенциала через  $\Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)$  и  $\Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)$ . Занесем эти отклонения в таблицу по гринвичскому времени. В первую строчку таблицы — данные первой станции. Во вторую строчку таблицы — данные второй станции. Тогда величину такого отклонения градиента потенциала для  $i$ -той строчки и  $k$ -того столбца можно выразить так:

$$\Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} + \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}.$$

Сумма таких отклонений для  $i$ -той строчки будет равна:

$$\sum_{k=1}^n \Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} + \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}.$$

Из определения среднего следует, что сумма положительных отклонений от среднего должна равняться сумме отрицательных отклонений. Поэтому их общая сумма будет равна нулю. Но это значит, что каждая их сумма равна нулю, так как  $\Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}$  не зависит от  $\Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}$ , т. е.

$$\sum_{k=1}^n \Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} = \sum_{k=1}^n \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} = 0. \quad (1)$$

Рассмотрим отклонения компонента градиента потенциала от его среднего для  $k$ -того столбца таблицы, т. е.

$$\sum_{i=1}^n \Delta_r\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} + \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}. \quad (2)$$

При постоянстве локальной вариации градиента и принятом расположении данных таблицы можно написать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k} &= \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k}, \\ \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i+1,k} &= \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k+1}, \\ \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i+2,k} &= \Delta_n\left(\frac{dV}{dh}\right)_{i,k+2}, \\ &\dots \end{aligned}$$

$$\Delta_n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i-1, k} = \Delta_n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i, k-1}.$$

После суммирования будем иметь:

$$\sum_{i=1}^n \Delta_n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i, k} = \sum_{k=1}^n \Delta_n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i, k}.$$

Правая часть этого равенства равна нулю, согласно выражению (1). Следовательно, и левая часть этого равенства также будет равна нулю. Таким образом, из сумм (2), а следовательно, и их средних величин каждого столбца таблицы исключаются локальные вариации. В результате получаем глобальную вариацию. В этом и заключается основное содержание метода.

**Материал наблюдений и выбор станций.** Материал наблюдений для выделения глобального суточного хода градиента потенциала был взят из публикаций [7, 9, 10, 11] и архива Мирового центра данных по атмосферному электричеству (Ленинград). Всего оказалось данных по 34 станциям. Но эти станции весьма неравномерно расположены по долготам. Если разнести их по часовым интервалам долготы, то в одиннадцать интервалов не попадает ни одна станция. Поэтому они были разбиты на двухчасовые интервалы долготы с центрами 0, 30, 60° и т. д.

При выборе станций была принята во внимание зависимость [12] локальной суточной амплитуды от географической широты станции. Эта амплитуда для высоких широт значительно меньше, чем для низких. Поэтому, чтобы свести ошибку определения глобального суточного хода градиента потенциала к минимуму, из каждого интервала долготы выбирали одну самую северную станцию. После такого отбора были приняты для выделения глобального суточного хода градиента потенциала восемь следующих станций: Леруик, Мурманск, Высокая Дубрава, Иркутск, Большая Елань, Мауна-Лоа, Сокорро, Монреаль.

**Некоторые вопросы обработки материалов наблюдений.** Абсолютные величины градиента потенциала для различных станций существенно различаются между собой. Чтобы сделать их соизмеримыми, значения градиента выражали в процентах от средних величин рассматриваемого периода, которые приравнявались к 100% для периода МГСС и к 100% · A для периода МГГ, где

$$A = \frac{\sum_{i=1}^n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i, \text{МГГ}}}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{dV}{dh} \right)_{i, \text{МГСС}}}.$$

для данных одних и тех же станций.

Чтобы повысить надежность окончательных результатов исследований в обработку принимались данные наблюдений продолжительностью два года: для периода МГГ 1957—1958 гг. и для периода МГСС 1964—1965 гг.

Средние часовые величины градиента потенциала, выраженные в процентах, заносились в таблицу по гринвичскому времени.

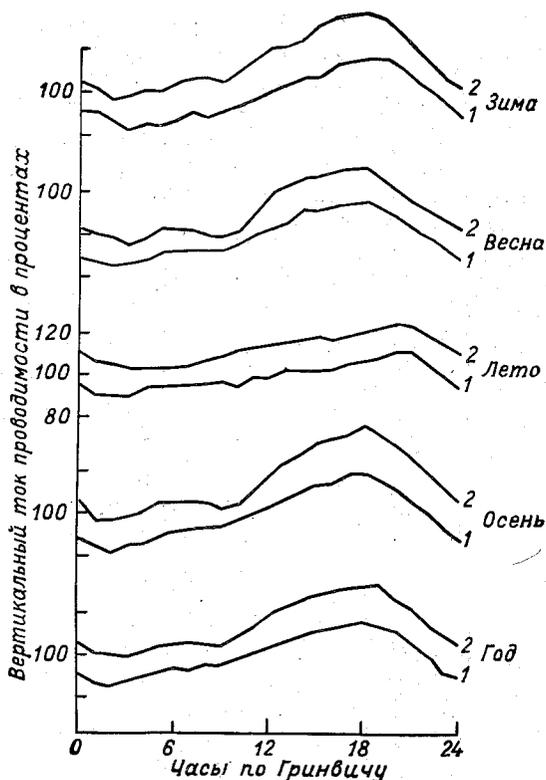


Рис. 1. Глобальный суточный ход градиента потенциала электрического поля в атмосфере периода МГСС (1) и МГГ (2).

В первой строке таблицы внесены данные наблюдений станции, расположенной в первом интервале долготы (Леруик), во второй строке — данные станции, расположенной во втором интервале долготы (Мурманск), в третьей — данные станции, расположенной в третьем интервале долготы (Высокая Дубрава) и т. д. Таким образом были заполнены двенадцать строк. Для каждого интервала долготы — своя станция. Недостающие данные были получены путем интерполяции по данным двух соседних станций.

Затем сложили и осреднили. При таком осреднении локальные вариации градиента потенциала отдельных станций в значительной степени нивелируют друг друга и в результате получаем почти один глобальный суточный ход градиента потенциала. Так был получен глобальный суточный ход градиента потенциала для всех сезонов года и в среднем за год периодов МГГ и МГСС

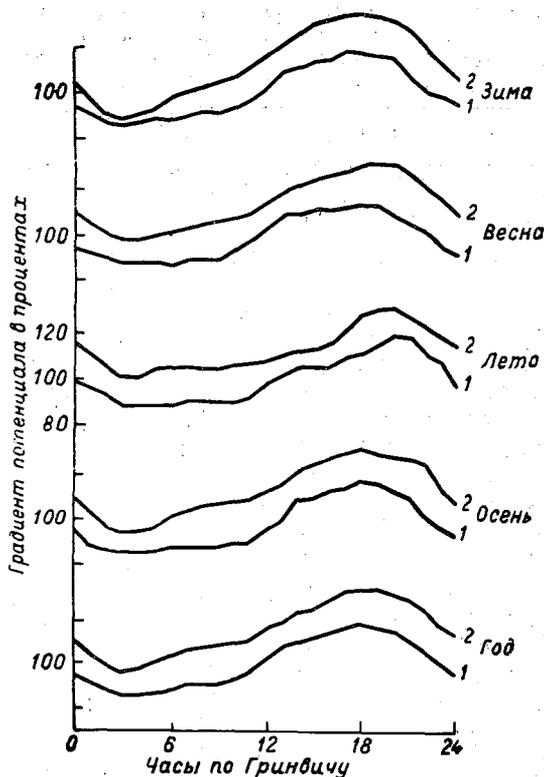


Рис. 2. Глобальный суточный ход вертикального электрического тока проводимости в атмосфере периода МГСС (1) и МГГ (2).

(рис. 1). Так же был получен глобальный суточный ход вертикального тока проводимости  $I$  для всех сезонов года и в среднем за год периодов МГГ и МГСС (рис. 2). При выборе станций по току проводимости вместо Мурманска, где не проводились наблюдения за проводимостью воздуха, взяли Воейково, где такие наблюдения проводились.

Естественно, что полученные кривые (рис. 1 и 2) содержат ошибки. Они появились преимущественно из-за различия локаль-

ных суточных вариаций для различных станций, а также из-за ошибок наблюдений и интерполяции недостающих данных. Оценим величину этих ошибок.

**Ошибки определения глобального суточного хода градиента потенциала и тока проводимости.** Эти ошибки вычислялись согласно [13] по следующей методике.

Таблица 1

Средние квадратические ошибки определения глобального суточного хода градиента потенциала и тока проводимости (в процентах от средних значений  $dV/dh$  и  $I$ )

Сезон	$dV/dh$	$I$	Сезон	$dV/dh$	$I$
Зима	10	10	Осень	12	8
Весна	10	10	Год	11	9
Лето	13	7			

Определялись отдельно средние глобальные и локальные значения градиента потенциала для каждого часа суток. Для определения локальных значений использовалась такая же методика, как для определения глобальных значений, только данные отдельных станций располагались в таблице не по гринвичскому, а по местному среднему солнечному времени. После суммирования и осреднения расположенных таким образом данных глобальная суточная вариация исключалась, оставалась лишь локальная. Затем определялись средние значения глобального и локального градиентов потенциала для каждого часа суток и интервала долготы и находилась разность между этими средними и соответствующими часовыми значениями каждой станции. Разности возводились в квадрат, суммировались, делились на число случаев, и из результата извлекался корень квадратный. Так получили средние квадратические ошибки определения глобального суточного хода градиента потенциала, а затем и тока проводимости, которые приведены в табл. 1.

**Выводы.** На основании рис. 1 и 2 и табл. 1 можно сделать следующие выводы:

1. Амплитуда глобального суточного хода градиента потенциала и тока проводимости периода МГГ несколько (на 4—7%) больше, чем периода МГСС. Возможно, что для явлений атмосферного электричества, так же как и для других атмосферных явлений, проявляется закон Уотера — Федорова — Визе — Вительса [14] об акцентации атмосферных процессов в годы максимума солнечной активности.

2. Глобальный суточный ход градиента потенциала электрического поля в атмосфере и вертикального тока проводимости заметно меняются от сезона к сезону. Зимой их суточная амплитуда

наибольшая (33—35% в период МГСС); летом — наименьшая (23—25%). Время наступления максимума и минимума глобального суточного хода градиента потенциала совпадает (в пределах точности определения) с временем наступления максимума и минимума вертикального тока проводимости. Зимой максимум наступает в 18—19 час., а летом — в 20—21 час по Гринвичу. Минимум приходится на 3—5 час. по Гринвичу зимой и летом.

С точки зрения грозовой теории [8, 15] такое изменение их суточного хода можно понять из того, что при переходе от зимы к лету бразильский и африканский центры грозовой деятельности смещаются к северо-западу и ослабевают (см. карты гроз [16 и др.]) Смещение грозовых центров к западу вызывает смещение максимума в их глобальном суточном ходе на более поздние часы.

3. Ошибки определения глобального суточного хода вертикального тока проводимости несколько меньше, чем ошибки определения глобального суточного хода градиента потенциала. Следовательно, при прочих равных условиях (расположение станций, датчиков, ошибки наблюдений и т. д.), глобальный суточный ход вертикального тока проводимости можно определить несколько точнее, чем градиент потенциала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mauchly S. I. Terrestrial magnetism and atmospheric electricity, vol. 28, No. 2, 1923.
2. Hoffmann K. Bericht über die in Ebeltothofen auf Spitzbergen in den Jahren 1913—1914 durchgeführten luftelektrischen Messungen. Beitr. zur Physik die freien Atmosphäre, Bd 11, 1, 1923.
3. Парамонов Н. А. Об унитарной вариации градиента атмосферно-электрического потенциала. Докл. АН СССР, т. 70, № 1, 37, 1950.
- 4а. Лободин Т. В. Некоторые результаты исследований электрического поля над океанами. Труды ГГО, вып. 97, 34, 1960.
- 4б. Лободин Т. В. О вариации градиента электрического потенциала атмосферы в Мирном. Труды ГГО, вып. 146, 36, 1963.
5. Mauchly S. J. Studies in atmospheric electricity based on observations made on Carnegie 1915—1921. Res. Dept. Terrest. Magnet. and Atmosph. Electr. Carneg. Inst. Washington. Publ. No. 175, pp. 5, 197, 385, 1926.
6. Парамонов Н. А. К вопросу выделения унитарных изменений элементов атмосферного электричества. Труды ГГО, вып. 110, 40, 1960.
7. Sabb W. E., Phillips V. B. Atmospheric electric measurement results at Mauna Loa Observatory. Technical paper No. 46. Weather Bureau, S. H. Department of Commerce (available from Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, Washington D. C.), 1962.
8. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеиздат. Л., 1949.
9. Результаты наземных наблюдений за атмосферным электричеством (Мировая сеть). Январь 1964 — Декабрь 1965. Изд. ГГО, 1966—1967.
10. Парамонов Н. А. (редактор). Материалы измерений элементов атмосферного электричества за 1957—1959 гг. Гидрометеиздат. Л. 1963.
11. Cherri E. S. J. Electric potential gradient at Brebeuf college observatory 1957 to October 1963. Bulletin de géophysique, No 21, 1967. Montreal.
12. Парамонов Н. А. Результаты наблюдений за градиентом потенциала электрического поля в атмосфере в период МГГ—МГС. Материалы конференций

по итогам МГГ (1960 г.) и метеорологического изучения Антарктиды (1959 г.) Под редакцией К. Т. Логвинова. Гидрометеиздат. М. 1961.

13. Брукс К., Карузерс Н. Применение статистических методов в метеорологии (перевод с английского). Гидрометеиздат. Л., 1963.

14. Эйгенсон М. С. Солнце, погода и климат. Гидрометеиздат. Л., 1963.

15. Парамонов Н. А. Унитарный электрический ток проводимости как мера грозовой деятельности для всей поверхности Земли. Межведомственный геофизический комитет при президиуме АН СССР. Метеорологические исследования, № 9. Изд. «Наука». М., 1964.

16. World distribution of thunderstorm days. WMO/OMM — Nr. 21 TP 6 und 21, Genf 1953 und 1956.

## О ВЫБОРЕ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ РАССТОЯНИЯ ДО БЛИЗКИХ ГРОВОНЫХ ОЧАГОВ

Для определения местонахождения близких грозовых очагов (на территории радиусом 200—300 км) в последнее время с успехом используются однонаправленные пеленгаторы [1]. Оценка расстояния до очага при этом производится по величине амплитуд атмосфериков. В указанной установке [1] для этого используется специальный блок дальности, представляющий собой пятиступенчатый амплитудный анализатор, работающий на частоте около 60 кгц.

Как известно, скорость убывания амплитуд атмосфериков с расстоянием различна на разных частотах. Поэтому рациональный выбор рабочей частоты блока дальности может существенно повысить точность оценки расстояния до грозового очага. Указанная выше частота 60 кгц не является оптимальной в этом отношении. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования [2, 3], большее ослабление сигнала должно наблюдаться в области более низких частот. Особенности представляют частоты ниже 10 кгц.

Для выяснения вопроса об оптимальной рабочей частоте блока дальности однонаправленного пеленгатора необходима экспериментальная проверка эффективности использования сверхнизких частот для оценки расстояния до грозового очага. Первые эксперименты в этом направлении [4] дали удовлетворительные результаты. Исследование зависимости амплитуд атмосфериков от расстояния на частоте 10 кгц (рабочая частота блока азимутов) показало, что оценку расстояния можно производить по величине выброса луча на экране пеленгатора.

В 1967 и 1968 гг. в лаборатории атмосферного электричества Кировского педагогического института были продолжены исследования в этом направлении. Для сравнительной оценки величин амплитуд атмосфериков, приходящих из одного очага на разных частотах, необходимо обеспечить простую и быструю смену рабочих

частот пеленгационной установки. Так как быстрая смена частоты собственно пеленгатора (блока азимутов) с рамочными антеннами на входе затруднительна, для таких исследований очень удобна пеленгационная установка с линейной разверткой азимута. При этом канал азимутов с рамочными антеннами работает на обычной частоте 10 кгц и дает на экране горизонтальное отклонение луча, пропорциональное азимуту прихода атмосферика, а частота канала расстояний, дающего вертикальное отклонение луча, может меняться в широких пределах.

Сигнал на вход канала расстояний поступал с вертикальной антенны, длина которой 3,5 м и высота верхнего конца над уровнем земли 10 м. Выбор частоты канала осуществлялся одиночным колебательным контуром на входе, индуктивно связанным с широкополосным усилителем. С помощью переключателя частота входного контура менялась ступенчато от 20 до 2,5 кгц.

В 1967 г. измерения амплитуд атмосфериков проводились на четырех частотах: 20, 10, 5 и 2,5 кгц. С целью уменьшения ошибок, связанных с перемещением грозового очага, измерения на каждой частоте проводились в течение 5 мин. в указанной выше последовательности, так что вся серия измерений занимала 20 мин. Серии следовали друг за другом через пятиминутный перерыв, а в часы интенсивного прихода атмосфериков — без перерыва. Всего за время экспериментов было зарегистрировано около 2300 атмосфериков. Расстояния до грозового очага определялись по данным сети метеостанций Верхне-Волжского УГМС. Кроме того, осуществлялся непрерывный контроль наблюдений с помощью пеленгационной установки «Шторм» [1]. Расстояния были разбиты на ранее принятые [4] интервалы — кольца: 15—50, 50—100, 100—150, 150—250 км. Местные грозы (ближе 15 км) были исключены при обработке результатов, так как разброс амплитуд при них очень велик. Несмотря на это обстоятельство, местная гроза легко обнаруживается с помощью пеленгатора по резкому увеличению амплитуд атмосфериков (на порядок и выше). Расстояние до источника атмосфериков при местных грозах определялось по промежуткам времени между разрядами и громом.

