ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

# ТРУДЫ

ВЫПУСК 323

# АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

24450

Под редакцией канд. физ.-мат. наук В. П. КОЛОКОЛОВА



# ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ

ЛЕНИНГРАД • 1974

УЛК 551.594

Сборник посвящен в основном вопросам изучения электрических характеристик свободной атмосферы и облаков. Рассматривается методика измерения зарядов частиц осадков, приводятся результаты вертикального зондирования электрического поля, измерений проводимости воздуха, зарядов и концентрации частиц. Отдельные статьи связаны с методикой расчета электрических преобразователей. Результаты наземных измерений используются для оценки локальных и глобальных факторов.

Сборник предназначен для специалистов в области атмосферного электричества и соприкасающихся разделов физики атмосферы.

20407-159 17-74(2)069(02)-74



Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), 1974 И. М. ИМЯНИТОВ, И. И. КАМАЛДИНА

# К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОСЛЕ УДАРОВ МОЛНИИ

1. Об изменениях электрического поля после удара молнии. По вопросу об интерпретации кривых восстановления электрического поля после удара молнии до сих пор не существует единого мнения, хотя со времен Вильсона характерные особенности кривых восстановления рассматривались как ключ к разгадке некоторых вопросов теории грозы.

Первые же результаты регистрации электрического поля во время гроз, показавшие, что после резкого скачка поля, связанного с разрядом молнии, следует восстановление поля, поставили перед исследователями ряд вопросов. Необходимо было объяснить: а) экспоненциальный характер кривых восстановления электрического поля, б) время восстановления его около 10 с и в) различие форм кривых восстановления для ближних и дальних разрядов, которое сводится в основном к тому, что для ближних разрядов, форма кривых восстановления отличается от экспоненты, в то время как для дальних разрядов восстановление поля происходит по экспоненте.

Время восстановления для ближних разрядов значительно больше, чем для дальних.

В интерпретации важнейших особенностей кривых восстановления имеются две противоположные тенденции. В работах одного направления утверждается, что основные особенности кривых восстановления отражают процесс восстановления электрического момента облака, авторы других работ придерживаются мнения, что форма кривых восстановления объясняется процессами вне облака.

Вильсон [1] первый объяснил, каким образом за сравнительно короткий промежуток времени в облаке могут разделиться заряды величиной 30 Кл. Экспоненциальный характер кривых восстановления (отражающий по его мнению экспоненциальный ход восстановления электрического момента облака) Вильсон объяснил торможением разделяющихся заряженных элементов возрастающим внутренним полем и возрастанием токов диссипации за счет проводимости воздуха.

Вормель [2] полностью поддерживал взгляды Вильсона на особенности изменения электрического поля после разряда. Отклонение кривых восстановления электрического поля для ближних разрядов от экспоненты и увеличение времени восстановления Вормель объяснил дополнительным влиянием на них положительного пространственного заряда, который образуется у земли под грозовым облаком и рассеивается после разряда под влиянием токов проводимости и нейтрализации отрицательными ионами, появляющимися при разрядах с острий.

Вильсон и Вормель предполагали, что воздух в грозовых бластях имеет низкую проводимость, поскольку наличие большого количества капель ведет к уменьшению количества легких ионов, поэтому процесс диссипации зарядов в облаке токами проводимости они не рассматривали как основной процесс, тормозящий накопление заряда в грозовом облаке. Вормель подчеркнул, однако, что не знает, какому из двух процессов (торможению частиц возрастающим внутренним полем или диссипации зарядов за счет проводимости) следует отдать предпочтение. Впоследствии стал известен ряд фактов, сводящих до минимума роль поля в торможении капель.

В 1954—1963 гг. в ГГО были проведены самолетные исследования напряженности поля в районе кучево-дождевых облаков, показавшие, что восстановление электрического поля после разряда молнии на высотах 8-12 км в большинстве случаев следует экспоненте и время восстановления в среднем значительно меньше. чем у земли. Основываясь на данных первых этих измерений, ь 1956 г. была высказана мысль о том, что внутри грозовой ячейки существует высокая (на порядок выше, чем в окружающем воздухе) эффективная проводимость  $\lambda_{\partial \phi}$  [3]. Поэтому величина потерь заряда вследствие проводимости также велика и увеличивается по мере роста напряженности Е внутреннего поля в облаке. Рост электрического поля в этом случае описывается экспонентой, а основные особенности кривых восстановления являются отражением процесса восстановления электрического момента облака; малые времена релаксации являются следствием высокой эффективной проводимости активной части грозового облака и связаны с ней соотношением  $\tau = 1/4 \pi \lambda_{\partial \Phi}$ .

Впоследствии Фрайер [4] теоретически показал, что малое время восстановления является следствием высокой проводимости в той части Cb, где происходят разряды (активная часть облака). Хотя было много сторонников идей, изложенных в [3 и 4], однако некоторые авторы иначе объясняют основные особенности кривых восстановления.

Наиболее известны работы Тамуры и Иллингворса. В 1954 г. Тамура [5] путем аналитического расчета, основанного на теории токовой цепи, пришел к выводу, что основные особенности кривых восстановления, в частности малое время релаксации, можно объяс-

нить, не предполагая высокую проводимость внутри грозовой ячейки. По схеме Тамуры, электрическое поле у земли после разряда слагается из поля, создаваемого зарядом на каждом полюсе генератора-облака, поля от пространственного заряда, тесно связанного с зарядом полюса, и поля от некоего начального пространственного заряда, не связанного с зарядом полюса и свободно разрушающегося под влиянием токов проводимости.

Проводимость внутри грозовой ячейки Тамура полагал равной проводимости чистого воздуха на той же высоте.

Сравнивая рассчитанные теоретически кривые восстановления с построенными по данным измерений у земли, Тамура нашел, что его схема хорошо объясняет не только малые времена восстановления, но и различие форм кривых восстановления для ближних и дальних разрядов.

Однако, ряд исследователей показали, что наблюдаемые в действительности времена восстановления меньше предсказанных Тамурой. Михновский [6] на основании измерений напряженности электрического поля во время гроз нашел, что время восстановления гораздо меньше получаемого по теории Тамуры. Так, например, среднее значение времени T', в течение которого поле восстанавливается на 1/2 своего пикового значения на расстоянии приблизительно 12 км от грозы, по наблюдениям Михновского, равно 8 с, а соответствующие рассчитанные значения составляют 13 с. В одной из внутримассовых гроз над Свидером (Польша) было зарегистрировано среднее значение T' для расстояния приблизительно 40 км, равное 2,2 с, а соответствующее значение, предсказанное Тамурой, составляет 10 с.

Михновский указывает в своей работе, что, очевидно, необходимо ввести в модель грозы более высокое значение проводимости внутри облака, чем в его окрестностях.

Иллингворс [7] в работе представил результаты измерений электрического поля после грозовых разрядов. На основании полученных данных была установлена связь между T' и расстоянием D до разряда. Для 12 км < D < 28 км.

$$T' = (6,2 \pm 0,2) - (0,179 \pm 0,012) \cdot D. \tag{1}$$

По данным Иллингворса, для T' < 5 с кривые восстановления E отличаются от экспоненты. В этой работе и в работе [8], выполненной позже, Иллингворс указанные особенности объясняет перестройкой пространственного заряда вокруг и выше облака, образующегося в чистой атмосфере за счет изменения проводимости с высотой, а не за счет процессов, происходящих внутри активной части грозового облака.

Тамура и Иллингворс при сравнении расчетных кривых с экспериментальными опирались на измерения *E* у земли. Тамура писал, что он ограничивается вычислением электрического поля у земли, поскольку не имеется никаких наблюдений, кроме этих.

Иллингворс в разделе 7 работы [8] приводит вычисленные на основании его теории кривые восстановления электрического поля

и численные значения времени восстановления его над облаком на разных высотах, но использованные им для сравнения данные очень малочисленны. Однако именно сравнение рассчитанных и экспериментальных данных для больших высот, на наш взгляд, представляет наибольший интерес, поскольку здесь мы имеем наиболее «чистые» условия.

В нашем распоряжении имелся большой статистический материал, основанный на анализе более 500 кривых восстановления в районе вершин грозящих Cb. Мы могли сравнить эти экспериментальные данные с кривыми восстановления, полученными на основе теорий Тамуры и Иллингворса.

2. Результаты анализа высотных кривых восстановления. Измерения трех составляющих напряженности электрического поля Е проводились в летние сезоны 1961—1965 гг. на ЕТС. Полученные результаты подробно описаны в работе [9]. Заметим прежде всего, что в 80% случаев восстановление поля практически следовало экспоненте. Только эти случаи и подвергались статистической обработке. Среднее время восстановления т (здесь и в дальнейшем имеется в виду время восстановления напряженности электрического поля до 1/е своего значения — время релаксации) для высот 7— 12 км составляет 3-4 с. Максимум повторяемости приходился на интервал 2-3 с. Эти значения гораздо меньше значений времени восстановления Е у земной поверхности, на которые опирались Тамура и Иллингворс, но хорошо согласуются со временем T', приводимым Михновским в работе [6] для расстояний свыше 50 км от разряда (в работе Михновского T' определяется как время восстановления поля до 1/2 своего пикового значения и связано с т соотношением  $\tau = 1.45 T'$ ).

В работе [10] приводится таблица, в которой даются характеристики распределений  $\tau$  для разрядов, зарегистрированных при различном положении самолета по отношению к облаку. Данные этой таблицы показывают, что наиболее вероятные значения времени восстановления  $\tau$  не изменяются ни в зависимости от расстояния до источника разряда, ни в зависимости от высоты полета.

3. Сопоставление кривых восстановления, рассчитанных по схеме Тамуры, с данными высотных измерений. Если, согласно данным Михновского [6], кривые восстановления, рассчитанные по схеме Тамуры, являются завышенными по сравнению с соответствующими величинами, наблюдаемыми у земли, то тем более противоречат схеме Тамуры результаты высотных измерений восстановления поля после грозовых разрядов. Во-первых, абсолютные значения времени восстановления с максимумом в интервале 2—3 с никак не могут быть объяснены схемой Тамуры. Во-вторых, по данным наших измерений, отсутствует зависимость времени восстановленияния от расстояния до источника разряда.

В своей работе Тамура ограничивается расчетом кривых восстановления на уровне земли. Для более наглядного сопоставления имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных данных с теоретическими мы сделали расчет кривых восстановления по схеме Тамуры для конкретного случая.

Было выбрано изолированное грозовое облако внутримассового происхождения, которое было исследовано 16 июня 1961 г. Облако давало разряды через приблизительно равные интервалы времени. Средний интервал между разрядами T<sub>0</sub> составлял 28 с. Измерения напряженности электрического поля проводились в горизонтальном полете на высоте 10 100 м. Самолет шел прямым курсом на облако,



Рис. 1. Кривые восстановления, рассчитанные по схеме Тамуры для  $r_1 = 7.8$  км (1),  $r_2 = 30.6$  км (2);  $\tau_1 = 23$  с и  $\tau_2 = 9$  с.

и прибор регистрировал напряженность поля начиная с расстояния 50 км от облака. Положение активного центра облака определялось по ходу напряженности поля. По известной скорости движения самолета и ленты осциллографа легко определялось расстояние от места разряда до места измерения.

Были выделены две кривые восстановления, измеренные на расстояниях r=7,8 км, и r=30,6 км от центра облака  $(r=\sqrt{x^2+y^2})$ . Для указанных параметров ( $H=10\ 100$  м, r=7,8 км и r=30,6 км,  $T_0=28$  с) по схеме Тамуры нами были рассчитаны кривые восстановления. Следуя автору теории, при расчете мы предполагали, что верхний заряд облачного диполя Q=80 Кл располагался на высоте 7 км, а нижний заряд  $Q_2=-120$  Кл— на высоте 5 км; проводимость на высотах 7 и 5 км равна соответственно  $1,8\times10^{-3}$ и  $1,2\times10^{-3}$  эл.-ст. ед. Проводимость на уровне измерения мы считали равной  $3,78\times10^{-3}$  эл.-ст. ед, предполагая экспоненциальный ее ход с высотой и k=0,11 км<sup>-1</sup>. На рис. 1 приведены рассчитанные кривые восстановления. На рис. 2 для сравнения представлены соответствующие кривые восстановления, полученные экспериментально.

Рассчитанные кривые восстановления для ближних и дальних разрядов значительно отличаются друг от друга как по форме, так и по значению времени восстановления. При ближних разрядах поле нарастает более резко и новый разряд происходит на фоне сильного изменения поля. При данных разрядах скачок происходит на фоне практически мало меняющегося поля. Эти особенности рассчитанных нами кривых восстановления хорошо согласуются



Рис. 2. Кривые восстановления, полученные экспериментально для  $r_1 = 7,8$  км (1),  $r_2 = 30,6$  км (2);  $\tau_1 = = 1,4$  с,  $\tau_2 = 2,3$  с.

с особенностями кривых восстановления, рассчитанных Тамурой для уровня земли. Время восстановления по теоретическим кривым (до 1/*e* своего предразрядного значения) для ближнего и дальнего разрядов соответственно равно 23 и 9 с. Форма кривой для ближнего разряда значительно отличается от экспоненты.

Формы кривых восстановления, полученных нами экспериментально, для ближнего и дальнего разрядов практически идентичны, т. е. отсутствует зависимость формы кривых от расстояния до разряда. Время релаксации для ближнего и дальнего разрядов соответственно равны 1,4 и 2,3 с. Форма кривой для ближнего разряда практически совпадает с экспонентой.

Проведенное сравнение позволяет сделать вывод, что теория Тамуры не подтверждается экспериментальными данными, полученными на больших высотах, так же, как, согласно Михновскому, она недостаточно хорошо подтверждается данными измерений у земли.

4. Сопоставление кривых восстановления, рассчитанных по схеме Иллингворса, с данными измерений. Иллингворс в разделе 7 работы [8] приводит результаты расчета характеристик кривых восстановления на уровне вершин облаков. Расчет сделан в пред-

положении, что разрушаемый разрядом молнии заряд облака находится на высоте 6 км, а среднее значение уничтожаемого электрического момента равно 120 Кл.

Поскольку по схеме Иллингворса степень влияния пространственного заряда на форму кривых восстановления возрастает по мере удаления от облака, их характеристики претерпевают изменения с высотой и по мере горизонтального удаления от облака. Так, по данным статьи [8] на высоте 18 км над облаком  $\tau > 10$  с, на высоте 24 км  $\tau = 4 \div 5$  с, на высоте 35 км  $\tau = 2 \div 3$  с; кривые восстановления отличаются от экспоненты.



Рис. 3. Зависимость т от расстояния до грозового очага. 1 — экспериментальные значения т на разных расстояниях, 2 — средние значения т для интервала 2 км.

Сравним полученные Иллингворсом характеристики с данными измерений. Иллингворс не приводит значений  $\tau$  для высот порядка 10 км, но, судя по значениям  $\tau$  на более высоких уровнях, они должны быть близки к 20 с, что практически на порядок выше значений, наблюдаемых в действительности. По Иллингворсу,  $\tau$  очень сильно уменьшается с высотой. Анализ данных, приведенных в строках 1 и 2 табл. 1 [10], показал, что зависимость  $\tau$  от высоты отсутствует. Согласно Иллингворсу, на уровне земли время восстановления сильно уменьшается с расстоянием (см. уравнение (1)). На высотах около 10 км зависимость от расстояния несколько слабее.

Согласно нашим данным, зависимость  $\tau$  от расстояния отсутствует, о чем свидетельствует рис. 3, на котором по оси абсцисс отложено расстояние до источника разряда, а по оси ординат—время восстановления.

Таким образом, схема Иллингворса не подтверждается опытными данными.

9.

5. Резюме. По данным наших измерений, время релаксации поля  $\tau = 2 \div 3$  с. Столь малые значения не могут быть объяснены перераспределением каких-либо зарядов, находящихся вне облака, поскольку для их обеспечения необходимо, чтобы величина проводимости была в среднем примерно на порядок больше, чем паблюдается в атмосфере. Время восстановления не зависит от расстояния до разряда.

Наиболее вероятные значения тв не зависят от места наблюдения и во всех рассмотренных случаях составляют 2-3 с. В большинстве случаев восстановление поля происходит по экспоненциальному закону. Все эти факты можно объяснить, если при построении схемы грозы предположить, что существует зона высокой проводимости внутри активной части грозового облака, обеспечивающая малое время восстановления электрического момента облака и обусловленного им электрического поля вне облака.

#### $\mathbf{O}$ ЛИТЕРАТУРА

1. Wilson S. T. R. Some thunderstorm problems.-J. Franklin Institut, 1929, vol. 208, pp. 1-11.

2. Wormell T. W. The effekt of thunderstorms and lightning discharges on the earths elektrik field.— Phil. Trans. Roy. Soc., A, 1939, vol. 238, p. 249.

а. И мянитов И. М. К вопросу об электризации и проводимости грозовых облаков. — ДАН СССР, 1956, том 109, № 1, с. 77—83. 4. Freier G. Conduktivity of the Air in Thunderstorms. Yournal of Geoph. Res., 1962, v. 67, No. 12, pp. 4683—4691.

5. Tamura Y. An Analusis of elektric Field after Lightning Discharges .-Journal of Geomagnetism and Geoelektricity, 1954, vol. 6, pp. 34-46.

6. Michnowski S. Observations of elektrik field variations following lightning discharges .- Acta geophysica polonica, 1969, vol. 17, No. 3, pp. 241-252.

7. Illingworth A.J. The variations of the elektrik field after lightning and the conductiviti within thunderstorms.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1971. v. 97, No 414, pp. 440-456.

8. Illingworth A. J. Elektrik field recovery after lightning as the response of the conducting atmosphere to a field change.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1972, vol. 98, No. 417, pp. 604—616.

9. Камалдина И. И. Об изменении электрической структуры кучево-дождевых облаков в процессе их развития. Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 85-91.

10. Камалдина И. И. Времена восстановления электрического поля после разрядов молнии в грозовых облаках разных типов. — Труды ГГО, 1970, вып. 253. ·c. 32-37.

### И. М. ИМЯНИТОВ, Е. В. ЧУБАРИНА

# ВЕРТИКАЛЬНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Ĭ

Представление о разности потенциалов между высокими слоями атмосферы и землей как о причине, объясняющей ход глобальных составляющих атмосферно-электрического поля во времени, лежит в основе одной из долгоживущих теорий атмосферного электричества [1, 2] и является базой для проведения многих исследований атмосферного электричества, в том числе и десятилетней программы глобальных исследований атмосферного электричества [6]. Другие гипотезы и теории [1, 2] также требуют определения этого потенциала. Так, по данным работы [1], изопотенциальные линии электрического поля атмосферы даже па значительных высотах могут не совпадать с системой концентрических сферических поверхностей. Но в то же время согласно представлениям, развитым в [1], желательно измерять потенциал высоких слоев атмосферы в отдельных районах, который характеризует деятельность локальных генераторов. Для выявления влияния атмосферной деятельности на электрические поля и токи в ионосфере также желательно измерять потенциал высоких слоев атмосферы. Наконец, немаловажным является и то обстоятельство, что разность потенциалов между землей и атмосферой является эдним из немногих индексов, которым можно характеризовать деятельность атмосферы, интегральную по всему земному шару. Последнее обстоятельство может быть использовано для выявления солнечно-земных связей.

В то же время измерения потенциала атмосферы наталкиваются на ряд трудностей методического характера. Вычисление потенциала высоких слоев атмосферы по данным о ходе вертикальной составляющей напряженности электрического поля с высотой основывается на представлении о горизонтально однородной атмосфере. Очевидно, что это предположение не всегда оправдывается, и при анализе результатов зондирований электрического поля и сопоставлении результатов измерений потенциала высоких слоев атмосферы над разными точками наряду с анализом точностей применяемой аппаратуры необходимо учесть ошибки. вносимые горизонтальными неолнородностями атмосферы. При сопоставлении результатов зондирования напряженности электрического поля атмосферы с помощью радиозондов, проведенном Международной комиссией по атмосферному электричеству при солействии ВМО [3]. было отмечено, что в том случае, когда два зонда или более выпускались одновременно, но независимо друг от друга, различия в величинах потенциалов высоких слоев атмосферы. измеряемых разными зондами, даже в условиях хорошей погоды составляют 20-30%, в плохую же погоду могут превосходить 100% (рис. 1). Однако расхождения между показаниями зондов. выпущенных прикрепленными к общей раме, при зондировании в хорошую погоду практически сводились к приборной ошибке, не превышая нескольких процентов ( $\sim 5\%$ ).

Известно, что обычно различия между значениями потенциалов, вычисленных при подъеме и спуске летательного аппарата, в среднем составляют 20—30%. Эти расхождения могут быть приписаны как изменению потенциала во времени, так и неоднородности атмосферы.

Неоднородность атмосферы может, по-видимому, сказываться на результатах измерений потенциалов высоких слоев заметнее, чем приборные ошибки. Поэтому при сопоставлении результатов зондирований электрического поля атмосферы, в частности величин потенциалов высоких слоев атмосферы, необходимо, с одной стороны, выявить характеристики горизонтальных неоднородностей в атмосфере, а с другой — разработать методику зондирования, позволяющую учитывать влияние этих неоднородностей на результаты измерений.

Аналогично тому, как это делалось при сравнении зондов комиссией при ВМО, нами были сравнены результаты зондирований напряженности электрического поля с помощью самолетов. С этой целью три самолета, оборудованные однотипной аппаратурой [1]. проводили одновременные зондирования в условиях хорошей погоды. Перед каждым полетом проводилась проверка и градуировка аппаратуры. Рассмотрим основные результаты, полученные при этих исследованиях. Три самолета проводили зондирования, следуя один за другим, с интервалом не более 5 мин, поднимаясь по одному и тому же маршруту, совершая развороты в заранее намеченных точках. Расстояние между самолетами было 10—30 км. Наибольшие расхождения в величинах напряженности полей, измеренных на разных самолетах, наблюдались в нижних слоях атмосферы, т. е. в тех слоях, которые вносят основной вклад в величину потенциала высоких слоев атмосферы. Правда, если выражать расхождения в относительных единицах (по отношению, например, к средней из трех величин напряженностей, измеренных на трех самолетах на данном уровне), то в нижних сдоях (до 2 км) относительные расхождения составляют 5-30%, а в более высоких слоях (3-6 км) возрастает, доходя иногда до 100% и более.

Дело в том, что на высотах, бо́льших 3—6 км, напряженность мала и увеличивается вклад приборных ошибок измерений, поэтому расхождения в величинах напряженности поля, измеренной на этих уровнях атмосферы, могут быть связаны с ошибками измерений и обработки. Но чем выше расположен слой, тем в среднем меньше величина напряженности электрического поля в нем и, следовательно, тем меньший вклад вносит этот слой в общий потенциал атмосферы.



Рис. 1. Диаграмма расхождений в величинах потенциалов, измеренных с помощью радиозондов в ФРГ в 1965 г. [3]. 1 — положительная разница, 2 — отрицательная разница.

Нами уже приводился подсчет [4] примерной доли потенциала, даваемой каждым слоем, при этом величина потенциала на высоте 7 км принималась за 100%:

Толщина слоя, км	01	1-2 2	23	3-4	4-5	5—6	6-7
Падение потенциала в указанном	слое						
по отношению к слою 0-7 км,	% 40	20	10	10	8	8	4

Разность между значениями потенциала атмосферы на высоте 6 км, измеренными тремя самолетами при одновременных полетах в одном районе, составляет 2÷40%, в среднем 15%. На рис. 1 представлена диаграмма, иллюстрирующая различия в величинах потенциалов, полученных в результате измерений при одновременных полетах нескольких радиозондов, а на рис. 2 — измеренных с помощью нескольких самолетов.

Было определено также различие потенциалов, измеренных на одном самолете при подъемах и спусках. В среднем расхождения

между потенциалами, измеренными при подъемах и спусках одного и того же летательного аппарата, составляют 20—30%, т. е. даже превышают расхождения, возникающие при зондированиях на разных самолетах одновременно. Режимы полетов во время подъемов и спусков выдерживались примерно одинаковыми. Спуск от подъема отделяет время около 1—1,5 ч. Эти расхождения связаны как с изменениями свойств среды за время полета, так и с влиянием зон неоднородностей, которые встречаются самолетами при полетах.



Рис. 2. Диаграмма расхождений в величинах потенциалов, измеренных приборами, установленными на трех самолетах, летающих по одной трассе (район Ленинграда, 1967 г.).

Усл. обозначения см. на рис. 1.

Для оценки изменений потенциалов при зондированиях атмосферы над разными пунктами, находящимися на различных удалениях друг от друга, была проведена серия измерений. Во-первых, проводились синхронные измерения над незначительно удаленными друг от друга пунктами. Например, один самолет проводил зондирования в районе Волхова или Тихвина, другой — над Финским заливом, третий — над Ладожским озером. Расхождения в величинах потенциалов на высоте 6000 м в этих случаях примерно те же, что и при полетах самолетов по одной трассе.

Во-вторых, проводились измерения над значительно удаленными друг от друга пунктами (1000—2000 км). Расхождения в результатах при этом возрастают, но надо отметить, что при хорошей погоде незначительно. Пытаясь избежать искажающего влияния как континентов, так и больших городов, мы провели серию синхронных измерений потенциалов над Балтийским и Черным морями. Погода в период измерений была неблагоприятной, так что практически не удалось провести зондирования в совершенно безоблачной атмосфере. Но и в таких условиях в среднем величина расхождения между потенциалами на высоте 6000 м над Черным и Балтийским морями составляет около 16%, колеблясь от 3 до 170% при плохой погоде. Таким образом, можно сделать

от 3 до 170% при плохой погоде. вывод, что при измерениях потенциалов высоких слоев атмосферы даже над близко расположенными пунктами их величины могут различаться на 15—20% даже при хорошей погоде. При плохой погоде расхождения могут достигать 100% и более. Эти расхождения больше возможных приборных ошибок. Они могут быть отнесены за счет различных свойств атмосферы в районах зондирования.

Таблица l

Потенциалы атмосферы (кВ) на высоте 6 км

Пункт	V <sub>med</sub>	V <sub>ср. ариф</sub> .
Ленинград	150	180
Киев	150	225
Ташкент	140	170

Было отмечено [4], что одному и тому же уровню в атмосфере в различных местах и в одно и то же время присущ различный потенциал в зависимости от аэрозольного и турбулентного состояния нижней атмосферы, но в среднем, при большом осреднении каждому уровню атмосферы может быть приписан определенный потенциал. В табл. 1 представлены средние и медианные значения потенциалов на высоте 6 км, измеряемых над тремя пунктами в течение 8 лет (1958—1965 гг.). Близкие средние значения потенциалов свидетельствуют о том, что хотя в каждый данный момент величины потенциалов, измеренные над тремя пунктами, могут быть существенно различными, все же в среднем за период в несколько лет высоте 6 км можно приписать определенный средний потенциал, равный примерно 150 кВ.

Таким образом, различия в потенциалах, измеренных над разными пунктами, могут быть обусловлены, во-первых, различием в средних состояниях атмосферы над разными пунктами наблюдений и, во-вторых (что вызывает различия при измерениях над одним пунктом) действием зон неоднородностей, которые всегда имеются даже в чистой атмосфере. При неустойчивом состоянии атмосферы действие обоих этих факторов усиливается.

Неоднородности в электрическом поле атмосферы связаны с неоднородностями распределения зарядов в ней. Последние связаны, по всей вероятности, с аэрозольными неоднородностями, вызванными как распределением источников аэрозолей, так и неоднородностями конвективных движений в атмосфере.