При обработке результатов измерений рассматривалось распределение по амплитудам всех атмосфериков, пришедших из данного кольца (отдельно на каждой частоте). В качестве примера на рис. 1 приведена гистограмма распределения атмосфериков, пришедших из кольца 15—50 км на частоте 2,5 кгц. По оси абсцисс откладывается величина выброса луча  $h$  на экране пеленгатора, по оси ординат — число атмосфериков  $N$  в данном интервале амплитуд в процентах от общего числа атмосфериков, пришедших из данного кольца. Из рисунка видно, что максимум атмосфериков (33%) приходится на интервал 15—20 мм. Всего для четырех частот и четырех колец построено таким образом 16 гистограмм, каждая из которых имеет более или менее резко выраженный максимум в некотором интервале амплитуд. По этим ампли-

туда, на которые приходится максимальное число атмосфериков и которые в дальнейшем будем называть оптимальными, и производилось сравнение скоростей ослабления сигнала с изменением расстояния на разных частотах.

Уже первое сравнение оптимальных амплитуд для любого кольца расстояний (например, 15—50 км) показывает, что в исследуемой области частот величина амплитуды заметно убывает

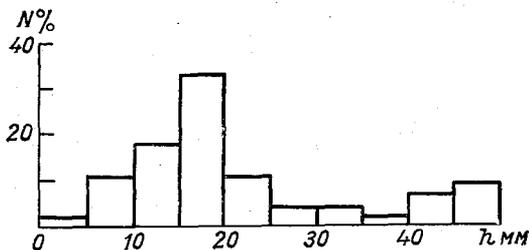


Рис. 1. Распределение по амплитудам атмосфериков, пришедших из кольца 15—50 км на частоте 2,5 кгц.

с уменьшением частоты сигнала. Это позволяет сделать предположение о более значительном ослаблении низких частот, так как нет оснований считать, что на частотах 2—3 кгц амплитуды атмосфериков в источнике меньше, чем на частотах 10—20 кгц. Более того, по некоторым данным [5], максимум энергии атмосфериков приходится как раз на низшие частоты (0,2—2 кгц).

Сравнение амплитуд атмосфериков, приходящих от близких разрядов (3—4 км), проводившееся нами неоднократно при местных грозах, тоже не дало возможности выявить сколько-нибудь заметную разницу в амплитудах для частот 10 и 2,5 кгц.

Однако более обоснованная оценка скорости ослабления сигнала с расстоянием на разных частотах должна производиться в более спокойных условиях, т. е. на некотором удалении от источника и при больших расстояниях, проходимых атмосфериками. Такую оценку можно провести, например, сравнивая отношения оптимальных амплитуд первого (15—50 км) и четвертого (150—250 км) колец расстояний на разных частотах. Данные о величинах оптимальных амплитуд  $A$  и их отношений приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, коэффициент ослабления  $K$  на частотах 20, 10 и 5 кгц практически одинаков, а на частоте 2,5 кгц заметно больше. Таким образом, по результатам исследований 1967 г. частоту 2,5 кгц можно считать перспективной для определения расстояний до близких грозных очагов.

В 1968 г. исследования по определению оптимальной рабочей частоты пеленгатора близких грозных очагов были продолжены,

поскольку сравнительно небольшое число зарегистрированных в 1967 г. атмосфериков не давало полной уверенности в полученных результатах. Так как по результатам 1967 г. более перспективными можно было считать частоты ниже 10 кгц, на них и было сосредоточено внимание при измерениях 1968 г.

Для измерений была использована установка, аналогичная установке, использованной в 1967 г., но с несколько измененным входом, обеспечивающим большую избирательность. Кроме того, по техническим причинам пришлось сменить усилитель. Входной

Таблица 1

Таблица 2

Частота, кгц	$A_1$ мм (15-50 км)	$A_4$ мм (150-250 км)	$K = \frac{A_1}{A_4}$	Частота, кгц	$A_1$ мм (15-50 км)	$A_4$ мм (150-250 км)	$K = \frac{A_1}{A_4}$
20,0	33	7	4,7	10,0	48	14	3,4
10,0	28	6	4,7	7,0	38	11	3,5
5,0	23	5	4,6	4,0	18	5	3,6
2,5	18	1,5	12,0	2,5	8	<1	>8

фильтр был рассчитан на следующие частоты: 10, 7, 4, и 2,5 кгц. Как и в 1967 г., проводилось дублирование измерений установкой «Шторм». Всего за время экспериментов было зарегистрировано около 6000 атмосфериков. Особенно увеличилось (по сравнению с 1967 г.) число зарегистрированных атмосфериков из первого (в 5 раз) и четвертого (в 3 раза) колец расстояний, что позволяет считать данные 1968 г. по этим кольцам значительно более достоверными.

На рис. 2 показано распределение по амплитудам (величине выброса луча на экране) атмосфериков, пришедших из четвертого кольца. По оси абсцисс откладывается величина выброса луча  $h$ , по оси ординат — число атмосфериков  $N$  в данном интервале амплитуд в процентах от общего числа атмосфериков, зарегистрированных на данной частоте. Для удобства сопоставления разных частот распределение представлено не в виде гистограмм, а в виде плавных кривых. Из рис. 2 видно, что оптимальные амплитуды, на которые приходится максимум атмосфериков, заметно отличаются друг от друга на разных частотах (кроме частоты 10 кгц). Максимальное число атмосфериков на частоте 2,5 кгц, как видно из графика, дает нулевой (точнее, меньший единицы) выброс. Это говорит о недостаточной чувствительности применявшегося усилителя. Нулевыми считались выбросы, меньшие 1 мм, подтверждавшиеся установкой «Шторм».

В табл. 2 приведены оптимальные амплитуды атмосфериков, пришедших из первого и четвертого колец, а также их отношения. Несмотря на разницу в величине амплитуд по сравнению с табл. 1, коэффициент ослабления  $K$  хорошо согласуется по данным тех

и других измерений: на частотах до 4 кгц он практически одинаков, а на частоте 2,5 кгц возрастает в несколько раз.

Таким образом, измерения 1968 г. подтверждают, что использование частоты 2,5 кгц для определения расстояний до близких грозовых очагов по величинам амплитуд атмосфериков позволит

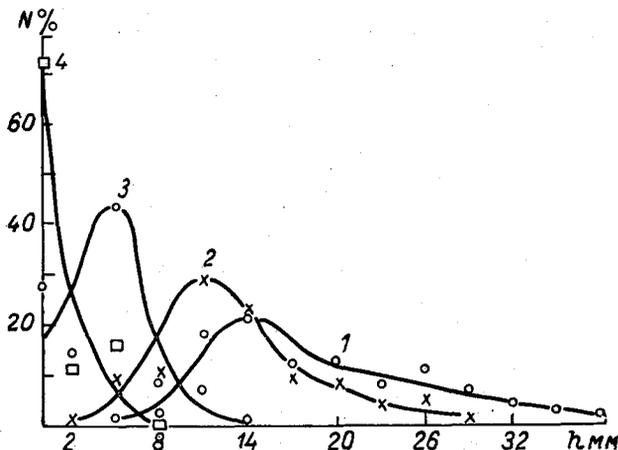


Рис. 2. Распределение по амплитудам атмосфериков, пришедших из кольца 150—250 км на различных частотах.

1—10 кгц, 2—7 кгц, 3—4 кгц, 4—2,5 кгц.

повысить точность определения расстояний. Применение для этой цели еще более низких частот вряд ли целесообразно, так как это почти исключит возможность использования собственно пеленгатора (блока азимутов) для оценки расстояний — на низких частотах возможно заметное нарушение направленности рамочных антенн при приеме атмосфериков из близкого грозового очага.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лызар П. С. Установка для определения местонахождения близких грозовых очагов с одного пункта. Труды ГГО, вып. 188, 1966.
2. Распределение длинных и сверхдлинных радиоволн. Сборник статей под ред. В. Б. Пестрякова. ИЛ., М., 1960.
3. Альперт Я. Л. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Изд. АН СССР, М., 1955.
4. Созин В. И. Об оценке удаленности гроз по амплитудам атмосфериков. Труды ГГО, вып. 204, 1967.
5. Арабаджи В. И. Гроза и грозовые процессы. Изд. БГУ, Минск, 1960.

В. И. СОЗИН

## ГРОВОВАЯ АКТИВНОСТЬ В КИРОВСКОЙ ОБЛАСТИ в 1966 г.

В 1966 г. в пункте регистрации гроз при лаборатории атмосферного электричества Кировского педагогического института проводились наблюдения за грозами с помощью однонаправленного пеленгатора [1] и комплекта грозорегистраторов с разными порогами срабатывания [2].

Наблюдения с помощью пеленгатора проводились в течение июня — августа 1966 г., причем регулярные (ежедневные) наблюдения удалось организовать лишь с 20 июня. Всего за указанный период проведено более 11 000 отсчетов. Блок дальности пеленгационной установки [1] обеспечивал приближенную оценку удаленности грозовых очагов в следующих пределах: до 50, 50—100, 100—150 и 150—250 км. Обработка результатов проводилась по методике, подробно описанной в работах [3, 4]. Территориальное распределение грозовой активности за лето 1966 г. (в относительных единицах) представлено на рис. 1. Районы с большей активностью выделены более густой штриховкой. Легко видеть, что максимум грозовой активности за указанный период приходится на 2 района: 1) западный, захватывающий Котельнич, Шабалино и уходящий в Горьковскую область в направлении Шахуньи и 2) восточный, объединяющий зоны повышенной активности в районе Кирса и Омутнинска и спускающийся южнее, в Удмуртскую АССР. Минимум активности приходится на северные районы Кировской области и прилегающие районы Коми АССР. Небольшой местный минимум наблюдается на юго-юго-западе, в районе Советск — Йошкар-Ола.

В целом распределение грозовой активности на территории Кировской области в 1966 г. хорошо согласуется с результатами измерений в 1965 г. [4]. Исключение составляет лишь несколько пониженная (по сравнению с 1965 г.) активность в южных районах области (Уржум, Малмыж). Это объясняется, вероятно, тем, что в результатах измерений 1966 г. не полностью отражена грозовая

активность в начале грозового сезона (май, начало июня), которая, как правило, более интенсивна именно в южных районах области.

На рис. 2 приведено временное распределение грозовой активности в Кировской области по данным грозорегистратора с радиусом действия 250 км. По оси ординат откладывается суммарное

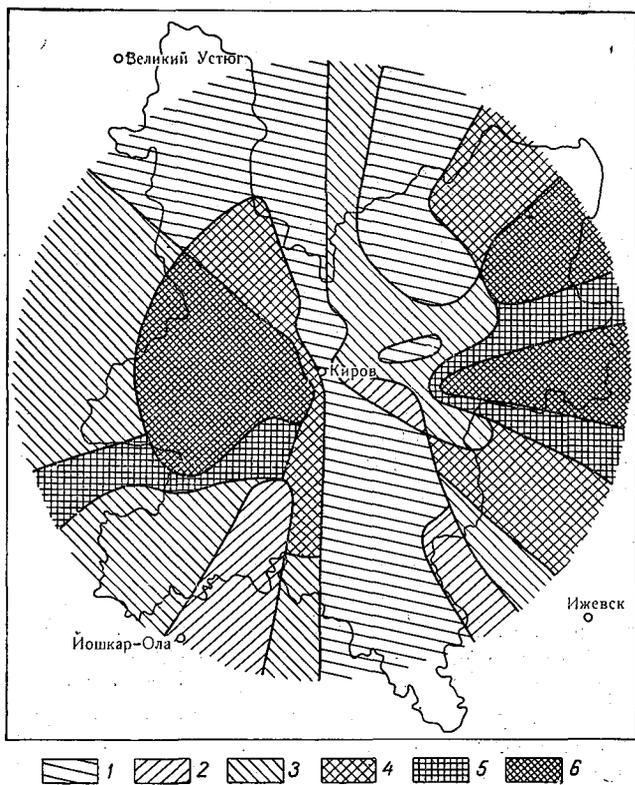


Рис. 1. Карта распределения грозовой активности в Кировской области в 1966 г., характеризуемой относительными числами (по результатам наблюдений с помощью однонаправленного пеленгатора).

1) 0,6, 2) 0,6—0,8, 3) 0,8—1,0, 4) 1,0—1,2, 5) 1,2—1,4, 6) 1,4.

за сезон число разрядов, зарегистрированных в данные часы, в процентах к общему числу зарегистрированных за сезон разрядов. Как видно из рис. 2, максимум грозовой активности наблюдается в послеполуденные часы. На период с 12 до 19 час. приходится 63% общего числа зарегистрированных разрядов. В целом суточный ход грозовой активности имеет вид простой волны с мак-

симумом в 16—17 час. и минимумом в 7—9 час. Наблюдаемое на рис. 2 некоторое повышение активности в ночные часы является следствием очень сильной ночной грозы, прошедшей 16 августа и принесшей более 50% разрядов, зарегистрированных в эти часы в течение всего сезона. Следует отметить, что в 1965 г. наблюдался аналогичный суточный ход грозовой активности с максимумом между 12 и 19 час. и минимумом в ночные часы.

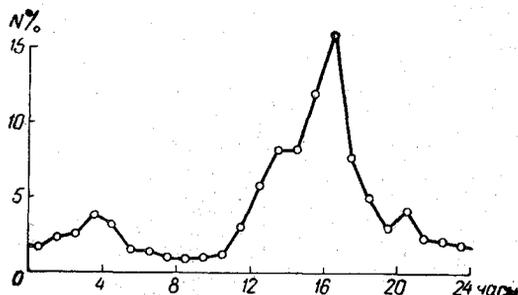


Рис. 2. Суточный ход числа грозовых разрядов по данным грозо-регистратора.

Таким образом, основные закономерности территориального и особенно временного распределения грозовой активности в Кировской области, выявленные по результатам измерений 1965 г., подтверждаются и измерениями 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лыдзар П. С. Установка для определения местонахождения близких грозовых очагов с одного пункта. Труды ГГО, вып. 188, 1966.
2. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы. Труды ГГО, вып. 157, 1964.
3. Асташенко А. И., Лыдзар П. С., Махоткин Л. Г. Грозовая активность в Ленинградской области в 1961 г. Труды ГГО, вып. 146, 1963.
4. Созин В. И. Грозовая активность в Кировской области по данным инструментальных наблюдений в 1965 г. Труды ГГО, вып. 204, 1967.

## ГРОВОВАЯ АКТИВНОСТЬ В ПЕРИОД МГСС ПО ДАННЫМ ПЕЛЕНГОВАНИЯ АТМОСФЕРИКОВ

Влиянию солнечной активности на процессы и явления в атмосфере посвящено много исследований. Эта проблема до сих пор является актуальной и охватывает много вопросов. К числу нерешенных вопросов относится и выяснение влияния солнечной активности на грозовую деятельность. По исследованиям Брукса [1] и Н. А. Парамонова [2], зависимость между солнечной и грозовой активностью прямая. По более поздним исследованиям Я. И. Лихтера, В. П. Колоколова и З. П. Клейменовой [3] такой зависимости не получилось.

Располагая материалами пеленгования атмосфериков, позволяющими делать количественную оценку грозовой деятельности во времени и в пространстве [4, 5], мы исследовали грозовую активность за период 1961—1967 гг. на площади, ограниченной 30—60° с. ш. и 30° з. д.—80° в. д.

Построенная по материалам английского, европейского и среднеазиатского кустов пунктов пеленгования атмосфериков карта среднего годового числа очагов для указанной выше области (рис. 1) показывает, что число грозовых очагов в различных районах разное. Из рисунка видно, что на Европейской территории Советского Союза (ЕТС) число очагов, приходящихся на единицу площади (100 тыс. км<sup>2</sup>), различается сравнительно немного, от 35 до 185 очагов. При этом уменьшается грозовая активность с запада на восток и с юга на север. В Западной Европе характер грозовой активности отличается от ЕТС. Здесь грозовая активность значительно больше — более 400 очагов на 100 тыс. км<sup>2</sup>, и распределение ее по территории неравномерное, от 30 до 500 очагов. Выделяется максимум грозовой активности на юге Франции и севере Италии.

Высокий уровень грозовой активности отмечался на Средиземном море, и повышенная грозовая активность наблюдалась севернее Азорских островов. Районы Западной Сибири и Средней Азии



северо-восточного района Атлантики является то, что грозовая деятельность в холодный период года более активная. Минимум грозовой деятельности имеет место в летние месяцы (июнь — август).

Район Европы характеризуется активной грозовой деятельностью в летние месяцы. В Западной Европе за три летних месяца число грозовых очагов составляет 52% годового количества, а на ЕТС за эти же месяцы — 78%, на Средиземном море грозовая активность в течение года почти равномерная.

Таблица 1

Повторяемость (%) очагов гроз по месяцам от среднего годового числа случаев (1961—1967 гг.)

Район	Площадь, тыс. км <sup>2</sup>	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Северо-восточная часть Атлантического океана . . .	4 500	19	16	14	4	3	3	4	4	5	8	11	9
Европа . . .	13 100	3	3	3	6	13	17	17	14	9	7	5	3
Средняя Азия	4 400	2	3	8	16	16	15	12	9	6	5	5	3

По годовому распределению грозовых очагов район Средней Азии заметно отличается от обоих районов. В этом районе наибольшая грозовая активность отмечается весной (апрель — май) и в начале лета. В период с апреля по июнь наблюдается около 50% годового числа гроз.

Повторяемость очагов гроз в течение суток по тем же районам дана в табл. 2.

Таблица 2

Повторяемость (%) очагов гроз по срокам за период 1961—1967 гг. для различных районов

Район	Срок, часы							
	3	6	9	12	15	18	21	24
Северо-восточная часть Атлантического океана	12	15	14	14	13	12	8	12
Европа . . . . .	8	9	10	16	20	17	11	9
Средняя Азия . . . . .	7	8	9	17	22	16	13	8

Из таблицы следует, что для районов суши максимум грозовой деятельности приходится на 15—18 час. В северо-восточном районе Атлантического океана повышенная грозовая деятельность наблюдается в более ранние часы (6—12 час.).

На рис. 2 представлены гистограммы числа грозных очагов (в процентах за различные годы указанного периода) для района северо-восточной Атлантики по широтам через 5°. Из этого рисунка видно, что характер грозной деятельности на разных широтах различен, но общим для этого района является снижение грозной активности с начала исследуемого периода.

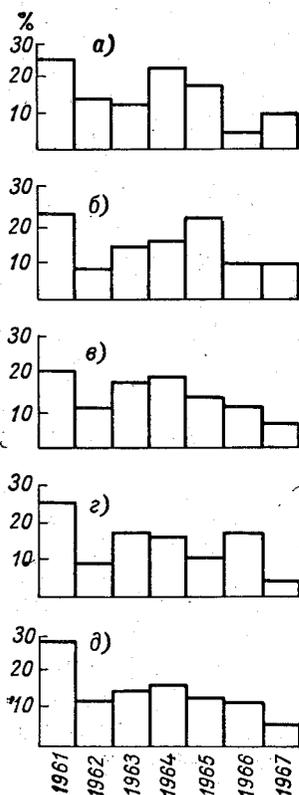


Рис. 2. Гистограмма относительного числа грозных очагов по району северо-восточной Атлантики.

а — 55—60° с. ш., б — 50—55° с. ш., в — 45—50° с. ш., г — 40—45° с. ш., д — 35—40° с. ш.

При этом нельзя не заметить, что в годы минимума солнечной активности (1963—1965 гг. [7]) грозная активность была выше, чем в другие годы, кроме 1961 г. Характер распределения очагов гроз по широтам для других районов не представлен на рисунке, так как подобие характеров поширотного и среднего распределений числа очагов гроз по району дает основание ограничиваться приведением данных в целом по району.

В табл. 3 приведены средние значения количества грозных очагов в процентах по годам от общего их числа за все годы периода 1961—1967 гг. по районам.

Из табл. 3 видно, что распределение очагов гроз по годам в разных районах различное. Если в районе северо-восточной Атлантики уменьшение грозной активности еще не закончилось, то в районе Средней Азии определился минимум и весьма быстро происходит нарастание грозной активности. Характер распределения очагов гроз по годам в районе Европы носит черты двух других районов. Здесь хотя и есть уменьшение числа грозных очагов к концу периода, но оно более плавное, и намечился минимум, но нет еще нарастания грозной активности. Для большей наглядности характер изменения грозной активности по годам для этих районов представлен на рис. 3. На этом рисунке по оси ординат отложено отклонение от среднего значения числа очагов в процентах, полученного по данным всех районов и за все

годы периода. Из рисунка видно, что для морского (северо-восточная Атлантика) и резко континентального районов (Средняя Азия) характер изменения прямо противоположен.

Несмотря на то что для исследования были взяты крупные районы, получены прямо противоположные результаты. Очевидно,

Повторяемость (%) очагов гроз в отдельные годы

Район	1961	1962	1963	1964	1965	1966	1967
Северо-восточная часть Атлантического океана . . . . .	24	11	15	18	15	10	7
Европа . . . . .	18	16	16	15	15	10	10
Средняя Азия . . . . .	12	17	13	14	10	12	22

для определения связи грозовой деятельности с солнечной активностью необходимо иметь характеристики грозовой активности в глобальном масштабе. Международной 10-летней программой по атмосферному электричеству предусматривается сеть станций, с помощью которой можно будет получить инструментальные данные о грозовой активности на планете.

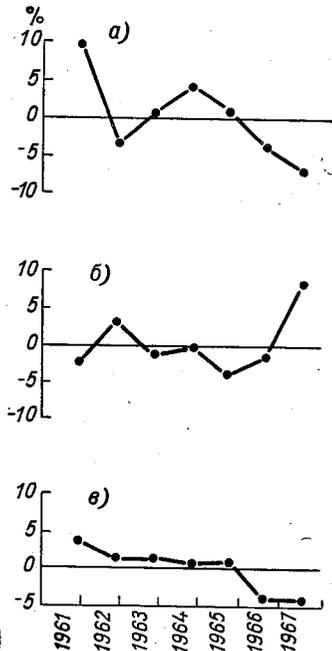


Рис. 3. Отклонения от среднего значения, изображенного на рисунке линией нуля, относительных величин числа очагов гроз по годам периода для различных районов.

а — северо-восточная Атлантика, б — район Средней Азии, в — Европейский район.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Brooks C. E. P. The distribution of thunderstorms over the Globe. Geophys. Mem, No 3, 1921.
2. Парамонов Н. А. Унитарный вертикальный ток проводимости как мера грозовой деятельности для всей поверхности земли. Метеорологические исследования, вып. 9. Изд. «Наука», М., 1964.

3. Лихтер Я. И. Колоколов В. П., Клейменова З. П. Солнечная активность и грозовая деятельность. Труды ГГО, вып. 242, 1969.
4. Соловьев В. А. Грозовая активность над Европейской территорией СССР. Труды ГГО, вып. 163, 1964.
5. Соловьев В. А. Об оценке грозовой активности по данным пеленгования атмосфериков. Метеорология и гидрология, № 1, 1965.
6. Соловьев В. А. Суточный и годовой ход грозовой активности на севере Атлантического океана и морях Западной Европы и Дальнего Востока. Метеорология и гидрология, № 10, 1965.
7. Чубарина Е. В. Изменение величины потенциала атмосферы и напряженности электрического поля в облаках от периода МГГ к периоду МГСС. См. настоящий сборник.

## ИЗМЕНЕНИЕ ВЕЛИЧИН ПОТЕНЦИАЛА АТМОСФЕРЫ И НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЛАКАХ ОТ ПЕРИОДА МГГ К ПЕРИОДУ МГСС

В течение девяти лет в соответствии с международными программами в ГГО проводились измерения напряженности электрического поля в свободной атмосфере. Методика измерений и обработки материалов и их результаты опубликованы (например, [1, 2]). В настоящей работе остановимся на вопросе о средних величинах потенциала электрического поля атмосферы на высоте 6000 м и напряженности электрического поля в облаках слоистых форм (St, Sc, Ac, As, Ns), а также на вопросе об изменении этих средних от года к году.

Потенциал электрического поля атмосферы на высоте 6000 м. Потенциал атмосферы вычислялся путем интегрирования напряженности электрического поля по высоте

$$V_H = \int_0^H E_h dh \cong \sum_0^H E_h \Delta h,$$

где  $V_H$  — величина потенциала на высоте  $H$ ,  $E_h$  — напряженность электрического поля в слое  $dh$  ( $\Delta h$ ).

Среднее значение потенциала на высоте 6000 м за 1958—1966 гг. по измерениям над Ленинградом, Киевом и Ташкентом в ясные дни приблизительно равно 200 кв. Под термином «ясные дни» принимались безоблачные дни и дни с облачностью, не превышающей 2—3 балла. Другие критерии не вводились, и в указанную статистику вошли случаи, когда в ясную погоду потенциалы были очень большими или очень маленькими и даже отрицательными [3].

Распределение величин потенциалов на высоте 6000 м (при числе случаев, указанном в табл. 2) подчиняется нормально-логарифмическому закону. Распределения величин потенциалов над Ленин-

градом и Киевом практически совпадают друг с другом, над Ташкентом отмечается сдвиг в сторону меньших значений.

В табл. 1 представлены определенные графически параметры нормально-логарифмического распределения: медианные значения потенциала и средние квадратические отклонения. Для сравнения приведены средние арифметические значения  $V$ . Медианные значения  $V$  меньше средних арифметических, значит, кривые распределения потенциала положительно асимметричны, т. е. распределения «затянуты» в сторону больших значений потенциала.

Т а б л и ц а 1

Параметры нормально-логарифмического распределения потенциалов

Пункт	$V_{med}^{KB}$	$\sigma$ дб	$V_{ср. ариф.}^{KB}$
Ленинград . . . . .	150	13,5	180
Киев . . . . .	150	13,5	230
Ташкент . . . . .	140	11,5	170

Близкие средние величины потенциалов, а также большое подобие кривых распределения свидетельствуют о том, что, хотя в каждый данный момент величины потенциалов, измеренные над тремя пунктами (Ленинград, Киев, Ташкент), как правило, разные [1], все же высоте 6000 м можно приписать наиболее вероятный потенциал, в среднем равный медианному значению, с определенным разбросом, даваемым параметрами кривой распределения.

В табл. 2 приведены средние значения электрического потенциала на высоте 6000 м в ясные дни за различные годы при полетах над разными городами. Иллюстрацией этой таблицы является рис. 1, на котором представлены изменения потенциала атмосферы на высоте 6000 м (по отношению к среднему за весь период) от

Т а б л и ц а 2

Средние значения  $V$  на высоте 6000 м (числитель) и число случаев (знаменатель) в ясные дни за различные годы

Пункт	1958	1959	1960	1961	1962	1963	1964	1965	1966
Ленинград . . . . .	166	244	159	170	228	104	183	135	156
	87	127	122	51	40	55	57	29	24
Киев . . . . .	213	370	257	304	131	149	239	135	190
	46	42	25	28	19	35	32	33	27
Ташкент . . . . .	190	204	217	126	100	192	170	113	88
	37	75	55	71	45	19	76	52	79
По трем пунктам	185	310	235	173	155	128	188	126	130
	170	244	202	150	104	109	165	114	130

года к году по измерениям в ясные дни 1958—1966 гг. над тремя пунктами Советского Союза и кривые изменения числа  $\left(\frac{n}{n}\right)$  и площади  $\left(\frac{S}{S}\right)$  солнечных пятен, вычисленные при использовании материалов сборника «Солнечные данные» за соответствующие периоды.

На рис. 1 видно, что изменения величин потенциала близки к изменениям данных, характеризующих солнечную активность.

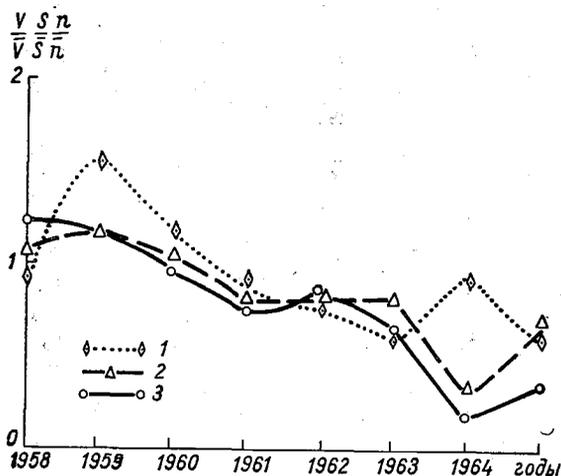


Рис. 1. Изменения потенциала атмосферы (1) в ясные дни 1958—1966 гг. над Ленинградом, Киевом и Ташкентом, числа (2) и площади (3) солнечных пятен.

(Все величины даны в относительных единицах по отношению к среднему за весь период наблюдения).

Этот параллелизм представляется интересным в свете работ по изучению связей между солнечной активностью и элементами атмосферного электричества, хотя по полученным нами данным нельзя судить об устойчивости этой связи, так как ряд, по которому проводились сравнения, очень мал — не охватывает даже одного солнечного цикла. При меньших осреднениях (не за год, а, например, за месяц) параллелизма в изменениях величин потенциала и чисел, характеризующих солнечную активность, не наблюдается.

Ввиду того что потенциал электрического поля атмосферы является интегральной характеристикой, средние значения напряженности электрического поля в ясные дни в слое 0—6000 м изменялись за рассматриваемый период так же, как и величины

Таблица 3

Средние значения  $E_{med}$  В/см в облаках различных видов (числитель)  
и число случаев (знаменатель)

Год	St	Sc	Ac	As	Ns
Ленинград					
1958	$\frac{0,8}{147}$	$\frac{1,0}{667}$	$\frac{1,4}{272}$	$\frac{1,4}{528}$	$\frac{2,5}{888}$
1959	$\frac{1,0}{154}$	$\frac{1,4}{633}$	$\frac{1,2}{322}$	$\frac{1,2}{716}$	$\frac{2,5}{1660}$
1960	$\frac{1,3}{252}$	$\frac{0,7}{566}$	$\frac{0,7}{292}$	$\frac{0,7}{523}$	$\frac{2,0}{1007}$
1961	$\frac{1,0}{88}$	$\frac{0,8}{295}$	$\frac{0,8}{143}$	$\frac{0,8}{411}$	$\frac{1,8}{710}$
1962	$\frac{1,0}{82}$	$\frac{0,9}{366}$	$\frac{0,8}{167}$	$\frac{0,8}{339}$	$\frac{1,7}{768}$
1963	$\frac{1,0}{29}$	$\frac{0,7}{178}$	$\frac{0,8}{134}$	$\frac{0,8}{93}$	$\frac{0,7}{144}$
1964	$\frac{1,2}{57}$	$\frac{0,8}{309}$	$\frac{0,7}{108}$	$\frac{0,7}{433}$	$\frac{0,6}{662}$
1965	$\frac{1,4}{60}$	$\frac{0,8}{245}$	$\frac{0,4}{139}$	$\frac{0,4}{183}$	$\frac{0,6}{576}$
1966	—	$\frac{0,9}{193}$	$\frac{0,5}{75}$	$\frac{0,5}{91}$	$\frac{0,8}{279}$
За все годы	1,2	0,8	0,4	1,0	1,3
Киев					
1958	$\frac{2,1}{271}$	$\frac{1,2}{562}$	— 47	$\frac{1,5}{562}$	$\frac{3,0}{405}$
1959	$\frac{1,2}{114}$	$\frac{1,5}{160}$	— 46	$\frac{2,0}{228}$	$\frac{2,5}{376}$
1960	$\frac{1,3}{114}$	$\frac{1,5}{153}$	— 31	$\frac{2,5}{160}$	$\frac{1,5}{266}$
1961	$\frac{0,8}{59}$	$\frac{1,1}{234}$	— 20	$\frac{1,0}{92}$	$\frac{2,0}{246}$
1962	— 26	$\frac{0,9}{103}$	— 43	— 30	$\frac{3,1}{294}$
1963	— 39	$\frac{1,2}{104}$	— 34	$\frac{1,0}{112}$	$\frac{5,0}{141}$
1964	— 13	$\frac{0,9}{78}$	— 10	$\frac{3,0}{150}$	$\frac{3,0}{388}$
1965	— 3	$\frac{0,7}{41}$	— 64	$\frac{0,8}{58}$	$\frac{4,0}{104}$
1966	— 31	$\frac{0,7}{184}$	— 4	$\frac{1,0}{170}$	$\frac{2,0}{70}$
За все годы	1,2	1,2	0,8	1,5	2,5

Год	St	Sc	Ac	As	Ns
Ташкент					
1958	—	—	0,2 323	2,5 554	5 490
1959	—	—	1,5 198	3 411	5 427
1960	—	—	1,3 130	2,5 400	5 337
1961	—	—	1,8 110	5 760	15 336
1962	—	—	0,5 41	2 66	1,5 70
1963	—	—	— 30	— 50	— 327
1964	—	—	0,8 106	9,5 202	6 219
1965	—	—	— 50	0,6 91	1,5 219
1966	—	—	— 4	1,4 74	— 57
За все годы	—	—	0,7	3,5	5

потенциала, поэтому отдельно на этом вопросе останавливаться не будем.

#### Напряженность электрического поля в облаках слоистых форм.

В результате измерений напряженности электрического поля в облаках было получено распределение ее величин в облаках. Как показано в статье [2], это распределение подчиняется нормально-логарифмическому закону, что значительно упрощает сравнение электрических характеристик облаков. В статье [2] проведено сравнение величин напряженности электрического поля в облаках различных видов по параметрам нормально-логарифмического распределения по данным за все годы измерений (1958—1966 гг.).

В настоящей статье оценивается изменение параметров распределения величин напряженности электрического поля в 100-метровых слоях облаков от года к году. Статистическая обеспеченность кривых распределения в различные годы разная (табл. 3).

Из-за малого числа случаев были исключены из рассмотрения облака St и Sc над Ташкентом, Ac и за некоторые годы St над Киевом. В табл. 3 и 4 представлены медианные величины напряженности электрического поля и их изменчивость в виде среднего квадратического отклонения, наблюдавшиеся в разные годы в облаках различных видов над разными пунктами наблюдения. Обе

характеристики определялись графически при перестройке интегральных кривых распределения в вероятностно-логарифмической сетке.