Электрические неоднородности определялись нами при горизонтальных полетах на одном уровне. Размер зоны неоднородности

определялся по расстоянию между минимальными и максимальным значениями напряженности электрического поля на выбранном участке, а величина самой электрической неоднородности определялась отношением изменения поля (максимальное значение минус минимальное значение) к средней величине поля на выбранном участке пути. Размеры зон неоднородностей составляют от 100 до 500 м. По нашим измерениям, размеры зон электрических неоднородностей над сушей в разных условиях и над морем близки между собой. Значения же электрических неоднородностей, т. е. отклонения поля от средней величины, существенно различаются над разными подстилающими поверхностями. Наибольшие неоднородности наблюдаются вблизи городов (например, в районе Ленинграда  $\overline{\Delta E}/E_{cp} \sim 50 \div 60\%$ ). Над сельской местностью  $\overline{\Delta E}/E_{cp} \sim 20 \div 30$ %. Над водной поверхностью небольших размеров (Финский залив, Ладожское озеро)  $\Delta \overline{E}/E_{cp} \sim 15\%$ , над Черным и Балтийским морями, над арктическим побережьем Советского Союза (подстилающая поверхность — снег)  $\Delta E/E_{\rm cn}$  $\sim$  5 ÷ 10 %.

Надо отметить, что в ясную погоду в удалении от городов и над водной поверхностью при осреднениях на несколько километров по горизонтали значения поля устойчивы на довольно больших территориях. Большие горизонтальные осреднения нивелируют встречающиеся неоднородности. Таким образом, можно рекомендовать для исключения ошибок за счет неоднородностей в вертикальное зондирование включать большие горизонтальные осреднения. Но в этом случае может затянуться время зондирования и может измениться состояние атмосферы за период зондирования, что в свою очередь может привести к росту ошибки измерения. Поэтому при увеличении длины площадок осреднения необходимо одновременно увеличивать горизонтальную скорость зондировщика. Для измерений потенциала высоких слоев атмосферы желательно выбирать районы с относительно однородной поверхностью (водные акватории, степи и т. д.) и проводить измерения в периоды погоды невозмущенной, ясной или хорошей. Одним из признаков такой погоды может явиться отсутствие заметных изменений градиента потенциала у поверхности земли во время измерений. Такой критерий, в частности, использовал Мюлейзен, проводивший запуски зондов, измеряющих напряженность поля только в тех случаях, когда показания зонда, поднятого на тросе, не менялись за значительный промежуток времени. Эффективным критерием устойчивости атмосферы является близость значений напряженности электрического поля и потенциалов, измеренных при подъемах и спусках. Мюлейзен, например, [5], предлагал использовать в качестве критерия устойчивого состояния атмосферы, при котором результаты высотного зондирования электрического поля могут быть использованы для оценки потенциала ионосферы, малое различие значений потенциалов, измеренных во время подъемов и спусков.

Этот критерий действительно может быть принят, так как естественно, что если за период измерения (подъем - спуск) измеряемая величина существенно не изменяется, то атмосфера достаточно однородна. Задача эта значительно усложняется, если производить измерения в двух удаленных друг от друга пунктах. Найти такую ситуацию, когда на континенте над несколькими пунктами одновременно атмосфера находится в одинаковом турбулентном и аэрозольном состоянии довольно трудно. Так из 14 одновременных зондирований над Черным и Балтийским морями только 3 случая удовлетворяли этим условиям. Величины потенциалов, определенных в этих трех полетах, приведены в табл. 2.

Таблица 2

			Дата	, часы					
Пункт измерения	15 X,	15 ч	16 X,	15 ч	24 X	, 9 ч			
	а	б	а	б	a	б			
Над Черным морем	180 180	170 160	250 180	220 210	160 120	165 160			

Величины потенциалов (кВ) электрического поля атмосферы на высоте 5 км при подъеме (а) и спуске (б) самолета

По данным Мюлейзена [5], при одновременных зондированиях над территорией ФРГ и над океаном в районе экватора (судно «Метеор») в 1965 г. из 7 одновременных запусков в 4 случаях потенциалы ионосферы были достаточно близки между собой, в 1969 г. из 15 одновременных зондирований в 11 случаях величины потенциалов были достаточно близки.

Случаев, когда в одном пункте совпадают результаты подъемов и спусков, значительно больше. Бывает так, что над Черным морем совпадают результаты подъемов и спусков и над Балтийским морем совпадают результаты подъемов и спусков, но результаты измерений над Черным морем не совпадают с результатами измерений над Балтийским морем. Значит, электрическое состояние и аэрозольное состояние атмосферы над пунктами зондирования существенно различны и это обусловливает различия в величинах измеряемых потенциалов. Поэтому «рецепт» Мюлейзена не является универсальным. Надо признать, что ошибок в 20-30% при измерениях потенциалов высоких слоев атмосферы можно избежать только при тщательном выборе условий и режима измерений.

### Выволы

1. При вертикальном зондировании атмосферы на результатах измерения потенциала высоких слоев атмосферы существенно сказывается горизонтальная неоднородность атмосферы. Различия

Лениградокий 2 113 Luxbenataa RNB O THE THE MART BILDUM

значений потенциалов, полученных при подъемах и спусках зонда, составляют в среднем 20-30% даже в хорошую погоду. Различия в потенциалах, измеренных двумя зондами, выпущенными одновременно над одним местом, составляют в среднем около 30%. Основным источником случайности показаний при измерении потенциалов высоких слоев атмосферы являются не характеристики измерительных приборов, а горизонтальные неоднородности атмосферы, и поэтому необходимо изыскивать методики, позволяющие уменьшить их влияние.

2. Для уменьшения влияния локальных условий на значения потенциалов необходимо: а) выбирать для измерений зоны с наиболее однородными условиями - акватории, арктические районы; б) выбирать для измерений периоды, когда атмосфера достаточно однородна (условия хорошей погоды в сочетании с малыми вариациями напряженности поля у поверхности земли, близостью значений потенциала атмосферы, измеренных при подъеме и спуске зонда); в) вводить горизонтальное осреднение по пути, в несколько десятков раз превышающему вертикальные перемещения зондирующего тела.

#### ЛИТЕРАТУРА

Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмо-сферы. Л., Гидрометеоиздат, 1965.
 Имянитов И. М., Шифрин К. С. Современное состояние исследова-ний атмосферного электричества — УФН, 1962, т. LXXVI, вып. 4, с. 593—642.

3. Сообщение рабочей группы по исследованиям атмосферного электричества. Комиссия по исследованиям и методам наблюдений. 4-я сессия, Токио, 1965. СУМО-IV/докл. 18, ВМО. 5-я сессия, Париж, 1969, КПМИ-V/докл. 21, ВМО. 4. Чубарина Е. В. Результаты измерений потенциала атмосферы на вы-

соте 6 км в период МГГ-МГСС. Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 92-100.

5. M ühleisen R. Neue Ergebnisse und Problem in der Luftelektrizität. Zeits. fur Geoph. 1971, Bd 37, SS. 759-793.

6. Dolezalek H. Discussion on atmospheric electricity ten year program. Technical Report ND-2, Contract Nonr N 00014-66-00303.

В. А. КАМЫШАНОВА

# МНОГОЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ГОДОВОЙ ПОВТОРЯЕМОСТИ ГРОЗ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ И ИХ СВЯЗЬ С КОЛЕБАНИЯМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ЭПОХАМИ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

В работе [1] было показано, что годовая повторяемость гроз на ряде станций Европейской территории Союза и Западной Сибири претерпевает существенные межгодовые изменения. При этом выявляются длительные периоды (10—30 лет), в течение которых повторяемость гроз систематически превышает норму или остается ниже ее.

Сказанное иллюстрируется интегральными кривыми, приведенными на рис. 1. Они построены путем алгебраического суммирования отклонений от нормы годовой повторяемости гроз на каждой станции. Следовательно, в те годы, когда интегральная кривая снижалась, повторяемость гроз, как правило, была ниже нормы, т. е. грозовая активность была ослаблена. В периоды роста кривой, годовое число дней с грозой, как правило, превышало норму, т. е. грозовая активность была усилена. Можно видеть, что почти все кривые на рис. 1 обнаруживают тенденцию спада до начала тридцатых годов, а затем — роста до конца исследуемого периода. Однако кривая для Свердловска обнаруживает противоположный ход: в первом периоде она имеет тенденцию роста, а во втором падения.

В дальнейшем мы изучали многолетние колебания грозовой активности на ряде станций США и Канады (Бароу, Аклавик, Атлантик-Бэй, Капормин, Лангара, Кег-Рива, Алерт-Бэй, Спокэн, Эдмонтон, Гавр, Винемуна, Фресно, Лос-Анджелес, Шеридон, Порт-Плэйт, Давинпорт, Маленький Рок, Сан-Антонио, Браунсвил, Мавиль, Томпа, Атланта, Линсбург, Троут Пайк, Нокина, Хапидаль, Фаго, Галифакс, Арвида, Порт-Харрисон). Интегральные кривые аномалий годовой повторяемости гроз для некоторых из этих станций представлены на рис. 2. Анализ их позволяет видеть, что и в этом районе полушария выявляются длительные тенденции



Рис. 1. Интегральные кривые аномалий годовой повторяемости гроз на различных станциях за период 1900—1970 гг. 1 — Харьков, 2 — Свердловск, 3 — Сухуми, 4 — Москва.

.





одного знака (спад или рост кривых), фиксирующие периоды активизации или ослабления грозовой деятельности. Эпохи форм 3,  $M_1$ ,  $M_2$  на рис. 2 отмечены вертикальными линиями. Каковы же причины того, что в одни периоды фон грозовой активности понижен, а в другие — повышен? Однако известные в настоящее время грозообразующие факторы земного происхождения не обнаруживают таких длительных тенденций. Поэтому обратимся к анализу некоторых внешних факторов и прежде всего солнечной активности.



Рис. 3. Интегральные кривые аномалий годовых чисел дней с процессами W, C, E и средних годовых значений чисел Вольфа.

С этой целью на рис. 3, кроме интегральных кривых повторяемости форм циркуляции W, C, E, приведена интегральная кривая аномалий годовых значений чисел Вольфа, характеризующих 11летние и вековые (80—90-летние) циклы в изменении солнечной активности.

Сопоставление этой кривой с кривыми грозовой активности (рис. 1 и 2) позволяет прийти к следующему выводу: на ветви спада векового цикла солнечной активности (1900—1933 гг.) грозовая деятельность на трех рассматриваемых станциях ЕТС и на четырех станциях США ослаблена, а в Свердловске (Западная Сибирь) и двух станциях США усилена.

В период усиления солнечной активности (ветвь роста векового цикла), который отмечался с начала тридцатых годов и до конца исследуемого периода, грозовая деятельность на станциях ЕТС усилилась, а на ряде станций США и в Свердловске она ослабла.

Таким образом, можно считать доказанным наличие определенной связи между длительными тенденциями в изменении грозовой и солнечной активности. Иначе говоря, можно считать, что многолетние изменения годовой повторяемости гроз связаны и во многом обусловлены уровнем солнечной активности, которая в своем изменении обнаруживает длительные тенденции, сопоставимые по времени с тенденциями в изменении грозовой активности.

Установление связи между грозовой и солнечной активностью, однако, не означает, что солнечная активность непосредственно связана с повторяемостью гроз. Ее влияние осуществляется через изменение характера атмосферных процессов.

Вопрос о роли крупномасштабных атмосферных процессов в грозовой деятельности рассмотрен нами в работе [1]. Там показано, что при процессах формы W (по классификации Г. Я. Вангенгейма) над ЕТС грозовая активность ослабевает, а при Е усиливается. Процессы формы С занимают промежуточное положение.

С другой стороны, в работе А. А. Гирса [2] показано, что на ветви спада векового цикла солнечной активности в атмосфере возрастает повторяемость процессов формы W (рис. 3). Отсюда становится понятным, почему интенсивность грозовой активности над ЕТС в 1900—1933 гг. была понижена по сравнению с нормой. Что же касается причин повышенной грозовой активности, наблюдавшейся с начала 30-х годов и до конца исследуемого ряда (рис. 1), то их можно объяснить следующим образом. В работе [2] показано (рис. 3), что на ветви роста векового цикла солнечной активности в атмосфере Земли получают аномальное развитие процессы меридиональных форм циркуляции (эпохи форм Е и С), при которых, как указывалось выше, грозовая активность над ЕТС возрастает, а в Западной Сибири убывает. Несколько сложнее объяснить длительные тенденции в изменении грозовой активности, обнаруженные нами на станциях США (рис. 2), так как в настоящее время еще не построены типовые карты грозовой активности для форм З, M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub> тихоокеано-американского сектора полушария. Поэтому мы можем лишь воспользоваться картами типового положения высотных гребней и ложбин, свойственных процессам З, М<sub>1</sub>, М<sub>2</sub> этого сектора [2]. Их анализ показывает, что нал США наиболее сильно развита меридиональность при процессах М<sub>2</sub>, когда высотный гребень расположен над западной частью Америки, а ложбина — над его восточной частью. При процессах М<sub>1</sub> наиболее сильное развитие меридиональности отмечается на меридианах Алеутских островов, а над Северной Америкой при

этих процессах имеют место волны небольшой амплитуды, смещающиеся с запада на восток.

В работе [1] было показано, что под восточной частью высотных гребней у земли формируются области отрицательных аномалий температуры, отмечаются нисходящие движения воздуха и другие особенности, тормозящие развитие грозовой активности. Под западной частью высотных гребней, наоборот, создаются условия, способствующие активизации грозовой деятельности.

При процессах З и М<sub>1</sub> над Северной Америкой грозовая активность должна быть ослаблена, так как ослабленный междуширотный обмен препятствует сближению масс воздуха северного и южного происхождения, т. е. не способствует формированию активных тропосферных фронтов, играющих важную роль в процессах грозообразования.





Имея это ввиду, обратимся к анализу многолетних изменений повторяемости процессов З,  $M_1$ ,  $M_2$  за период 1900—1968 гг. На рис. 4 представлены интегральные кривые годовой повторяемости макропроцессов З,  $M_1$ ,  $M_2$ . Из рисунка следует, что в эпоху западной циркуляции в атлантико-европейском секторе (1900—1928 гг.), когда над ЕТС отмечалось понижение грозовой активности, в тихо-

океано-американском секторе получили развитие процессы З и M<sub>1</sub>. Из рис. 2 следует, что в эти годы на большинстве рассматриваемых станций США грозовая активность имела тенденцию спада (спад интегральных кривых).

В дальнейшем, когда в атлантико-европейском секторе развивались эпохи циркуляции меридиональных форм Е и С (1929— 1968 гг.) и произошла активизация грозовой деятельности в тихоокеано-американском секторе, наибольшее развитие получили процессы  $M_2$  (рис. 4) и отмечалась общая тенденция роста ряда интегральных кривых аномалий годового числа дней с грозами на рассматриваемых станциях США.

Таким образом, характеры многолетних изменений грозовой активности над ЕТС и США имеют много общего, по крайней мере по знаку длительных тенденций: тенденция спада грозовой активности над США и ЕТС связана в основном с развитием зональных процессов (W, З и отчасти M<sub>1</sub>), а тенденция роста — с развитием меридиональных процессов (E, C, M<sub>2</sub>).

Имеется определенная аналогия и в характере связи многолетних тенденций изменения повторяемости гроз с солнечной активностью. Чтобы показать это, мы поместили интегральную кривую чисел Вольфа на рис. 3 и 4. Сопоставляя ее с кривыми повторяемости макропроцессов З, М<sub>1</sub>, М<sub>2</sub>, видим, что на ветке спада векового цикла солнечной активности в тихоокеано-американском секторе отмечается увеличение повторяемости процессов З и М<sub>1</sub>, которые, как указывалось выше, способствуют понижению грозовой активности над США. В годы, когда отмечалась ветвь роста векового цикла солнечной активности (1929—1968 гг.), наибольшее развитие получили процессы М<sub>2</sub>, способствующие повышению грозовой активности на большинстве рассматриваемых станций США.

Обобщая изложенное выше, можно прийти к следующим выводам:

1. Годовое число дней с грозой существенно изменяется во времени как на территории СССР, так и США и Канады.

2. В многолетних колебаниях грозовой активности выявляются длительные периоды (10—30 лет), в течение которых она возрастает или убывает.

3. Периоды возрастания грозовой активности наблюдаются, как правило, на ветви роста векового цикла солнечной активности, а периоды убывания — на ветви спада векового цикла.

4. Тенденция убывания грозовой активности создается за счет аномалии развития зональных форм атмосферной циркуляции, что обычно наблюдается на ветви спада векового цикла солнечной активности.

Длительная тенденция возрастания повторяемости гроз создается меридиональными формами атмосферной циркуляции (Е, С, M<sub>2</sub>), она обычно имела место на ветви роста векового цикла солнечной активности.

Для более полного изучения взаимосвязи грозовой активности

различных районов полушария необходимо построить типовые карты аномалий повторяемости гроз для всего северного полушария и для девяти форм атмосферной циркуляции.

Наличие таких карт позволит также более глубоко изучить влияние солнечной активности на многолетнюю повторяемость гроз и формирование длительных тенденций в ее изменении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Камышанова В. А. Связь грозовой деятельности с формами атмосферной циркуляции северного полушария. — Труды ГГО, 1971, вып. 277. с. 18—26. 2. Гирс А. А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л., Гидрометеоиздат. 1971, 279 с.

Н. Т. МАРКЧЕВ

# ТОК В ЦЕПИ ДИОДА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕГО ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО НАПРЯЖЕНИЙ

Введение. Задача определения тока во внешней цепи диода при одновременном воздействии на него постоянного и переменного напряжений ставится и решается не впервые и потому имеет свою историю. Этой задаче посвящена общирная литература, анализ которой выходит за рамки статьи. Ограничимся ссылкой лишь на некоторые из работ.

Для анализа нестационарных процессов в диоде Г. А. Гринберг предложил метод полного тока. Этот метод используется в [18]. Необходимым условием применения данного метода является знание выражения полного тока [7]. Однако последнее непосредственным интегрированием выведено не было, в связи с чем при анализе использовался метод последовательных приближений и метод малых возмущений для плоского и цилиндрического диодов соответственно.

Трудность вывода выражения для полного тока, особенно для случая цилиндрического диода, заключается в том, что он не дан непосредственным интегрированием для простейшего случая — случая Ленгмюра.

В. Ф. Власов [8], исходя, кстати говоря, из закона полного тока, не довел это решение до конца даже для случая плоского диода, не дав выражения для составляющей тока конвекции.

Целесообразно поэтому вернуться к «истокам» вывода закона трех вторых. Закон трех вторых выведен Ленгмюром [5]. Независимо от него он был выведен Чайлдом [7, 12, 17], С. А. Богуславским [6] (случай цилиндрического диода) и Бурсианом [9] (случай плоского диода). Несмотря на некоторые различия этих выводов, их общей основой является уравнение Пуассона

$$\Delta \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

приводящее к решению дифференциального уравнения второго порядка с переменными коэффициентами. Решения, в основу которых положено уравнение Пуассона, ниже будем называть методом Ленгмюра. Результаты этих решений даны в табл. 2.

Для случая плоского диода даны еще другие выводы [7, 8, 19], конечный результат их тождественен результату Ленгмюра.

При объяснении термоионных токов [1, 7, 11], простейшего электронного прибора [9], тока через высокий вакуум [10], термоэлектронной эмиссии [13], тока переноса [12], тока, обусловленного движением пространственного заряда [17], для количественной оценки токов пользуются методом Ленгмюра.

Ниже дается вывод этой формулы методом уравнений Максвелла. При решении используются понятия тока конвекции, тока смещения и принципа непрерывности электрического тока, являющегося формальным следствием первого уравнения Максвелла, в интегральной форме, определения, вывод и границы применения которых даны в [1, 2].

Применяемый в настоящей статье метод не зависит от геометрии (конструкции) диода. Поэтому можно было бы ограничиться рассмотрением решения для одного из случаев: цилиндрического или плоского диода. Мы, однако, рассмотрим оба случая. Для цилиндрического диода будет проведено полное решение, поскольку считается, что для него затруднителен, если вообще возможен, вывод этой формулы непосредственным интегрированием [5, 7, 17]. Для плоского диода будет дан конечный результат для полного тока и параллельное представление решений для случая I = const, чтобы показать причину расхождения результатов, полученных разными методами.

При решении используется система координат, соответствующая конструкции диода.

1. Общие допущения. Допущения остаются общепринятыми, т. е.

а) краевые эффекты не учитываются;

б) электроны покидают катод с начальной нулевой скоростью

$$v_0 = 0;$$

в) распределение потенциала ф между электродами таково, что непосредственно у катода

$$\left|\frac{d\,\varphi}{dr}\right|_{r=r_k} = E_r|_{r=r_k} = 0; \tag{1.1}$$

г) отсутствуют явления насыщения и накопления зарядов в междуэлектродном пространстве.

Уравнение же кинетической энергии электрона, покинувшего катод с нулевой начальной скоростью, приравняем к работе, выраженной не через разность потенциалов, а через напряженность поля [16, 1]

$$\frac{mv^2}{2} = \gamma \, e \, E_r r, \qquad (1.2)$$

где *m* — масса электрона; *е* — величина заряда электрона; у=  $= \ln r/r_0$  — коэффициент, учитывающий неоднородность поля; r расстояние между электродами диода; Е<sub>r</sub> — радиальная составляюшая напряженности поля.

В дальнейшем везде у *Е* индекс *r* опускается. 2. Система уравнений. Для решения поставленной задачи используются уравнения (в системе СИ):

$$i_{\rm np} + i_{\rm g} + i_{\rm cM} = 0,$$
 (2.1)

$$i_{\kappa} = \int_{S} \rho \, \mathbf{v} d\mathbf{S}, \tag{2.2}$$

$$i_{\rm cM} = \frac{d}{dt} \int_{S} \mathbf{D} \, d\mathbf{S}, \tag{2.3}$$

$$\nabla \mathbf{D} = \frac{1}{r} \frac{\partial (rD_r)}{\partial r} = \rho, \qquad (2.4)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_e + \mathbf{v}_r, \tag{2.5a}$$

где Ve — скорость, модуль которой определяется из выражения (1.2), а **v**<sub>r</sub> — скорость, определяемая из уравнения

$$\mathbf{v}_r = b\mathbf{E}.\tag{2.6a}$$

Здесь b — подвижность электронов. Учитывая же [14], где

$$b = \frac{a}{\sqrt{E}},\tag{2.66}$$

окончательно получим

$$v_r = \alpha \, \sqrt{E}, \tag{2.6}$$

и (2.5а) в векторной форме запишется

$$\mathbf{v} = \left(\sqrt{2\frac{e}{m}\gamma r} + \alpha\right)\sqrt{E}\,\mathbf{n}_r,\tag{2.5}$$

а D, M, dS определяются выражениями:

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_{\mathbf{0}}(1 + M\sin\omega t), \tag{2.7}$$

$$M = \frac{E_m}{E_0} = \frac{U_m}{U_0},\tag{2.8}$$

$$d\mathbf{S} = 2\,\pi\,dzdr\mathbf{n}_r,\tag{2.9}$$

$$\mathbf{E} = -\boldsymbol{\nabla}\,\boldsymbol{\varphi}.\tag{2.10}$$

3. Рещение. Решение осуществляется в два этапа. На первом этапе ток выражается как функция от напряженности поля i = = i(E), на втором — как функция от приложенного напряжения i = i(u).

Согласно принципу непрерывности электрического тока, сумма токов проводимости  $i_{np}$ , конвекции  $i_{\kappa}$  и смещения  $i_{cm}$  равна нулю. В рассматриваемом случае проводящей средой является внешняя цепь.

Из (2.1) следует

$$-i_{\pi n} = i_{\kappa} + i_{cM}$$

(3.1)



Рис. 1. Конструкция и электрическая схема цилиндрического диода.

Первый этап. Подставив (2.4) и (2.5) с учетом (2.7) и (2.9) в (2.2), а (2,7) и (2.9) в (2.3), подставляем затем (2.2) и (2.3) в (3.1). Тогда (3.1) примет вид

$$-i_{np} = 2\pi\varepsilon_{0} \left\{ \int dz \int \left(\frac{E}{r} + \frac{\partial E}{\partial r}\right) \left(\sqrt{2\frac{e}{m}}\gamma r + \alpha\right) \sqrt{E} dr \mathbf{n}_{r} \mathbf{n}_{r} - \frac{d}{dt} \int dz \int \mathbf{E} \mathbf{n}_{r} dr \right\},$$
(3.2)

где

 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\mathbf{0}} + \mathbf{E}_m \sin \omega t.$ 

Интегрирование проводится по z, r и E. Пределы интегрирования (рис. 1) с учетом направлений

$$z_1 = 0, \quad z_2 = l;$$
  
 $E_1 = E, \quad E_2 = 0;$   
 $r_1 = 0, \quad r_2 = r$  при  $n \neq -1;$   
 $r_1 = r_{\kappa}, \quad r_2 = r$  при  $n = -1$ 

в интегралах вида  $\int r^n dr$ . Известно [20], что

где

$$\int x^n \ln^m x dx = \frac{x^{n+1}}{n+1} \ln^m x - \frac{m}{n+1} \int x^n \ln^{m-1} x dx,$$

и если ограничиться первым интегралом, то

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_{\kappa}}$$

можно выносить из-под знака интеграла как величину постоянную, что и учтено при данном и повторном интегрировании.

Проведя интегрирование с учетом сказанного, получим величину тока —  $i_{\rm пр} = i_{\rm BH}$  во внешней цепи диода, выраженную через напряженность поля,

$$i_{\rm BH} = N(Vr + n) E_0^{3/2} - pE_m \cos \omega t, \qquad (3.3)$$

$$N = \frac{8}{3} \pi \varepsilon_0 a l (1 + M \sin \omega t)^{3/2}, \qquad (3.4)$$

$$a = \sqrt{2 \frac{e}{m} \gamma}, \qquad (3.5)$$

$$n = -\frac{\alpha}{a} (3\gamma + 2), \qquad (3.6)$$

$$p = 2 \pi r \varepsilon_0 l \omega. \tag{3.7}$$

Второй этап. Для перехода в (3.3) от напряженности поля к потенциалу анода используем уравнение (2.10) и принцип наложения (суперпозиций) [2]. При интегрировании в первом слагаемом берутся пределы

$$r_1 = 0, \quad r_2 = r_a;$$
  
 $\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = U_a$ 

и вводится замена переменных  $\sqrt{r+n} = t$ . Пределы интегрирования во втором слагаемом:

$$r_1 = r_{\kappa}, \quad r_2 = r_a;$$
  
 $\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = U_m.$ 

После выполнения всех математических выкладок (3.3) примет вид

$$i_{\rm BH} = \frac{32\,\pi\,\varepsilon_0 l}{9\,\sqrt{3}}\,\sqrt{\frac{e}{m}\,\gamma}\,\frac{U_{\rm a}^{3/2}\,(1+M\,\sin\omega\,t)^{3/2}}{\left[\,r_{\rm a}^{2/3}+n\,\sqrt[6]{r_{\rm a}}\,\right]^{3/2}} + \frac{2\,\pi\,\varepsilon_0\,l\,\omega\,U_m}{\gamma}\,\cos\omega\,t.$$
(3.8)

Выражение (4.3) можно использовать при больших напряжениях, например, при расчете установок по созданию источников «ионного ветра» [15]. При этом в [15] приняты иные пределы интегрирования по E.

в)  $v = v_e$ . Тогда (3.10) принимает вид

$$i_{\kappa} = \frac{32 \pi \varepsilon_0}{9 \sqrt{3}} \frac{l}{r_a} \sqrt{\frac{e}{m} \gamma} U_a^{3/2}, \qquad (4.4)$$

т. е. случай Ленгмюра.

Формула (2.2) может быть использована для расчета преобразователей конвективного типа. В частности, так называемых электростатических генераторов с проводящим и диэлектрическим транспортерами.

Случай  $\mathbf{v} = \mathbf{0}$ ;  $\omega t \neq 0$  рассмотрен в настоящем сборнике.

Сравнение результатов. Сравним формулы закона трех вторых, полученные разными методами. Все необходимые данные для сравнения помещены в табл. 1.

Т	а	б	Л	И	Ц	a	1
---	---	---	---	---	---	---	---

	Цилиндрический диод	Плоский диод
Метод Ленгмюра Ленгмюр	$I_0 = A \frac{1}{\beta^2} U_a^{3/2}$	$I_0 = B U_a^{3/2}$
Чайлд	$I_0 = A U_a^{3/2}$	$I_0 = B U \frac{3/2}{a}$
Бурсиан		$I_0 = B \ U \frac{3/2}{\mathbf{a}}$
С. А. Богуславский	$i_{\kappa} = A \frac{1}{\beta^2} U_a^{3/2}$	
Метод Максвелла	$i_{\mathrm{K}}=2\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{\gamma}AU_{\mathrm{a}}^{3/2}$	$i_{\rm K} = rac{2}{\sqrt{3}} B U_{\rm a}^{3/2}$
Отношение токов	$\frac{i_{\chi}}{I_0} = 2 \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\gamma} \beta^2$	$\frac{i_{\rm K}}{I_0}=\frac{2}{\sqrt{3}}$
Обозначения	$A = \frac{8\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \pi \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{l}{r_a}$	$B = \frac{4\sqrt{2}}{9r_{a}^{2}}\sqrt{\frac{e}{m}}\varepsilon_{0}S$

Из таблицы видно, что отношение выражений не равно единице. Это не является неожиданным, но в силу сложившихся традиций и установившихся взглядов требует доказательства. Докажем это путем параллельного представления решения задачи обоими методами для случая плоского диода.

Как и в случае цилиндрического диода, скорость выразим через напряженность поля

$$\frac{mv^2}{2} = eEx.$$

## Таблица 2

#### Сравнение решений

•	
Метод Ленгмюра	Метод Максвелла
1. Исходное уравнение	1. Исходное уравнение
$\varphi'' = \frac{\delta \varphi^{-\frac{1}{2}}}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m}}} = \frac{\delta}{a} \varphi^{-\frac{1}{2}}.$	$\delta_{\kappa} - a \frac{dE}{dx} \sqrt{x} \sqrt{E}$ .
2. Умножение на $2\varphi'' dx = 2d \varphi$ и приведение к виду	2. Интегрирование по S
$d [(\varphi')^2] + \frac{2\delta}{a} \varphi \int_{a}^{-\frac{1}{2}} d\varphi.$	$i_{\kappa} = aS \frac{dE}{dx} \sqrt{x} \sqrt{E}$ .
3. Интегрирование по $\varphi$	3. Разделение переменных и интегрирование по <i>x</i> и <i>E</i>
$(\varphi')^2 = \frac{4\delta}{a} \varphi^{-\frac{1}{2}}.$	$i_{\kappa} = \frac{a}{3} S x^{-\frac{1}{2}} E^{3/2}$
4. Извлечение корня и разделение переменных $\varphi^{-\frac{1}{4}} q = \left(\frac{\delta}{a}\right)^{\frac{1}{2}} dx.$	4. Переход от $E \kappa \left  \frac{d \varphi}{dx} \right $ и разделение переменных $\left( \frac{3i_{\kappa}}{aS} \right)^{2/3} x^{\frac{1}{3}} dx = d\varphi.$
5. Интегрирование по хи ф, обрат-	5. Интегрирование по x и \u03c6, обрат-
ный переход, умножение на S при-	ный переход приводят к конечно-
водят к конечному результату	му результату
$I_0 = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{S}{r_{\perp}^2} U_a^{3/2},$	$i_{\rm K} = \frac{8\sqrt{2}}{9\sqrt{3}} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m} \frac{S}{r_{\rm a}^2}} U_{\rm a}^{3/2}$

где  $r_a = x$ .

Исходные уравнения для решения методом Ленгмюра здесь не выписываются.

При решении методом Ленгмюра порядок дифференциального уравнения понижается путем приведения его к квадратному относительно первой производной.

### Выводы

1. Методом уравнений Максвелла получено выражение для тока во внешней цепи диода при одновременном воздействии на него постоянного и переменного напряжений. Задача решается в два этапа: первый — нахождение i=i(E) и второй — i=i(U). На втором этапе используется выражение (2.10).

2. Данный метод пригоден для решения большого класса задач.

3. Как частный случай получена формула Ленгмюра — Богуславского с некоторым различием в конечном результате.

Принципиальное различие методов Максвелла и Ленгмюра состоит в том, что величина объемного заряда в первом методе выражена не через уравнение Пуассона, а через постулат Максвелла (в данном случае и через теорему Гаусса) [2] в дифференциальной форме. Следствием этого явилось понижение порядка дифференциального уравнения. Иначе, вместо дифференциального уравнения второго порядка с переменными коэффициентами, решение которого не всегда выражается через элементарные функции и интегрирование не приводится к квадратурам, а требует определенных приемов, из которых наиболее употребительным является представление решения в виде степенного ряда [3], решается дифференциальное уравнение первого порядка, которое при заданных начальных условиях сводится к взятию определенного интеграла. Повторное интегрирование здесь необходимо для выражения напряженности поля через приложенное к диоду напряжение.

Короче, если выразить величину объемного заряда через постулат Максвелла в дифференциальной форме, это позволит свести решение задачи к непосредственному интегрированию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Та, мм., И. Е. Основы теории электричества. М., ГИТТЛ, 1956. 620 с. 2. Нейман Л. Р. и Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники, т. 1 и 2. М.-Л., «Энергия», 1966. 522 и 407 с.

ники, т. 1 и 2. М.— Л., «Энергия», 1900. 322 и 407 с. 3. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 2. М., ГИТТЛ, 1957. 628 с. 4. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчис-ления, т. 2. М., «Наука», 1969. 800 с. 5. Langmuir J., Thermoionenströme in hohen Vakuum. Physikalische Zeit-

schrift, 7, 1914, s. 348-360.

6. Богуславский С. А. О влиянии пространственных зарядов на силу термоионпых токов. — Труды Экспериментального электротехнического института, 1924, вып. 3, с. 18—21.

7. Гринберг Г. А. Некоторые вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.—Л., Изд. АН СССР, 1948. 727 с.

8. Власов В. Ф. Электронные и ионные приборы. М., Гос. изд-во по вопрссам связи и радио, 1960. 734 с.

9. Измайлов С. В. Курс электродинамики. М., 1962, 440 с.

10. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и в вакууме. М.-Л., ГИТТЛ, 1950. 836 с.

11. Фриш С. Э. и Тиморева А. В. Курс общей физики, т. 2. М., Физматгиз, 1958. 809 с.

12. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., «Энергия», 1968. 487 c.

13. Калашников С. Г. Электричество. М., «Наука», 1970. 666 с. 14. Беллюстин С. В. Классическая электронная теория. М., «Высшая

школа», 1971. 350 с.

15. Dittrich W. Beiträge zur Elektroaerodinamik, Zeitschrift für Flugwissenschaften, 10, 1971, s. 412-422.

16. Ольховский И. И. Курс теоретической механики для физиков. М., «Наука», 1970. 447 с. 17. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностранной

литературы, 1954. 694 с. 18. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов СВЧ. М., ГИТТЛ, 1956, 527 c.

19. Кацман Ю. А. Электронные лампы для высоких и низких частот. М.-Л., Госэнергоиздат, 1961, 322 с. 20. Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.—

Л., ГИТТЛ, 1948. 400 с.

Н. Т. МАРКЧЕВ

# ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ КОНВЕКТИВНОГО ТИПА С ТВЕРДЫМ РАБОЧИМ ТЕЛОМ (РОТОРОМ)

Введение. Электростатические генераторы (ЭСГ) находят широкое применение в науке и технике [5—10]. Теории их различны. Укажем на две из них. Теория ЭСГ с порводящим ротором изложена в работах [5, 6], в которых принцип действия ЭСГ объясняется с помощью цикла Карно и изменения емкости и потенциала движущегося проводника (переносчика заряда) при неизменном заряде. Вывод расчетной формулы для тока не приводится.

Теория ЭСГ с диэлектрическим транспортером дана в работах [7, 8]. В них дан вывод формулы для тока, но методом, отличным от предлагаемого в настоящей статье.

Цель данной статьи — вывести формулу для тока, который принимается за основную характеристику преобразователя, для обоих  $\Theta C\Gamma$ , исходя из первого уравнения Максвелла, в предположении, что токи смещения и проводимости равны нулю, т. е. что имеется только ток конвекции. Поскольку в основу всех выводов положено понятие тока конвекции,  $\Theta C\Gamma$  в настоящей работе называются преобразователями конвективного типа, но так как ток конвекции может быть создан движением заряженного вещества в любом из его фазовых состояний, наряду с употребляющимся термином «ротор» употребляется термин «рабочее тело».

Дадим полный вывод формулы тока для преобразователя с проводящим рабочим телом (ротором) и сокращенный — с диэлектрическим.

1. Система уравнений. Граница их применения. Ток конвекции. Приведем систему уравнений, необходимую для вывода интересующей нас величины тока.

Первое уравнение Максвелла в интегральной форме при сделанных во введении допущениях имеет вид

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S} \delta_{\kappa} d\mathbf{S} = i_{\kappa}. \tag{1.1}$$
Выражение для тока конвекции

$$i_{\kappa} = \int_{S} \delta_{\kappa} \, d\mathbf{S}. \tag{1.2}$$

Здесь

$$\delta_{\kappa} = \rho \mathbf{v}, \tag{1.3}$$

$$\nabla \mathbf{D} = \rho, \tag{1.4}$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + [\boldsymbol{\omega} \, \mathbf{r}] + \mathbf{v}_r, \tag{1.5}$$

где

$$\mathbf{v}_{\mathbf{0}} + [\boldsymbol{\omega} \, \mathbf{r}] = \mathbf{v}_{e} \tag{1.6}$$

есть переносная скорость, а V<sub>r</sub> — относительная, а направленный элемент поверхности и напряженность поля определяются

$$d\mathbf{S} = dS\mathbf{n},\tag{1.7}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi. \tag{1.8}$$

Границы применения данных уравнений в такой форме определяются условием [2]

$$\mathbf{v}|\ll c, \tag{1.9}$$

т. е. они применимы только для медленно движущихся сред.

Прежде чем переходить к решению, отметим следующее. В данном случае мы имеем дело с током конвекции. В современной формулировке [3] ток конвекции представляет собой движение заряженных частиц или тел в свободном пространстве. Как показано в [1], движущаяся параллельно самой себе заряженная поверхность эквивалентна листу тока с плотностью оυ, приходящейся на единицу ее длины, перпендикулярной к скорости движения. При этом заряженная плоскость может быть проводящей и диэлектрической.

Ток конвекции, так же как и ток проводимости, создает магнитное поле, что и закреплено в первом уравнении Максвелла.

2. Решение. Полное решение будет проведено для преобразователя с твердым проводящим рабочим телом, конструкция которого дана на рис. 1 [6], а сокращенное — для преобразователя с твердым диэлектрическим рабочим телом, конструкция которого дана на рис. 3 [10]. Это объясняется тем, что метод решения остается неизменным. Поэтому отметим здесь суть метода.

1. Решается в два этапа:

а) находится величина тока в зависимости от напряженности поля

$$i_{\kappa} = i_{\kappa}(E),$$

где *i*<sub>к</sub> — ток конвекции, *E* — напряженность поля;

б) находится величина тока в зависимости от приложенного напряжения

$$i_{\mathbf{r}} = i_{\mathbf{r}}(U).$$

2. Конструкция преобразователя не влияет на вывод формулы тока, так как элемент движущейся поверхности и составляющие величины плотности объемного заряда учитываются соответствующей системой координат.

3. Имеется возможность определения магнитного поля, создаваемого током конвекции. Для этого достаточно решить левую часть уравнения (1.1) после определения величины тока. В данной же работе ограничимся только определением величины тока.



Рис. 1. Конструкция преобразователя конвективного типа с твердым проводящим рабочим телом (в [6] — электростатического генератора с проводящим ротором).

1— заземленный металлический экран, 2— изолирующий цилиндр, 3— металлические пластины, 4— подводящие щетки, 5— заземленный экран, 6— съемные щетки, 7— высоковольтный экран.

## Переходим непосредственно к решению.

Преобразователь с проводящим рабочим телом (ротором). Система координат цилиндрическая. Помимо системы (1.2)—(1.8) следует придерживаться рис. 2 и извлечения из Максвелла.

Подставляя (1.3) и (1.4) в (1.2), получаем

$$i_{\kappa} = \int_{S} \nabla \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}.$$
 (2.1)

Частицы проводника (пластины) неподвижны и поэтому  $\mathbf{v}_r = 0$ . С другой стороны, движение только вращательное, что дает  $\mathbf{v}_0 = 0$ , потому

$$\mathbf{v} = [\mathbf{\omega} \mathbf{r}]. \tag{2.2}$$

Пользуясь выражением для векторного произведения и учитывая, что здесь  $\omega_r = \omega_{\varphi} = r_{\kappa} = 0$ , находим

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega}_{\kappa} \boldsymbol{r}_{r} \mathbf{n}_{\varphi} = \boldsymbol{\omega} \, \boldsymbol{r} \mathbf{n}_{\varphi} = 2 \, \pi \, \boldsymbol{r} n \mathbf{n}_{\varphi} \, . \tag{2.3}$$

Это дает основание для выбора р и dS:

$$\rho = \frac{\varepsilon}{r} \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial \varphi}, \qquad (2.4)$$

(2.5)

$$d\mathbf{S} = rd \varphi dz \mathbf{n}_{\varphi}$$
.



Рис. 2. Расчетная схема преобразователя, помещенного на рис. 1.

Подставляя (2.3)—(2.5) в (2.1), получаем

$$i_{\kappa} = \int \int \frac{\varepsilon}{r} \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial \varphi} 2 \pi r n \mathbf{n}_{\varphi} r d \varphi dz \mathbf{n}_{\varphi} = \varepsilon 2 \pi r n \times \\ \times \int_{0}^{l} dz \int dE_{\varphi} = \varepsilon 2 \pi r n l E_{\varphi} .$$
(2.6)

Для одного проводника, участвующего в переносе заряда, получим формулу

$$i_{\kappa} = \varepsilon \, 2 \, \pi \, rnl E_{\varphi}. \tag{2.7}$$

Из нее следует, что для данного типа преобразователя величина тока прямо пропорциональна произведению диэлектрической про-

ницаемости среды, в которой происходит движение проводника, на его длину, скорость перемещения и соответствующую составляющую напряженности электрического поля.

Величина тока не зависит от площади проводника и расстояния (зазора) между ротором и экраном.

В случае *N* проводников, участвующих в переносе, формула принимает вид

$$i_{\kappa} = N2 \pi r \circ ln E_{\varphi}. \tag{2.8}$$

Для определения величины тока в зависимости от приложенного напряжения требуется найти угловую составляющую напряженности поля. Для этого воспользуемся уравнением (1.8), из которого для угловой составляющей находим

$$E_{\varphi} = -\frac{du}{rd\,\varphi}.\tag{2.9}$$

Переменные разделяются, и интегрирование в пределах  $u_1 = U_1$ ,  $u_2 = U_2$ ;  $\varphi_1 = 0$ ;  $\varphi_2 = \pi$  дает

$$U_1 - U_2 = \pi \, \mathbf{r} E_{\varphi}.\tag{2.10}$$

\_Отсюда следует, что

$$E_{\varphi} = \frac{U_1 - U_2}{\pi r}.\tag{2.11}$$

Формула для тока (2.8) после подстановки в нее (2.11) принимает вид

$$i_{\rm sc} = N \, \varepsilon \, l \, \frac{2 \, \pi \, rn}{\pi \, r} \, (U_1 - U_2).$$
 (2.12)

Осталось определить значения потенциалов. Обратимся к принципу непрерывности заряда и плотности тока конвекции. Составим систему

$$\left. \nabla \, \boldsymbol{\delta}_{\kappa} + \frac{\partial \, \boldsymbol{\rho}}{\partial t} = 0, \\ \boldsymbol{\delta}_{\kappa} = \boldsymbol{\rho} \, \mathbf{v}. \right\}$$
 (2.13)

Решим ее. Подставляя второе выражение в первое, получим

$$\nabla \left[\rho \, \mathbf{v}\right) + \frac{\partial \, \rho}{\partial t} = 0. \tag{2.14}$$

Раскрывая первое слагаемое, придем к выражению

$$\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\nabla} \, \boldsymbol{v} + \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\nabla} \, \boldsymbol{\rho} + \frac{\partial \, \boldsymbol{\rho}}{\partial t} = 0 \tag{2.15}$$

и, так как [4]

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \,\rho + \frac{\partial \,\rho}{\partial t} = \frac{d \,\rho}{dt},\tag{2.16}$$

-42

# (2.15) перепишется в виде

$$\mathbf{p} \, \nabla \, \mathbf{v} + \frac{d \, \mathbf{p}}{dt} = 0, \tag{2.17}$$

·ИЛИ

$$\nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{d \rho}{dt}.$$
 (2.18)

В обеих частях последнего уравнения, которое является дифференциальным уравнением с разделяющимися переменными, имеем скаляры.

Проинтегрировав данное уравнение, подставив необходимые значения и произведя все требующиеся операции, окончательно получим

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{\nabla \mathbf{D}}{\nabla \mathbf{D}_1} = \frac{E_{\varphi}}{E_{\varphi_1}} = \frac{U}{U_1} = e^{-(\nabla \mathbf{v})t}.$$
(2.19)

Нас интересуют потенциалы. Можем написать, исходя из (2.19),  

$$U = U_1 e^{-(\nabla v)t}$$
. (2.20)

Чтобы провести исследование, надо знать дивергенцию от скорости.

Она равна

$$\nabla \mathbf{v} = 2 \, n. \tag{2.21}$$

Теперь

$$U = U_1 e^{-2nt} (2.22)$$

или

$$U = U_1|_{t=0} = U_1 e^{-60} \to 0|_{t=\frac{T}{2}},$$
(2.23)

так как

$$\frac{T}{2} = \frac{1}{2f} = \frac{30}{n}.$$
 (2.24)

И расчетная формула для рассматриваемого преобразователя будет

$$i_{\kappa} = 2N \varepsilon \ln U_1. \tag{2.25}$$

Таблица 1

: Pa	абота	Фор	омула
[5]	[6]	(2.8)	(2. 25)
$I = \frac{\varepsilon S E}{4 \pi} v$	$I = \frac{\alpha \varepsilon l \upsilon}{4 \pi} \frac{U_1}{\delta}$	$i_{\kappa} = N 2\pi r ln \in E_{\varphi}$	$i_{\rm K}=2N \in ln U_1$

#### Таблица 2

	Д;	анные
<i>U</i> <sub>1</sub> кВ	экспериментальные [6]	полученные по формуле (2.25)
4,0	$I = 5 \cdot 10^{-5} \text{ A}$	$i_{\kappa} = 5,95 \cdot 10^{-6}$ A
6,0	$I = 7, 2 \cdot 10^{-5} \text{ A}$	$i_{\rm K} = 8,90 \cdot 10^{-6} {\rm A}$

Выбранные, вернее сказать найденные, нами пределы интегрирования для потенциалов отвечают физическим представлениям: за



Рис. 3. Конструкция преобразователя конвективного типа с твердым диэлектрическим рабочим телом (в [10] — электростатического генератора с транспортером-диэлектриком).

1 — полый проводник шарообразной формы, 2 — изолирующая колонна, 3 — лента из прорезиненной ткани, 4 — шкивы, 5 — подводящая система острий, 6 — заземленная пластина, 7 — отводящая система острий. счет переноса электрического заряда из одного места в другое создается электрический ток. При этом проводник (переносчик заряда) должен отдавать приемнику такой заряд, какой он получает от источника.

Для сравнения приведем общую и расчетную формулы из работ [5] и [6] соответственно, где они даны без вывода, и полученные в данной работе (табл. 1).

И наконец, приводим величину тока, рассчитанную по формуле (2.25), величину тока, полученную экспериментально в [6] (табл. 2).

Из таблицы видно, что рассчитанные данные отличаются от экспериментальных, что, возможно, связано с неполным учетом условий эксперимента. Так, в эксперименте использовался очищенный керосин, а при данном расчете взята диэлектрическая проницаемость обычного керосина; кроме того, в эксперименте нагрузка модели осуществлялась с помощью рентгеновской трубки, а сила тока вторичной высоковольтной цепи регулировалась накалом катода рентгеновской трубки [6].

Преобразователь с диэлектрическим рабочим телом (рис. 3). Система координат прямоугольная. С учетом, рис. 4 имеем:

$$\nabla \mathbf{D} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial x}, \qquad (2.26)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 = \boldsymbol{v}_r \mathbf{i}, \qquad (2.27)$$

$$d\mathbf{S} = dxd\mathbf{y}\mathbf{i},\tag{2.28}$$

$$E_x = -\frac{d\,\varphi}{dx}.\tag{2.29}$$

(2.30)

Решение аналогично рассмотренному выше. Конечная формула

 $i_{\rm K} = \varepsilon \frac{h}{l} v U_1.$ 



Рис. 4. Расчетная схема преобразователя, помещенного на рис. 3.

Дj	ругой	вывс	од	дан	В	[7	7].	Π	ри	ве	де	м	ĸ	не	чн	ую	• ¢	op	M	ул	у	из	[7]:
В ори	гинале	• •	•		•			•		• •	•	•				•		•			. I	= h	υσ
Преоб	разован	ная.																		I =	3 =	<u>h</u>	υU1

Отмечается полное совпадение с (2.30). Это закономерно, так как объяснение принципа действия в [7] соответствует вышеприведенному высказыванию Максвелла.

## Выводы

Методом уравнений Максвелла получена основная характеристика преобразователей конвективного типа с твердым проводящим и диэлектрическим рабочим телом (ротором) — величина тока.

За основные характеристики рабочего тела приняты фазовое состояние и электрические, а не механические свойства вещества. Использование для преобразования энергии вещества в других фазовых состояниях делает более приемлемым термин «рабочее тело» и переход в область ЭГД-преобразования, при этом нет никаких оснований полагать, что с этим переходом изменится метод расчета ЭГД-преобразователей, поскольку в их основе остается ток конвекции.

Больше того, можно утверждать, что метод останется неизменным. Неизменными по форме остаются и исходные формулы, изменяясь всякий раз по содержанию, применительно к рассматриваемому преобразователю. Это особенно относится к выражению (1.5) — формуле скорости, которая в ЭГД-преобразователях будет определяться по законам гидро- или газодинамики или их комбинаций и действием на частицы электрических сил.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Максвелл Д. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М., ГИТТЛ, 1954, 687 с.

2. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Гостехиздат, 1954, 620 с. 3. Нейман Л. Р. и Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники, т. 1 и 2. М.—Л., «Энергия», 1966, 522 и 407 с. 4. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 2. М., ГИТТЛ, 1957, 628 с.

5. Иоффе А. Ф. Электростатический генератор.— ЖТФ, 1939, т. 9, вып. 23. c. 2071-2080.

6. Гохберг Б. М., Иоффе А. Ф. и Рейнов Н. М. Модели электростатических генераторов, работающих в жидком диэлектрике. — ЖТФ, 1939, т. 7 и 9, вып. 23. с. 2081—2089.

7. Felici N. J. Elektrostatische Hochspannungs-Generatoren und ihre industrielle Anwendung, Karlsruhe, Braun, 1957, 111 S.

8. Высоковольтное испытательное оборудование и измерения. Под редакцией Воробьева А. А. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960, 584 с. 9. Левитов В. И., Ляпин А. Г. Электростатические генераторы с жест-

ким ротором. М., ЦНИИПриборэлектропром, 1963, 192 с.

10. Калашников С. Г. Электричество. М., «Наука», 1970, 666 с.

Н. Т. МАРКЧЕВ

# ТОК СМЕЩЕНИЯ. ЕМКОСТНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (ОБЩЕЕ РАССМОТРЕНИЕ)

Введение. Большое количество преобразователей, называемых ниже емкостными, находят широкое применение: они рассматриваются и используются в качестве энергетических установок [4, 5, 7, 12, 13, 14, 20], в измерительной технике и научных исследованиях [11, 15, 16, 21], в радиотехнике и усилительных устройствах [22, 27, 25], в автоматике и системах управления [26], в атмосферном электричестве [17, 18, 19, 24], в электрографии [23]. Это, разумеется, далеко не полный перечень областей их применения, тем более литературы. Однако указанная литература позволяет отметить следующее: во-первых, разнообразие теорий, что, отчасти, объясняется целью работ, из которых лишь одна [4] строится, исходя непосредственно из первого уравнения Максвелла; во-вторых, стремление к созданию единой теории преобразователей [5, 6, 10], описывающей не только емкостные преобразователи.

В данной работе будет показано, что, несмотря на кажущееся разнообразие и действительную отдаленность областей применения емкостных преобразователей, их физической основой является ток смещения, а исходной расчетной формулой — его формула.

Используются общепринятые обозначения.

1. Ток смещения. Условия исследования. Для решения поставленной задачи нам потребуется первое уравнение Максвелла в интегральной форме [2, 3]

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S} \delta_{\rm cM} d\mathbf{S} = i_{\rm cM} \tag{1.1}$$

в предположении, что токи конвекции *i*<sub>к</sub> и проводимости *i*<sub>пр</sub> равны нулю. При данном, общем, рассмотрении используем лишь его правую часть

$$i_{\rm CM} = \int_{\mathbf{S}} \delta_{\rm CM} \, d\mathbf{S}. \tag{1.2}$$

$$\Psi_{D_2} = \frac{\varepsilon 2 \pi lu}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \tag{2.5}$$

соответственно для плоского и цилиндрического конденсаторов.

Если теперь в (2.5) умножить числитель и знаменатель на  $r_2$ , а логарифм отношения радиусов представить разложением

$$\ln x|_{x>0} = \ln \frac{r_2}{r_1} = 2\left[\frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1} + \frac{1}{3}\left(\frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}\right)^3 + \ldots + \frac{1}{2k+1}\left(\frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}\right)^{2k+1}\right]$$

и воспользоваться только его первым членом, то (2.5) примет вид

$$\Psi_{D_2} = m \frac{\varepsilon \, Su}{h}, \tag{2.6}$$

где

$$h = r_2 - r_1 \ u \ \frac{1}{2} \leqslant m = \frac{1 + \frac{r_1}{r_2}}{2} \leqslant 1.$$
 (2.7)

Полагая в (2.6) m=1, что, понятно, допустимо только для общего рассмотрения, получаем уравнение вида (2.4). Теперь наше качественное рассмотрение справедливо для обоих потоков, а (1.4) принимает вид

$$i_{\rm cM} - \frac{d \Psi_D}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\varepsilon Su}{h} \right). \tag{2.8}$$

Это выражение уже справедливо для любой среды. Из него следует, что как само произведение, так и каждый из элементов (сомножителей) может быть и переменным, и постоянным. Поэтому, во-первых, положим, что

$$\Psi_D = \Psi_D(t), \tag{2.9}$$

$$\varepsilon = \varepsilon(t), \tag{2.10}$$

$$u = u(t), \tag{2.11}$$

$$S = S(t), \tag{2.12}$$

$$h = h(t), \tag{2.13}$$

и будем их считать таковыми во всех случаях, если не будет оговорено особо и, во-вторых, определим общее число N уравнений, которое может быть получено при дифференцировании. Оно, очевидно, будет равно

$$N = C_4^{4} + C_4^{3} + C_4^{2} + C_4^{1} + C_4^{4} = 16, \qquad (2.14)$$

где знак ~ при цифре показывает, что элементы переменные, а знак =, что постоянные.