Таблицы 3 и 4 проиллюстрированы рис. 2 и 3, на которых видно, что средние электрические поля и их изменчивость ( $\sigma$ ) в облаках в 1958—1960 гг. больше, чем в 1962—1965 гг. В Киеве только в облаках типа Ns наблюдаются обратные указанным ходы  $E_{med}$  и  $\sigma$ . В Ташкенте картина иная: средние величины напряженностей

Таблица 4

Средние квадратические отклонения  $\sigma$  в облаках различных видов (дб)

Год	St	Sc	Ac	As	Ns	St	Sc	Ac	As	Ns	St	Sc	Ac	As	Ns
	Ленинград					Киев					Ташкент				
1958	8	9	13	15	14	11	8,5	—	12	10	—	—	15	12	13
1959	9	9,5	13	15	13	8	8,5	—	13	10,5	—	—	16	12	13
1960	10,5	10,5	13	14,5	14	10	12	—	14	11	—	—	16	10,5	13
1961	6	8,5	13	10	12	7,5	8,5	—	10	10	—	—	19,5	16,5	15
1962	5	6,5	7,5	10	13	—	9	—	12,5	10,5	—	—	11,5	11,5	13,5
1963	—	6	7	12,5	13	7	9	—	11	10,5	—	—	19,5	—	—
1964	6	6,5	7	15	19	7,5	7,5	—	9,5	12,5	—	—	19	17	14,5
1965	4	6,5	11,5	12,5	11,5	10	7,5	—	14	15,5	—	—	16	15	18,5
1966	—	5	8	19,5	11,5	11	8,5	—	—	11,5	—	—	—	12,5	13,5

электрических полей в облаках очень изменчивы от года к году, но интересно, что меняются они для всех видов облаков приблизительно одинаково. Так, в Ташкенте для всех видов облаков в ходе  $E_{med}$  и  $\sigma$  (а также и в ходе  $V_{6000}$  в ясные дни) наблюдаются минимум в 1962 г. и максимум, довольно четкий в 1961 г. и несколько менее четкий в 1963 г. В Киеве и Ленинграде параллелизм в изменении электрических характеристик выражен значительно меньше, но и здесь можно обнаружить некоторые его черты. Наличие такого параллелизма в ходе электрических характеристик облаков различных видов, а также в ходе потенциала на высоте 6000 м в ясные дни заставляет думать, что меняются электрические свойства всей атмосферы в данном районе. Причины таких изменений нам неизвестны. Была предпринята попытка выяснить не меняются ли таким же образом неэлектрические параметры облаков, например их толщина. Оказалось, что средние толщины таких облаков, как St, Sc, Ac, практически не меняются от года к году. Толщины облаков вида As, Ns изменяются, но некоторое совпадение по фазе с изменениями  $E_{med}$  и  $\sigma$  наблюдается только для облаков As, Ns над Ташкентом и для Ns над Киевом. Амплитуды же изменений электрических характеристик ( $E_{med}$ ,  $\sigma$ ) больше (особенно для Ташкента) амплитуд изменений толщины облаков. Поэтому

изменением средних толщин облаков от года к году не могут быть объяснены изменения их электрических параметров.

Таким образом, из проведенных сравнений электрических характеристик свободной атмосферы можно сделать следующие выводы:

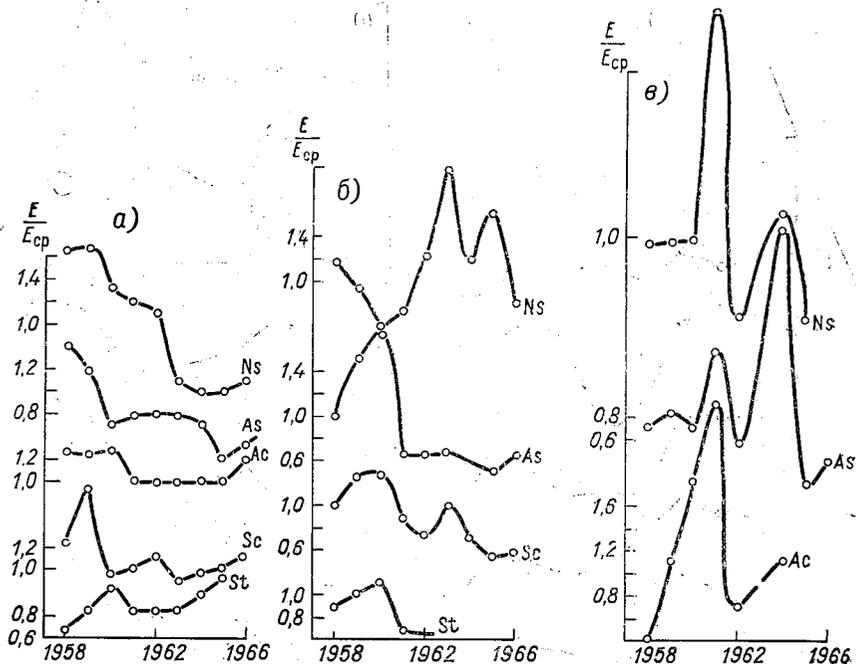


Рис. 2. Изменения от года к году средних (медианных) величин напряженностей электрических полей в облаках различных типов над Ленинградом (а), Киевом (б) и Ташкентом (в).

1. Распределение величин потенциала  $V_{6000}$  электрического поля атмосферы в ясные дни на высоте 6000 м подчиняется нормально-логарифмическому закону, причем параметры распределений над тремя пунктами наблюдений близки между собой.

2. Величины потенциалов в 1958—1960 гг. больше, чем в 1962—1965 гг.

3. Распределение величин напряженности электрического поля в облаках подчиняется нормально-логарифмическому закону, причем величины  $E_{med}$  и  $\sigma$  для облаков над Ленинградом и Киевом (за исключением Ns над Киевом) в 1958—1960 гг. больше, чем в 1962—1965 гг.

4. В изменении  $V_{6000}$ ,  $E_{med}$  и  $\sigma$  в облаках различного вида над Ташкентом (в меньшей мере над другими пунктами) наблюдается параллелизм, который свидетельствует о том, что изменяется общее электрическое состояние атмосферы над данным пунктом.

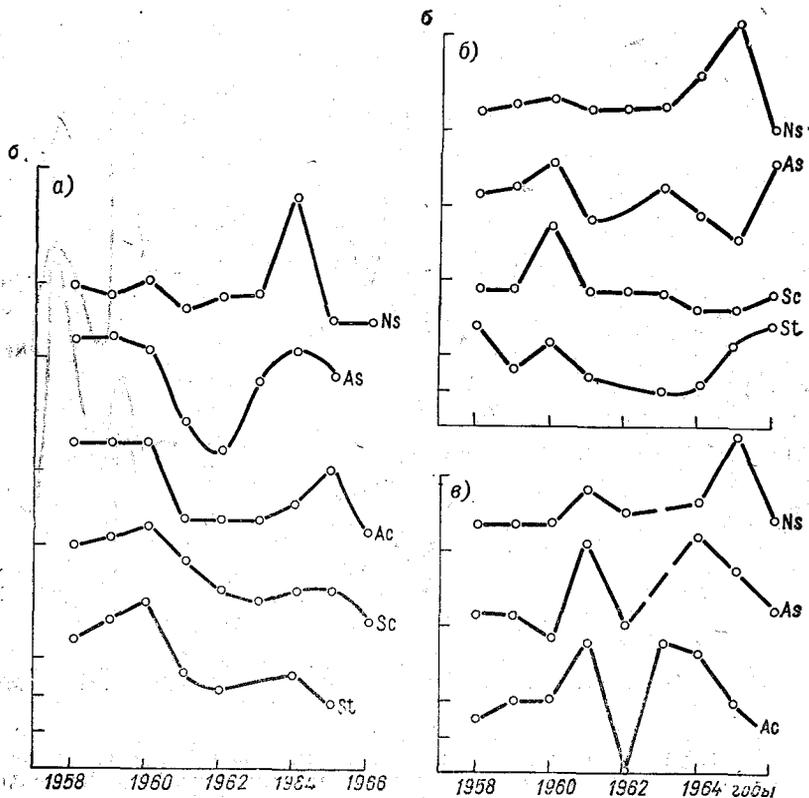


Рис. 3. Изменение средних квадратических отклонений величин напряженности электрического поля в облаках различного типа.

а — Ленинград, б — Киев, в — Ташкент.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1965.
2. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Интегральные электрические характеристики облаков слоистых форм. См. настоящий сборник.
3. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах (1958—1959 гг.). Гидрометеиздат, Л., 1963 г.
4. Чубарина Е. В. Результаты измерений потенциала атмосферы на высоте 6 км в период МГГ — МГСС. Труды ГГО, вып. 225, 1968.

З. В. ЗАЧЕК, Б. К. ИНЬКОВ, Л. Г. МАХОТКИН

## РАСПОЛОЖЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ АТМОСФЕРИКОВ НА СНИМКЕ ЗЕМЛИ, СДЕЛАННОМ С ВЫСОТЫ 90 000 км

В статье [1] был опубликован и проанализирован снимок Земли, сделанный 21 сентября 1968 г. в 12 час. московского времени автоматической космической станцией «Зонд-5», находившейся на расстоянии 90 000 км от Земли. Независимо от космических измерений производились однопунктные наблюдения за источниками далеких атмосфериков. Для этих наблюдений использовался комплект аппаратуры, описанный в статье [2]. С целью упрощения наблюдений к основному комплексу был добавлен третий фазометр, приемники которого настроены на частоты  $2\delta$  и  $\delta$ . На входных сопротивлениях этого фазометра, зашунтированных диодами, складывались сигналы, снимаемые с выхода приемников основных фазометров, настроенных на частоты  $2f$ ,  $2f+2\delta$  и  $f$ ,  $f+\delta$ . В результате этого отсчеты по шкале дополнительного фазометра давали непосредственно оценку расстояния до источников атмосфериков. Из-за сравнительно высокого уровня посторонних технических помех наблюдения производятся при несколько пониженной чувствительности приемников фазометров, поэтому зона обзора ограничена примерно экватором на юге.

На рис. 1 воспроизведена пояснительная схема фотографии Земли, взятая из статьи [1], и нанесены данные об источниках атмосфериков, полученные 21 сентября 1968 г. в 12 час. В соответствии с примерной границей зоны, охватываемой однопунктными наблюдениями, южная половина схемы на рисунке не дается. Цифры, поставленные в тех местах, где расположены источники, указывают количество принятых атмосфериков в относительных единицах (с учетом общего уровня грозовой активности, но без поправки на расстояние). Почти все наблюдавшиеся источники атмосфериков (12 и 14) связаны с фронтальными зонами, циклонами или депрессиями. В главных фронтальных зонах умеренных широт, протянувшихся в среднем вдоль параллели  $45^\circ$  с. ш. и круто пово-

рачивающих к югу на востоке Европы, источники расположены в районе циклона (особенно на его холодном фронте), который находится западнее Азорских островов, на периферии циклона с центром юго-восточнее Гренландии, в циклонической области (центр ее находится над Северным морем) на северо-западе Европы и в районе двух южных циклонов, которые обычно проявляются в виде слабых депрессий [1].

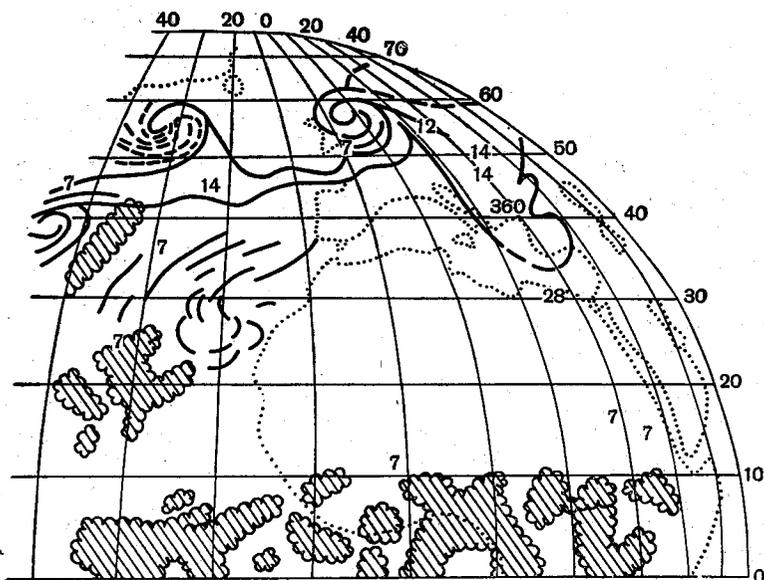


Рис. 1. Схема, поясняющая результаты анализа снимка Земли [1], с нанесенными на нее данными наблюдений за атмосфериками. Источники обозначены цифрами, поставленными в соответствующих местах.

У побережья ОАР нет заметного скопления облаков, но в том месте, где отмечен источник, по данным приземной карты, проходит фронт. По количеству принятых атмосфериков особенно резко выделяется активный источник, расположенный в районе Босфора, что связано в значительной степени с относительной близостью его к пункту наблюдений (расстояние до этого источника составляет около 2000 км). Вялым тропическим депрессиям, одна из которых расположена над водоразделом между бассейнами Белого Нила и Убанги, а другая — в низовьях Нигера, соответствуют крупные скопления облаков. Источники атмосфериков расположены несколько севернее этих скоплений, в среднем на  $14^\circ$  с. ш., т. е. очень близко к линии внутритропической конвергенции, которая, по данным приземной карты, проходит приблизительно вдоль  $13^\circ$  с. ш. [1].

На оригинальном снимке [1] отдельные группы облаков заметны севернее крупных скоплений, выделенных на схеме. В области антициклонической циркуляции, преобладающей над частью Атлантики, имеющейся на рис. 1, отмечены только два источника атмосфериков. От  $25^{\circ}$  с. ш., где расположена центральная часть вихря [1], воздушные потоки расходятся на северо-восток, образуя узкие гряды облаков (среди которых находится один источник), и на юго-запад, создавая скопления плотных облаков (в одном из них отмечен источник).

Расположение источников атмосфериков в общих чертах согласуется с теми оценками, которые можно сделать на основании анализа синоптической обстановки и распределения облачности. Так как данные о наличии мощных облаков и обстановки, благоприятной для развития гроз, не всегда позволяют утверждать, что в соответствующих местах имеются грозы, добавочная информация, которая получается в результате наблюдений за атмосфериками, может представлять некоторый интерес. С другой стороны, по данным о распределении облачности над значительной частью поверхности Земли (в определенные моменты времени) можно было набрать материал для уточнения шкалы аппаратуры, используемой при одноpunktных наблюдениях за атмосфериками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бугаев В. А. и др. Анализ состояния атмосферы над земным шаром по снимку с высоты 90 000 км, полученному космической станцией «Зонд-5». Метеорология и гидрология, № 7, 3—9, 1969.

2. Иньков Б. К. О возможности определения местоположения далеких грозных очагов из одного пункта. Метеорология и гидрология, № 4, 102—105, 1967.

## СРАВНЕНИЕ И АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ О ФАЗОВЫХ СКОРОСТЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ — ИОНОСФЕРА

В литературе было отмечено, что измерения скоростей электромагнитных волн в любом участке частот относятся к разделу сложных и тонких экспериментов [1]. Вероятно, по этой причине данные теоретических расчетов фазовых скоростей сверхнизкочастотных радиоволн оказались более многочисленными и детальными по сравнению с результатами измерений. Но для того чтобы имелась возможность практически использовать расчетные данные, необходимо опираться на результаты других измерений, характеризующих более или менее детально нижние слои ионосферы. В последней работе [2] зависимость электронной концентрации  $N$  от высоты  $h$  над поверхностью земли (в километрах) аппроксимируется следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} N(h) &= 0, & 0 \leq h \leq 51 \\ N(h) &= 6,6(h - 51), & 51 \leq h \leq 65 \\ N(h) &= 92,4 \exp 0,3(h - 65), & h \geq 65 \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

а значения эффективной частоты столкновений  $\nu(h)$  определяются по формуле

$$\nu(h) = 5 \cdot 10^5 \exp[-0,148(h - 89)]. \quad (2)$$

Профиль  $N(h)$ , полученный Р. Б. Байбулатовым и П. Е. Краснушкиным, в среднем хорошо согласуется с профилем, вычисленным Байном по тем же исходным данным, а значения  $\nu(h)$  на высотах менее 77 км почти всюду сходятся в пределах 10% (несмотря на различие коэффициентов промежуточных формул, описывающих зависимость  $\nu(h)$  от давления) [3]. В качестве примера, характеризующего степень сходимости различных данных об изменении  $N(h)$  в зависимости от высоты, на рис. 1 даны профили,

взятые из различных работ, относящиеся к дневным летним условиям. Иногда детализировались характеристики не только ионосферы, но и земли. В работе [7] использована двухслойная модель Земли, согласно которой относительная диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon/\epsilon_0$ ) и проводимость ( $\sigma$ ) в верхнем 10-метровом слое равны соответственно 20 и  $10^{-2}$  мо/м, а ниже имеют более высокие

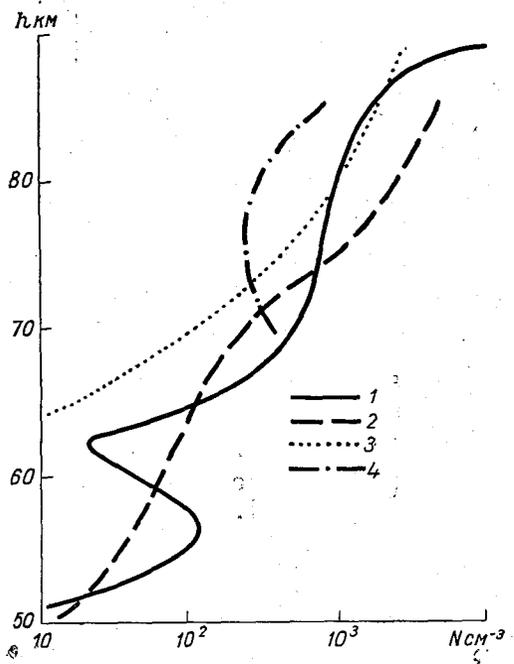


Рис. 1. Распределение электронной концентрации  $N$  в зависимости от высоты  $h$  в нижней части ионосферы.

Обозначения кривых см. в тексте. Кривые: 1 — из работы [3], 2 — [4], 3 — [5], 4 — [6].

значения ( $25$  и  $5 \cdot 10^{-2}$  мо/м). Расхождения между различными кривыми  $N(h)$  могут быть связаны как с погрешностями методики определения электронной концентрации в нижней части ионосферы, так и с реальными изменениями в зависимости от времени суток, сезона и географической широты. При теоретическом расчете параметров  $S^*_1$  или  $\Delta\alpha$ , по которым определяется величина  $v^* = [v(f)/c]$ , где  $v(f)$  — фазовая скорость электромагнитных колебаний с частотой  $f$  в волноводе Земля — ионосфера,  $c$  — скорость света, искомые значения получаются с большим числом знаков (что особенно характерно в случае использования быстродействующих

вычислительных машин). Поэтому не исключена возможность теоретически заметить влияние даже частных особенностей профилей  $N(h)$  на величину параметра  $S_1^*$ . Однако число значащих цифр, имеющих реальное значение в естественных условиях, ограничивается также факторами, не связанными с ионосферой и ее стабильностью. Действительно, если изменения диэлектрической проницаемости воздуха могут сказаться примерно в шестом знаке (для  $\nu$ ), то для условий рельефа (средней высоты поверхности земли на выбранной трассе) возможны вариации  $\nu^*$  на частоте 10 кгц вплоть до единицы четвертого знака. Необходимо подчеркнуть, что в данной статье величина  $S_1^*$  принимается равной  $[\nu^*]^{-1}$ , если в литературном источнике даются непосредственно значения  $[\nu^*]^{-1}$  или  $\nu_1^*$ , в противном случае считается, что  $S_1^* = S_1$ . Последнее допущение в рассматриваемом диапазоне частот и при больших расстояниях не вызывает появления значительных ошибок в оценке величины  $\nu^*$ .

Фактически при сопоставлении результатов различных расчетов делались преимущественно качественные выводы о ходе значений  $S_1^*$ , согласованности теоретических и экспериментальных данных, о предельных значениях  $S_1^*$  в плоском и сферическом волноводе и т. д. [8]. Для получения таких выводов, а также при графическом сопоставлении кривых  $S_1^* = [\nu^*]^{-1}$ , относящихся к дневным и ночным условиям и к нескольким первым модам, в большинстве случаев можно было бы пользоваться значениями  $S_1^*$  всего с тремя знаками после запятой. Неполное и нередко механическое использование табличных данных без учета простых оценок закономерностей изменения приводимых в них величин затрудняло обнаружение отдельных опечаток. Однако случайная ошибка, допущенная при расчете в книге [9], мало влияла на значения фазовых скоростей и до проверки расчета [10] не была замечена. Для экспериментальных и практических работ простота некоторых предельных формул, как правильно подчеркивается в монографии [8], имеет особенно важное значение.

Однако детальный анализ применимости наиболее простой формулы для  $\nu^*(f)$  до сих пор не проводился. Впервые один частный пример сходимости результатов в пределах погрешностей, сравнимых по порядку с реальной точностью расчетов, был получен в связи с оценкой хода  $\nu^*$  при разработке фазового метода локализации далеких грозových очагов, проводившейся Б. К. Иньковым под руководством Л. Г. Махоткина [11]. Для идеального плоского волновода можно написать следующую формулу (которая встречается не только в радиотехнике, но и в акустике, т. е. при изучении распространения как электромагнитных, так и механических колебаний [12]):

$$(S_1^*)^2 = a - \frac{b}{f^2}, \quad (3)$$

где  $a=1$  и  $b=f_{кр}^2$ , где  $f_{кр}$  — эффективная критическая частота волновода.

На основании элементарных геометрических соображений при переходе к сферическому волноводу появляется поправка порядка  $(h/R)$ , где  $h$  — высота волновода,  $R$  — радиус Земли. Поэтому в более общем виде  $a=1+p(h/R)$ , где  $p$  — множитель порядка единицы,  $f_{кр}^2=b/a$ . Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  могут быть найдены по данным теоретических расчетов фазовых скоростей, в которых используются экспериментальные оценки высоты и проводимости нижнего слоя ионосферы или вертикальные профили электронной концентрации (типа представленных на рис. 1) и частоты столкновений, получаемые на основании других измерений. Известные пока данные непосредственных измерений  $v^*$  обычно приводятся с меньшим числом значащих цифр, чем теоретически вычисленные величины (относящиеся к выбранной модели ионосферы). В дальнейшем, вероятно, можно будет определять ход значений  $v^*$  на сравнительно небольшом, но важном участке сверхдлинноволнового диапазона более прямым способом по двум измерениям  $v^*$  на разных частотах (если простые формулы типа (3) окажутся пригодными для расчета промежуточных и соседних значений  $v^*$ ). Так как теоретические значения  $v^*$  даются, как правило, для отдельных модов, вопрос о суммировании их здесь не рассматривается, но по оценке, сделанной в конце данной статьи, формулы типа (3) применимы в реальных условиях по крайней мере на определенном участке выбранного диапазона частот.

Для того чтобы понять основной смысл теоретических закономерностей заметного изменения  $v^*$  на частотах, не слишком близких к критической, удобно попытаться представить результаты различных теоретических расчетов с помощью формулы (3) и обратить внимание на интерпретацию расхождений, которые могли бы при этом встретиться. Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  находились в порядке опыта по методу наименьших квадратов (путем решения системы нормальных уравнений), но чаще всего более простым графическим способом (с помощью сетки с координатами  $(S_1^*)^2, f^{-2}$ ), так как применение аналитического метода часто не приводило к заметному уточнению результатов. После этого по формуле (3) определялись приближенные значения  $S_1^*$  и вычислялись разности  $\Delta(f) = v_t^*(f) - v_n^*(f)$ , где  $v_t^*$  — исходное теоретическое значение ( $v/c$ ), а  $v_n^*(f)$  — соответствующая приближенная величина. Заметим, что в отдельных случаях некоторые из исходных значений  $S_1^*$  не учитывались при вычислении коэффициентов  $a$  и  $b$ , но разности  $\Delta(f)$  находились для всех фиксированных частот внутри выбранного интервала. Во всех приведенных ниже таблицах частоты  $f$  выражены в кгц, а значения  $\Delta(f)$  — в тысячных долях единицы. Исходные значения  $S_1^*$  для рассматриваемой сначала плоской модели волновода представлены в табл. 1 (первый мод,  $m=1$ ).

Таблица 1

№ п/п	Автор	h км	$\sigma$ сим/м	f кгц					
				5	7	10	15	20	30
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	0,969	0,9839	0,9929	0,9972	0,9987	0,9995
2	Я. Л. Альперт [8]	64	$0,28 \cdot 10^{-6}$	0,9756	0,9873	0,9938	0,9972	0,9984	0,9993
3	То же	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	0,9757	0,9887	0,9945	0,9976	0,9986	0,9994
4	Я. Л. Альперт [9]	70	$2,8 \cdot 10^{-6}$	0,9447	0,9856	0,9934	0,9973	0,9985	0,9994
5	То же	70	$2,8 \cdot 10^{-7}$	0,9793	0,9894	0,9948	0,9977	0,9987	0,9994
6	" "	70	$2,8 \cdot 10^{-8}$	0,9887	0,9934	0,9964	0,9983	0,9990	0,9995
7	" "	60	$2,8 \cdot 10^{-7}$	0,9731	0,9859	0,9930	0,9969	0,9982	0,9992
8	" "	80	$2,8 \cdot 10^{-7}$	0,9837	0,9917	0,9959	0,9982	0,9990	0,9995

Заметим, что в монографиях [8, 9] моды обозначаются индексами  $n$ , причем  $n = m - 1$ .

В каждой строчке табл. 1 указаны теоретические значения  $S_1^*$  для различных частот. В табл. 2 указаны соответствующие значения разностей  $\Delta(f)$ .

Как видно из табл. 2, при выбранных условиях (плоская модель,  $5 \leq f \leq 30$ ,  $m = 1$ ) формула (3) согласуется с данными хода значений  $v^*$  в пределах погрешностей, не превышающих большей частью нескольких единиц четвертого знака.

В табл. 3 сопоставлены теоретические значения  $S_1^*$ , вычисленные для плоского волновода при  $m$ , равном 2, 3, 4, 5. Значения  $S_1^*$  для модов высших порядков ( $m > 1$ ) в ряде случаев приводятся только при  $f \geq 10$  кгц (это объясняется повышением соответствующих критических частот).

После определения коэффициентов формулы (3) по данным, приведенным в табл. 3, были подсчитаны разности  $\Delta(f)$  между

Таблица 2

№ п/п	Автор	h км	$\sigma$ сим/м	f кгц					
				5	7	10	15	20	30
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	-1,4	0,25	-0,1	0,2	0,3	0,65
2	Я. Л. Альперт [8]	64	$0,28 \cdot 10^{-6}$	-0,2	0,2	0,05	0,0	-0,1	-0,1
3	То же	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	0,4	-0,7	-0,2	0,0	0,2	0,2
4	Я. Л. Альперт [9]	70	$2,8 \cdot 10^{-6}$	-	0,1	0,15	-0,1	0,0	0,1
5	То же	70	$2,8 \cdot 10^{-7}$	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
6	" "	70	$2,8 \cdot 10^{-8}$	-1,6	0,2	0,1	0,1	0,0	-0,2
7	" "	60	$2,8 \cdot 10^{-7}$	-1,0	-0,1	0,1	0,0	0,0	0,1
8	" "	80	$2,8 \cdot 10^{-7}$	0,0	-0,1	0,0	0,0	-0,1	0,0

Таблица 3

№ п/п	Автор	h км	$\sigma$ сим/м	m	f кгц					
					5	7	10	15	20	30
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	2	—	—	—	0,9754	0,9983	0,9947
2	Я. Л. Альперт [8]	64	$0,28 \cdot 10^{-6}$	2	—	—	0,9423	0,9744	0,9855	0,9935
3	То же [8]	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	2	—	—	0,9486	0,9780	0,9877	0,9917
4	" [9]	70	$0,28 \cdot 10^{-6}$	2	0,8464	0,9021	0,9521	0,97875	0,98802	0,99463
5	" [8]	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	3	—	—	0,8550	0,9380	0,9655	0,9847
6	" [9]	70	$0,28 \cdot 10^{-6}$	3	0,6432	0,7797	0,8629	0,93987	0,96634	0,98502
7	" [8]	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	4	—	—	—	0,8740	0,9313	0,9699
8	" [9]	70	$0,28 \cdot 10^{-6}$	4	—	0,5435	0,7567	0,8767	0,93284	0,97038
9	" [8]	70	$0,42 \cdot 10^{-6}$	5	—	—	—	—	0,8830	0,9498
10	" [9]	70	$0,28 \cdot 10^{-6}$	5	—	—	0,5923	0,79432	0,88614	0,95045

исходными теоретическими и приближенными значениями  $v^*(f)$  для случая, когда  $m > 1$  (табл. 4).

Оценивая в общих чертах совокупность значений  $\Delta(f)$ , можно отметить, что при  $f \geq 10$  кгц они в большинстве случаев достаточно малы (преимущественно порядка нескольких единиц четвертого знака). По данным, приведенным в табл. 4, ширина интервала  $(f - f_{кр})$ , в пределах которого абсолютные значения  $\Delta(f)$  резко возрастают, составляет около 5 кгц.

Рассмотренные результаты теоретических расчетов относятся к плоскому волноводу и имеют поэтому условное значение. Позднее при расчетах использовалась только уточненная модель волновода Земля — ионосфера. Теоретические значения параметра  $S_1^*$  для первого мода ( $m=1$ ) в сферическом волноводу приведены в табл. 5. Почти все величины  $S_1^*$ , данные в этой таблице, определены по графикам, приведенным в указанных в таблицах работах; только в статье [2] имеется таблица значений  $\Delta\alpha$  (линейно связанных с  $S_1^*$ ) с очень большим числом знаков (от шести до восьми). Как было принято выше, в табл. 6 даются разности  $\Delta(f)$ , полученные в результате аппроксимации хода значений  $S_1^*$  (табл. 5) с помощью формулы (3).

Вследствие того что расчеты, на основании которых составлена табл. 5, сделаны для моделей ионосферы, по возможности приближенным к реальным условиям, целесообразно дать для быстрой ориентировки при решении практических задач еще более сжатую и наглядную характеристику сходимости результатов. Для этого в табл. 6 введена дополнительная строчка, в которой указаны средние значения  $\bar{\Delta}(f)$ . В интервале частот от 6—7 до 25—30 кгц, наиболее интересном для ряда приложений, значения  $\bar{\Delta}(f)$

Таблица 4

№ п/п	Автор	h, км	$\sigma$ сим/м	m	f, кгц					
					5	7	10	15	20	30
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	0,42 · 10 <sup>-6</sup>	2	—	—	—	2,0	-1,0	-0,4
2	Я. Л. Альперт [8]	64	0,28 · 10 <sup>-6</sup>	2	—	—	-0,1	0,1	0,0	-0,1
3	То же [8]	70	0,42 · 10 <sup>-6</sup>	2	—	—	1,1	-0,7	-0,8	2,0
4	" [9]	70	0,28 · 10 <sup>-6</sup>	2	-40	-2,6	0,0	0,1	0,0	-0,1
5	" [8]	70	0,42 · 10 <sup>-6</sup>	3	—	—	-0,4	0,1	0,1	0,1
6	" [9]	70	0,28 · 10 <sup>-6</sup>	3	—	-1,92	-7,1	-0,7	0,1	0,1
7	" [8]	70	0,42 · 10 <sup>-6</sup>	4	—	—	—	-0,2	-0,2	0,1
8	" [9]	70	0,28 · 10 <sup>-6</sup>	4	—	—	-114	-0,7	0,7	0,6
9	" [8]	70	0,42 · 10 <sup>-6</sup>	5	—	—	—	—	0,0	0,0
10	" [9]	70	0,28 · 10 <sup>-6</sup>	5	—	—	-709	-1,3	2,7	-0,2

Таблица 5

№ п/п	Автор	l, км	$\sigma$ см/м	f, кгц										
				4	5	6	7	8	9	10	15	15		
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	—	0,974	—	0,9892	—	—	—	0,9979	1,0012	—	
2	То же [2]	—	—	0,951623	—	0,982620	—	—	—	—	0,996248	—	1,000601	
3	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюннинен [7]	—	—	—	0,9788	0,9869	0,9916	0,9946	0,9969	0,9981	—	—	—	
4	То же	64	$0,43 \cdot 10^{-6}$	—	0,9757	0,9840	0,9888	0,9923	0,9946	0,9964	—	—	1,0007	
5	С. Т. Рыбачек [5]	64	—	—	—	0,9873	0,9927	0,9952	0,9969	0,9982	1,0009	—	—	
6	То же	55	—	—	—	0,9810	0,9881	0,9920	0,9942	0,9960	0,9996	—	—	
7	"	90	—	—	0,9800	0,9907	0,9954	0,9977	0,9992	1,0002	1,0032	—	—	
8	"	85	—	—	0,9785	0,9886	0,9940	0,9968	0,9987	0,9997	1,0025	—	—	
9	Г. Ф. Ремелец и др. [14]	90	—	—	—	—	—	—	—	—	1,0010	—	—	
10	То же	85	—	—	—	—	—	—	—	—	1,0003	—	—	

№ п/п	Автор	h км	$\sigma$ сим/м	f кГц						Примечания	
				20	25	30	40	50	60		
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	1,0032	—	1,0043	—	—	—	—	—
2	То же [2]	—	—	—	1,002438	1,002996	—	—	—	—	Для летнего полдня в средних широтах, с учетом слоя C
3	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гонимен [7]	—	—	1,0029	—	1,0044	1,0053	1,0062	1,0068	1,0068	Дневная ионосфера с учетом вертикальной неоднородности
4	То же	64	$0,43 \cdot 10^{-6}$	1,0017	—	1,0030	1,0042	1,0047	1,0063	1,0063	Двухслойная земля, $\sigma = 10^{-2}$ сим/м до глубины 10 м, ниже $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$ сим/м
5	С. Т. Рыбачек [5]	64	—	1,0024	—	1,0041	1,0052	—	—	—	Дневная ионосфера
6	То же	55	—	1,0013	—	1,0029	1,0038	1,0044	1,0050	1,0050	То же
7	"	90	—	1,0048	—	1,0064	1,0076	1,0087	1,0093	1,0093	Ночная ионосфера
8	"	85	—	1,0042	—	1,0057	1,0069	1,0080	1,0087	1,0087	То же
9	Г. Ф. Ременец и др. [14]	90	—	1,0048	—	1,0071	1,0084	1,0093	1,0099	1,0099	Ночная ионосфера с учетом магнитного поля
10	То же	85	—	1,0044	—	1,0063	1,0076	1,0084	1,0090	1,0090	То же