Пользуясь правилами дифференцирования произведения и частного [8], вынося за скобки те сомножители (2.8), которые положены постоянными, и группируя формулы по порядку слагаемых (2.14), получим следующие способы изменения потока вектора

электрического смещения, а стало быть, и способы получения тока смещения:

$$i_{\rm cM} = \frac{\varepsilon' \, uSh + \varepsilon \, u'Sh + \varepsilon \, uS'h - \varepsilon \, uSh'}{h^2}, \qquad (2.15)$$

$$i_{\rm CM} = \varepsilon \left( \frac{u'Sh + uS'h - uSh'}{h^2} \right), \qquad (2.16)$$

$$i_{\rm CM} = u\left(\frac{\varepsilon' \, Sh + \varepsilon \, S'h - \varepsilon \, Sh'}{h^2}\right), \qquad (2.17)$$

$$i_{\rm CM} = S\left(\frac{\varepsilon' \, uh + \varepsilon \, u'h - \varepsilon \, uh'}{h^2}\right), \qquad (2.18)$$

$$i_{\rm CM} = \frac{1}{h} \left( \varepsilon' \, uS + \varepsilon \, u'S + \varepsilon \, uS' \right), \tag{2.19}$$

$$i_{\rm CM} = \varepsilon \, u \left( \frac{S'h - Sh'}{h^2} \right), \tag{2.20}$$

$$i_{\rm CM} = \varepsilon S\left(\frac{u'h - uh'}{h^2}\right), \qquad (2.21)$$

$$i_{\rm cm} = -\frac{\varepsilon}{h} (u'S + uS'),$$
 (2.22)

$$i_{\rm cM} = uS\left(\frac{\varepsilon'h - \varepsilon h'}{h^2}\right), \qquad (2.23)$$

$$i_{\rm cm} = \frac{u}{h} (\varepsilon' S + \varepsilon S'), \qquad (2.24)$$

$$i_{\rm cm} = \frac{S}{h} \left( \varepsilon' \, u + \varepsilon \, u' \right), \tag{2.25}$$

$$i_{\rm CM} = - \varepsilon \, u \, S\left(\frac{h^1}{h^2}\right), \tag{2.26}$$

$$i_{\rm cM} = \frac{\varepsilon S}{h} (u'), \qquad (2.27)$$

$$i_{\rm cM} = \frac{uS}{h} \, (\varepsilon'), \qquad (2.28)$$

$$i_{\rm cM} = \frac{\varepsilon}{h} {}^{u} (S'), \qquad (2.29)$$

$$i_{\rm CM} = \frac{\varepsilon \, uS}{\hbar} \, (1)' = 0.$$
 (2.30)

Поскольку все сомножители (2.30) постоянные и никакого преобразования нет, исключим его из дальнейшего рассмотрения.

3. Анализ полученных формул. Для проведения анализа полученных формул зададим закон изменения во времени элементов, входящих в формулы (2.15)—(2.29). Для простоты положим, что они изменяются по синусоидальному закону.

Пусть

$$\varepsilon(t) = \varepsilon \sin \omega_1 t, \qquad (3.1)$$

$$u(t) = U_m \sin \omega_2 t, \tag{3.2}$$

$$S(t) = S_m \sin \omega_3 t, \qquad (3.3)$$

$$h(t) = h_0 (1 + M \sin \omega_4 t), \qquad (3.4)$$

где  $M = \Delta h/h_0$  — коэффициент модуляции, причем 0 < M < 1.

Подставляя (3.1)—(3.4) в (2.15)—(2.29), беря соответствующие производные и проведя необходимые преобразования, найдем выражения для способов получения тока смещения при синусоидальном изменении во времени элементов преобразователя. Здесь же ограничимся представлением только общей формулы

$$i_{\rm CM} = \frac{\varepsilon S_m U_m}{8h_0(1+M\sin\omega_4 t)} \left\{ \omega_1 \left[ -\cos\alpha t + \cos\beta t + \cos\gamma t - \cos pt \right] + \\ + \omega_2 \left[ -\cos\beta t + \cos\alpha t + \cos\gamma t - \cos pt \right] + \omega_3 \left[ -\cos\gamma t + \cos\alpha t + \\ + \cos\beta t - \cos pt \right] + \frac{\omega_4 M \cos\omega_4 t}{(1+M\sin\omega_4 t)} \left[ \sin\gamma t + \sin\alpha t + \\ + \sin\beta t - \sin pt \right] \right\},$$
(3.5)

гле

$$\begin{aligned} \alpha &= \omega_2 + \omega_3 - \omega_1, \qquad \gamma &= \omega_1 + \omega_2 - \omega_3, \\ \beta &= \omega_1 + \omega_3 - \omega_2, \qquad p &= \omega_1 + \omega_2 + \omega_3. \end{aligned}$$

Пользуясь полученными формулами, можем сделать некоторые выводы.

1. Амплитуда тока смещения прямо пропорциональна произведению частоты на амплитуду диэлектрической проницаемости, площадь обкладок конденсатора, приложенное напряжение и обратно пропорциональна расстоянию между обкладками конденсатора.

2. Получить ток смещения можно изменением одного, нескольких или всех элементов преобразователя. В двух последних случаях происходит преобразование по амплитуде и частоте. На это указывает наличие комбинационных частот в (3.15) и других формулах. Отсюда следует, что могут быть созданы и соответствующие преобразователи.

3. Увеличение тока смещения за счет увеличения одновременно изменяющихся во времени элементов преобразователя практически достигнуто быть не может (из-за краткости статьи дается без доказательства).

4. Емкостные преобразователи. Их распределение по средам. Все предыдущее исследование сводилось к анализу формул, которые были получены, исходя из определения тока смещения и постулата Максвелла. При этом нас совершенно не интересовало, с помощью каких сил — механических, тепловых или других — будут изменяться во времени элементы преобразователя, каково исполнение преобразователей и т. д. Рассмотрим распределение по средам преобразователей, уже осуществленных практически (или описанных теоретически, но с другой точки зрения). С этой целью преобразователи, взятые из литературных источников, сведем в табл. 1.

Определения емкостного трансформатора, емкостной синхронной и емкостной асинхронной машин заимствованы из [5]:

1) емкостный трансформатор — емкости (и взаимоемкости) постоянны и переменны только напряжения;

2) емкостная синхронная машина — постоянные напряжения и переменная емкость:

3) емкостная асинхронная машина — переменные напряжения и переменные емкости.

Преобразователи, у которых —  $\frac{2\pi}{n} \ll \omega t \ll \frac{2\pi}{n}$  при n > 1 и 0 < M < 1, будем называть заторможенной емкостной синхронной или емкостной асинхронной машиной соответственно. При необходимости будем пользоваться этими определениями. Остальные названия преобразователей оставлены в том виде, в каком они вошли «в обиход» в области своего применения.

Из табл. 1 видно, что: 1) в используемых преобразователях максимальное число одновременно изменяющихся во времени элементов составляет два; 2) наибольшее число преобразователей приходится на диэлектрическую изотропную, меньшее — на диэлектрическую анизотропную, малое — на полупроводящую и совершенно они отсутствуют в проводящей среде.

На втором выводе следует остановиться подробнее, чтобы уяснить физическую сущность, физические причины такого освоения сред. Другие причины — потребность в тех или иных преобразователях, возможность их практического осуществления и т. д. — оставим в стороне, хотя они и имеют существенно важное значение.

Как известно, приведенное выше деление сред на проводящую, полупроводящую и диэлектрическую — условно и зависит от соотношения между токами смещения и проводимости в среде, которое определяется не только свойствами среды, ( $\varepsilon$ ,  $\gamma$ ), но и скоростью изменения электрического поля.

Покажем это. Пусть мы имеем дело с полем, изменяющимся по закону синуса

$$e = E_m \sin \omega t. \tag{4.1}$$

Тогда действующие значения для плотностей токов будут:

$$S_{np} = \gamma E, \qquad (4.2)$$

$$\delta_{\rm cv} = \omega \,\varepsilon E. \tag{4.3}$$

а их отношение

$$\beta = \frac{\delta_{\rm CM}}{\delta_{\rm np}} = \frac{2 \pi f \varepsilon}{\gamma}, \qquad (4.4)$$

#### Распределение емкостных преобра

		[			Электриче	2
№ формулы	Изменяю- щийся во времени	пров	одящая	полуп	роводящая	Ī
	элемент	ω <i>t</i> =2 π n	$\left  -\frac{2}{n} \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{n} \right $	$\omega t = 2 \pi n, n = 1, 2,$	$\frac{2\pi}{n} \ll t \ll \frac{2\pi}{n}$	
(2.15) (2.16) (2.17) (2.18) (2.19) (2.20) (2.21) (2.22) (2.23) (2.23) (2.24) (2.25)	ε, u, S, h S, u, h ε, S, h ε, u, h ε, S, u S, h u, h u, S ε, h ε, S ε, u			СЧПП [28]	КПЕП	
(2.26) (2.27) (2.28) (2.29) О тношение токов $\beta = \frac{\delta_{CM}}{\delta_{\Pi P}}$	$h$ $u$ $\varepsilon$ $S$ плотностей $=\frac{2\pi f}{\gamma}\varepsilon$	β=1, f=3 γ=104 C	67·10 <sup>—3</sup> е при 10 <sup>11</sup> Гц Ом <sup>—1</sup> .см <sup>—1</sup>	$β_1 < 1,7 \cdot 10^{-10} ε$ πρμ $f < 3 \cdot 10^3$ Γu, $\gamma = 10^3$ Om <sup>-1</sup> ·cm <sup>-1</sup> ; $β_2 = 1,7 \cdot 10^{-2} ε$ πpμ $f = 3 \cdot 10^{11}$ Γu, $\gamma = 10^3$ Om <sup>-1</sup> ·cm <sup>-1</sup> ;	$\begin{cases} \beta_{3} \leqslant 1, 7 \cdot 10^{3} \epsilon \\ \pi \rho \mu \\ f \leqslant 3 \cdot 10^{3} \Gamma u, \\ \gamma = 10^{-10} O_{M}^{-1} \cdot c_{M}^{-1}; \\ \beta_{4} = 1, 7 \cdot 10^{11} \epsilon \\ \pi \rho \mu \\ f = 3 \cdot 10^{11} \Gamma u, \\ \gamma = 3 \cdot 10^{-10} O_{M}^{-1} \cdot c_{M}^{-1} \end{cases}$	

В таблице приняты сокращения: КПЕ — конденсатор переменной емкости; ЕПП — емкостный ский электрометр; ЭСГ — электростатический генератор; ЭФ — электростатический флюксметр; ЕСМ — емкостная синхронная машина; ЕАМ — емкостная асинхронная машина; ЕС — емкостный ческий преобразователь частоты; КПЕП — КПЕ полупроводниковый; СЭП — сегнетоэлектрический

т. е. определяется свойствами среды — диэлектрической проницаемостью и удельной проводимостью — и частотой. Выражаясь определеннее, оно прямо пропорционально произведению диэлектрической проницаемости на частоту и обратно пропорционально удельной проводимости среды.

Численные значения в приведены внизу таблицы. Величины удельной проводимости взяты из [31] и положено, что удельная проводимость полупроводника не зависит от температуры. В случае ее зависимости от температуры она определяется другой формулой [29].

## Таблица 1

#### зователей по электрическим средам

 ская среда		Предпочтительное название.			
	употребляем	ое в данной			
изот	ропная	анизот	ропная		
$\omega t = 2 \pi n$	$\frac{2\pi}{n} \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{n}$	$\omega t=2\pi n$	$\frac{2\pi}{n} \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{n}$	$\omega t = 2 \pi n$	$\frac{2\pi}{n} \leqslant \omega t \leqslant \frac{2\pi}{n}$
				EAM EAM ECM	SEAM SEAM SECM
				EAM	3EAM
	ЕПП [21]	ЭМКП [27]		ECM	3ECM 3EAM
EM 11 [21]	EIIII [21], KIIE [22]			EAM ECM	3EAM 3ECM
	ЕПП [21], КЛЕ [22]	ДУ [3, 25]		EAM	3ECM 3EAM
ЕДП[24] ДЭ,[23] ДЦ		ДПЧ [3] СЭП [14]		ECM ET	3EC M
ЭСГ, ЭФ [17]		0311 [14]		ECM	ЗЕСМ
	$\beta = 278 \varepsilon \left  \begin{array}{c} f = 50 \\ \gamma = 10 \end{array} \right ^{-10}$	<sup>Гц</sup> -11 <sub>Ом</sub> -1. <sub>см</sub> -1		γ <sub>пр</sub> =104 ÷ 10 <sup>4</sup> γ <sub>полупр</sub> == 10 <sup>3</sup> ÷ ×с: γ <sub>диэл</sub> < 10 <sup>-</sup>	$O_{M} \xrightarrow{-1} C_{M} \xrightarrow{-1},$ -10 <sup>-10</sup> $O_{M} \xrightarrow{-1} \times$ $M^{-1},$ 10 $O_{M} \xrightarrow{-1} C_{M} \xrightarrow{-1}$

преобраюзатель перемещения; ЕДТ — емкостный динамический по зобразователь; ДЭ — динамичес ДЦ — дифференцирующая цель; ЭМКП — электро леханический кларцевый преобраюзатель; трансформатор; З (ССМ, 24-1) - загорможенная соответственно ЕСМ и ЕАМ; Д.ТЧ — диэлектрипреобразователь; СЧП 1 — элеганая часть параметрического преобразователя.

Для проводящей среды взята самая низкая удельная проводимость и самая высокая радиочастота [30], самые лучшие условия для получения тока смещения в данной среде, и тем не менее  $\delta_{\rm CM} \ll \delta_{\rm IIP}$ . Это условие нарушается лишь в области частот, соответствующих инфракрасной части спектра, но для этих частот и уравнения Максвелла перестают быть применимыми [2]. В проводящей среде токи смещения пренебрежимо малы. И поэтому ее нельзя использовать для создания емкостных преобразователей.

Для полупроводящей среды для каждого граничного значения удельной проводимости взяты по два отношения, соответствующие частотам СДВ и верхней УКВ. Здесь мы имеем случаи от пренебрежимо малого тока смещения до пренебрежимо малого тока проводимости. Точное равенство этих токов может быть найдено из условия  $\beta = 1$ , т. е.

$$\varepsilon f = 1.8 \cdot 10^{10} \gamma.$$
 (4.5)

При определенных частотах полупроводящая среда может использоваться для создания емкостных преобразователей.

Для диэлектрической среды взята самая низкая, промышленная, частота и самая высокая удельная проводимость, т. е. самые плохие условия для получения тока смещения, и тем не менее  $\delta_{\rm CM} \gg \delta_{\rm HD}$ . В диэлектрической среде токи проводимости пренебржимо малы, и эта среда является самой подходящей для создания емкостных преобразователей.

Все сказанное и численные значения в указывают, с одной стороны, на относительное деление сред, а с другой — на обоснованность освоения каждой из сред емкостными преобразователями.

## Общие выводы

Физической основой всех емкостных преобразователей является ток смещения, формула которого

$$i_{\rm cm} = \frac{d \Psi_D}{dt}$$

является исходной для их расчета.

Все многообразие этих преобразователей может быть сведено к емкостному трансформатору, просто или заторможенной синхронной или асинхронной машинам.

Хотя анализ проведен для плоского и цилиндрического конденсаторов, он может быть распространен и на другие виды конденсаторов, так как метод Максвелла не зависит от конструкции преобразователя, поскольку последняя будет учтена системой координат.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Максвелл Д. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного

поля. М., ГИТТЛ, 1954, с. 687. 2. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Гостехиздат, 1954, с. 620. 3. Нейман Л. Р. и Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники, т. 1 и 2. М., «Энергия», 1966, с. 522, с. 407.

4. Ollendorf F. Über Kapazitâtmaschinen, Archiv für Elektrotechnik, Bd 13, H. 4. 1923.

5. Каплянский А. Е. Введение в общую теорию электрических машин. М., Госэнергоиздат, 1941, с. 96.

6. Харкевич А. А. Теория преобразователей. М.—Л., Госэнергоиздат. 1948, c. 191.

7. Felici N. J. Elektrostatische Hochspannungs -- Generatoren und ihre industrielle Anwendung, Karlsruhe, Braun, 1957, S. 111.

8. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 1. М. — Л., ГИТТЛ, 1953. c. 472.

9. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 2. М.-Л., ГИТТЛ, 1957, c. 628.

10. Островский Л. А. Основы общей теории электроизмерительных устройств. Л., «Энергия», 1971, 544 с.

11. Туричин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. М.-Л., «Энергия», 1966, с. 690.

12. Левитов В. И., Ляпин А. Г. Электростатические генераторы с жестким ротором. М., ЦНИИПриборэлектропром, 1963, с. 192.

13. Фелиси Н. Е. Перспективы развития электростатических генераторов.— В кн.: Применение сил электрического поля в промышленности и сельском хозяйстве. (По материалам Международного коллоквиума, посвященного физике электростатических сил и их применения. Гренобль.) М., 1964, с. 280.

14. Спринг К. Различные методы преобразования. — В кн.: Прямое преобразование энергии. М., «Мир», 1969, с. 384-413.

15. Нуберт Г. Н. Измерительные преобразователи неэлектрических величин. Перевод с английского. Л., «Энергия», 1970, с. 360.

16. Лион К. С. Приборы для научных исследований. Перевод с английского. М., Машиностроение, 1964, с. 276.

17. Имянитов И. П. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М.—Л., ГИТТЛ, 1957. с. 483.

18. Шварц Я. М., Андреева С. И., Бородулина В. Г. Возможности и опыт создания электростатического флюксметра вибрационного типа. — Труды ГГО, 1967, вып. 204, с. 18—27. 19. Таммет Х. Ф. К теории измерения напряженности атмосферного элек-

трического поля. Труды по аэрононизации, III, Тарту, 1970.

20. Полотовский А. С. Емкостные машины постоянного тока высокого напряжения. Л., Госэнергоиздат, 1960, с. 154.

21. Ацюковский В. А. Емкостные преобразователи перемещения. М.-Л., «Энергия», 1966, с. 278.

22. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. М., Изд-во МО СССР, 1954, c. 804.

23. Васильев Б. В., Козырев Б. П. Динамический электрометр для. исследования электрографических слоев. Изв. ЛЭТИ, 1960, вып. 44, с. 77-86.

24. Павлюченков Г. Ф. Радиозондовый емкостный динамический преобразователь. Труды ГГО, 1967, вып. 204, с. 28-31.

25. Плужников В. И. Диэлектрические усилители. М., «Энергия», 1969, с. 320.

26. Баранов А. А. и др. Конденсаторные преобразователи в автоматике и системах управления. М., Госэнергоиздат, 1966, с. 79.

27. Дробов С. А., Бычков С. И Радиопередающие устройства. М., «Советское радио», 1969, с. 720.

28. Тягунов Г. А. Электровакуумные и полупроводниковые приборы. М.-Л., Госэнергоиздат, 1962, с. 400.

29. Сергованцев Б. В. Параметрические усилители СВЧ. М., «Советское радио», 1961, с. 152.

30. Дорохов А. П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. Харьков, ХГУ, 1960, с. 450.

31. Шалыт С. С. Электропроводность полупроводников. В кн.: Полупроводники в науке и технике, т. 1. Изд. АН СССР, 1957, с. 7-85.

## В. В. МИХАЙЛОВСКАЯ

# ОБ ОШИБКЕ САМОЛЕТНОГО ПРИБОРА Для Измерения зарядов частиц осадков за счет контакта частиц со стенками заборного отверстия

Предложенные ранее формулы [2, 3] для оценки ошибки в прибора для измерения зарядов частиц осадков (ПЗЧ) за счет контакта частиц со стенками заборного отверстия не учитывали спектра размеров частиц осадков и не позволяли определить общую ошибку прибора, вызванную прохождением через него частиц разных размеров.

Определим ошибку  $\beta$  как отношение числа  $N_{\kappa}$  частиц осадков, коснувшихся стенок заборного отверстия, к  $N_{\Sigma}$ —общему измеренному числу частиц

$$\beta = \frac{N_{\kappa}}{N_{\Sigma}}.$$
 (1)

Количество  $N_{\rm kD}$  частиц осадков диаметра D, контактирующих со стенками заборного отверстия прибора, может быть найдено по формуле

$$N_{\kappa D} = n_D(r, \varphi) \cdot v_{\kappa}(D), \qquad (2)$$

где  $n_D(r, \varphi)$  — концентрация частиц осадков диаметра  $D, r, \varphi$  — полярные координаты,  $v_{\kappa}(D)$  — объем воздуха, в котором все частицы осадков диаметра D контактируют со стенками заборного отверстия.

Количество N<sub>к</sub> всех контактирующих частиц осадков может быть найдено из выражения

$$N_{\kappa} = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} F(D, r, \varphi) \cdot n_D(r, \varphi) \cdot v_{\kappa}(D) dD.$$
(3)

Здесь  $D_{\min}$ ,  $D_{\max}$  — минимальный и максимальный диаметры спектра частиц осадков,  $F(D, r, \varphi)$  — функция, учитывающая обтекание

заборного отверстия частицами осадков, зависит от диаметра D и местоположения частиц. Число  $N_{\Sigma}$  может быть получено из формулы

$$N_{\Sigma} = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} F(D, r, \varphi) \cdot n_D(r, \varphi) \cdot v_{\Sigma}(D) dD, \qquad (4)$$

где  $v_{\Sigma}$  (D) — величина измеренного объема воздуха.

Тогда погрешность прибора  $\beta_D$  для частиц осадков диаметра D будет иметь вид

$$\beta_D = \frac{n_D(r, \varphi) \cdot v_{\kappa}(D)}{\int\limits_{D_{\min}}^{D_{\max}} F(D, r, \varphi) \cdot n_D(r, \varphi) \cdot v_{\Sigma}(D) dD}.$$
(5)

Полная ошибка  $D_{\min}$  прибора  $\beta$ , связанная с контактом частиц осадков всех размеров, будет равна

$$\beta = \frac{\int_{\min}^{D_{\max}} F(D, r, \varphi) \cdot n_D(r, \varphi) \cdot v_{\kappa}(D) dD}{\int_{\max}^{D_{\max}} F(D, r, \varphi) \cdot n_D(r, \varphi) \cdot v_{\Sigma}(D) dD}.$$
(6)

Формулы (5) и (6) позволяют найти выражение погрешности для конкретного прибора ПЗЧ [6].

Для получения более простой формулы, удобной для практических расчетов, сделаем предположение:

1. Отсутствует обтекание прибора частицами осадков, т. е.  $F(D, r, \varphi) = 1$ , при этом ошибка прибора может быть только преувеличена. Надо отметить, что наше условие выполняется весьма точно для приборов, величина заборного отверстия у которых составляет несколько см<sup>2</sup>.

2. Все частицы осадков двигаются с одинаковой скоростью w, и траектория движения их проходит параллельно оси заборного отверстия (для самолетного прибора это справедливо). Тогда объем воздуха, содержащего контактирующие частицы,  $v_{\rm K}(D)$ , прошедшего через заборное отверстие за время t, будет иметь вид цилиндрической трубы с внутренним диаметром a-D и внешним a+D и высотой wt, т. е.

$$v_{\kappa}(D) = \pi \, a D \cdot w t, \tag{7}$$

где *а* — диаметр заборного отверстия.

Величина объема воздуха  $v_{\Sigma}(D)$ , содержащего все частицы осадков за тот же промежуток времени будет равна объему цилиндра диаметром a и высотой wt

$$v_{\Sigma}(D) = \frac{\pi a^2}{4} wt.$$
(8)

3. Концентрация частиц осадков не зависит от координат в плоскости заборного отверстия.

Зависимость концентрации частиц осадков от их диаметра может быть описана формулой Маршалла — Пальмера [7], которая справедлива для спектра капель дождя в свободной атмосфере [4]

$$n_{D+dD} = n_0 e^{-\gamma D} dD, \qquad (9)$$

где  $n_{D+dD}$  — концентрация капель дождя с диаметрами, лежащими в интервале D-dD;  $n_0$  — постоянный коэффициент;  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от интенсивности дождя J, т. е. от потока частиц дождя, проходящих через горизонтальную поверхность

$$\gamma = 41 J^{0,21}. \tag{10}$$

После подстановки соответствующих величин в формулы (5) и (6) получим выражения для оценки ошибки вследствие контакта капель дождя со стенками заборного отверстия:

$$\beta_{D+dD} = \frac{4\gamma}{a} \frac{De^{-\gamma(D-D_{\min})}dD}{1-e^{-\gamma(D_{\max}-D_{\min})}},$$
(11)

$$\beta = \frac{4}{a\gamma} \frac{1 + \gamma D_{\min} - (1 + \gamma D_{\max}) e^{-\gamma (D_{\max} - D_{\min})}}{1 - e^{-\gamma (D_{\max} - D_{\min})}}.$$
 (12)

Принимая во внимание, что  $e^{-\tau} (D_{\max} - D_{\min})$  мало даже для дождей малой интенсивности (при J = 0,01 мм/ч,  $D_{\max} = 0,6$  см,  $D_{\min} = 0,01$  см  $e^{-\tau} (D_{\max} - D_{\min}) = 0,9 \cdot 10^{-4}$ ), можно пренебречь слагаемыми, содержащими множитель  $e^{-\tau} (D_{\max} - D_{\min})$ , не допустив при этом существенной ошибки.

Окончательный вид формул будет:

$$\beta_{D+dD} = \frac{4\gamma}{a} D e^{-\gamma (D-D_{\min})} dD, \qquad (13)$$

$$\beta = \frac{4}{a\gamma} \left(1 + \gamma D_{\min}\right). \tag{14}$$

Таблица 1

Ошибки прибора ПЗЧ вследствие контактирования дождевых капель со стенками заборного отверстия

Ј мм/ч	β%	D <sub>ex</sub> см
0,01	10,0	0,064
0,1	6,6	0,039
1	4,6	0,024
10	3,3	0,015
30	3,0	0,012

Следует отметить что  $\beta_D$  будет максимальным при диаметре капель  $D_{ex}$ , равном

$$D_{\rm ex} = \frac{1}{\gamma} = 0,0244J^{-0,21}.$$
 (15)

В качестве иллюстрации в табл. 1 приводятся величины  $\beta$ и  $D_{\rm ex}$  для дождя различной интенсивности. Заборное отверстие имеет диаметр a, равный 3 см, и измеряются заряды капель диаметром  $D_{\rm min}$  не менее 0,01 см. Из таблицы следует, что и ошибка  $\beta$  прибора ПЗЧ и диаметр капель  $D_{ex}$ , при котором погрешность имеет максимальное значение, уменьшаются с увеличением интенсивности дождя. Это явление вызвано относительным смещением спектра капель с увеличением интенсивности дождя в сторону меньших диаметров, что хорошо подтверждается табл. 2.

Табли**ца** 2

Зависимость	количества	капель в	дожде от	гих разі	мера для	осадков
разли	чной интен	сивности (і	в относит	ельных	единицах]	)

D cu	$n_{D+dD}/n_{\Sigma}$							
	<i>J</i> =0,01 мм/ч	<i>J</i> =1 мм/ч	<i>J</i> =10 мм/ч					
0,01	15,6	41,0	43,0					
0,02	13,3	27,5	28,2					
0,05	8,3	8,0	7,8					
0,10	3,8	1,0	0,9					
0,30	0,2	0,0	0,0					
0,50	0,0	0,0	0,0					

## Выводы

1. Предложена методика определения ошибки вследствие контакта частиц осадков со стенками заборного отверстия, которая может быть использована для решения некоторых задач для других приборов, в частности для нахождения аналогичной погрешности прибора, измеряющего размеры частиц осадков ИРЧ [1], а также для нахождения некоторых ошибок при использовании устройства для определения структуры дождя [5].

2. Получена расчетная формула для оценки ошибки прибора ПЗЧ, связанной с контактом капель дождя со стенками заборного отверстия. Максимальная величина этой ошибки не превышает 10% для дождей интенсивностью 0,01 мм/ч. Ошибка уменьшается с увеличением интенсивности дождя.

3. Для дождя, состоящего из капель одного размера, формула погрешности ПЗЧ (12) принимает вид полученной ранее формулы [2] при ( $D_{\text{max}}$ — $D_{\text{min}}$ )  $\rightarrow$  0,

$$\beta = \frac{4D}{a}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Невзоров А. Н. Самолетный прибор для измерения размеров и концентрации крупных частиц в облаках и осадках.— Труды ВНМС, 1963, т. 9, с. 261—268.

2. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Самолетный прибор для измерения зарядов частиц осадков.— ЖПТЭ, 1958, № 2, с. 86—91.

3. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и ме-

3. Қрасногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и ме-тоды его измерения. Л., Гидрометеоиздат, 1972. 323 с. 4. Мазин И. П., Невзоров А. Н. Распределение дождевых капель по раз-мерам.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 4, с. 99—106. 5. Струзер Л. Р., Пермяк Э. Г. Упрощенная методика оценки распре-деления капель дождя по размерам.— Труды ГГО, 1964, вып. 160, с. 77—85.

6. Михайловская В. В., Назаренко О. М. Самолетный прибор для

измерения зарядов частиц осадков. — См. наст. сб. 7. Marshall J. S., Palmer W. K. The distribution of raindrops with size.— I. Meteorol., 1948, v. 5, No. 4, pp. 165—166.