Таблица 6

п/п №	Автор	N кн	σ см/м	f кГц																
				4	5	6	7	8	9	10	15	16	20	25	30	40	50	60		
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	$0,42 \cdot 10^{-6}$	—	0,1	—	-1,1	—	—	0,0	0,0	—	-0,6	—	—	—	—	—		
2	То же [2]	—	—	-4,2	-0,08	—	—	—	—	-0,09	—	0,18	—	0,09	-0,10	—	—	—		
3	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюнниен [7]	—	—	—	0,2	0,1	0,0	0,0	-0,1	0,1	—	—	0,0	—	-0,6	-1,2	-2,0	-2,5		
4	То же	64	$0,43 \cdot 10^{-6}$	—	-0,6	-0,1	0,3	0,2	0,2	0,0	—	0,0	0,0	—	-0,3	-1,2	-1,5	-3,0		
5	С. Т. Рыбачек, [5]	64	—	—	—	1,4	0,0	0,0	-0,1	0,0	0,3	—	-0,2	—	-1,1	-2,0	—	—		
6	То же	55	—	—	—	1,8	0,1	-0,2	0,0	-0,1	0,4	—	0,2	—	-0,4	-1,0	-1,4	-1,9		
7	"	90	—	—	5,6	0,9	0,0	0,0	0,1	0,3	0,1	—	-0,6	—	-1,5	-2,3	-3,3	-3,9		
8	"	85	—	—	5,2	1,5	0,1	-0,1	-0,2	0,0	0,2	—	-0,4	—	-1,2	-2,2	-3,0	-3,7		
9	Г. Ф. Ременец и др. [14]	90	—	—	—	—	—	—	—	0,0	—	—	0,0	—	-1,6	-2,6	-3,4	-4,0		
10	То же	85	—	—	—	—	—	—	—	0,0	—	—	0,0	—	-1,1	-2,2	-2,8	-3,3		
—	Средние $\bar{\Delta}(f)$	—	—	-4,2	2,1	0,8	-0,1	0,0	0,0	0,0	0,2	0,1	-0,2	0,1	-0,8	-1,8	-2,5	-3,2		

№ п/п	Автор	m	h км	f кгц													
				10	14	15	16	18	20	25	30	40	50	60			
1	П. Е. Красушкин, по [8]	64	2	—	—	0,9794	—	—	—	—	0,9921	—	—	1,0	—	—	—
2	То же [2]	—	2	0,94276	—	—	0,98121	—	—	—	—	0,99484	—	0,99781	—	—	1,00184
3	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюнинен, [7]	64	2	—	0,9720	—	0,9815	0,9860	0,9893	—	—	—	—	0,9977	1,0003	1,0013	1,0022
4	С. Т. Рыбачек [5]	64	2	—	—	0,9813	—	—	—	—	0,9930	—	—	0,9990	1,0008	1,0020	1,0028
5	То же	55	2	—	—	0,9708	—	—	—	—	0,9890	—	—	0,9970	0,9996	1,0009	1,0017
6	"	90	2	—	—	0,9910	—	—	—	—	0,9982	—	—	1,0020	1,0035	1,0048	1,0058
7	"	85	2	—	—	0,9892	—	—	—	—	0,9973	—	—	1,0012	1,0027	1,0042	1,0050
8	П. Е. Красушкин [2]	—	3	0,81811	—	—	0,93930	—	—	—	—	0,97834	—	0,98629	—	—	0,99943
9	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюнинен [7]	64	3	—	—	—	—	—	—	—	—	0,9763	—	0,9862	0,9943	0,9980	0,9996
10	С. Т. Рыбачек [5]	90	3	—	—	—	—	—	—	—	0,9842	—	—	0,9970	1,0003	1,0018	1,0030
11	То же	85	3	—	—	—	—	—	—	—	0,9810	—	—	0,9955	0,9994	1,0011	1,0023

особенно малы. На самых низких из рассмотренных частот (4—6 кгц), приближающихся к окрестности критической частоты, разности  $\Delta(f)$  изменяются еще нерегулярно, а на самых высоких частотах — монотонно возрастают по абсолютной величине. Расхождения на этом последнем участке (30—60 кгц), не представляющем обычно интереса, могут быть в значительной степени компенсированы путем введения в формулу (3) эмпирического поправочного члена  $+1,8 \cdot 10^{-6} f^2$ , но в этом, как правило, нет необходимости.

Аналогичные сопоставления были сделаны также для модов высших порядков. В табл. 7 даны значения  $S_1^*$ , вычисленные для сферического волновода при  $m$ , равном 2 и 3.

Значения разностей  $\Delta(f)$ , вычисленных после аппроксимации данных, имеющих в табл. 7, даются в табл. 8. Вследствие повышения критических частот высших модов эти таблицы охватывают более узкий интервал частот по сравнению с соответствующими таблицами для первого мода. Для данного интервала частот значения  $\Delta(f)$  при  $m=2$  и  $m=3$  остаются достаточно малыми (табл. 8).

Так как значения коэффициента  $a$  и  $b$  формулы (3) определялись отдельно для каждого ряда значений  $S_1^*$  (занимающего некоторую строчку в одной из табл. 1, 3, 5 и 7), необходимо выяснить, можно ли обобщить полученные результаты, указав типичные особенности всей совокупности данных. В табл. 9 собраны все полученные величины  $(a-1) \cdot 10^3$  с указанием типа волновода (плоский или сферический), номера мода, а также номеров таблицы и строчки, в которых содержатся исходные данные. Номера строчек даются в скобках около соответствующих чисел.

По данным, приведенным в табл. 9, в случае плоского волновода коэффициент  $a$  при всех значениях  $m$  очень мало отличается от единицы (не считая отдельных выбросов). Наоборот, коэффициенты  $a$ , вычисленные для сферического волновода, действительно отличаются от единицы на величину, имеющую уже существенное значение и которую необходимо учитывать. Указанная выше оценка величины коэффициента  $a=1+p(h/R)$  подтверждается полученными данными, причем в результате сопоставления значений  $a$  (табл. 9) с принятыми значениями высот  $h$  можно считать, что  $p \approx 0,8$ .

Значения коэффициента  $b$  даются непосредственно в табл. 10, в которой все величины расположены в полном соответствии с табл. 9 и поэтому номера строчек (в скобках) не указываются.

В отношении порядка величины коэффициента  $b$  результаты расчетов, сделанных для плоского и сферического волноводов, качественно не различаются между собой. Несколько большие колебания значений  $b$  (при  $m=1$ ) в случае плоской модели объясняются тем, что отдельные расчеты сделаны для нетипичных характеристик ионосферы. Относительные значения коэффициентов

№ п/п	Автор	h км	m	f кгп														
				10	14	15	16	18	20	25	30	40	50	60				
1	П. Е. Краснушкин, по [8]	64	2	—	—	1,0	—	—	—	—	0,9	—	—	—	—	—	—	—
2	То же [2]	—	2	1,4	—	—	-0,3	—	—	—	—	-0,4	—	—	-0,5	—	—	—
3	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюннинен [7]	64	2	—	1,6	—	-0,7	-0,3	—	—	-0,1	—	—	-0,2	0,0	0,4	0,2	—
4	С. Т. Рыбачек [5]	64	2	—	—	1,3	—	—	—	—	0,0	—	—	-0,3	-0,4	0,1	-0,2	—
5	То же	55	2	—	—	5,6	—	—	—	—	-0,9	—	—	-0,3	0,1	0,1	0,1	—
6	"	90	2	—	—	0,7	—	—	—	—	-0,6	—	—	0,2	0,2	-0,4	-0,9	—
7	"	85	2	—	—	0,2	—	—	—	—	-0,8	—	—	0,3	0,5	-0,1	-0,5	—
8	П. Е. Краснушкин [2]	—	3	1,8	—	—	-2,1	—	—	—	—	0,1	—	0,1	—	—	—	—
9	С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюннинен [7]	64	3	—	—	—	—	—	—	—	—	0,4	—	-0,9	-0,6	-0,4	0,1	—
10	С. Т. Рыбачек [5]	90	3	—	—	—	—	—	—	—	1,2	—	—	-1,0	-0,2	0,9	-0,2	—
11	То же	85	3	—	—	—	—	—	—	—	1,7	—	—	-1,0	-0,7	-0,5	-0,6	—

Таблица 9

Плоский волновод					Сферический волновод		
табл. 1	табл. 3				табл. 5	табл. 7	
$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=1$	$m=2$	$m=3$
2,1 (1)	0,0 (1)	—	—	—	9,1 (1)	10 (1)	—
-0,2 (2)	-1 (2)	—	—	—	7,48 (2)	7,59 (2)	11,9 (8)
0,6 (3)	-2 (3)	-0,2 (5)	0 (7)	0,4 (9)	8,2 (3)	—	—
0,7 (4)	—	—	—	—	6,9 (4)	8 (3)	9 (9)
0,0 (5)	-0,6 (4)	0 (6)	0 (8)	-6 (10)	7,1 (5)	8 (4)	—
-0,7 (6)	—	—	—	—	6,6 (6)	7 (5)	—
-0,2 (7)	—	—	—	—	11,0 (7)	11,5 (6)	10 (10)
-0,1 (8)	—	—	—	—	10,2 (8)	11 (7)	8 (11)
—	—	—	—	—	12,1 (9)	—	—
—	—	—	—	—	11,6 (10)	—	—

$b^* = b_m/b_1$  для различных модов (равные отношению квадратов соответствующих критических частот) приближаются к величине  $(2m-1)^2$  с существенными отклонениями только в меньшую сторону. В среднем при  $m=1$ , по данным расчетов, сделанных для сферического волновода  $(f_{кр})^2 \approx 1,4$  днем, а ночью понижается до 1,0.

Таблица 10

Плоский волновод					Сферический волновод		
табл. 1	табл. 3				табл. 5	табл. 7	
$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=1$	$m=2$	$m=3$
1,642	10,08	—	—	—	1,509	11	—
1,207	11,12	—	—	—	1,515	11,64	34,06
1,196	9,63	26,96	53,2	88,3	1,258	—	—
1,423	—	—	—	—	1,402	11,8	34,4
1,025	9,28	26,48	51,5	82,0	1,07	9,6	—
0,618	—	—	—	—	1,47	12,2	—
1,368	—	—	—	—	1,00	6,5	15,6
0,806	—	—	—	—	1,075	7,2	17,0
—	—	—	—	—	1,01	—	—
—	—	—	—	—	1,09	—	—

Таблица 11

$f$	$\sigma \cdot 10^8$							
	1,4	2,8	5,6	28	56	282	564	846
5	—	0,9929	0,98946	0,9825	0,97957	—	—	—
7	0,9995	0,9975	0,9958	0,9927	0,99145	0,9875	0,98127	0,97497
10	1,00145	1,00048	0,99966	0,99823	0,99772	0,99634	0,99537	0,99436
15	1,00282	1,00241	1,00201	1,00132	—	1,00056	1,00025	0,99998
20	1,00359	1,00337	1,00310	1,00260	1,00245	1,00221	1,00193	—
30	1,00509	1,00483	1,00457	1,00412	1,00399	1,00373	1,00360	1,00350
40	—	1,0059	—	—	—	1,0049	—	—
50	—	1,0066	—	1,0060	—	—	—	—

В заключение в качестве примера приведем результаты расчета, имеющего преимущественно академический интерес. Таблица 11, в которой содержатся теоретические значения  $S_1^*$  при  $m=1$ , фиксированной высоте  $h=70$  км и различной проводимости  $\sigma$ , составлена по данным, имеющимся в книге [8] и относящимся к одному расчету.

Разности  $\Delta$  (как всегда, в тысячных долях единицы), полученные после определения коэффициентов формулы (3) и соответствующих значений  $(S_1^*)^{-1}$  по табл. 11, приведены в табл. 12.

В двух последних строчках табл. 12 указаны значения коэффициентов  $a$  и  $b$  формулы (3). При увеличении  $\sigma$  коэффициент  $b$  систематически возрастает и заметна тенденция к незакономерно-

Таблица 12

$f$	$\sigma \cdot 10^8$							
	1,4	2,8	5,6	28	56	282	564	846
5	—	—0,3	—0,2	0,1	—0,1	—	—	—
7	—0,2	0,3	0,0	0,1	0,1	0,2	5,1	9,3
10	2,0	0,1	0,0	0,1	0,0	—0,2	0,0	—0,1
15	0,0	—0,4	—0,3	—0,2	—	—0,1	0,0	0,0
20	—0,4	—0,8	—0,7	—0,4	—0,2	0,0	0,0	—
30	—1,6	—1,9	—1,8	—1,2	—0,9	—0,4	—0,5	—0,3
40	—	—2,8	—	—	—	—1,3	—	—
50	—	—3,5	—	—2,7	—	—	—	—
$a$	1,0075	1,0064	1,0064	1,0069	1,0075	1,0082	1,0082	1,0085
$b$	0,433	0,53	0,69	1,035	1,2	1,60	1,74	1,98

му росту  $a$ . Разности  $\Delta$  и в этом случае почти всюду достаточно малы, не считая упомянутых ранее отклонений на краях диапазона.

Выяснив основное содержание расчетов, можно непосредственно применить полученные результаты для более тонкого сопоставления экспериментальных и теоретических данных по сравнению с тем, как это делается обычно (путем качественной оценки близости кривых на графиках).

При однопунктных наблюдениях за далекими грозowymi очагами, когда расстояния до источников атмосфериков определяются фазовым методом, предварительно находится переводный множитель или величина  $L$  [11, 15], выраженная в тысячах километров на цикл. Пользуясь вспомогательными величинами  $l_i$ , можно написать следующие соотношения (где  $i=1,2$ ):

$$L = \frac{l_1 l_2}{l_2 - l_1}, \quad l_i = \frac{0,15}{(f_i) |S_1(2f_i) - S_1(f_i)|}. \quad (4)$$

Расчеты, произведенные с помощью формул (3) и (4), позволяют связать величину  $L$  с  $f_{кр}$ ; в частности, взяв определенные значения  $f_1=6,44$  кГц и  $f_2=7,15$  кГц, получим, что  $L \approx 26 f_{кр}^{-2}$ . По экспериментальным данным для этих частот  $L \approx 18$ , откуда  $f_{кр}^2 \approx 1,4$ . Такое же среднее значение  $f_{кр}^2$  для первого мода и дневной модели ионосферы было получено здесь по данным теоретических расчетов (см. табл. 10). Если по-прежнему не учитывать влияние высших модов, то результаты теоретических расчетов указывают на возможность изменения величины  $L$  в ночное время примерно на 40%. Однако, по экспериментальным данным, такое допущение не всегда справедливо даже на расстояниях порядка 8000 км от источника [16]. Ночные условия сравнительно сложны и часто не требуют вполне определенного изменения обычных оценок расстояния, сделанных по принятой дневной шкале. В заключение приносим искреннюю благодарность Д. С. Флигель за полезные замечания, сделанные после ознакомления с рукописью статьи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Молния и распространение электромагнитных волн звуковой частоты. Успехи физических наук. т. 60, № 3, 369—389, 1956.
2. Байбулатов Р. Б., Краснушкин П. Е. О влиянии кривизны волнового фронта «Земля—ионосфера» на распространение в нем сверхдлинных радиоволн. Радиотехника и электроника, № 5, 760, 1969.
3. Bain W. C. Comparison of Russian and British electron density distributions derived from same VLF propagation data. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 31, No. 5, 775—778, 1969.
4. Байбулатов Р. Б., Краснушкин П. Е. Определение дневного профиля электронной концентрации слоев  $C$  и  $D$  ионосферы по измерениям наземных полей сверхдлинных радиоволн и профилю атмосферного давления. Геомагнетизм и аэронавигация, т. 6, № 6, 1051—1060, 1966.

5. Рыбачек С. Т. Учет неоднородности ионосферы в задаче о распространении СДВ в волноводном канале Земля — ионосфера. Сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», вып. 7, изд. ЛГУ, Л., 152—164, 1968.

6. Gregoгу J. B., Manson A. H. Seasonal variation of electron densities below 100 km at midlatitudes. II. Electron densities and atmospheric circulation. Journ. Atm. Terr. Phys., vol. 31, No. 5, 707, 1969.

7. Рыбачек С. Т., Гюннинен Э. М. Распространение длинных и сверхдлинных радиоволн в волноводном канале Земля — ионосфера. Сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», VI, вып. 5, изд. ЛГУ, Л., 115—123, 1966.

8. Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера. Изд. «Наука», М., 1967.

9. Альперт Я. Л. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Изд. АН СССР, М., 1955.

10. Краснушкин П. Е. Влияние сферичности Земли на распространение сверхдлинных радиоволн. Радиотехника и электроника, т. 13, № 2, 340—344, 1968.

11. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Однопунктные методы наблюдений за грозowymi очагами. Труды ГГО, вып. 242, 1969.

12. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Изд. «Мир», М., 1969.

13. Краснушкин П. Е. Проблема распространения длинных и сверхдлинных радиоволн вокруг Земли и нижние слои ионосферы в свете теории информации. Докл. АН СССР, т. 139, № 1, 1961.

14. Ременец Г. Ф., Макаров Г. И., Новиков В. В. Характеристики распространения первых двух нормальных волн, возбуждаемых точечным источником в волноводном канале Земля — неоднородная анизотропная ионосфера. Сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», VIII, изд. ЛГУ, 109—121, 1968.

15. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Использование атмосфериков для получения геофизической информации. Труды ГГО, вып. 242, 130—142, 1969.