## В. В. МИХАЙЛОВСКАЯ, О. М. НАЗАРЕНКО

# САМОЛЕТНЫЙ ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ОСАДКОВ

Описываемый в настоящей статье прибор для измерения зарядов частиц осадков (ПЗЧ) является модернизированным прибором, рассмотренным ранее [1, 2], поэтому лишь кратко напомним конструкцию и принцип его действия.

Прибор состоит из датчика, устанавливаемого снаружи самолета на расстоянии около 30 см от корпуса, и измерительного блока, размещаемого в кабине самолета. Датчик включает в себя (рис. 1) два независимых самостоятельных приемника, каждый из которых состоит из индукционного кольца 1 диаметром d и высотой h, изготовленного из металла и изолированного от корпуса прибора изолятором 5. Конструктивно датчик описываемого ПЗЧ отличается от предыдущего формой экрана, установкой дополнительных экранирующих колец 2 и отсутствием предусилителя. Экран в данном датчике выполнен в виде цилиндрической трубы 3 со съемным конусообразным наконечником 4, позволяющим изменять диаметр заборного отверстия. То обстоятельство, что удалось избавиться от предусилителя, позволило упростить герметизацию выводов, соединяющих датчик с измерительным блоком.

Заряд *q*, появляющийся на индукционном кольце при прохождении через прибор заряженной частицы, равен

$$q = \alpha Q, \tag{1}$$

где а — коэффициент пропорциональности, или индукции, Q — заряд частицы осадков.

Как уже указывалось [1, 2, 3, 4], коэффициент индукции  $\alpha$  не остается постоянным, а увеличивается по мере приближения заряженной частицы к центральной плоскости кольца, где он достигает максимума  $\alpha_{max}$ , которому соответствует  $q_{max}$  и уменьшается по мере удаления частицы от центральной плоскости кольца.

Рассмотрим методику расчета использованной аппаратуры. Это тем более необходимо, что в последнее время появляются работы, где эти расчеты сделаны неполно [3]. случае, во-первых, просто определяются величина и знак заряда проходящей частицы по величине и знаку амплитуды импульса напряжения, а во-вторых, амплитуда импульса напряжения на нагрузке, если постоянная времени последней много больше длительности импульса, почти не зависит от изменения скорости движения заряженной частицы.

В случае омической нагрузки величина импульса на ней определяется не только величиной заряда частицы, но и скоростью ее движения, т. е. скоростью движения самолета, которая во время полета изменяется в довольно широких пределах, знак же заряда частицы можно определить по фазе импульса [1, 10].

Очевидно, что осуществить чисто емкостную нагрузку на практике невозможно, поэтому она была составлена из емкости C и параллельно ей присоединенного сопротивления R. Величины их в соответствии со сказанным выше выбираются так, чтобы за время существования импульса  $\tau$  заряд, индуцированный частицей на емкости C, не смог существенно измениться из-за утечки по сопротивлению R.

При определении величин C и R (для простоты расчета) предполагалось, что импульс имеет прямоугольную форму с амплитудой, равной амплитуде сигнала. В действительности сигнал плавно нарастает до амплитудного значения и плавно убывает, поэтому изменение величины импульса будет меньше расчетного. Изменение заряда на нагрузке для прямоугольного импульса происходит по формуле

$$q_{\tau} = q_0 e^{-\frac{\tau}{RC}},$$

(9)

где  $q_{\tau}$  — величина заряда на нагрузке к концу существования импульса,  $q_0$  — начальная величина заряда на нагрузке.

Из формулы (9) вытекает, что, чем больше постоянная времени нагрузки RC, тем меньше изменяется заряд на ней, тем точнее воспроизводится величина и форма импульса сигнала. Но на практике невозможно обеспечить R бесконечно большим, поэтому необходимо допустить, что происходит некоторое изменение заряда за время существования импульса. Так, если допустить, что изменение заряда составит 5%, то должновыполняться условие *RC*≥20 τ, а если 10%, то достаточно, чтобы  $RC \ge 10$  т. В рассматриваемом приборе τ=1,03÷1,44 мс (для скорости движения заряженных частиц 280-200 км/ч), RC = 30 мс, т. е. за время существования импульса его амплитуда может измениться не более чем на 5%. Следует заметить, что в некоторых случаях постоянная времени нагрузки датчика выбирается недостаточной. Так, в приборе, описанном в работе [4], по этой причине амплитуда импульса систематически занижается примерно на 30%, и все импульсы имеют «хвост» с амплитудой порядка 30% от амплитуды основного сигнала.

Пределы измерения. Пределы измерения зарядов частиц осадков, в частности зарядов капель дождя, определяются теми зарядами, которые могут нести измеряемые частицы осадков. Оценим максимально возможные заряды  $Q_{\max}$  на каплях дождя, исходя из существования на поверхности капли напряженности поля  $E_{\kappa p}$ , при которой еще отсутствует коронирование

$$Q_{\max} = \frac{\varepsilon E_{\kappa p}}{4} D^2, \qquad (10)$$

где є — диэлектрическая проницаемость воздуха, *D* — диаметр капли дождя.

Таблица 1

ח אינ	Q <sub>max</sub>	СГСЭ
D MM	<i>Е<sub>кр</sub>=30 000 В/см</i>	<i>Е</i> <sub>кр</sub> =10 000 В/см
6	9	3
4	4	1,3
2	1	0,3
1	0,25	0,083
0,2	$1 \cdot 10^{-2}$	0,3.10-2
0,1	0,25 · 10 -2	0,08.10-2
0,02	$100 \cdot 10^{-6}$	$30 \cdot 10^{-6}$
0,01	$25 \cdot 10^{-6}$	8,3·10 <sup>-6</sup>
0, <b>00</b> 1	$0,25 \cdot 10^{-6}$	$0,08 \cdot 10^{-6}$

Максимально возможные заряды  $Q_{max}$ , которые могут иметь капли дождя

В лабораторных условиях при давлении атмосферы 760 мм. рт. ст.  $E_{\rm kp} = 30\ 000\ {\rm B/cm}$ . Однако для естественных условий эта величина снижается до 10 000  ${\rm B/cm}$  [8]. В табл. 1 представлены  $Q_{\rm max}$ , рассчитанные по формуле (10) для нескольких капель дождя.

Прибор выполнен с тремя пределами измерения:  $1 \cdot 10^{-2}$ ,  $1 \cdot 10^{-1}$ ,  $1 \ C\Gamma C \Theta$ , т. е. регистрирует заряды только крупных капель дождя, диаметр которых более 60—100 мк. Правда, существуют капли с зарядами более 1  $C\Gamma C \Theta$ , но такие заряды могут иметь только очень крупные капли (табл. 1), диаметром более 2 мм, которых в дожде немного. Кроме того, далеко не все крупные капли несут максимальный заряд.

Напряжение на входе усилителя. Величина напряжения на нагрузке индукционного кольца, т. е. на входе усилителя V<sub>вк</sub>, может быть найдена по формуле

$$V_{\rm BX} = -\frac{q}{C} = -\frac{\alpha Q}{C}.$$
 (11)

Для первого канала амплитуда напряжения будет равна  $(V_{\text{Bx 1}})_{\text{max}} = 1,1 \cdot 10^{-3}$  В ( $\alpha_{\text{max 1}} = 0,66$ ), для второго канала ( $V_{\text{Bx 2}}$ ) max =

 $=0,98 \cdot 10^{-3}$  В ( $\alpha_{max2}=0,59$ ) при крайних значениях на каждом пределе измерения. Необходимо отметить, что входное омическое сопротивление прибора на самой высокой чувствительности составляет 15 МОм, что в 10<sup>3</sup> раз ниже используемого ранее [1], и может быть уменьшено без особого труда еще в 10 раз.

Все вышесказанное позволило избавиться от предусилителя, что существенно упростило конструкцию датчика по сравнению с выполненной ранее [1].

Выбор регистрирующего устройства. При выборе регистрирующего устройства очень важно учитывать продолжительность суще-





ствования регистрируемого импульса. Исходя из этих соображений, в качестве регистратора использовался шлейфный гальванометр типа M001.5 осциллографа H-700, который способен регистрировать сигналы частотой до 1700 Гц, причем максимальный регистрируемый им ток равен 0,1 А, а сопротивление 20 Ом.

**Измерительный блок.** В состав измерительного блока входят два одинаковых усилителя реостатно-емкостного типа с трансформаторным выходом, коэффициенты усиления которых регулируются в пределах  $\pm 20\%$  (рис. 2).

Снижение омического сопротивления нагрузки датчика до 15 МОм позволило выполнить первый каскад усилителя на обычной пальчиковой лампе типа 6Ж32П, обладающей малыми сеточными токами. Частотная характеристика усилителей остается постоянной в полосе частот 200—10 000 Гц, амплитудная характеристика (рис. 3) линейна в пределах усиления на данной шкале (крайние значения напряжений на входе усилителей, до которых усиление линейно, отмечены пунктирной линией). Коэффициент усиления равен примерно 1000 и регулируется в пределах ±20%. Контрольный генератор. С целью проверки прибора в процессе эксплуатации на самолете применен релаксационный генератор, собранный на тиратроне с холодным катодом МТХ-90 (рис. 2). Контрольный генератор имитирует на входе усилителей сигналы, получаемые от заряженных частиц осадков, и используется в данном приборе только для контроля его работоспособности.

Оценка погрешности прибора. Погрешность прибора слагается из 1) погрешности определения а<sub>тах</sub>, которое при использованной

погрешности определения а<sub>max</sub>, которое при использованно методике [5] равно приблизительно 8%;

2) непостоянства  $a_{max}$ по площади S, через которую проходят измеряемые заряженные частицы. Ошибка за счет его составляет, согласно вышесказанному, 10%. Наде отметить, что эта ошибка существенна лишь при измерении заряда одной частицы и почти не сказывается на точности измерения спектра частиц;

 занижения амплитуды заряда, связанного с утечкой его по нагрузке датчика. Эта величина в соответствии с вышесказанным не превышает 5%:



Рис. 3. Амплитудные характеристики усилителей *I* и *II* каналов.

4) нестабильности коэффициента усиления, имеющей величину порядка 5%;

5) погрешности при градуировке прибора, составляющей около 5%;

6) погрешности при обработке из-за неточного нахождения ординаты, составляющей величину около 2%.

Таким образом, среднеквадратичная ошибка о измерения заряда частицы прибором будет

$$\sigma = \sqrt{8^2 + 10^2 + 5^2 + 5^2 + 5^2 + 2^2} \simeq 15\%.$$

Надо иметь в виду, что, кроме того, прибор искажает величину заряда части регистрируемых частиц осадков из-за

1) наличия в счетном объеме одновременно двух частиц осадков, которые прибором принимаются за одну. Эта погрешность не превышает для нашего прибора 3% при концентрации  $n=1000^{1}/\text{M}^{3}$ ;

2) изменения заряда частицами после соударения со стенками заборного отверстия. Эта погрешность не превышает 10% для самых слабых дождей и уменьшается с увеличением интенсивности дождя [10]. Она может быть в дальнейшем уменьшена, если применить электростатическую защиту [3, 10].

#### Выволы

1. Рассмотрены вопросы принципа выбора некоторых элементов конструкции ПЗЧ, полезного при конструировании приборов такого типа.

2. Снижено омическое сопротивление нагрузки датчика в 10<sup>3</sup> раз по сравнению с ранее использованным [1, 3].

3. Уменьшен счетный объем прибора почти в 2 раза без изменения величины объема исследуемого воздуха путем введения дополнительных колец, экранирующих индукционное кольцо.

4. Оценена ошибка прибора: среднеквадратичная ошибка при измерении заряда отдельной частицы составляет около 15%.

5. Выполненная конструкция датчика пригодна для установки на герметизированных самолетах.

Авторы приносят глубокую благодарность И. М. Имянитову, под руковолством которого выполнялась эта работа, и В. И. Горышину за ценные советы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Самолетный прибор для измерения зарядов частиц осадков. — ЖПТЭ, 1958, № 2, с. 86—91.

2. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М., Гостехиздат, 1957, 483 с.

3. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методика его измерения. Л., Гидрометеоиздат, 1972. 323 с.

4. Красногорская Н. В., Седунов Ю. С. Индукционный метод измегения зарядов отдельных частий. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 5. c. 775—785.

5. Михайловская В. В., Загробян М. А. Экспериментальное исследование датчиков приборов для измерения зарядов частиц, основанных на индукционном методе. — Труды ГГО, 1967, вып. 204, с. 44 — 55. 6. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М., Гидрометеоиздат, 1958, 648 с. 7. Мазин И. П., Невзоров А. Н. Распределение дождевых капель по

размерам.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 4, с. 99-106.

8. Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М. Л. ГТТИ, 1950, 672 с.

9. Михайловская В. В. Об ошибке самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков вследствие контакта частиц со стенками заборного отверстия. — См. наст. сб.

10. Михайловская В. В. Некоторые вопросы, связанные с работой самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков. См. наст. сб.

## В. В. МИХАЙЛОВСКАЯ

# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ С РАБОТОЙ САМОЛЕТНОГО ПРИБОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ОСАДКОВ

В течение лета 1972 г. проводились испытания самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков (ПЗЧ), описанного в [3]. В данной работе рассматриваются только некоторые вопросы, связанные с особенностями эксплуатации прибора, имеющие, однако, общее значение. Часть этих вопросов освещена в статье  $\Gamma$ . Ф. Павлюченкова [1], который производил наладку прибора на самолете и его испытания. Как отмечалось [2], на результатах измерения сказывается то обстоятельство, что капли осадков могут, касаясь деталей датчика прибора, изменить свой заряд. Общие представления, связанные с этим эффектом, изложены в [1, 3]. Ниже рассмотрим их реализацию в естественных условиях.

Оценим работу прибора на примере полета 24/VIII 1972 г. в 11 ч 15 мин, проведенного в районе Москвы в условиях умеренного дождя. В этом полете регистрация зарядов капель дождя производилась по двум каналам на одной чувствительности, позволяющей измерять заряды до  $\pm 1 \cdot 10^{-2}$  СГСЭ.

Запись импульсов осуществлялась шлейфными гальванометрами типа **М**001.5 осциллографа H-700 при скорости движения бумаги 160 мм/с.

Полученные данные представлены на рис. 1 и в табл. 1.

Данные, помещенные в 4-й и 5-й строках таблицы, не использовались для построения рис. 1. Из рисунка следует, что спектры зарядов капель отличаются незначительно.

Рассмотрим вопросы, связанные с данными, помещенными в трех последних строках таблицы.

1. Импульсы от разбрызганных капель на осциллограмме имеют вид «щеточки» (рис. 2 б). Капли могут разбрызгиваться от соударения либо со стенками заборного отверстия, либо со стенками индукционного кольца. Количество капель, разбрызгивающихся от соударения со стенками заборного отверстия, оценено в статье [2] и для испытываемого прибора не превышает 10% при интенсивности дождя 0,01 мм/ч (при самых слабых осадках) и уменьшается с ростом интенсивности дождя. Число импульсов, полученных от разбрызганных капель, может быть объяснено соударением капель со стенками заборного отверстия, но, как будет показано ниже, заряды от этих капель не могут регистрироваться прибором. Заряды капель, непосредственно попадающих на индукционное кольцо приемный электрод, должны регистрироваться, если они несут до-



Рис. 1. Гистограмма зарядов капель дождя от 24 VII 1972 г.

статочный заряд. Однако попадать на индукционное кольцо могут только очень мелкие капли, способные двигаться по линии тока воздуха (диаметр индукционного кольца 5,0 см, диаметр заборного

Таблица 1

Число импульсов разных видов на записи осциллографа

	І кан	ал	II канал		
Вид импульсов	количе- ство	%	количе- ство	%	
1. Всего отмечено заряженных капель	380	100	391	100	
2. Нормальные импульсы (рис. 2 а)	180	51,8	234	63,7	
3. За пределами измерения на данной шкале	53	14	40	10,2	
4. Не виден сигнал на фотобумаге	26		36		
5. Импульсы от разбрызганных капель	18		14		
6. "Широкие" импульсы	40	10,5	19	4,9	
7. Импульсы, содержащие "хвост"	90	23,7	83	21,2	
			1		

отверстия 3,0 см), а они, как следует из работы [3], несут очень малые заряды. Конечно, можно представить, что через прибор проходит «пакет» разбрызганных заряженных капель и измеряется сумма их зарядов; в этом случае также возникает импульс указанной формы — «щеточки».

2. «Широкие» импульсы (рис. 2 в) — такие импульсы, длительность которых в 3—4 раза больше обычных и которые образованы

зарядом около 0,5.10-2 СГСЭ. Появление этих импульсов может происходить либо из-за движения не одной заряженной капли, а целой группы, либо из-за попадания заряженных брызг на индукционное кольцо, либо из-за движения пониженной капель с CKOростью после соударения CC. стенками заборного отверстия.

Если на индукционное кольцо попадает заряженная капля, то изменение потенциала *U* кольца от времени *t* будет происходить по формуле

$$U = U_0 e^{-\frac{i}{RC}}, \qquad (1)$$





где  $U_0$  — начальный потенциал кольца, полученный от ударившейся капли, R, C — соответственно сопротивление и емкость, включенные между индукционным кольцом и «землей».

В тех случаях, когда зарегистрированный осциллографом импульс имеет экспоненциальную форму соответствующей продолжительности, можно предположить, что появление широкого импульса связано с этим эффектом.

Более вероятно, что широкие импульсы и импульсы, имеющие вид щеточки, связаны с прохождением скоплений из нескольких капель, отстоящих друг от друга на расстоянии, меньшем эффективной длины *L* счетного объема прибора [3]. Действительно, длительность импульса т' от нескольких капель, проходящих цепочкой через измерительный объем, будет равна

$$\tau' = \frac{L}{v} + \frac{\sum_{i=1}^{k} b_i}{v}, \qquad (2)$$

где v — скорость движения заряженной частицы относительно датчика,  $b_i$  — расстояние между соседними заряженными каплями.

При  $b_i = 0$  или  $b_i > L$  заряженная капля воспринимается прибором как единичная. Если же  $0 < b_i < L$ , то просто увеличивается длительность импульса; это предположение подтверждается тем, что

широкие импульсы, или «разбрызганные», имеют небольшую амплитуду, образованную зарядом примерно 0,5 · 10<sup>-2</sup> СГСЭ. Такой заряд могут иметь капли небольшого размера [3], концентрация которых значительно выше [5, 6] (так, непосредственные самолетные измерения концентрации капель дождя показали, что существует концентрация 8400 кап/м<sup>3</sup> и даже более [6]) и, следовательно, больше вероятность нахождения в счетном объеме одновременно двух капель. Действительно, вероятность нахождения в счетном объеме двух капель одновременно P<sub>2</sub> [7] увеличивается в этом случае до

### Таблица 2

Концентрация частиц осадков	P <sub>1</sub>	$P_2 \cdot 10^2$	$P_3$	$\frac{P_2}{P_1} \%$	$\frac{P_3}{P_1} \%$
500	0,03	0,04	<b>0,00</b> 4 · 10 <sup>-3</sup>	1,4	0,01
1000	0,05	0,14	0,03	2,8	0,1
2000	0,10	0,54	0,18	5,5	0,2
3000	0,14	1,1	0,60	7,9	0,40
4000	0,18	1,9	0,16.10-2	10,5	<b>0</b> ,9
5000	0,21	2,7	0,27	12,8	1,3
6000	0,24	3,6	0,43	15,0	1,8
7000	0,26	4,8	0,69	18,5	2,6
8000	0,28	5,8	0,9	20,7	3,2
9000	0,30	6,7	1,3	22,3	4,3
10 000	0,36	8,7	1,6	24,2	4,5
18 000	0,37	18,0	5,9	48,7	15,9

# Вероятность нахождения в счетном объеме прибора ПЗЧ одновременно нескольких частиц осадков

6—7%, а если учесть, что увеличивается и сам счетный объем, то и больше, но одновременно возрастает и вероятность нахождения в счетном объеме одной капли  $P_1$ . Вероятность того, что измеренный сигнал образован двумя каплями  $\frac{P_2}{P_1}$ , в этом случае возрастает до 20% и даже более (табл. 2).

Наконец, появление широких импульсов можно объяснить, как это предложил Г. Ф. Павлюченков [1], понижением скорости капель, коснувшихся стенок прибора. В самом деле, ударившаяся капля получает импульс скорости в направлении движения самолета, что снижает ее скорость движения относительно кольца. Однако число таких капель, регистрируемых прибором, должно быть очень мало. Действительно, если о стенку заборного отверстия ударится капля, которая находится при потенциале самолета, т. е. «заземлена», то, во-первых, она разбрызгается, а прибор, как это следует из работы [3], может зарегистрировать заряд только очень

крупных осколков, диаметром более 0,1 мм, и, во-вторых, при соударении с заземленной поверхностью капля потеряет свой заряд (ее емкость ничтожна по сравнению с емкостью самолета). Механизм контактного заряжения, предложенный недавно [4], также не в состоянии обеспечить наблюдаемые амплитуды у рассматриваемых импульсов. Действительно, величина максимально возможного заряда ( $Q_k$ )<sub>max</sub>, который может приобрести капля от контакта со стенками заборного отверстия, может быть найдена по формуле

$$(Q_{\kappa})_{\max} = (C_{\kappa})_{\max} \cdot (V_{\kappa})_{\max}, \qquad (3)$$

где  $(C_{\kappa})_{\max}$ —максимальная емкость капли при контакте,  $(V_{\kappa})_{\max}$ —максимальная величина контактного потенциала (вода — металл).

Если положить, что  $(C_{\kappa})_{\max} = 5r$ .  $(V_{\kappa})_{\max} = 1B$  [4], то для осколка капли радиусом r = 1 мм  $(Q_{\kappa})_{\max} < 0, 2 \cdot 10^{-2}$ СГСЭ, что меньше необходимой величины  $0, 5 \cdot 10^{-2}$ СГСЭ.

Возможно, наконец, что широкие импульсы возникают вследствие касания каплей поверхности сильно заряженного самолета и последуюшего движения ее с пониженной скоростью [5]. В этом случае введение электростатической защиты в виде цилиндрической сетки, диаметр которой больше диаметра экрана прибора, поможет исключить этот эффект.

3. Импульсы, содержащие «хвост» (рис. 2 г, д), — такие импульсы, которые имеют в тыловой части импульс знака, противоположного основному. Величина амплитуды эгого хвоста значительно превосходит 5% амплитуды основного импульса. Длительность импульса хвоста значительно больше длительности основного импульса, а иногда и одинакова.

Наличие хвоста может быть вызвано либо недостаточностью постоянной времени нагрузки датчика — индукционного кольца [3], либо влиянием усилительного тракта главным образом выходного трансформатора.

Рассмотрим эти причины.

1. Нагрузка датчика выбиралась такой, чтобы за время существования импульса амплитуда его не могла измениться более чем на 5%. Это означает, что амплитуда импульса хвоста не должна превышать 5% амплитуды прямого импульса. Но при работе в дожде величина омического сопротивления могла уменьшиться в связи с ухудшением изоляции датчика. В настоящее время в конструкцию датчика внесены необходимые изменения.

2. Анализ материала показал, что хвост присущ только малой части импульсов (табл.1). Следовательно, появление хвостов не связано с действием усилительного тракта. Это соображение было подтверждено опытом, проведенным автором совместно с И. М. Имянитовым, Г. Ф. Павлюченковым и Ю. Ф. Пономаревым. Анализировалась форма импульсов, появляющихся на выходе прибора при проходе через прибор пули, предварительно заряженной во время отрыва ее от ствола в электрическом поле.

3. Наконец, появление импульсов, содержащих хвост той же длительности, что и основной, возможно, связано с прохождением



на малом расстоянии друг от друга двух капель, заряженных разным знаком.

В заключение рассмотрим еще один вопрос, связанный с эксплуатацией прибора.

Анализ работы прибора в облаках типа Ac и Cu cong. показал, что прибор в этих облаках дает сильно размытую запись с отдельными выбросами (рис. 3). Конечно, прибор не в состоянии измерять заряды отдельных облачных капель, концентрация которых доходит до 5000—1000 кап/см<sup>3</sup> [9], в первую очередь из-за недостаточной разрешающей способности прибора. Действительно, прибор одновременно измеряет заряд воздуха объемом 50 см<sup>3</sup> [3], в котором находится 25 000—50 000 капель. Эта масса капель может нести очень большой заряд, превышающий 1 СГСЭ. Поскольку прибор принципиально может регистрировать только изменение заряда счетного объема, из измерений следует, что в облаках существуют значительные неоднородности объемного заряда, превышающие иногда  $\pm 2 \cdot 10^{-4}$  СГСЭ/см<sup>3</sup>.

## Выводы

1. Испытания прибора показали, что он пригоден для измерения зарядов частиц осадков, причем заряды <sup>2</sup>/<sub>3</sub> частиц осадков измеряются правильно, что подтверждают данные табл. 1.

2. При работе прибора в естественных осадках возникает до 15% нарушенных сигналов, связанных с нахождением в счетном объеме нескольких заряженных капель, что подтверждают данные табл. 2.

3. При ухудшении изоляции прибора в тыловой части импульса могут появиться отклонения противоположной полярности — хвоста.

4. Улучшая конструкцию прибора (введением электростатической защиты входа прибора, улучшением качества изоляции, расширением диапазонов измерений), можно уменьшить число измеренных капель с искаженными зарядами.

5. Прибор регистрирует флюктуацию объемного заряда в облаках, в частности, в облаках типа Ac и Cu cong. зарегистрированы флюктуации, превышающие  $\pm 2 \cdot 10^{-4}$  СГСЭ/см<sup>3</sup>.

Автор выражает благодарность Я. М. Шварцу и Г. Ф. Павлюченкову, которые провели большую работу по наладке прибора на самолете и испытанию его.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Павлюченков Г. Ф. Об испытании самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков. — См. наст. сб.

2. Михайловская В. В. Об ошибке самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков за счет контакта частиц со стенками заборного отверстия. — См. наст. сб.

3. Михайловская В. В., Назаренко О. М. Самолетный прибор для измерения зарядов частиц осадков. — См. наст. сб.

4. Имянитов И. М. Электризация самолета в облаках и осадках. Л.,

Гидрометеоиздат, 1970, 210 с. 5. Marshall J. S., Palmer W. K. The distribution of raindrops with size.— J. Meteorol., 1948, v. 5, No. 4, pp. 165-166.

6. Мазин И. П., Невзоров А. Н. Распределение дождевых капель по размерам.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 4, с. 99—106.

7. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Самолетный прибор для

измерения зарядов частиц осадков.— ЖПТЭ, 1958, № 2, с. 86—91. 8. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и ме-тодика его измерения. Л., Гидрометеоиздат, 1972, 323 с. 9. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М., Гидрометеоиздат, 1958, 648 с.
Л. С. МОРДОВИНА

# ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ СЛОИСТО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ МЕЖДУ СОБОЙ

Многочисленные измерения напряженности электрического поля в облаках показали, что облако является генератором электричества, т. е. в первоначально нейтральной среде с образованием облаков начинается процесс разделения заряда. Направление возникающего при этом электрического поля может быть как положительным, так и отрицательным, а абсолютная величина его изменяется в широких пределах [1]. Возникновение обеих полярностей облаков является важным обстоятельством, которое необходимо учитывать при изучении роли различных процессов электризации частиц в электризации всего облака. Положительная полярность облаков в некоторых случаях может быть удовлетворительно объяснена оседанием на облачных частицах ионов, притекающих из окружающей атмосферы к облаку за счет вертикального тока проводимости [1, 2]. Возникновение отрицательной полярности облаков требует признания того, что облако электризуется под действием активных процессов электризации, не требующих для своего осуществления внешнего поля.

Таким активным процессом электризации является процесс разделения заряда при разрыве контакта между частицами с последующим разделением этих частиц в пространстве под действием силы тяжести.

Гипотеза о том, что облако электризуется за счет выноса заряда частицами осадков, давно обсуждается в литературе [3]. Основные возражения, которые выдвигаются противниками такой точки зрения, сводятся к следующему: невозможно с помощью одного единственного механизма электризации объяснить наличие в облаке нескольких центров зарядов. Как указано в работе [4], если принять, что нижний центр заряда образован осадками, то следует ожидать, что под облаком окажется столб заряда того же знака, простирающийся до земли. Поскольку этого не наблюдается, то, очевидно, и роль осадков в образовании наблюдаемой электрической структуры облаков несколько иная, чем это следует из простейшего рассмотрения [3].

С другой стороны, теория электризации облаков за счет пассивного процесса оседания на границах облаков ионов, притекающих извне [2], позволяет получить два центра заряда в облаке. Однако, как уже было сказано выше, такой процесс электризации создает в облаке электрическое поле всегда того же направления, что и поле хорошей погоды.

В настоящей работе была сделана попытка одновременно учесть оба указанных процесса: вынос заряда осадками и приток ионов нз атмосферы к электризующемуся облаку. При этом ставилась задача с помощью численного моделирования выяснить роль различных факторов в формировании электрической структуры облака. Для простоты расчета нами рассматривались облака, которые в первом приближении можно считать бесконечно протяженными и однородными в горизонтальном направлении. Такая модель должна удовлетворительно описывать электризацию облаков слоистого типа. В качестве переменных параметров были взяты мощность (H) и водность (W) облака, величина электропроводности воздуха на нижней ( $\lambda_{\rm m}$ ) и верхней ( $\lambda_{\rm b}$ ) границах облака, коэффициент турбулентности (K), а также коэффициент слияния частиц (k).

В настоящей упрощенной модели электризации облака будем рассматривать взаимодействие двух фракций частиц: крупных радиуса R(z) и мелких облачных частиц со средним радиусом r(z), где z — высота над основанием облака. Как и при расчете электризации отдельных частиц [5], будем считать, что не все столкновения частиц между собой сопровождаются их слиянием. Тогда при падении больших частиц через облако, состоящее в основном из мелких частиц, происходит рост крупных частиц, а также изменение заряда как самой крупной частицы, так и суммарного заряда мелких частиц.

Примем, что в результате разрыва контакта двух первоначально нейтральных частиц большая частица приобретает заряд q, а меньшая -q. Для определенности будет считать величину q положительной, тогда с большими частицами будет связан положительный объемный заряд  $\rho_+(z) = Q(z)N(z)$ , где Q(z) — заряд больших частиц, N(z) — их концентрация, а с меньшими частицами связан отрицательный объемный заряд  $\rho_-(z)$ . В силу поставленного выше условия об однородности и бесконечности облака в горизонтальной илоскости будем считать все функции зависящими лишь от одной координаты z. Полный объемный заряд в облаке на уровне z определяется по формуле

$$\rho(z) = \rho_{+}(z) - \rho_{-}(z).$$
 (1)

Заряд отдельной большой частицы Q(z) рассчитывался аналогично тому, как это делалось в работе [5].

При расчете Q(z) на каждом уровне рассчитывалась величина  $\Delta Q(z)$  — изменение величины заряда большой частицы в слое вели-

чиной  $\Delta z$ . По условию о первоначальной нейтральности рассматриваемой системы частиц (мелкие-крупные)  $\Delta Q(z)$  по абсолютной величине равно изменению суммарного заряда мелких частиц, столкнувшихся в рассматриваемом слое с выделенной частицей. Таким образом, можно считать, что на уровне z действует источник отрицательного заряда. Интенсивность источника P(z) может быть найдена по следующей формуле:

$$P(z) = \frac{dQ(z)}{d(z)} \left( V - v \right) N(z), \tag{2}$$

где V — скорость падения большой частицы, v — скорость восходящего потока.

Возникший на любом уровне заряд, связанный с мелкими частицами, далее разносится воздушными потоками по всему облаку. При учете восходящего потока воздуха, а также турбулентного перемешивания уравнение для определения отрицательного объемного заряда на любом уровне *z* записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \rho_{-}(z)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ v \cdot \rho_{-}(z) \right] = K \frac{\partial^2 \rho_{-}(z)}{\partial z^2} + P(z).$$
(3)

Уравнение (3) справедливо для всей толщи облака при 0<*z*<*H*. В качестве начального условия было принято

$$\rho_{-}(z)|_{t=0} = 0. \tag{3a}$$

На границе облака принималось условие равенства потоков заряда внутри облака и вне его (все переменные вне облака даны со штрихами)

$$\lambda E_{0} + \rho v + K \frac{\partial \rho}{\partial z} = \lambda' E_{0}' + \rho' v' + K' \frac{\partial \rho'}{\partial z}, \qquad (4)$$

где  $E = E_0'$  — напряженность электрического поля на границе облака определяется интегрированием

$$E_0 = 2\pi \int_0^H \rho(z) \, dz, \qquad (5)$$

а λ — электропроводность воздуха.

Условие (4) можно упростить на основе следующих рассуждений. Известно, что электропроводность воздуха внутри слоистого облака значительно меньше электропроводности воздуха в чистой атмосфере [6], поэтому  $\lambda E_0 \ll \lambda' E_0'$ .

В целях дальнейшего упрощения будем рассматривать подынверсионные облака; в этом случае v'=0, K'=0, поэтому на верхней границе облака условие (4) имеет вид

$$\rho v + K \frac{\partial \rho}{\partial z} = \lambda' E_0.$$
(4a)

Учитывая, что на нижней границе облака трубулентность обычно значительно слабее, чем в облаке, и принимая, что объемный заряд под облаком также мал, получим для нижней границы облака то же самое условие (4а). Искомая напряженность поля на любом уровне вычисляется легко, если известен объемный заряд

$$E(z) = E_0 - 4\pi \int_0^z \rho(z) \, dz.$$
 (6)

Для нахождения функций  $\rho(z)$  и E(z) необходимо еще задать вид функции N(z). Не учитывая турбулентный перенос крупных частиц [7] и считая, что все большие частицы имеют на верхней границе радиус R, т.е. принимая, что функция распределения больших частиц по радиусам f(R) является дельта-функцией, получим уравнение изменения концентрации больших частиц по высоте

$$\frac{\partial [N(z) (V - v)]}{\partial z} = 0, \quad N(z)|_{z=0} = N_0.$$
(7)

Уравнения (1), (3), (6) и (7) совместно с начальным условием (3а) и граничными условиями (4а), а также уравнениями роста радиуса больших частиц и роста их заряда, приведенными в работе [5], дают возможность рассчитать величину и ход напряженности электрического поля в выбранной модели облака. Приведенные уравнения решались численным методом на ЭВМ М-220. Ниже сформулированы основные результаты расчетов.

Величина напряженности электрического поля в облаке в первую очередь зависит от величины заряда q, разделяемого в отдельном столкновении. Для капельных облаков эту величину разумно принять равной 10<sup>-8</sup> СГСЕ [5]. При другом значении разделяемого заряда ( $q_1$ ) все приведенные величины полей следует умножить на постоянную  $q_1/q$ . Очевидно, в случае смешанных облаков величина q должна быть существенно больше.

Другим важным параметром в настоящем расчете является величина коэффициента слияния. Поскольку в настоящее время нет подробных сведений о величине коэффициента слияния для широкого диапазона размеров частиц, нами были рассчитаны варианты с различными величинами коэффициента слияния. На основе работ [8, 7] можно предполагать, что величины коэффициента слияния, бо́льшие 0,9, соответствуют случаю столкновения капель между собой. Меньшие коэффициенты слияния относятся к случаю столкновения капель с градиной. Действительно, известно, что в режиме «мокрого» роста града имеет место срыв незамерзшей воды с растушей частицы, который может быть описан введением соответствующего коэффициента, определяемого через отношение количества жидкости, удержавшейся на поверхности градины, к общему количеству жидкости, попавшей на поверхность. Приведем максимальные величины напряженности электрического поля в облаке ( $E_{\rm max}$ ) при различных коэффициентах слияния (при мощности облака 2500 м, водности до 1 г/м<sup>3</sup>, коэффициенте турбулентности 5 м<sup>2</sup>/с):

<i>K</i>	. 0,97	0,95	0,93	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5
<i>E</i> <sub>max</sub> B/см	19,5	35	39	42	43	38	31	24

Результаты свидетельствуют о том, что даже при малой вероятности отскакивания частиц друг от друга контактная электризация способна создавать в облаках значительные поля. Полученный в настоящей работе экстремальный характер зависимости напряженности электрического поля в облаке от коэффициента слияния



Рис. 1. Профили напряженности электрического поля, полученные при H= = 2500 м, W<1 г/м<sup>3</sup>,  $\lambda_{\rm H}=\lambda_{\rm B}=5\cdot10^{-4}$  с<sup>-1</sup>, K=1 м<sup>2</sup>/с (1), K=100 м<sup>2</sup>/с (2).

имеет простое объяснение. Действительно, хотя с увеличением вероятности отскакивания частиц увеличивается доля эффективных столкновений, при которых происходит контактная электризация, общее количество столкновений уменьшается, так как замедляется рост радиуса частиц. Этот факт отмечался в работе [5], где рассчитывался заряд отдельных частиц осадков.

Типичный ход напряженности поля в облаке приведен на рис. 1 и 2. Сравнение кривых на рисунках показывает, что в зависимости от значений величин электропроводности воздуха и коэффициента турбулентности получается двух- или трехзарядное облако. Верхний заряд в обоих случаях, а также нижний заряд в случае трехзарядного облака возникают за счет притекающих к облаку ионов. Центральный заряд в трехзарядном облаке и нижний заряд в двухзарядном облаке созданы за счет заряда мелких частиц. Таким образом, роль частиц осадков ограничивается выносом заряда одного знака из облака. Как следует из рис. 1, увеличение коэффициента турбулентности в облаке, а также электропроводности способствует уменьшению поля. Высота расположения центров заряда и объемный заряд в различных частях облака варьируются в широких пределах в зависимости от величины электропроводности воздуха, коэффициента турбулентности, мощности и водности облака (табл. 1 и 2).

Основные выводы, следующие из проведенных расчетов:



Рис. 2. Профили напряженности электрического поля, полученные при H==2500 м, W<1 г/м<sup>3</sup>,  $\lambda_{\rm H}=10^{-4}$  с<sup>-1</sup>,  $\lambda_{\rm B}=10^{-3}$  с<sup>-1</sup>, K=5 M<sup>2</sup>/с (1), K==50 M<sup>2</sup>/c (2).

1. Облака являются своеобразными электрическими генераторами, в которых электрические заряды носителей возникают благодаря их взаимодействию друг с другом, а сами носители перемещаются под действием силы тяжести.

2. Результаты расчетов позволяют объяснить наблюдаемый типичный ход напряженности электрического поля в облаках слоистых форм и основные зависимости между величиной напряженности поля и некоторыми основными параметрами облаков.

3. Выдвинутое в работе [9] условие возникновения грозовых ситуаций в слоистых облаках, заключающееся в требовании повышенной водности и сниженной турбулентности, подтверждается результатами, полученными в настоящей работе.

Таблица 1

$(0=5 \text{ cM/c}, W \approx 1 \text{ F/M}^3, K = 50 \text{ M}^2/\text{c}, \lambda_{\text{H}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}, \lambda_{\text{B}} = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1})$											
Парамотр	Н м										
Параметр	1250	2500	3750	6250							
<i>E</i> <sub>1</sub> B/см	0,19	-0,87	1,95	5,7							
<i>E</i> <sub>2</sub> В/см	2,8	20,4	56	—180							
<i>E</i> <sub>3</sub> B/см		1,3	5,1	26,7							
р₁.105 элст. ед/см <sup>3</sup>	—0,17	6,5	—14	31							
р₂.105 элст. ед/см <sup>3</sup>	0,89	3,4	5,1	1,15							
р <sub>3</sub> ·10 <sup>5</sup> элст. ед/см <sup>3</sup>	_	—0,65	-4,6	—1,1							

Зависимость напряженности Е электрического поля от мощности облака Н

Примечание. Здесь и в табл. 2  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$ — максимальные значения напряженности электрического поля в верхней и нижней частях облака;  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ ,  $\rho_3$ — объемные заряды соответственно в верхнем, среднем и нижнем центрах заряда.

84

Таблица 2

Зависимость напряженности Е электрического поля от водности W

	₩г/мэ							
Параметр	0,1	0,5	1	5				
<i>Е</i> <sub>1</sub> В/см	$-4,2 \cdot 10^{-3}$	$-4,5 \cdot 10^{-2}$	-1,1	-1,5				
<i>E</i> <sub>2</sub> В/см	$-7,6 \cdot 10^{-2}$	1,2	—38 <sup>°</sup>	51				
<i>E</i> <sub>3</sub> B/см	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	7,8·10 <sup>-1</sup>	1,0				
ρ <sub>1</sub> .105 эдст. ед/см <sup>3</sup>	$-2,9 \cdot 10^{-4}$		$-1,1 \cdot 10^{-1}$	$-1,4 \cdot 10^{-1}$				
ρ <sub>2</sub> ·10 <sup>5</sup> элст. ед/см <sup>3</sup>	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	8,5 · 10 <sup>-2</sup>				
р <sub>3</sub> •10 <sup>5</sup> элст. ед/см <sup>3</sup>	—							

(*H*=2500 m, v=1 cm/c, *K*=50 m<sup>2</sup>/c,  $\lambda_{\rm H}=10^{-4}$  c<sup>-1</sup>,  $\lambda_{\rm B}=10^{-3}$  c<sup>-1</sup>)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Чубарина Е. С. Электричество свободной атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1965, 239 с.

2. Пудовкина И. Б., Седунов Ю. С. О начальном механизме заряжения аэрозольного слоя и подынверсионных облаков.—Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1963.

3. Мейсон Б. Дж. Генерация зарядов в грозах. В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеоиздат, 1969, с. 166.

4. Каземир Г. Грозовое облако. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеоиздат, 1969, с. 146.

5. Мордовина Л. С. Роль последовательных контактов частиц в электризации облака.— Труды ГГО, 1970, вып. 253. 6. Красногорская Н. В. Изменение электрической проводимости воз-

6. Красногорская Н. В. Изменение электрической проводимости воздуха в различных метеорологических условиях.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 14, 1958.

7. WhelpdaleD. M., List R. The coalescence process in rain-drop growth.— J. Geoph. Res. 1971, v. 76, No. 12.

8. Соловьев А. Д. Слияние капель жидкости при соударениях. Труды ЦАО, 1969, вып. 89.

9. Имянитов И. М., Евтеев Б. Ф. Методическое письмо № 5. О причинах, приводящих к поражению самолетов молниями в холодное время года. М., Гидрометеоиздат, 1971.

### В. А. НИКИТЮК, Г. Ф. ПАВЛЮЧЕНКОВ, Ю. П. СУМИН

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛАКА Cu cong. ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕГО РЕАГЕНТОМ Pb12

Введение. Анализ результатов самолетных измерений вертикальной составляющей градиента потенциала *Е* электрического поля атмосферы позволил установить [1, 2], что в окрестностях вершин различных облаков типа Cb пространственный ход этой величины может быть существенно различным. В общем случае при этом могут быть зоны и положительных и отрицательных значений *E*. Однако исследователям чаще встречались такие Cb, над вершинами которых градиент потенциала имеет только отрицательные или только положительные значения.

Естественно, что эти экспериментальные данные являются до некоторой степени выражением закономерности изменения *E* над Cb, которая была изложена в работе [3]. В этой работе установлено, что при переходе кучево-дождевого облака из стадии роста в стадию зрелости над его вершиной положительные значения *E* меняются на отрицательные.

Анализируя результаты измерений в окрестностях вершин Cu cong., проведенных над территорией Восточной Сибири и Прибалтики, авторы работы [4] отмечают, что процессы упорядоченной электризации в конвективных облаках, имеющих переохлажденную часть, начинают интенсивно развиваться после появления ледяной фазы и частиц осадков и могут приводить к различной полярности заряжения.

Учитывая выводы работы [3], те же исследователи [5] обратили внимание на необходимость дополнительных измерений для выявления особенностей электризации конвективных облаков в различных географических районах.

Работы в этом направлении были продолжены летом 1972 г. в южных районах ЕТС. Полеты выполнялись на самолете-лаборатории ИЛ-14 сотрудниками ГГО и ЦАО. Самолет был оборудован электрометеорографом, прибором для измерения напряженности электрического поля атмосферы и макетом прибора для измерения зарядов частиц осадков, представляющим собой модернизированный вариант прибора, описанного в работе [6]. Опыты и измерения проводились по методике, изложенной в работе [4].

Летный эксперимент предусматривал выполнение ряда задач, связанных с активным воздействием на Cu cong. В частности, была поставлена задача продолжить изучение изменений электрического состояния этого типа облаков после воздействия на них различными реагентами. В этом плане представлялось существенным выяснить, может ли реализовываться сложная последовательность изменения направления электрического поля в окрестностях вершин Cu cong. после воздействия на них с целью вызывания осадков.

Ниже приводится описание опыта, проведенного во время полета по маршруту Одесса — Кишинев.

Описание опыта. В течение 11 VII 1972 г. погода на юге и югозападе ЕТС определялась циклоном, расположенным в районе Варшавы. В районе Молдавии находился холодный волновой фронт, который обусловливал метеорологические условия, благоприятные для развития конвективной облачности. Во время полета, начавшегося около 16 ч 30 мин, по маршруту наблюдались Си мощностью 700—800 м и Си cong., отдельные вершины которых достигали высоты около 4000 м. Большинство встречавшихся Си сопд. растекалось. В районе Ваду-луй-Водэ, расположенного на 20 км северовосточнее Кишинева, в 17 ч 32 мин было обнаружено изолированное облако Си сопд., параметры которого были удовлетворительными для проведения воздействия. Заметим, что условия воздействия определяются значениями в основном следующих параметров [7]: вертикальной мощности, мощности переохлажденной части облака, температуры на уровне вершины и общим расходом реагента на облако.

Обнаруженное облако имело значительное по площади основание и две вершины, одна из которых располагалась в западо-северо-западной части (вершина 1), а другая — в востоко-юго-восточной части (вершина 2). По данным, полученным в результате визуальных наблюдений, высота вершины 1 росла со скоростью 5— 7 м/с, и во время первого прохода ее верхняя граница находилась на высоте 5,75 км, превышая уровень полета на 150 м. Рост вершины 2 не отмечался, ее верхняя граница была расположена на 50 м ниже уровня полета. Признаки естественной кристаллизации вершин отсутствовали, выпадения осадков не замечено.

Было принято решение воздействовать на облако льдообразующим реагентом. Во время прохода через периферийную часть вершины 1 был произведен выстрел одного 40-мм реактивного патрона с пиросоставом C-55 (вес реагента PbI<sub>2</sub> 40 г).

Как видно из рис. 1, *I* — градиент потенциала *E* вблизи вершины *I* — имеет малые положительные значения. Это свидетельствует о том, что процессы, обеспечивающие электризацию облака в целом, еще не развились, и, следовательно, можно считать, что момент проведения воздействия с целью вызывания осадков вы-



Рис. 1. Изменение хода вертикальной составляющей градиента потенциала *Е* электрического поля атмосферы в окрестности вершин Cu cong. после воздействия.

the second se			
№ прохода	t	<i>Н</i> км <i>Г</i> °С	υкм/ч А°
I II III IV V V VI VII VII IX	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $

Здесь t — время (московское, ч. мин, с) начала измерения, H — высога, T — температура, v — скорость, A — курс; н (к) — траверсы начала (конца) облака на уровне полета; AB — активное воздействие; 1, 2 — номера вершин.

бран своевременно. Значения *E*, полученные в окрестности вершины *I* облака, из кривой *I* изъяты.

После воздействия на облако и прохода самолета рост вершины I замедлился и через некоторое время прекратился. Проход II и следующие выполнялись на удалениях 50—100 м от вершин, максимальное расстояние, на которое самолет приближался к облаку, составляло 25—50 м.

Проход *II* был сделан почти на уровне верхней границы вершины *I*. Начало кристаллизации этой вершины замечено не было. Однако процесс кристаллизации, начавшийся после засева, продолжался. Развивающийся процесс электризации и гравитационное резделение зарядов противоположных знаков привели к появлению в верхней части вершины *I* области с преобладающим отрицательным зарядом, что в свою очередь привело к заметному увеличению поля в окрестности этой вершины (рис. 1, *II*). Можно считать, что максимум кривой *II* относительно визуальных траверсов вершины *I* хорошо совпадает с районом воздействия. Это подтверждает, что процесс вызван именно введением реагента. Оседание вершины *I* отмечено через 4 мин после засева. Примерно в это же время начался рост вершины 2.

Во время прохода *III* верхняя граница вершины *1* находилась на 50 м выше уровня полета (вершина осела, и визуально отмечено начало ее кристаллизации), а вершины 2 — на 80 м выше уровня полета. Было принято решение о воздействии и на вершину 2 и произведен выстрел одного 40-мм реактивного патрона с пиросоставом C-55.

Анализ хода E (рис. 1, III) позволяет сделать вывод о том, что за время между проходами II и III произошло увеличение преимущественно отрицательного заряда в верхней части вершины I. В окрестности вершины 2 градиент потенциала E имеет малые отрицательные значения, что можно объяснить влиянием области преобладающего положительного заряда, формирующейся в нижней части вершины I.

Вершина 2 после воздействия продолжала расти и в 17 ч 46 мин находилась на высоте около 5,9 км. В результате изменений размеров облачных вершин различать их индивидуальные траверсы стало затруднительно.

Как видно из кривой IV (рис. 1), ко времени прохода IV ход E существенно изменился. Электрическое поле изменилось по направлению в значительной части окрестности вершин, абсолютные значения E резко возросли. Такое изменение соответствует увеличению преобладающего положительного заряда, расположенного в нижней части вершины I, так как экстремальные значения регистрируются именно в районе этой вершины. Ход E искажается за счет составляющих от зарядов кристаллизующихся частей вершин, расположенных вблизи траектории полета. В дальнейшем рост вершины 2 замедлился, затем прекратился, и в 17 ч 47 мин появились выбросы, стали видны полосы падения кристаллов. В 17 ч 50 мин

отмечено, что облако разрушается, оседает, из него начали выпадать осадки.

Рассматривая ход E, полученный при полете v, можно сделать заключение, что в нижних частях обеих вершин продолжает действовать механизм электризации, обеспечивающий образование значительных зарядов.

В 17 ч 53 мин слившиеся вершины облака полностью закристаллизовались и частично разрушились, их общая верхняя граница находилась на 100—150 м выше уровня полета. Сопоставляя кривые V и VI, отмечаем, что в некоторых зонах окрестности направление E изменилось на противоположное. Это может быть объяснено совместным действием нескольких факторов, а именно: прекращением генерации положительного заряда в центральных частях вершин; развитием процессов, обеспечивающих нейтрализацию этого заряда; снижением центра заряда, накоплением в верхних частях вершин отрицательного заряда.

Образование заряда отрицательной полярности отмечалось при проходах II и III. Процесс накопления этого заряда, по-видимому, продолжался, и до некоторой степени заряд мог увеличиваться за счет тока проводимости. Поэтому направление и величина E вблизи вершин начинают определяться составляющей от отрицательного заряда, сосредоточенного в их верхних частях.

Объемные заряды, сосредоточенные в верхних частях вершин, имеют различную плотность, поэтому имеются зоны, в которых Eдостигает экстремальных положительных значений. Размещены эти зоны в хорошем соответствии с районами проведения воздействий. Линейные размеры зон позволяют оценить диаметры областей, в которых кристаллизация происходила непосредственно после засева. Заметим, что значения E на участке 12—15 км получены при частичном облете вершины 2 на удалении около 50 м.

В 18 ч 01 мин визуально отмечено, что разрушение слившихся вершин продолжается, под облаком радуга, осадки. Составляющая поля от преобладающего положительного заряда продолжает уменьшаться (кривая VII). При проходах VIII и IX около закристаллизовавшейся части облака почти на уровне верхней границы зарегистрированы только положительные значения *E*. Передняя часть наковальни вытянута на юго-восток.

С целью изучения динамики выпадения заряженных осадков из Сb на стадии его распада (после снижения) было выполнено четыре прохода (*X*—*XIII*) в осадках, практически до момента прекращения их выпадения.

Во время прохода X в осадках под основанием облака ниже его на 50 м отмечен слабый дождь, переходящий в сильный ливневой. Направление полета самолета можно считать соответствующим расположению вершин, так как вначале проходили под северо-северозападной, а затем под юго-юго-восточной частью облака. Осадки выпадали около 40 мин.

Рассматривая ход *E*, представленный на кривой *X* (рис. 2), можно выделить три зоны градиентов. В районе осадков *1* имеются зо-

на положительного и зона отрицательного градиентов потенциала, а в районе осадков 2 имеется только одна зона положительного градиента потенциала. Сопоставление результатов обработки синхронных данных, получаемых двумя различными приборами (прибором для измерения напряженности электрического поля атмо-



Рис. 2. Изменение хода вертикальной составляющей градиента потенциала *Е* электрического поля атмосферы под Cb на заключительной стадии процесса выпадения осадков.

№ прохода <i>t</i>		t		Н км	<i>v</i> км/ч	A°	
Х	18	32	30	2,1	6,7	305	150
XI	18	35	20	2,1	6,7	270	340
XII	18	39	00	2,1	6,6	280	150
XIII	18	42	40	2,0	9,2	305	270

н (к) — начало (конец) района осадков на уровне полета; 1, 2 — номера районов осадков,

сферы и макетом прибора для измерения зарядов частиц осадков), показало, что ход *E* на кривых *X—XIII* определяется полярностью и величиной преобладающего заряда капель дождя.

Сравнивая кривую XI (проход в слабом дожде, переходящем в умеренный, на 80 м ниже основания облака) с кривой X, видим, что из района 2 продолжается выпадение положительно заряженных осадков, а из района 1 выпадают отрицательно заряженные осадки. Периферийная зона положительного *E* в районе осадков *1* не зарегистрирована.

При проходе XII под Cb (ниже основания облака на 80 м) н XIII (ниже на 150 м) отмечался слабый дождь. Из хода кривых XII и XIII (рис. 2) видно, что выпадение положительно заряженных осадков из района 2 заканчивается, и в конце исследования из облака выпадают только отрицательно заряженные осадки.

**Обсуждение результатов опыта.** В соответствии с результатами измерений и визуальных наблюдений можно представить, что развитие процессов электризации в облаке проходило в следующем порядке.

После появления в переохлажденной части облака Си cong. частиц иодистого свинца PbI<sub>2</sub>, которые в рассматриваемом случае могли действовать и как ядра сублимации, и как ядра кристаллизации [8], в облаке возникают кристаллы льда. В смешанной кристаллизующейся части облака развивается процесс электризации, при котором вырастающие за счет сублимации крупные снежные кристаллы приобретают положительный заряд. Гравитационное разделение зарядов противоположных знаков при падении укрупнившихся кристаллов приводит к появлению в верхней части вершины области преобладающего отрицательного заряда, а в нижней --области преобладающего положительного заряда. Размеры кристаллов при падении их через переохлажденную часть облака продолжают увеличиваться за счет сублимационного и коагуляционного процессов. После того как коагуляционный рост падающих кристаллов начинает существенно превалировать над их сублимационным ростом, развивается процесс образования зерен снежной крупы. Учитывая общий характер изменения градиента потенциала E от прохода III к проходу V и полярность образующегося преобладающего заряда, можно высказать предположение, что в облаке на этой стадии его развития действует механизм электризации, связанный с образованием зерен снежной крупы [9].

Выполняя это исследование с помощью одного самолета, мы не имели возможности получить данные, однозначно подтверждающие, что обнаруженные изменения *E* при проходах *IV* и *V* вызваны именно этим процессом. Поэтому следует кратко перечислить те аргументы, которые можно считать благоприятными для обоснования такого предположения. В соответствии со сведениями, имеющимися в монографии Н. С. Шишкина [10], к таким аргументам следует отнести наличие в облаке достаточно мощной (около 1800 м) переохлажденной части; действие восходящих потоков в его вершинах; величину температуры на уровне воздействия, попадающую в температурный интервал зарождения плоских дендритов.