16. Kaufman P., Mendes A. M. Some comments on diurnal change of lower ionosphere equivalent height. Tellus, vol. 21, No. 2, 286—287, 1969.

## О ЗАВИСИМОСТИ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ — ИОНОСФЕРА

В результате наличия земного магнитного поля характеристики сверхнизкочастотных электромагнитных колебаний в волноводе Земля — ионосфера зависят от направления их распространения, что приводит к нарушению принципа взаимности. Как известно на основании непосредственных измерений, сверхдлинные радиоволны, идущие с востока на запад, затухают сильнее, чем при распространении с запада на восток. Обычно считается, что магнитное поле гораздо сильнее влияет на затухание волны, чем на ее фазовую скорость [1]. Тем не менее представляет интерес получить общую оценку возможных изменений хода фазовых скоростей. В случае использования фазового метода наблюдений за далекими грозowymi очагами [2, 3] на пунктах, расположенных в низких широтах, вероятно, потребуется провести экспериментальную проверку зависимости переводного множителя фазометров от направления прихода атмосфериков.

Для оценки возможного изменения хода фазовых скоростей при распространении волн в экваториальной зоне, где влияние магнитного поля выражено наиболее сильно, воспользуемся результатами недавно опубликованных теоретических расчетов. В статье [4] приведены графики, показывающие зависимость параметра  $\Delta\alpha$  от частоты  $f$  для трех первых модов типов TE и TH ( $m=1, 2, 3$ ) при распространении колебаний с востока на запад и с запада на восток в экваториальной зоне. Связь между фазовой скоростью  $v$  и величиной параметра  $\Delta\alpha$  (выраженного в радианах на радиан) описывается простым соотношением, если расстояние до источника достаточно велико и частота  $f > 1$  кГц:

$$\frac{c}{v} \approx 1 + \frac{c \Delta\alpha}{2\pi R f} = 1 + \frac{3}{400} \frac{\Delta\alpha}{f}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света,  $R$  — радиус Земли,  $f$  — частота в кГц. Для экспериментальных работ важное значение может иметь приближенная формула

$$\frac{c}{v} \approx a - \frac{b}{f^2}, \quad (2)$$

в которой  $a$  и  $b$  — некоторые коэффициенты. Как показано в статье [5], формула (2) практически пригодна для представления результатов различных теоретических расчетов величины  $v$ . С помощью формул (1) и (2) получается следующее приближенное выражение:

$$\Delta \alpha \approx \frac{400}{3} (\sqrt{af^2 - b} - f). \quad (3)$$

Для определения коэффициентов  $a$  и  $b$  по исходным теоретическим значениям  $\Delta \alpha$ , снятым с графиков из статьи [4], находились соответствующие им величины  $c^2v^{-2}$ . После этого по ряду точек, нанесенных на сетку с координатными осями  $f^{-2}$ ,  $c^2v^{-2}$ , проводились средние прямые. Коэффициентами этих линейных функций являются искомые величины  $a$  и  $b$ . При обратном расчете значений  $\Delta \alpha$  по формуле (3) в случае необходимости производилась окончательная корректировка коэффициентов  $a$  и  $b$ . В результате проведенной обработки были построены графики, представленные на рис. 1. Как видно из этого рисунка, при определенном значении коэффициентов данные расчета по формуле (3) в пределах графической точности сравнительно мало отличаются от данных теоретического расчета (в интервале частот выше критической и ниже примерно 80 кГц). Поэтому в дальнейшем было бы интересно разработать методику непосредственного определения коэффициентов  $a$  и  $b$  по экспериментальным данным.

Полученные здесь значения коэффициента  $a$  (связанного с поправкой на кривизну волновода) приведены в табл. 1. Новые данные подтверждают оценку величины  $(a-1) \approx p(h/R)$ ,  $p \approx 1$ , сделанную в статье [5]. При эффективной высоте ионосферы  $h=90$  км (исходные данные относятся к ночным условиям) общее среднее значение  $p \sim 0,8$ . Для модов типа ТЕ среднее значение  $a$  несколько больше, чем для модов типа ТН; заметна также тенденция к уменьшению  $a$  при увеличении номера мода  $m$ .

В табл. 2 даются значения коэффициента  $b$ , полученные по указанным данным. Изменение величины  $b$  в зависимости от направления распространения волн (с запада на восток или с востока на запад) особенно резко выражено для модов типа ТН. Но сильнее всего поглощаются моды типа ТН при распространении волн с востока на запад [4], поэтому самые крайние значения  $b$  в табл. 2 должны иметь меньший вес по сравнению с остальными величинами. При исключении указанного особого варианта (ТН, В-3) колебания значений  $b$  (для фиксированного  $m$ ) составляют примерно до  $\pm 20\%$  соответствующей средней величины.

С помощью формулы (2) получаются простые и достаточно определенные характеристики зависимостей фазовых скоростей от частоты  $f$ . Подобные характеристики могут быть использованы в различных работах. В частности, переводные множители фазометров, применяемых для определения расстояния до источников атмосфериков [3], если учитывать только один мод, обратно пропорциональны величине  $(b/a) \approx b$ . Колебания величины  $b$  в за-

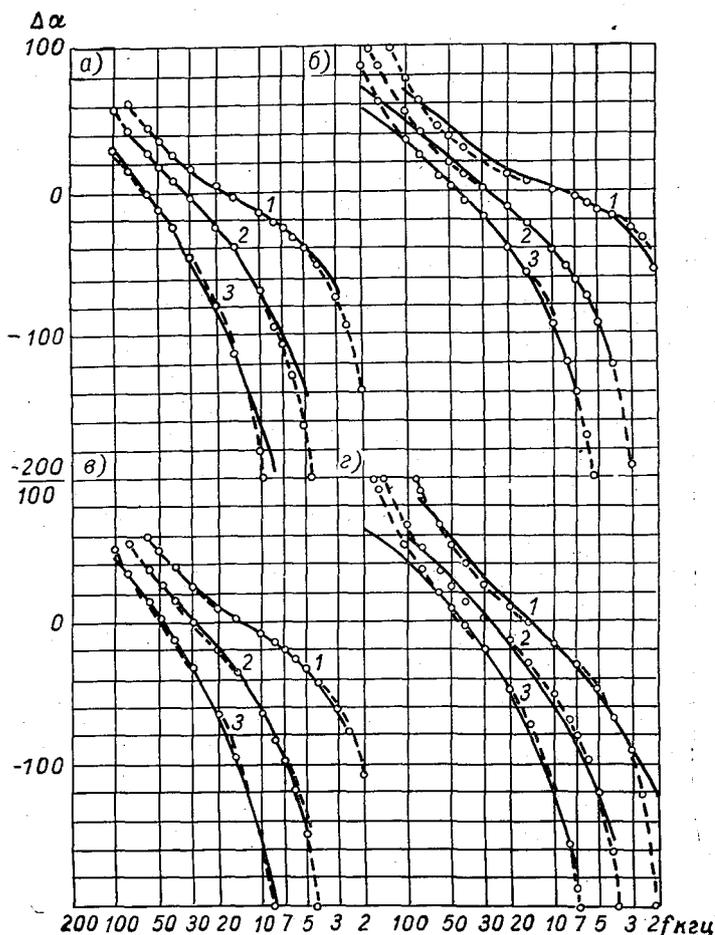


Рис 1. Зависимость параметра  $\Delta\alpha$  (выраженного в радианах на радиан) от частоты  $f$ .

Кривые, изображенные сплошными жирными линиями, построены по данным расчетов на ЭВМ, приведенным в статье [4], пунктирные линии с кружками — по формуле (2). Графики *а, в* относятся к распространению волн с запада на восток, *б, г* — с востока на запад. *а, б* — моды ТН, *в, г* — моды ТЕ; номера модов указаны цифрами у соответствующих кривых).

Таблица 1

Тип мода	З-В			В-З			Среднее
	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=1$	$m=2$	$m=3$	
ТН	1,012	1,010	1,007	1,012	1,009	1,007	1,010
ТЕ	1,016	1,012	1,010	1,018	1,001	1,010	1,013
Среднее	1,014	1,011	1,008	1,015	1,010	1,008	1,011

Таблица 2

Тип мода	З-В			В-З		
	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=1$	$m=2$	$m=3$
ТН	3,1	11,0	26	1,2	6,6	14
ТЕ	2,6	10,2	23	3,8	8,4	18
Среднее . . . . .	2,8	10,6	24	2,5	7,5	16

висимости от направления распространения волн (с запада на восток или с востока на запад) вызовут примерно такие же колебания переводного множителя. Однако значения  $b$  для отдельных модов изменяются в противоположные стороны, поэтому зависимость показаний фазометров от направления прихода атмосфериков может быть ослаблена даже в экваториальной зоне.

В заключение остановимся на соотношении коэффициентов  $b \approx (b/a) = f_{кр}^2$ , где  $f_{кр}$  — эффективная критическая частота для данного мода. Относительные значения  $(b_m/b_1)$  при  $m$ , равном 2 и 3, указаны в табл. 3.

В отличие от результатов расчетов, рассмотренных ранее в статье [5], для которых соотношение величин  $b$  получилось порядка 1:9:25, в данном случае относительные значения  $b$  приближаются в среднем к пропорции 1:4:9. Поэтому эффективные критические частоты связаны здесь с эффективной высотой ионосферы  $h$  соотношением типа  $f_{кр} = 0,5 \text{ cmh}^{-1}$ . Полагая  $h = 90$  км при  $m = 1$ , получим значение  $f_{кр}^2 \approx 2,8$ , близкое к соответствующим

Таблица 3

$m$	З-В		В-З		Среднее		
	ТН	ТЕ	ТН	ТЕ	ТН	ТЕ	Все
2	3,5	3,9	5,5	2,2	3,7	3,8	3,7
3	8,4	8,8	11,7	4,7	8,6	8,2	8,4

средним величинам  $b$  в табл. 2. Обычное соотношение  $f_{кр} = 0,5c(m-0,5)h^{-1}$  не согласуется с результатами расчетов [4], использованных в данной статье. Вследствие ограниченности размера статьи зависимость фазовой скорости от направления распространения характеризуется здесь только оценкой изменения коэффициентов  $a$  и  $b$  в формуле (2) без приведения значений  $v$  для области частот (примерно от 5 до 20 кгц), в пределах которых применение формул такого типа наиболее оправдано.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера. Изд. «Наука», М., 1967.

2. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Однопунктные методы наблюдений за грозowymi очагами. Труды ГГО, вып. 242, 32—36, 1969.

3. Иньков Б. К. О возможности определения местоположения далеких грозowych очагов из одного пункта. Метеорология и гидрология, № 4, 1967.

4. Краснушкин П. Е., Шабалин В. Д. Зависимость формы ночного атмосферика от направления его прихода. Радиотехника и электроника, 14, № 8, 1491—1495, 1969.

5. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Сравнение и анализ расчетных данных о фазовых скоростях электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера. См. настоящий сборник.

И. М. ИМЯНИТОВ, В. В. МИХАЙЛОВСКАЯ,  
Н. П. СИГАИОВ

## ПРИМЕНЕНИЕ РЕШАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА К САМОЛЕТНОМУ ПРИБОРУ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Метод измерения напряженности электростатического поля в свободной атмосфере и заряда самолета с помощью самолетного прибора для измерения напряженности электростатического поля с достаточной полнотой освещен в литературе [1] и здесь не рассматривается. Напомним только, что вертикальная составляющая вектора напряженности электростатического поля  $E$  и заряд самолета  $Q$ , на котором этот прибор установлен, определяются из уравнений:

$$E = aE_v - bE_n, \quad (1)$$

$$Q = -(cE_v + dE_n), \quad (2)$$

где  $E_v$  и  $E_n$  — значения напряженности поля в местах установки верхнего и нижнего датчиков,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  — коэффициенты, учитывающие искажение поля самолетом, а также зависимость между зарядом самолета и полем им создаваемым в местах установки датчиков.

Получение величины вертикальной составляющей напряженности электростатического поля атмосферы  $E$  и заряда самолета  $Q$  значительно упрощается, если прибор для измерения напряженности электростатического поля дополнить решающим устройством, блок-схема которого дана на рис. 1. Принцип работы этой схемы сводится к следующему.

Хорошо известно, что ток, текущий через измерительный прибор, включенный в диагональ лампового моста, пропорционален разности напряжений на управляющих сетках ламп, поскольку при питании лампового моста постоянным напряжением потенциалы плеч этого моста изменяются пропорционально потенциалам управляющих сеток ламп. Поэтому если на сетку одной лампы

подать напряжение, пропорциональное  $aE_{\text{в}}$ , а на сетку другой — пропорциональное  $bE_{\text{н}}$ , то ток, текущий через измерительный прибор, будет пропорционален величине  $aE_{\text{в}} - bE_{\text{н}}$ , равной вертикальной составляющей напряженности поля атмосферы.

На рис. 2 в качестве примера приведена принципиальная схема для получения вертикальной составляющей напряженности поля  $E$  и заряда самолета  $Q$  с помощью двух решающих устройств описанного выше типа, собранных на двойных триодах 6Н8С.

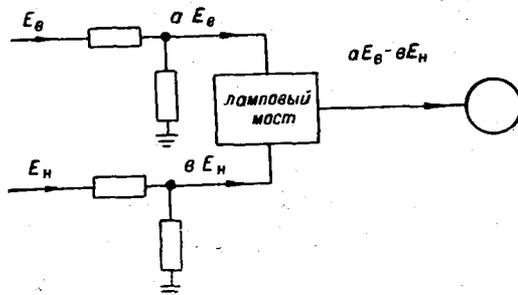


Рис. 1. Блок-схема.

Делители напряжения собраны на сопротивлениях  $R_{12}-R_{13}-R_{14}$  и  $R_{20}-R_{21}$  для одного и на сопротивлениях  $R_{33}-R_{34}$  и  $R_{40}-R_{41}$  для другого решающего устройства.

Предварительно напряжения, снимаемые с выходов синхронных детекторов, пропорциональные полям, действующим на соответствующие датчики напряженности поля, делятся пополам и средняя точка заземляется, что вызвано необходимостью подавать напряжения разных знаков на разные решающие устройства. Кроме того, подаваемые на ламповый мост напряжения тщательно фильтруются  $RC$ -фильтрами.

Недостатком решающего устройства, собранного по предложенной схеме, является то, что со временем лампы стареют и чувствительность их изменяется. Однако это легко учитывается в процессе градуировки и контроля чувствительностью прибора.

В дополнение необходимо заметить, что во время градуировки верхний датчик помещается в поле  $E_{\text{в.гр}}$ , равное

$$E_{\text{в.гр}} = K_E^{\text{в}} E_{\text{гр}} - K_Q^{\text{в}} Q_{\text{гр}},$$

а нижний — в поле  $E_{\text{н.гр}}$ , равное

$$E_{\text{н.гр}} = -K_E^{\text{н}} E_{\text{гр}} - K_Q^{\text{н}} Q_{\text{гр}},$$

где  $K_E^{\text{в}}$ ,  $K_E^{\text{н}}$ ,  $K_Q^{\text{в}}$ ,  $K_Q^{\text{н}}$  — коэффициенты, учитывающие искажение поля самолетом,  $E_{\text{гр}}$ ,  $Q_{\text{гр}}$  — величины напряженности поля и заряда самолета при градуировке.

Горизонтальные составляющие напряженности поля могут быть определены аналогичным способом.

Описанное выше решающее устройство было собрано для прибора, установленного на ЛИ-2, и успешно работало в течение нескольких лет.

В заключение следует отметить, что решающее устройство к самолетному прибору для измерения напряженности электростатического поля: 1) значительно упрощает обработку получаемого материала и 2) может быть использовано при установке прибора не только на самолете, но и на других зондирующих телах.

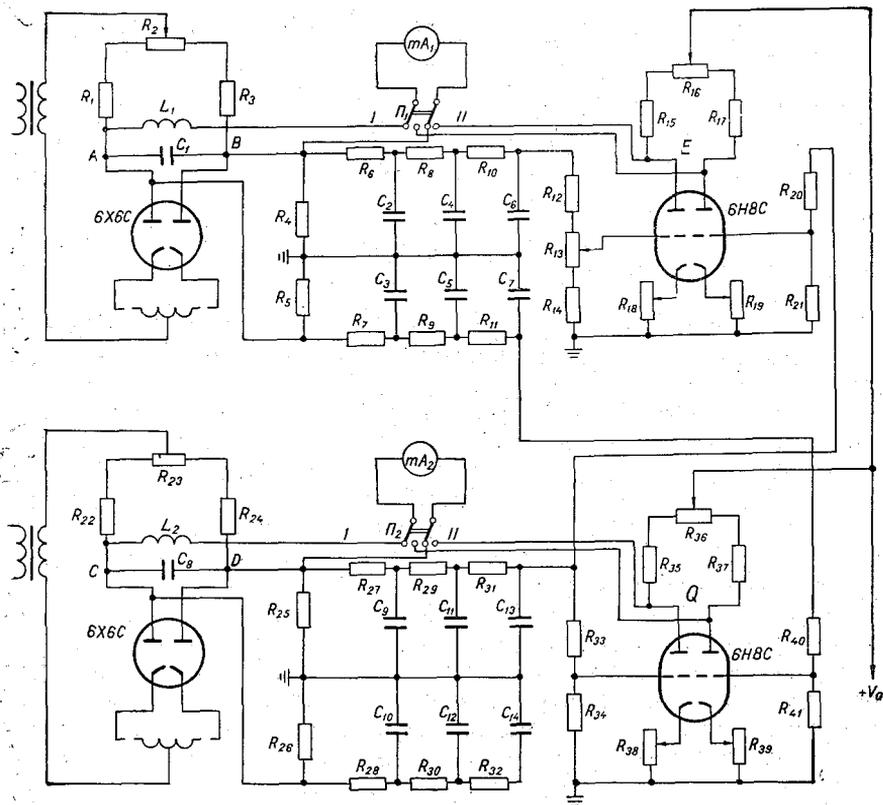


Рис. 2. Принципиальная схема решающего устройства к самолетному прибору напряженности поля.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Гостехиздат, М., 235—244, 1957.

## ИЗ ОПЫТА НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ГРОЗАМИ В ТРОПИЧЕСКОЙ ЗОНЕ

Инструментальные наблюдения за числом грозовых разрядов были начаты сначала в районах со сравнительно низкой грозовой активностью (впервые достаточно густая сеть станций, снабженных приборами типа Пирса-Голда, была организована в Скандинавских странах [1]). В литературе имеется очень мало данных о регистрации числа грозовых разрядов в тропической зоне, причем отдельные ссылки носят отрывочный характер [2]. Поэтому даже предварительные результаты измерений в районе экватора представляют определенный интерес.

В 1970 г. были начаты наблюдения за числом грозовых разрядов в пункте, расположенном немного южнее экватора в восточной части центральной Африки (примерные координаты  $7^\circ$  ю. ш. и  $38^\circ$  в. д.). Для этого района характерны два сезона: дождливый, продолжающийся приблизительно с ноября по апрель, и сухой (май — октябрь), причем годовая сумма осадков составляет около 600 мм [3], т. е. близка, например, к годовому количеству осадков в Ленинграде. По карте, приведенной в статье [4], в пункте, где производились измерения, в среднем за год наблюдается около 40 дней с грозой, но на расстоянии около 800 км к северо-западу расположен горный массив с максимальной повторяемостью гроз 200 дней и больше. Сравнительно близко от данного пункта (примерно в 100 км к северу, востоку и югу) находятся горы высотой 2—2,5 км. Согласно принятой классификации годового хода гроз на африканском материке [3], пункт расположен в VI районе, где грозы наблюдаются в основном зимой (южное полушарие) и почти отсутствуют в течение летнего полугодия (с мая по октябрь).

Для регистрации числа грозовых разрядов использовались два типовых грозорегистратора с узкой [5] и широкой [6] полосами пропускания и со счетчиками вместо самописцев. Показания счетчиков записывались ежечасно, за исключением ночного времени (с 0 до 7 час.). Порог срабатывания узкополосного прибора (с ра-

бочей частотой около 60 кгц и шириной полосы пропускания порядка 10 кгц на уровне 0,7) соответствовал напряженности поля на резонансной частоте, приблизительно равной 1 в/м. При этой чувствительности узкополосный грозорегистратор имеет эффективный радиус приблизительно 50 км и радиус обнаружения гроз около 200 км [7]. Порог срабатывания широкополосного прибора (5—20 кгц) оценивался величиной порядка 1—3 в/м. Наблюдения производились по поясному времени, которое совпадает с московским декретным временем и на 0,5 часа опережает среднее местное время.

Таблица 1

$\bar{g}_h$	t час (от — до)																							
	0—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24						
0—2	—	—	4	—	4	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4	—	—						
3—5	7	—	7	14	22	7	9	—	—	—	—	—	—	—	4	9	4	—						
6—10	38	26	33	18	11	18	5	10	—	—	—	4	4	—	9	9	30	29						
11—20	21	30	26	50	34	29	33	5	14	4	—	8	8	12	14	18	17	12						
21—50	11	37	26	7	22	28	19	35	29	21	16	8	19	21	19	13	25	24						
51—100	4	7	4	7	7	14	29	20	9	30	28	20	19	30	4	18	4	23						
101—200	3	—	—	4	—	—	5	25	24	8	12	20	11	4	9	13	—	12						
201—500	13	—	—	—	—	—	—	5	19	25	45	16	8	8	19	4	12	—						
501—1000	3	—	—	—	—	—	—	—	5	4	4	12	8	13	13	4	—	—						
1001—2000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8	4	12	23	4	9	4	—	—						
2001—5000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	8	—	4	8	—						

Всего за первый период наблюдений (с 18 января по 15 февраля) узкополосный прибор зарегистрировал 91 170 разрядов, что при указанном выше эффективном радиусе соответствует средней плотности, равной 12 разрядам на км<sup>2</sup> в месяц (30 дней). Для сравнения можно указать, что в Ленинградской области в сумме за весь грозовой сезон (с мая по сентябрь) получается около 5 разрядов на км<sup>2</sup> [8], т. е. при пересчете на один месяц примерно на порядок меньше, чем в данном экваториальном пункте.

Суточный ход грозовой активности выражен достаточно резко. В табл. 1 дается распределение отдельных часовых значений зарегистрированного числа разрядов  $\bar{g}_h$  в зависимости от времени суток (по данным, полученным с помощью узкополосного прибора). Повторяемость различных значений  $\bar{g}_h$  выражена в процентах от общего числа случаев за каждый данный час. При заполнении столбца 0—7 использованы средние часовые значения (по отдельным суткам), относящиеся к этому интервалу времени  $t$ .

Первая половина суток характеризуется, как правило, очень низкой грозовой активностью. Максимум в суточном ходе приходится обычно на вечерние часы (с 17 до 19), близкие к времени захода Солнца. В те дни, когда по визуальным наблюдениям грозы или зарницы не были отмечены, максимальное число разрядов за час по узкополосному прибору не превышало 150, тогда как в дни с видимыми грозowymi явлениями регистрировалось до 3000 разрядов в час. В течение рассматриваемого периода дни без местных гроз или зарниц встречались редко и составляли только 20% общего числа суток.

Таблица 2

$\bar{g}_h''$	t час (от - до)																							
	0-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22	22-23	23-24						
0-2	—	—	—	4	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—					
3-5	—	—	—	—	—	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	5					
6-10	4	4	4	—	4	—	4	—	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—					
11-20	60	12	32	27	24	4	—	5	—	8	4	4	—	—	5	—	22	36						
21-50	20	68	56	58	44	40	26	32	32	17	16	20	16	4	27	44	52	42						
51-100	12	16	8	7	20	48	53	37	41	38	36	16	32	50	36	40	13	9						
101-200	4	—	—	4	4	—	17	21	13	33	36	32	32	25	18	8	5	—						
201-500	—	—	—	—	—	4	—	5	9	—	4	24	20	17	9	4	4	4						
501-1000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4	4	4	—	4	4	—	4	4						
1001-2000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4	—	—						

Широкополосный прибор зарегистрировал всего 46 200 разрядов, т. е. почти в 2 раза меньше, чем узкополосный. Суточный ход числа разрядов за час ( $\bar{g}_h''$ ) подобен суточному ходу числа разрядов, зарегистрированных узкополосным прибором ( $\bar{g}_h'$ ), но имеет меньшую амплитуду. В табл. 2, составленной аналогично табл. 1, приведено распределение часовых значений  $\bar{g}_h''$  по широкополосному прибору.

Согласно табл. 2, в первую половину суток наиболее часто встречаются значения  $\bar{g}_h''$  около 20, а во вторую половину суток около 100. Хотя широкополосный прибор в общем итоге зарегистрировал значительно меньше разрядов, чем узкополосный, однако с 7 до 13 час. чаще встречается обратное соотношение, т. е.  $\bar{g}_h'' > \bar{g}_h'$ . В табл. 3 указана повторяемость ( $r$ ) тех случаев, когда выполнялось соотношение  $\bar{g}_h'' > \bar{g}_h'$ . Значения  $r$  выражены в процентах к общему числу случаев за данный часовой интервал.

Как видно из таблицы, только в интервале с 13 до 19 час. систематически преобладает соотношение  $\bar{g}_h'' < \bar{g}_h'$ , но в это время грозовая активность значительно выше, чем в первую половину суток. Изменение соотношения между числом разрядов, регистрируемых узкополосным и широкополосным приборами, более

Таблица 3

<i>t</i> час.	<i>r</i> %						
0—7	50	11—12	88	15—16	29	20—21	50
7—8	75	12—13	81	16—17	16	21—22	52
8—9	79	13—14	45	17—18	44	22—23	61
9—10	80	14—15	29	18—19	33	23—24	36
10—11	73			19—20	52		

четко прослеживается при сравнении соответствующих суточных сумм ( $\bar{g}_d'$  и  $\bar{g}_d''$ ). Эти величины могут быть связаны следующей эмпирической формулой:

$$\bar{g}_d' = \frac{(\bar{g}_d'')^2}{1000},$$

согласно которой  $\bar{g}_d' < \bar{g}_d''$  при  $\bar{g}_d'' < 1000$  и  $\bar{g}_d' > \bar{g}_d''$  при  $\bar{g}_d'' > 1000$ . Численный коэффициент (1000) зависит от чувствительности данной пары приборов, но сама формула, возможно, имеет более общее значение. Отмеченные вариации объясняются частотными особенностями распространения электромагнитных колебаний. На рабочих частотах широкополосного прибора (5—20 кГц) колебания распространяются с малым затуханием, которое резко возрастает при повышении частоты до 60 кГц. Поэтому фон от сравнительно далеких гроз, регистрируемых широкополосным прибором при слабой грозовой активности в районе пункта, не отмечается узкополосным прибором. При близких грозах сказывается различие в чувствительности приборов и, возможно, преобладание междуоблачных разрядов.

В среднем количество внутриоблачных разрядов всегда больше количества разрядов на землю, причем эти расхождения особенно большие в низких широтах [9]. В течение описываемого периода удалось провести две серии наблюдений за типом грозовых разрядов в районе пункта, где были установлены приборы. Из 600 молний, наблюдававшихся 7 и 11 февраля, только одна ударила в землю. Все молнии (за исключением одной) освещали только вершины грозовых облаков или обвивали их «змейками», имевши-

ми преимущественно горизонтальное направление. Часто создавалось впечатление, что разряд в одной части грозовых облаков вызывает следующий за ним разряд в другой части, удаленной на расстояние 3—10 км. При большой грозовой активности создаются своего рода «молниевые дуплеты», разделенные долями секунды по времени и несколькими километрами по расстоянию. Дальнейшее уточнение особенностей тропических гроз (в предгорных районах) и типов генерируемых ими разрядов представляет большой интерес как для теории атмосферного электричества, так и для интерпретации данных инструментальных наблюдений.

Таблица 4

$f$ МГц	$t$ час.					$n$	$\overline{p}'\%$	$\overline{p}''\%$
	8—12	12—16	16—20	20—24				
1,6	27	63	112	177	6,6	89	82	
10	13	22	62	57	4,8	76	51	
22	12	17	31	15	3,6	37	28	

Для оценки условий приема атмосфериков, генерируемых грозовыми разрядами на высоких частотах (в мегагерцевом диапазоне), четыре раза в день проводились пятиминутные сеансы, во время которых подсчитывалось число атмосфериков, обнаруживаемых на слух с помощью радиоприемника. Полученные таким методом данные о среднем числе атмосфериков, принимаемых за 5 мин. на каждой из выбранных частот  $f$ , представлены в табл. 4. Вследствие небольшого числа сеансов данные осреднены по интервалам 8—12, 12—16 час. и т. д.

Величины  $n$ , приведенные в табл. 4, характеризуют амплитуду суточных колебаний числа атмосфериков (через  $n$  обозначено отношение наибольшего из указанных чисел к наименьшему). Вероятность того, что разряд, зарегистрированный узкополосным  $\overline{p}'$  или широкополосным  $\overline{p}''$  прибором, сопровождается соответствующим высокочастотным атмосфериком, дается в последних столбцах табл. 4.

При увеличении частоты  $f$  происходит систематическое уменьшение  $n$  (т. е. амплитуды суточного хода) и ослабление связи принятых на слух атмосфериков с атмосфериками, зарегистрированными низкочастотными приборами. Это объясняется, вероятно, тем, что все большее значение начинают приобретать посторонние факторы (излучение, вызванное предразрядными процессами, а также значительные суточные вариации условий распространения). Поэтому для регистрации числа грозовых разрядов более подходящими оказываются приборы, работающие в области низ-

жих частот, не превышающих сотен кГц. По опыту наблюдений в тропической зоне, особенно актуальное значение имеет разработка методики регистрации числа разрядов на землю. Попытки решить эту задачу путем выбора некоторых подходящих рабочих частот пока не дали достаточно определенных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иньков Б. К. Исследование методов регистрации атмосфериков, применяемых для оценки грозовой деятельности. Труды ГГО, вып. 136, 35—52, 1962.
2. Колоколов В. П. О характеристике глобального распределения грозовой деятельности. Метеорология и гидрология, № 11, 47—55, 1969.
3. Климаты Африки. Под ред. Лебедева А. Н. и Сорочан О. Г. Гидрометеониздат, Л., 1967.
4. Пастух В. П., Винникова Э. Б. Некоторые особенности распределения гроз на африканском материке. Труды ГГО, вып. 182, 88—93, 1965.
5. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы. Труды ГГО, вып. 157, 54—58, 1964.
6. Иньков В. К. О выборе рабочей частоты для счетчиков местных грозových разрядов. См. настоящий сборник.
7. Семенов К. А. Некоторые результаты испытаний грозорегистраторов с малым радиусом действия. Труды ГГО, вып. 157, 59—67, 1964.
8. Семенов К. А. Результаты наблюдений за грозowymi разрядами в Воейково и на о. Валаам в 1964 г. Труды ГГО, вып. 188, 21—23, 1966.
9. Семенов К. А. Соотношение между числом внутриоблачных разрядов и разрядов на землю. Труды ГГО, вып. 204, 68—69, 1967.

## СОДЕРЖАНИЕ

С. П. Гирс, Я. М. Шварц. Опыт измерения электропроводности воздуха в районе конвективных облаков . . . . .	3
И. М. Имянитов, Е. В. Чубарина. Интегральные электрические характеристики облаков слоистых форм . . . . .	12
В. К. Иньков. О выборе рабочей частоты для счетчиков местных грозовых разрядов . . . . .	25
И. И. Камалдина. Времена восстановления электрического поля после разрядов молнии в грозовых облаках различных типов . . . . .	32
В. П. Колоколов. Поражаемость линий электропередач в связи с грозовой активностью . . . . .	38
И. И. Кононов. Импульсный электромагнитный метод определения удаленности грозовых очагов . . . . .	46
И. И. Кононов, В. А. Колсанов. Влияние на точность дипольного алгоритма определения удаленности грозовых очагов параметров молниевое разряда . . . . .	55
Г. П. Лещенко. Опыт регистрации грозовых разрядов на очень низких частотах . . . . .	64
Т. В. Лободин, Т. А. Басукова. К построению карты напряженности электрического поля атмосферы для территории Советского Союза . . . . .	69
Л. Г. Махоткин. Сезонные изменения среднего суточного хода градиента потенциала . . . . .	79
Л. Г. Махоткин, К. А. Семенов. Влияние леса на концентрацию ионов . . . . .	85
Л. Г. Махоткин. О методах оценки расстояния до источников атмосфериков по их форме . . . . .	89
Л. С. Мордовина. Роль последовательных контактов частиц в электризации облака . . . . .	92
Л. С. Мордовина. Электризация льда при соударении . . . . .	99
Н. А. Парамонов. Метод и результаты выделения глобального суточного хода градиента потенциала электрического поля в атмосфере и вертикального тока проводимости периодов МГГ и МГСС . . . . .	103
В. И. Созин. О выборе рабочей частоты для оценки расстояния до близких грозовых очагов . . . . .	111
В. И. Созин. Грозовая активность в Кировской области в 1966 г. . . . .	116
В. А. Соловьев. Грозовая активность в период МГСС по данным пеленгования атмосфериков . . . . .	119
Е. В. Чубарина. Изменение величин потенциала атмосферы и напряженности электрического поля в облаках от периода МГГ к периоду МГСС . . . . .	125
З. В. Зачек, Б. К. Иньков, Л. Г. Махоткин. Расположение источников атмосфериков на снимке Земли, сделанном с высоты 90 000 км . . . . .	133

Л. Г. Махоткин, Б. К. Иньков. Сравнение и анализ расчетных данных о фазовых скоростях электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера	136
Е. Л. Махоткина. О зависимости фазовых скоростей от направления распространения колебаний в волноводе Земля — ионосфера	153
И. М. Имянитов, В. В. Михайловская, Н. П. Зиганов. Применение решающего устройства к самолетному прибору для измерения напряженности электрического поля	158
В. К. Иньков. Из опыта наблюдений за грозами в тропической зоне	161

## Труды ГГО, вып. 253

### АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Под редакцией  
*Виктора Петровича Колоколова,*  
*Льва Гордеевича Махоткина*  
 Редактор Л. В. Царькова  
 Технический редактор И. К. Пелипенко  
 Корректор З. Т. Тимченко

Сдано в набор 5/VI 1970 г. Подписано к печати 13/IX 1970 г. Бумага тип. № 1 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
 Бум. л. 5,5. Печ. л. 11. Уч.-изд. л. 10,78. М-12402. Индекс МЛ-23. Заказ 659. Тираж 950 экз.  
 Цена 75 коп.

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, 23

Сортавальская книжная типография Управления по печати при Совете Министров Карельской АССР.  
 Сортавала, Карельская, 42