При анализе измерений градиента потенциала *E*, проведенных в зоне осадков на заключительной стадии процесса распада Cb, замечено, что последовательность поступления капель дождя с преобладающими зарядами определенной полярности под основание Cb находилась в соответствии с последовательностью вертикального размещения преобладающих зарядов в вершинах облака. Повидимому, регистрация такого процесса свидетельствует о достаточно полном вымывании облака.

### Выволы

1. Электрическое поле в окрестностях вершин может явиться индикатором состояния облаков при проведении активных воздействий.

2. В окрестностях вершины облака Си cong. после воздействия на него реагентами с целью вызывания осадков может наблюдаться сложная последовательность изменения направления электрического поля.

3. Последовательность поступления капель дождя с преобладающими зарядами определенной полярности под основание Сь на заключительной стадии процесса распада может соответствовать последовательности вертикального размещения преобладающих зарядов в вершинах облака.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. Опыт исследования грозовых зон в южных районах Европейской территории Союза ССР и в Закавказье. — Труды ГГО, 1957, вып. 67, с 3—32. 2. Имянитов И. М., Лободин Т. В. Исследование электрической струк-

туры ливневых и грозовых облаков. Труды ГГО, 1962, вып. 136, с. 3-20.

3. Камалдина И. И. Об изменении электрической структуры кучево-дождевых облаков в процессе их развития. Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 85-91.

4. Сумин Ю. П., Шварц Я. М. Электрическое поле в окрестности куче-

5. Сумин Ю. П., Шварц И. И. Олектрические полке в окрестности кучето облаков, подвергнутых воздействию. — Труды ГГО, 1971, вып. 262, с. 157—162.
5. Сумин Ю. П., Шварц Я. М. Электрические поля в окрестности конвек-тивных облаков. — Труды ГГО, 1972, вып. 278, с. 113—120.
6. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Самолетный прибор для

измерения зарядов частиц осадков. — «Приборы и техника эксперимента», 1958, № 2, c. 86—91.

7. Громова Т. Н., Леншин В. Т. О переходе мощных кучевых облаков В дождящие и о достижении наи Б. С. переоде мощных условий осадкообразования при воздействии иодистым серебром.— Труды ГГО, 1972, вып. 278, с. 91—100.
 8. Никандров В. Я. Искусственные воздействия на облака и туманы. Л., Гидрометеоиздат, 1959, 178 с.
 9. Мейсон Б. Генерация зарядов в грозах.— В кн.: Проблемы атмосфер-

ного электричества. Л., Гидрометеоиздат, 1969, с. 166-184.

10. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л., Гидрометеоиздат, 1964, 401 с.

Г. Ф. ПАВЛЮЧЕНКОВ

## ОБ ИСПЫТАНИИ САМОЛЕТНОГО ПРИБОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ОСАДКОВ

В течение летнего сезона 1972 г. на самолете-лаборатории ИЛ-14 проводились летные испытания макета прибора для измерения зарядов частиц осадков, представляющего собой модернизированный вариант прибора, описанного в работе [1].

Автор конструкции В. В. Михайловская провела всю необходимую работу по подготовке прибора к испытаниям.

Макет включал в себя датчик с двумя индукционными кольцами, усилитель переменного тока и шлейфовый осциллограф.

Зависимость амплитуды импульса в записи на фотоосциллограмме от амплитуды импульса на входе усилителя определялась посредством проведения соответствующей градуировки. Затем строились графики зависимости амплитуды импульса на осциллограмме от величины заряда капли. Для практического пользования составлялись градуировочные таблицы.

При изменении длительности входных импульсов в диапазоне 0.9—1,35 мс амплитуда импульсов на выходе оставалась постоянной. Это позволило считать, что при полетах на самолете ИЛ-14 с воздушными скоростями 250—300 км/ч градуировочными таблицами можно пользоваться без введения поправок на изменение скорости.

При измерении зарядов капель дождя с самолета причиной существенных ошибок может явиться то обстоятельство, что в счетный объем прибора попадают капли, зарядившиеся при касании о внутренний край заборного отверстия, или заряженные осколки от капель, разбрызгивающихся при ударе о торец отверстия.

Использующиеся в приборе импульсный усилитель и регистратор позволяют отбраковывать искусственно заряженные капли и, следовательно, уменьшить ошибку за счет разбрызгивания.

При ударе о торец заборного отверстия относительная скорость движения капли уменьшается скачком до нулевого значения, происходит разбрызгивание капли, а затем осколки, попавшие в заборное отверстие датчика, начинают двигаться ускоренно, изменяя скорость под влиянием воздушного потока. Скорость движения в счетном объеме искусственно заряженных осколков и капель меньше скорости движения естественно заряженных капель. Так как величину счетного объема прибора можно считать постоянной, длительность импульса, появляющегося на входе усилителя при движении таких осколков и капель, больше, чем длительность импульса от естественно заряженных капель. Группа осколков от одной капли может проходить через индукционное кольцо в виде некоторой цепочки. Это также приводит к увеличению длительности входного импульса. После усиления такой импульс имеет искаженную форму — появляется выброс противоположной полярности в виде закругленного «хвоста».

Осциллограммы представляют запись импульсов от нескольких сортов капель, следующих хаотическим образом. При обработке целесообразно различать следующие сорта капель.

Капли, пролетевшие через счетный объем со скоростью, приблизительно равной истинной воздушной скорости. Они имеют вид вертикальных, чистых, тонких штрихов без видимых выбросов или с небольшим выбросом, имеющим вид экспоненциального импульса. Иногда штрих несколько размыт и имеется незначительное увеличение плотности изображения в вершине импульса.

Капли, коснувшиеся края заборного отверстия, и капли, разбрызгавшиеся при ударе о торец. К первым можно отнести импульсы большой длительности (хорошо заметен разрыв линии записи), имеющие выброс округлого вида; на вершине, переднем и заднем фронтах отсутствуют точки уплотнения. Ко вторым можно отнести импульсы большой длительности, имеющие, как правило, несколько точек увеличенной плотности изображения на переднем или заднем фронте импульса или точку в вершине импульса.

Капли, коснувшиеся индукционного кольца и зарядившие его. Это экспоненциальные импульсы.

Обработка осциллограмм проводилась по секундным интервалам и заключалась в выполнении выборки из соответствующего участка всех импульсов от естественно заряженных капель. Определялась полярность импульсов и измерялись их амплитуды. Затем из того же участка выбирались временные интервалы, в течение которых прибор сохранял чувствительность к естественно заряженным каплям.

Считалось, что прибор мог «видеть» капли, если на соответствующем участке осциллограммы имелась запись виброшумов. При выполнении расчетов использовались данные об истинной воздушной скорости во время измерения. Расчеты проводились с использованием простых соотношений. В результате для каждого секундного интервала были получены следующие величины: средний заряд положительно заряженной капли  $\overline{q}_{e_+}$ , средний заряд отрицательно заряженной капли  $\overline{q}_{e_-}$ , количество положительно заряженных капель в 1 м<sup>3</sup>  $N_{e_+}$ , количество отрицательно заряженных капель в 1 м<sup>3</sup>  $N_{e_+}$ , суммарный заряд капель в 1 м<sup>3</sup>  $Q_{e_-}$ 



Рис. 1. Изменения ходов вертикальной сонием Cb.

ставляющей градиента потенциала Е электрического поля атмосферы, заряда самолета ИЛ-14 Qc, среднего заряда естественных положительно заряженных капель q<sub>e\_</sub>, количества естественных положительно за-ряженных капель в 1 м<sup>3</sup>  $N_{e_+}$ , суммарного заряда естественно заряженных капель в 1 м<sup>3</sup>  $Q_{\rm e}$  во время прохода в дожде под основаДля иллюстрации возможностей прибора рассмотрим результаты обработки материалов, полученных в зоне осадков 11 VII 1972 г. во время полета по маршруту Кишинев — Одесса. Полет проходил под основанием облака Сb на высоте 580 м, средняя истинная скорость составляла 300 км/ч, температура воздуха 16,0°С, протяженность зоны осадков на уровне полета 6,5 км. Время начала измерения 12 ч 56 мин (время московское). По визуальным данным во время прохода наблюдался умеренный дождь, местами усиливающийся до сильного. Электрические характеристики измерялись двумя приборами: прибором для измерения напряженности электрического поля атмосферы и макетом прибора для измерения зарядов частиц осадков.

На рис. 1 приведены ход вертикальной составляющей градиента потенциала E электрического поля атмосферы, ход изменения заряда самолета  $Q_c$ ; ходы  $\overline{q}_{e_+}$ ,  $N_{e_+}$ ,  $Q_e$ . Естественных отрицательно заряженных капель отемечалось мало, результаты расчетов  $\overline{q}_{e_-}$ и  $N_{e_-}$  нанесены отдельными точками. Рассмотрение хода величин на этом рисунке позволяет сделать некоторые частные заключения. В нижней части облака Сb располагается область преобладающего отрицательного заряда. Величина и знак суммарного заряда капель определяются преобладанием числа положительно заряженных капель над числом отрицательно заряженных капель. В ходах  $N_{e_-}$  и  $Q_e$  имеются резкие скачки. Частично изменения

В ходах  $N_{e_+}$  и  $Q_e$  имеются резкие скачки. Частично изменения в ходах E и  $Q_c$  вызываются изменениями в ходе  $Q_e$ . Некоторый сдвиг, обнаруживаемый при сопоставлении этих ходов, объясняется, по-видимому, тем, что показания приборов регистрировались на различных шлейфовых осциллографах.

Вероятность P попадания в счетный объем датчика искусственно зарядившихся капель и осколков можно считать приблизительно равной отношению площади  $S_3$ , где возможно заряжение, к площади заборного отверстия  $S_{30}$ :

$$P \approx \frac{S_3}{S_{30}}.$$
 (1)

Полагая, что площадь «заряжения» датчика с круглым заборным отверстием равна площади кольца со средним диаметром, равным внутреннему диаметру заборного отверстия  $d_{30}$ , и шириной, равной 1,8  $\overline{d}$  ( $\overline{d}$  — средний диаметр капли), легко получаем

$$P \approx \frac{7.2\overline{d}}{d_{30}}.$$
 (2)

Если предположить, что в некоторой зоне все капли имеют заряд, величина которого выше нижнего предела измерения, и величина искусственно зарядившихся капель и осколков также выше этого предела, то вероятность *P* можно определить из экспериментальных данных как отношение числа зарядившихся капель (несколько заряженных осколков от одной капли принимаем за одну зарядившуюся каплю) к общему числу заряженных капель, зарегистрированных прибором,

 $P = \frac{n_{\rm H}}{n_e + n_{\rm H}},$   $n_e = n_{e+} + n_{e-},$   $n_{\rm H} = n_{\rm H_{\perp}} + n_{\rm H_{\perp}}.$ (3)

Здесь  $n_{e_+}$ ,  $n_{e_-}$ —числа положительных и отрицательных импульсов от естественно заряженных капель;  $n_{u_+}$ ,  $n_{u_-}$ —числа положительных и отрицательных импульсов от зарядившихся капель.

Подставляя (3) в (2) и учитывая, что  $d_{30} = 30$  мм, получаем в миллиметрах

$$\overline{d} \approx 4,16 \frac{n_{\rm H}}{n_e + n_{\rm H}}.\tag{4}$$

Водность дождя (в г/м<sup>3</sup>) определим по формуле

$$W \approx -\frac{\pi}{6} \,\overline{a^3} N_e,\tag{5}$$

где  $N_e = N_{e_{\perp}} + N_{e_{\perp}}, \overline{d}$  — в сантиметрах.

Соотношения (4) и (5) использовались для грубого косвенного определения среднего диаметра капель и водности дождя на участках, соответствующих секундным интервалам.

Рассчитанные по этому грубому методу ходы величин d и W представлены на рис. 2. Полученные величины W имеют приемлемые значения и соответствуют визуальным данным. Изменения в ходе  $Q_c$  находятся в некотором соответствии с изменениями в ходе W. Изменения в ходе E определяются пространственным распределением преобладающего заряда нижней части облака, изменениями величины преобладающего заряда капель и изменениями водности дождя.

Для определения возможной величины ошибки за счет разбрызгивания были рассчитаны значения  $\overline{q}_+$ ,  $q_-$ ,  $N_+$ ,  $N_-$ , Q, но на этот раз без отбраковки импульсов от искусственно зарядившихся капель. Ходы этих величин представлены на рис. 3.





70 C

60

98

**д** мм



пель в 1 м<sup>3</sup> Q, рассчитанных по данным прибора без проведения отбраковки импульсов от искусственно зарядившихся капель и осколСравнивая ходы на рис. 1 и 3, отметим следующее: без отбраковки увеличилось количество отрицательно заряженных капель, изменились величины средних зарядов и количество положительно заряженных капель, резко изменился ход суммарного заряда. Так как на некоторых участках знак рассчитываемой величины суммарного заряда меняется на противоположный, то можно сказать, что определять ошибку за счет разбрызгивания вообще нецелесообразно. Вследствие этого получение достоверных результатов без

выполнения отбраковки искусственно зарядившихся капель представляется невозможным.

Рассмотрим, наконец, ход отношения сумм зарядов различных полярностей, уносимых зарядившимися каплями и осколками с поверхности торца заборного отверстия датчика, приведенный на рис. 4,

 $n = \frac{\sum_{i=1}^{n} (q_{n+1})_i}{\sum_{j=1}^{m} (q_{n-1})_j}.$  (6)

Величина *п* рассчитывалась для каждого секундного интервала. Точных подсчетов величин зарядов, уносимых всеми осколками от каждой разбивающейся капли, не проводилось. Задача решалась в первом приближении. Считалось, что амплитуда импульса приблизительно определяет величину заряда, уносимого осколками.

Так как торец заборного отверстия датчика представляет собой участок поверхности самолета, при рассмотрении процесса заряжения осколков и капель на торце, по-видимому, можно получить некоторое представление о процессе заряжения на лобовых частях самолета. Сравнение хода *n* с ходом  $Q_{\rm c}$  позволяет заметить, что при изменении величины заряда самолета в сторону положительных значений происходит резкое увеличение положительного заряда, который уносится с поверхности торца осколками разбивающихся капель. В этом, по-видимому, проявляется действие механизма разрядки



(260)

Рис. 4. Ход отношения сумм зарядов различных полярностей, уносимых искусственно зарядившимися каплями и осколками с поверхности торца заборного отверстия датчика прибора для измерения зарядов частиц осадков. самолета самими каплями дождя. Ход *n* наглядно показывает, что при обработке данных, полученных во время измерений в осадках, введение каких-либо поправок на величину ошибки за счет разбрызгивания невозможно.

Приведенные результаты расчетов получены при обработке осциллограммы только первого индукционного кольца.

### Выводы

1. Проведенные летные испытания макета прибора для измерения зарядов частиц осадков показали, что с помощью прибора можно получать информацию о зарядах капель дождя.

2. При обработке материалов, полученных во время измерений в дождях, вводить какие-либо поправки на величину ошибки за счет разбрызгивания не представляется возможным; необходимо провести соответствующую отбраковку импульсов от искусственно заряженных капель и осколков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Самолетный прибор для измерения зарядов частиц осадков.— ПТЭ, 1958, № 2, с. 86—91.

### Ю. Ф. ПОНОМАРЕВ

## ИЗМЕРЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ ОБЛАЧНЫХ ЧАСТИЦ

Введение. До сих пор не существует метода, позволяющего непрерывно измерять (с малой инерцией) изменения концентрации сблачных частиц с самолета. Одним из методов, который может позволить решить задачу измерения относительной концентрации частиц, является электрический метод.

Описание метода и принцип действия прибора. Электрический заряд, приобретаемый зондирующим телом при полете в облаках



Рис. 1. Блок-схема прибора пробных тел.

и осадках, зависит как от свойств среды (размера и числа частиц облаков и осадков, их фазового состояния, формы), в которой движется тело, так и от характеристик тела (его конструкции, материала покрытия, скорости смещения тела относительно потока) [1].

Исследования с помощью пробных тел позволяют по данным об электрических токах на них и их потенциалах определять параметры среды. Применение тел простых форм

позволяет исключить ряд факторов, осложняющих исследование свойств аэрозольных потоков.

Прибор (рис. 1) состоит из экрана 2, измерительного электрода (пробного тела) 1, датчика динамического электрометра 3, усилителя 4 и регистрирующего устройства 5.

Рабочие формулы для оценки заряжения пробных сферических тел в монодисперсном потоке можно представить в следующем виде:

$$\frac{dQ}{dt} = K_{\mathbf{1}} n \, vSAr \, V_{\kappa} - \left(k_{\mathbf{1}} n \, vSP + 4 \, \pi \, \frac{\lambda}{\varepsilon}\right) Q, \tag{1}$$

где Q — заряд на пробном теле;  $K_1$  — коэффициент, показывающий, какая доля потока частиц попадает на поверхность пробного тела в потоке; n — концентрация частиц; v — скорость смещения пробного тела в потоке; S — площадь поперечного сечения щара;  $V_{\rm K}$  — контактная разность потенциалов; A — коэффициент, учитывающий связь между радиусом частицы r и емкостью C, которая возникает между частицей и пробным телом; P — коэффициент, позволяющий определить, как связан заряд на сферической частице (соприкасающейся с заряженной сферой) с зарядом сферы; q заряд на малой сфере, приблизительно равен

$$q \approx PQ = \frac{\varepsilon \, \pi^2 \, r^2}{6(R+r)^2} \, Q \left( 1 - e^{\frac{-\Delta t}{\tau_{\rm K}}} \right),$$

или

$$q \approx PQ = \frac{1.5}{R^2} r^2 Q = \frac{1.5}{R} r^2 V;$$
 (2)

 $\epsilon$ — диэлектрическая проницаемость;  $\lambda$ — проводимость атмо- сферы.

Если предположить, что в момент t=0 заряд Q=0, то рещение уравнения (1) имеет вид

$$Q = \frac{K_1 nv SAr V_{\kappa}}{K_1 nv SP + 4\pi \frac{\lambda}{3}} \left[ 1 - e^{-\left(K_1 nv SP + 4\pi \frac{\lambda}{\varepsilon}\right)^t} \right], \qquad (3)$$

или

$$Q = K_1 n v SA V_{\kappa} r \tau \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \tag{4}$$

где

$$z = \frac{1}{2 \pi K_1 n V P + 4 \pi \frac{\lambda}{\varepsilon}}.$$
 (5)

Приведенные оценки коллекторной проводимости (2πK<sub>1</sub>nvP) и проводимости атмосферы показывают, что последней можно пренебречь.

Эффективное (измеренное) время релаксации той будет равно

$$\tau_{\vartheta\phi} = \tau \left( \frac{C_{\rm T} + C_{\rm c}}{C_{\rm T}} \right) = \frac{C_{\rm T} + C_{\rm c}}{2 \pi K_2 n V P C_{\rm T}},\tag{6}$$

где  $C_{\rm T}$  — емкость пробного тела,  $C_{\rm c}$  — емкость всей системы проводников, соединенных с телом.

Для измерений в полидисперсном потоке можно пользоваться формулами (2) и (3), и, заменив коэффициент  $P = 1.5 r^2/R^2$ ,

$$Q = \frac{1.5 \overline{V_{\kappa} r R^2}}{r^2} \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\Im \Phi}}} \right], \qquad (7)$$

$$\mathbf{r}_{\rm sp} = \frac{(C_{\rm c} + C_{\rm T})R^2}{3\,\pi\,\overline{K_1 n} V \bar{r}^2 C_{\rm T}}.\tag{8}$$

Предельный потенциал, до которого может заряжаться пробное тело в монодисперсном облаке,

$$U_{\rm T\infty} = \frac{1.5K_1R^2}{K_2(C_{\rm T}+C_{\rm c})} \frac{V_{\rm K}}{r} = M \frac{V_{\rm K}}{r},\tag{9}$$

где

$$M=1,5\frac{R^2}{C_{\rm T}+C_{\rm c}},$$

а в полидисперсном облаке

$$V_{\rm T\infty} = 1.5 \frac{K_1}{K_2} \frac{R^2}{(C_{\rm T} + C_{\rm c})} \frac{\overline{r^2}}{\overline{r}} V_{\rm K} = M \frac{\overline{r^2}}{\overline{r}} V_{\rm K}.$$
 (10)

Если спектр частиц облака узок, можно считать  $\overline{r^2}/\overline{r} \approx r$ . Тогда, измеряя ток на пробные тела и напряжение, можно определить изменение концентрации и средний радиус частиц в разных местах облака, если предположить, что  $V_{\rm K}$ =const.

Величины равновесных зарядов пробных тел, около которых коронирование еще не началось, оказываются зависящими от весьма малого количества параметров, в частности, они не зависят от концентрации частиц и времени релаксации (разумеется, до тех пор, пока проводимость воздуха остается много меньше кажущейся проводимости, появляющейся за счет коллекторного эффекта). Это обстоятельство увеличивает точность сравнения результатов расчета с результатами измерений [1].

При расчете по приведенным формулам заряжения в реальных облаках надо иметь в виду, что заряжение зависит не от спектра размеров частиц в облаке, а от спектра отлетающих после соударения частиц. В мелкодисперсных облаках спектр частиц, попадающих на тело и заряжающих его, будет уже спектра частиц в самих облаках за счет частиц малых размеров, обтекающих тело либо полностью, либо частично [1].

Соответственно величины среднего радиуса и среднего квадратичного радиуса частиц, заряжающих тело, будут больше этих величин в облаке.

В крупнодисперсных облаках частицы после удара будут разрушаться и от тела будет отлетать множество мелких частиц, образующихся из относительно небольшого числа крупных капель, ударяющихся о тело.

При анализе результатов измерений с помощью пробных тел необходимо учитывать три обстоятельства, которые могут привести к отклонениям заряжения шара в потоке от расчетной модели.

1. Радиус пробного тела 1,5 см, радиус держателя 0,3 см, длина держателя 1,5 см. Равновесный заряд шара с держателем за счет коллекторного эффекта будет меньше равновесного заряда шара на 40% [1]. Далее напряженность поля у помещенного в цилиндрическую защиту шара, несколько больше, чем напряженность около уединенного шара. Следовательно, коллекторный эффект при том же заряде будет больше, чем оцененный для шара [1]. Увеличение плотности поверхностного заряда может быть оценено из сравнения плотности заряда  $\sigma$  на сфере, являющейся внутренней обкладкой сферического конденсатора, с плотностью зарядов  $\sigma_{\rm K}$  на уединенной сфере, находящейся при том же потенциале.

На сфере в конденсаторе плотность поверхностного заряда

$$\sigma_{\kappa} = \frac{\epsilon R_1 R_2}{4 \pi (R_2 - R_1)} \frac{1}{R^2} (V_1 - V_2), \qquad (11)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы внутренней и внешней сфер, а  $V_1$  и  $V_2$  — их потенциалы. Таким образом,  $\sigma_{\kappa} = R_2 \sigma_{m} / (R_2 - R_1)$ .

Если бы диаметр внешней сферы был равен диаметру (допустим, 6 см) примененного экрана, то  $\sigma_{\rm K}=2\sigma_{\rm m}$ .

В действительности значение  $\sigma_{\rm T}$  пробного тела должно быть  $2\sigma_{\rm m} > \sigma_{\rm T} > \sigma_{\rm m}$ .

2. Для уточнения границ значения  $\sigma_{\rm T}$  можно оценить степень экранирования цилиндром сферического пробного тела [1]. Для примененного экрана около 100% силовых линий заряда замкнутся на внутренней поверхности экрана. Если бы внешняя обкладка нашего сферического конденсатора имела радиус, равный половине длины экранирующего цилиндра, то для такого конденсатора  $\sigma''_{\rm r} = 1,2 \ \sigma_{\rm m}$ . Таким образом,  $2 \ \sigma_{\rm m} > \sigma_{\rm T} < 1,2 \ \sigma_{\rm m}$ .

Наибольшее усиление поля будет наблюдаться в точках пробного тела, лежащих ближе к цилиндрическому экрану, наименьшее — в точках, расположенных вдоль линии полета. Коэффициент  $K_2$  при этом надо представить в виде  $K_2 = K_{\sigma} K_2$ , где  $K_{\sigma}$  учитывает неравномерность распределения плотности заряда по шару. Принимая в среднем  $\sigma_{\rm T} = 1.5 \sigma_{\rm III}$  (вряд ли уточнение этой оценки заметно скажется на реальной точности расчета заряжения пробного шара), можно оценить максимальную ошибку, которая при этом вносится, в  $\pm 33\%$ .

С увеличением плотности заряда возрастает коэффициент *P*, учитывающий контакт пробного тела радиуса *R* и частицы с радиусом *r*. Следовательно, оба указанных фактора — действие держателя и экрана — приведут к увеличению тока разрядки и снижению равновесного заряда.

Равновесный заряд пробного тела будет примерно равен 0,4 --- 0,5 заряда уединенного шара, возникшего в тех же условиях [1].

3. Третьим обстоятельством, которое может воздействовать на результаты измерения, является влияние экрана на обтекание потоком шара. Это влияние в основном скажется на некотором изменении потока частиц за счет турбулентности воздушного потока и при относительной малости диаметра шара по сравнению с диаметром экрана не должно существенно сказаться на величинах  $K_1$  и  $K_2$ .

Испытание аппаратуры и полученные результаты. На самолетелаборатории ИЛ-18 были проведены измерения в облаках с помощью приборов, разработанных в ЦАО (измерителя размеров и концентрации частиц (ИРЧ); прибора, измеряющего прозрачность воздуха, и др.), и прибора, разработанного в ГГО. Последний состоит из двух одинаковых пробных тел, расположенных в одинаковых условиях в потоке частиц. Первое тело — «потенциальный зонд» — было хорошо изолировано от массы самолета. что позволило определять потенциал, приобретаемый им за счет контактных явлений при утечке заряда только за счет коллекторной проводимости [см. (9) и (10)]. Одновременно независимо измерялся ток, текущий на второе тело — «токовый зонд». Включение тела на сопротивление нагрузки позволило снизить инерцию системы более чем в 100 раз ( $\tau = 0.1$  с), но пришлось увеличить чувствительность динамического электрометра (1,5 В на всю шкалу). Токовый зонд позволил определить изменение концентрации облачных частиц (1).

Рассмотрим случай, когда экспонируемое тело — измерительный электрод — соединено сопротивлением  $R \approx 10^9$  Ом с заземленным электродом или корпусом самолета при полете в облаках. Ток на экспонируемое тело будет (см. (3))

$$I_{sap} = KvSqn, \quad \text{или} \quad I_{sap} = OvS(V_{\kappa} \cdot C)n, \quad (12)$$

где для среднего радиуса частиц  $\bar{r}>5$  мкм и v>60 м/с  $K\approx 1$  [7], v — скорость потока, S — площадь эффективного сечения, q — величина разделяемого заряда,  $V_{\rm K}$  — контактная разность потенциалов частица — тело, n — концентрация частиц, C — емкость между частицей и пробным телом.

В случае, когда  $v, V_{\kappa}$  и r не изменяются значительно,

$$\Delta I \sim \Delta n. \tag{13}$$

Для выявления роли возрастания концентрации облачных частиц в формировании осадков были сопоставлены результаты измерений, полученных с помощью зондов, разработанных в ГГО, и данных о концентрации крупных капель, полученных с помощью прибора ИРЧ, сконструированного А. Н. Невзоровым.

Сравнение данных измерений, проведенных с помощью зондов в осадках и в облаках, показало, что ток, возникающий в осадках, значительно меньше тока, возникающего в облаках (рис. 2). Иными словами, наличие частиц осадков не сказывается заметно на величине тока на зонд при измерениях в облаках.

На рис. 2 представлены записи синхронных измерений концентраций крупных частиц 1, полученных прибором ИРЧ, показаний токового зонда 2 (пропорциональные изменению относительной концентрации облачных частиц), а также потенциалов на пробном теле 3 и изменений светового потока 4, прошедшего через слой атмосферы до отражателя и обратно. Из рисунка видно, что при малой концентрации крупных частиц (до входа в облако Sc, когда концентрация еще уменьшалась) показания у токового зонда отсутствуют, а наличие кристалликов отмечает потенциальный зонд. Оценка по предельному потенциалу ( $V \propto \approx 15$  В) среднего радиуса ( $\bar{r} \approx 1.00$  мкм) примерно соответствует измерениям ИРЧ (от 85 до 200 мкм).



Рис. 2. Изменения концентрации крупных частиц (1), тока на пробное тело (2), предельного потенциала (3) и прозрачности (4) в осадках из As и в облаках Sc. 4 декабря 1971 г.,  $H=1.6 \div 2.1$  км, слабое обледенение (стрелки указывают момент

заземления потенциального зонда).

Приборы ЦАО и токовый зонд ГГО позволили получить информацию с малой инерцией измерительных систем, и вся информация записывалась на лентах самолетных осциллографов.

На рис. З представлена для примера запись ИРЧ и токового зонда от 3 декабря 1971 г. в Ас на высоте  $H=3,2\div3,4$  км — зоне зарождения осадков (в облаках отмечено наличие кристалликов и слабое обледенение). Эта запись показывает, что существуют



Рис. 3. Записи измерений ИРЧ (1) и токового зонда (2) в кристаллических облаках As—Ac. 3 декабря 1971 г., H=3,2-3,4 км.

зоны. где как концентрация крупных частиц (более 85 мкм, но менее 200 мкм). полсчитанная прибором ИРЧ, так и относительная концентрация мелких частиц (менее 85 мкм), измеренная зонлом, значительно возрастает по сравнению с их средними значениями в облаке. Существование в облаке таких зон представляет определенный интерес для исследования процессов выпадения осадков из облаков.

Информация об относительной концентрации облачных частиц получена впервые.

Анализируя синхронные записи с помощью зондов, разработанных ГГО, и прибора ИРЧ, можно сделать следующие выводы.

1. Концентрация частиц осадков (ИРЧ) и относительная концентрация облачных частиц (токовый зонд ГГО) совпадают по максимумам в зонах зарождения осадков.

2. Отношение максимальных значений концентрации к средним значениям в облаке по ИРЧ равно примерно 6. а по зонду соответственно 6-12.

3. Совпаление максимальных концентраций облачных частиц и частиц осадков в той же области, где происходит зарождение частии осадков, указывает на роль неоднородностей облаков в формировании осадков из них.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Электризация самолетов в облаках и осадках. Л., Гидрометеоиздат, 1970.

2. Мазин И. П. Обсуждение существующих теорий распределения крупных облачных частиц по размерам.— Труды ЦАО, вып. 64, 1965, с. 36—46. 3. Мазин И. П., Невзоров А. Н. Распределение дождевых капель по

размерам.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 4, с. 99—106.

4. Невзоров А. Н. Прибор для измерения размеров и концентрации крупных частиц в облаках и осадках с самолета. Труды ВНМС, т. 9. Л., Гидрометеоиздат, с. 261-268.

b. Невзоров А. Н. О точности измерения крупных частиц самолетным прибором ИРЧ.— Труды ЦАО, 1964, вып. 57, с. 55—66.

6. Пономарев Ю. Ф. О микроструктуре облаков различных форм и видов. — Труды ГГО, 1972, вып. 277, с. 69—72.

7. Хргиан А. Х., Мазин И. П. Расчет ошибок самолетного заборника капель. Труды ЦАО, 1952, вып. 12.

K. A. CEMEHOB

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА ЭЛЕМЕНТЫ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

В Советском Союзе режимные наблюдения за элементами атмосферного электричества (градиентом потенциала, электропроводимостью) проводятся на девяти пунктах, расположенных в Мурманске, Воейкове (вблизи Ленинграда), Киеве (затем в Борисполе), Одессе, Душети (вблизи Тбилиси), Высокой Дубраве (вблизи Свердловска), Иркутске, Ташкенте, Южно-Сахалинске. Данные, получаемые в виде месячных таблиц со среднечасовыми значениями указанных элементов, высылаются в Главную геофизическию обсерваторию им. А. И. Воейкова (ГГО). Сюда же поступают данные по атмосферному электричеству из ряда зарубежных станций. ГГО, являясь Международным центром по сбору и публикации материалов по атмосферному электричеству, издает эти материалы в виде ежемесячников, в которых значения элементов приводятся за все дни и за так называемые дни хорошей погоды. Под термином «хорошая погода» понимаются условия (принятые в Советском Союзе), при которых 1) отсутствуют грозы, осадки, иней, изморозь, туман, метель, поземок, сильная и умеренная мгла и дымка; 2) отсутствует пыльный ветер и ветер, превышающий 6 м/с; 3) отсутствует нижняя облачность; общая облачность не превышает трех баллов; 4) величина градиента потенциала лежит в пределах 1-500 В/м; 5) в течение всего часа поле остается положительным (нет перехода через нуль).

Данная методика выборки нормальных значений в основном рассматривает метеорологические условия без достаточного учета искажающих влияний неметеорологического происхождения.

В связи с тем что наблюдения на значительной части континентальных станций проводятся в зоне все увеличивающегося загрязнения атмосферы, встала необходимость более тщательной оценки влияния загрязнения на поведение элементов атмосферного электричества у поверхности земли. Началом этой работы явилось рассмотрение значений градиента потенциала и электропроводимости при различных направлениях ветра. Киев, 1968 г. Пункт наблюдения расположен на южной окраине города. С запада на расстоянии 1 км начинается лесной массив городского парка, в юго-восточном направлении на расстоянии 2,5 км от пункта расположен цементный завод.

Таблица 1

Период	с	СВ	В	ЮВ	Ю	ЮЗ	3	СЗ	Штиль	Сред- нее
IV—IX	7	8	6	2	2	4	6	9	8	6
I—III, X—XII	8	6	2	-1	2	9	11	8	8	6
I—XII										
Вседни	7	7	4	1	2	8	9	9	8	6
Дни без метеоявлений	8	9	6	1	3	9	10	°9	8	7
		1								

Данные, сведенные в табл. 1, показывают; что в течение всего года при направлениях ветра с востока, юго-востока и юга наблюдаются заниженные значения градиента потенциала, причем при юго-восточном ветре знак градиента потенциала во многих случаях был отрицательным. В табл. 1 приведены значения градиента потенциала ( $V' \cdot 10^{-1}$  B/м) за все дни и после исключения метеорологических явлений, таких, как дождь, морось, ливневый дождь, снег, метель, туман, гроза, снежные зерна и ледяная крупа. Отрицательные значения градиента потенциала при отсутствии указанных

Габлица 2

Направление	Часы								
ветра	1	4	7	10	13	16	19	22	нее
В, ЮВ, Ю	1	3	3	3	4	4	1	1	3
С, СВ, ЮЗ, З, СЗ. штиль	6	10	9	9	9	9	7	5	8

выше метеорологических явлений (дни без метеоявлений) из рассмотрения не исключались. Это позволило более четко показать влияние на градиент потенциала условий неметеорологического характера. В данном случае определенно просматривается влияние выбросов цементного завода. Промышленные выбросы от мощного близко расположенного единичного источника оказывают более значительное влияние на градиент потенциала, чем атмосферные явления в дни с нарушенными погодными условиями.

Подобная картина наблюдается и в суточном ходе. В табл. 2 приведен суточный ход градиента потенциала (V'·10<sup>-1</sup> B/м) при различных направлениях ветра, объединенных в две группы. В первую группу входят направления ветра со стороны цементного завода (В, ЮВ, Ю), во вторую — остальные направления ветра и штиль.

В табл. З приведены средние значения градиента потенциала за теплый и холодный периоды года при направлениях ветра, объединенных в отдельные группы.

Влияние мощного близко расположенного единичного источника загрязнения атмосферы более значительно, чем суммарного эффекта от загрязнения воздуха над городом.

Т	а	б	л	И	ц	а	3
---	---	---	---	---	---	---	---

	С, СВ, ЮЗ	В, ЮВ, Ю	1	
Период	(со стороны города)	(со стороны цементного завода)	З, СЗ, щтиль	
IV-IX	7	3	7	
<b>I</b> —III, X—XII	8	2	10	

Воейково, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен на востоко-северо-востоке от Ленинграда на расстоянии примерно 15 км от черты города. Отдельные источники загрязнения атмосферы расположены в юго-восточном направлении от пункта.

Средние значения градиента потенциала и электропроводимости воздуха за холодный и теплый периоды года при различных направлениях ветра (Воейково, 1967-70, 1972 гг.) приведены в табл. 4.

Пониженные значения проводимости наблюдаются при направлении ветра со стороны Ленинграда как в теплый, так и в холодный период года.

Таблица 4

Период	С3-СС3-С-ССВ-СВ- ВСВ-В, штиль	ВЮВ-ЮВ-ЮЮВ-Ю-ЮЮЗ- ЮЗ-ЗЮЗ-3-3СЗ
	Градиент потенциала,	V' · 10 <sup>-1</sup> В/м
IV-IX	10	11
$\mathbf{I}$ —III, X—XII	18	15
Пс IV—IX	оложительная электропроводим 12	иость, λ <sup>+</sup> ·10 <sup>15</sup> 1/Ом·м 1 10
I—III, X—XII	9	8
On	грицательная электропроводим	юсть, λ1015 1/Ом.м
IV—IX	12	9
1—III, X—XII	9	7

111

В табл.5 приведены средние значения градиента потенциала  $(V' \cdot 10^{-1} \text{ B/m})$  и электропроводимости воздуха  $(\lambda^{\pm} \cdot 10^{15} \text{ 1/Om} \cdot \text{m})$  за теплый и холодный периоды года при направлениях ветра со стороны мощных источников загрязнения атмосферы (южные и западные направления) и со стороны слабых источников загрязнения воздуха (деревни, поселки, расположенные в северных направлениях).

Таблица 5

Период	Условия	СЗ—ССЗ—С—ССВ—СВ— ВСВ—В, штиль						ВЮВ—ЮВ—ЮЮВ—Ю— ЮЮЗ—ЮЗ—3ЮЗ—3— ЗСЗ					
		V'	λ+	λ_	$n_{V'}$	$\overline{n_{\lambda+}}$	$\overline{n_{\lambda-}}$	V'	λ+	у-	$ n_{V'} $	$n_{\lambda+}$	$n_{\lambda-}$
IV—IX 1969, 1971 гг.	Дни без ме- теоявлений	14	13	12	<b>8</b> 36	735	731	17	9	9	<b>99</b> 8	944	909
IVIX 1969 г.	Нарушенные условия	8	13	13	1507	1396	1211	9	9	9	179 <b>1</b>	1591	1484
1—III, X—XII 1969, 1971 гг.	Дни без ме- теоявлений	23	10	9	193	154	148	3 <b>0</b>	8	7	419	374	339
I—111,X—XII 1969 г.	Нарушенные условия	20	10	10	943	652	569	19	9	8	2915	2118	1958

Примечание. Знак *п* означает число случаев.

Максимальные значения электропроводимости наблюдаются в теплый период года при направлении ветра со стороны слабых источников загрязнения атмосферы, минимальные — в холодный период года при направлении ветра со стороны промышленных объектов.

Данные табл. 5 показывают, что градиент потенциала при одинаковых погодных условиях незначительно изменяется в зависимости от направления ветра, но испытывает значительные изменения при переходе от нормальных погодных условий к нарушенным (понижение) и от теплого периода к холодному (повышение). Незначительные изменения градиента потенциала в зависимости от направления ветра в Воейково, как и в Киеве (при направлении ветра со стороны города), вероятно, объясняются тем обстоятельством, что действие группы разнородных источников загрязнения атмосферы приводит к сглаживанию данного эффекта и наличие загрязнения атмосферы в данном случае легче прослеживается по измерениям электропроводимости (табл. 5).

Мурманск, 1969 г. Пункт наблюдения расположен в северной части города; в южном и юго-восточном направлениях на расстоянии 500 м расположен домостроительный комбинат; в юго-западном, западном и северо-западном направлениях расположены новостройки города.

В табл. 6 приведены средние значения градиента потенциала  $(V' \cdot 10^{-1} \text{ B/m})$  при нормальных и нарушенных условиях погоды за теплый и холодный периоды года при направлениях ветра со стороны мощных источников загрязнения атмосферы (юго-восточное и южное направления), со стороны новостройки города и Кольского залива (западное и северное направления) и со стороны незастроенных участков (восточное, северо-восточное направления).

T	а	б	л	и	TT	а	6
	-	•••	~ 1		-	-	· · ·

Период	Условия	СВ—1 В (н строі	ВСВ— ет за- йки)	ВЮВ—Ю Ю—ЮК мострои комбина	В—ЮЮВ ОЗ (до- гельный г, город)	Ю3—3Ю3—3—3С3- С3—СС3—С—ССВ (новостройки, Коль- ский залив)			
		V'	n <sub>V'</sub>	V'	n <sub>V'</sub>	V'	<i>n<sub>V'</sub></i>		
V—IX 1969 г.	Нормальные	21	16	24	29	22	51		
	Нарушенные	10	148	14	212	9	812		
I–IV,	Нормальные	·		26	39	22	33		
X—XII 1969 г.	Нарушенные	14	85	21	952	16	611		

При сравнении данных табл. 5 и 6 наблюдается подобие в изменениях градиента потенциала при переходе от нормальных погодных условий к нарушенным и от теплого периода к холодному при нарушенных условиях погоды. Отличие состоит в увеличении (на 30—55%) градиента потенциала при направлении ветра со стороны промышленных объектов при нарушенных погодных условиях. Малое число случаев при нормальных погодных условиях затрудняет проведение сравнения.

Ташкент, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен на северо-восточной окраине города. В западном и северо-западном направлениях на расстоянии 500 м расположены абразивный завод и рабочий поселок этого завода.

Средние значения градиента потенциала ( $V' \cdot 10^{-1}$  В/м) за теплый и холодный периоды года при различных направлениях ветра приведены в табл. 7.

Таблица 7

Период	U	CCB	CB	BCB	В	BЮB	IOB	ЮЮВ	Q	10103	ЮЗ	3Ю3	3	3C3	C3	CC3	ШТИЛЬ	<u>Сред-</u> нее
III—X	7	7	7	7	7	6	74	6	7	6	2	3	<b>7</b>	—3	—2	4	6	5
I—II, XI—XII	10	9	11	10	10	8		4	3	2	4	4	2	4	7	9	9	8

При направлениях ветра со стороны промышленных объектов заниженные значения градиента потенциала наблюдаются в течение всего года.

113

В табл. 8 приведены средние значения градиента потенциала при различных направлениях ветра, объединенных в две группы за теплый и холодный периоды года.

Таблица 8

Период	С—ССВ— ВЮВ—Н	-СВ—ВСВ—В— ОВ—ЮЮВ—Ю, штиль	ЮЮЗ—ЮЗ—ЗЮЗ—З—ЗСЗ—СЗ— ССЗ (город, рабочий поселок)				
	все дни	дни без метеояв- лений	все дни	дни без метеояв- лений			
I-II, X1-XII	9	13	5	12			
TII—X	7	7	, ,1	—2			

Южно-Сахалинск, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен на западной окраине города. Город расположен в долине, окаймленной грядами гор, и простирается с севера на юг. Источники загрязнения атмосферы расположены в северном, северо-восточном, северо-западном и западном направлениях. Вблизи станции во всех направлениях расположены жилые дома.

Средние значения градиента потенциала и электропроводимости воздуха за теплый и холодный периоды года при различных направлениях ветра (за все дни) приведены в табл. 9.

Изменения элементов атмосферного электричества в Южно-Сахалинске подобны таковым в Воейково. Отличие наблюдается в уменьшении градиента потенциала в теплый период года при

Таблица 9

Период	Ю–ЮЮЗ— ЮЗ—ЗЮЗ	Штиль, В—ВЮВЮВ ЮЮВ; 3-3С3-С3- ССЗ (отдельно располо- женные источники загряз- нения)	С—ССВ—СВ—ВСВ (постоянные наиболее мощные источники за- грязнения)		
-	Град	иент потенциала, $V' \cdot 10^{-1}$ В	Б/м		
V—IX	9	9	4		
I—IV, X—XII	13	15	16		
П	оложительная	н электропроводимость, λ+.	1015 1/Ом-м		
V—IX	12	× 10	7		
I−IV, X−XII	11	8	5		
0	трицательная	электропроводимость, λ1	015 1/Ом м		
V—IX	10	9	7		
I—IV, X—XII	9	7	4		

114
направлении ветра со стороны мощных источников загрязнения атмосферы.

Высокая Дубрава, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен примерно на 30 км восточнее города Свердловска. Станция размещается на поляне размером около 500×500 м, окруженной полосой смешанного леса высотой до 20 м. В северо-западном направлении на расстоянии 2 км расположен рабочий поселок, в ко-

Таблица 10

Период	С-ССВ-СВ-ВСВ; ЮЮЗ-ЮЗ-3ЮЗ- З; штиль	ЗСЗ—СЗ—ССЗ (рабочий поселок)	В—ВЮВ—ЮВ— ЮЮВ—Ю (жилые здания и котельная)
	Градиент поте	енциала, <i>V</i> ′· <b>10</b> <sup>-1</sup> В/м	
IV—IX	11	11	10
I—III, X—XII	22	20	24
П	оложительная электро	проводимость, λ <sup>+</sup> ·101	5 1/Ом⋅м
IV—IX	13	12	10
I—III, X—XII	12	- 11	9
	трицательная электро	проводимость, λ <sup></sup> ·10 <sup>15</sup>	1/Ом · м
IV—IX	13	11	9
I—III, X—XII	11	10	8

тором имеется абразивный завод. В восточной и юго-восточной частях поляны расположены жилые дома и котельная. С южной стороны на расстоянии 100 м находится жилой дом. Отопление зданий печное и частично от котельной. Отопление здания, в котором установлены приборы, печное.

Средние значения градиента потенциала и электропроводимости воздуха в теплый и холодный периоды при различных направлениях ветра приведены в табл. 10. Данные разбиты на три группы по направлениям ветра.

Поскольку здания с индивидуальным печным отоплением на территории обсерватории расположены почти во всех направлениях и на близком расстоянии от станции, по данным градиента потенциала трудно определить преобладающее направление загрязнения воздуха. По значениям электропроводимости более четко прослеживается влияние локальных источников загрязнения воздуха. Наибольшее понижение электропроводимости воздуха наблюдается при ветре со стороны котельной и основного массива жилых зданий.

Одесса, 1969—1972 гг. Пункт наблюдений расположен на югоюго-восточной окраине города, на расстоянии 100 м от Черного моря. Площадка для измерений находится на мысе, омываемом морем с севера, востока и юга. В 20 м от пункта в северо-западном направлении расположено здание обсерватории, за которым начинается массив ботанического сада.

Таблица 11

Период	С—ССВ—СВ—ВСВ—В—ВЮВ— ЮВ—ЮЮВ—Ю, штиль (море)	ЮЮ3—Ю3—3Ю3—3—3С3— С3—ССЗ (город)										
	Градиент потенциала, V'-1	0—1 В/м										
IV—X	18	15										
I—III, XI—XII	22	15										
По	Положительная электропроводимость, $\lambda^+ \cdot 10^{15}  1/O_{M} \cdot M$											
IV—X	11	9										
I—III, XI—XII	8	5										
От	рицательная электропроводимость	, $\lambda^{-} \cdot 10^{15} 1/O_{M} \cdot M$										
IV—X	10	8										
I—III, XI—XII	7	4										

Средние значения градиента потенциала электропроводимости воздуха за холодный и теплый периоды года при различных направлениях ветра приведены в табл. 11.

Особенностью в поведении элементов атмосферного электричества в Одессе является незначительное различие в градиентах потенциала в теплый и холодный периоды года и низкие значения электропроводимости по сравнению с другими пунктами.

Душети, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен в горной местности на северо-восточной окраине небольшого города Душети.

Таблица 12

Период	ССЗ—С—ССВ—СВ—ВСІ ВЮВ, штиль	3—В— ЮВ—ЮЮВ—Ю—ЮЮ3—Ю3— 3Ю3—3-3С3—С3 (город)
	Градиент потенциал	a, $V' \cdot 10^{-1}$ B/M
III—X	6	7
I—II, XI—XII	12	14
По	оложительная электропров	одимость, λ <sup>+</sup> ·10 <sup>15</sup> , 1/Ом·м
III—X	24	18
I—II, XI—XII	18	15
On	грицательная электропрово	димость, λ <sup></sup> ·10 <sup>15</sup> , 1/Ом·м
III—X	25	19
I—II, XI—XII	17	14

Средние значения градиента потенциала и электропроводимости за теплый и холодный периоды года при различных направлениях ветра сведены в табл. 12.

Пониженные значения электропроводимости наблюдаются при направлении ветра со стороны города. Абсолютные значения электропроводимости в Душети значительно выше по сравнению с другими пунктами. Это обусловлено тем обстоятельством, что пункт находится в горной местности на значительной высоте (900 м) и, кроме того, вдали от мощных источников загрязнения атмосферы.

Иркутск, 1969—1972 гг. Пункт наблюдения расположен в южной части города. Мощные источники загрязнения атмосферы расположены почти во всех направлениях от пункта, кроме восточного и юго-восточного направлений. Жилые дома расположены со всех сторон пункта.

Средние значения градиента потенциала и электропроводимости воздуха за теплый и холодный периоды года при различных направлениях ветра приведены в табл. 13.

Таблица 13

Период	В—ВЮВ—ЮВ— ЮЮВ (группа 1)	Ю3—3Ю3—3— 3С3—С3—СС3 (группа 2)	С-ССВ-СВ-ВСВ- Ю-ЮЮЗ; штиль (группа 3)						
	Градиент п	отенциала, <i>V</i> ′ · 10 <sup>-1</sup> В	/м						
1969-1972	i i	1							
V-IX	27	10	25						
I-IV, XI-XII	55	0	47						
-									
Положительная электропроводимость, $\lambda^+ \cdot 10^{15}$ , $1/O_{M} \cdot M$									
1969 1971 1972	1	1	1						
V-IX	10	7	7						
I-IV. XI-XII	6	7	6						
Ο	трицательная элект	ропроводимость, λ	1015, 1/Ом м						
1000 1071 1070	1	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	· · · ·						
1969, 1971, 1972 V—IX	10	7	б						
· ···			Ŭ						
I—IV, XI—XII	6	7	5						
			1						

Данные по градиенту потенциала и электропроводимости разбиты по направлениям ветра на три группы:

1) направления, при которых отсутствуют постоянно действующие источники загрязнения атмосферы;

2) направления, при которых часто наблюдаются отрицательные значения градиента потенциала;

3) направления, при которых наблюдаются повышенные значения градиента потенциала. Из данных табл. 13 видно, что низкие значения электропроводимости в Иркутске наблюдаются в течение всего года, за исключением теплого периода при направлениях ветра, входящих в группу 1. Значительные колебания градиента потенциала могут быть связаны с составом, концентрацией промышленных выбросов и с метеорологическими условиями. Ниже для примера приведены средние значения градиента потенциала и средняя мощность приземных инверсий в Иркутске за отдельные месяцы 1969 г.:

Месяц	I	II	Ш	IV	٧ı
Средняя мощность приземных инверсий, м	. 70	50	47	31	66
Средние значения градиента потенциала,					
$V' \cdot 10^{-1} \text{ B/m} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	. 32	20	13	3 /	30

#### Выводы

1. Исследование влияния локальных условий на градиент потенциала и электропроводимость атмосферного воздуха показало, что оно зависит от места расположения пункта наблюдения и времени года.

2. Методика выборки нормальных значений градиента потенциала и электропроводимости, основанная, как правило, на исключении искажающих условий метеорологического характера, требует уточнения. Необходимо рассматривать конкретные условия в каждом пункте наблюдения.

3. Более четкий анализ условий, влияющих на поведение элементов атмосферного электричества (и наоборот, оценка состояния атмосферы по данным электропроводимости и градиента потенциала), может быть получен при одновременной регистрации этих элементов.

## В. И. СТРУМИНСКИИ, С. П. КЛИМКОВИЧ

# РАДИОЗОНД С АВТОНОМНОЙ ТЕЛЕМЕТРИЕЙ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГРАДИЕНТА ПОТЕНЦИАЛА В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

В настоящее время измерения градиента потенциала в свободной атмосфере производятся в основном двумя методами: методом радиоактивных коллекторов и методом электростатических генераторов [1]. Несмотря на то что второй метод позволяет исключить ошибки, связанные с возмущением среды, в радиозондовых измерениях он пока не получил должного распространения. Наиболее распространенным методом радиозондового измерения градиента потенциала в атмосфере остается коллекторный метод.

В данной работе описывается радиозонд, предназначенный для измерения вертикальной составляющей градиента потенциала в свободной атмосфере методом радиоактивных коллекторов, работающий совместно с автономной переносной телеметрией, позволяющей проводить зондирование в полевых условиях. Основные элементы радиозонда даны на рис. 1.

В качестве радиоактивных коллекторов используются стальные шайбы с нанесенным  $\alpha$ -активным слоем  $Pu^{239}$  в смеси с углем, активностью  $2 \cdot 10^4$  расп/с. Коллекторы крепятся на винипластовых трубках и разносятся по вертикали и горизонтали на расстояние 1 м.

Ламповым электрометрам, применяемым при радиозондовых измерениях градиента потенциала [2], присущи следующие недостатки: значительный дрейф нуля и зависимость передаточной характеристики от температуры и напряжения источников питания. Кроме того, в электрометрах, где лампы работают в режимах усилителя напряжения либо катодного повторителя, не удается получить достаточно высокого входного сопротивления и широкого динамического диапазона.

В описываемом радиозонде применен электрометр, свободный от указанных недостатков. Электрометрический каскад выполнен на стержневой лампе 1Ж29Б по схеме «обращенного пентода». Электрометр обладает высоким входным сопротивлением (до каскада соединяется со входом измерительного генератора радиоблока стандартного метеозонда типа РКЗ-1 или РКЗ-5. Так как измерительный генератор этих радиоблоков допускает управление частотой изменением постоянного напряжения, подаваемого на вход генератора [5], информация об измеряемом градиенте потенциала будет закодирована в частоте следования импульсов измерительного генератора. Эта частота измеряется частотомером станции и регистрируется на бумажной ленте печатающим устройством.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М., Гостехиздат, 1957. 2. Филиппов А. Х., Ковалев И. Н.— Труды ГГО, вып. 242, с. 68—71. 3. Грибанов Ю. И. Измерения в высокоомных цепях. М., «Энергия», 1967,

c 85-86

4. Каррол Дж. Полупроводниковые схемы для новой техники. М., «Мир». 1964

5. Коковин Н. С. Радиотелеметрия зондирования атмосферы. Л., Гидрометеоиздат. 1966.

Е. В. ЧУБАРИНА

# ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ВОЗДУХА С ВЫСОТОЙ

Настоящая статья является продолжением статьи о проводимости воздуха, опубликованной в 1967 г. [1]. Сведения об электрической проводимости воздуха на различных высотах, приведенные в [1], дополнены здесь многолетними данными измерений, произведенных в Японии доктором Ушикавой, которые опубликованы им в сборниках международных данных [2], и данными измерений, произведенных в Советском Союзе в арктических районах [3] и в районе Ленинграда [10]. Приведем табл. 1 и 2, заимствованные в [1] и дополненные указанными выше сведениями. В табл. 1 приводятся краткие сведения об условиях и методах измерений, в табл. 2 — средние значения суммарной проводимости, полученные различными авторами. Суммарная проводимость там, где измерялась только полярная проводимость, находилась путем удваивания полярной. Закономерность этой операции уже обсуждалась в [1]. Нащи измерения в Арктических районах СССР [3] показали, что полярные проводимости изменяются с высотой по-разному, а именно: отрицательная проводимость растет с высотой несколько быстрее, чем положительная. Если в слое 0-500 м положительная проводимость превосходит отрицательную на 30—40%, то уже на высоте 6 км отрицательная проводимость превышает положительную примерно на 10%. В табл. 2 приведены данные для высот 3—20 км. В этом интервале высот оценка суммарной проводимости путем удваивания полярной может быть проведена с точностью приблизительно 20%.

В последней строке табл. 2 приведены средние квадратичные отклонения средних значений проводимости на данной высоте от среднего значения проводимости, подсчитанных по приведенным средним с учетом их весов ( $\sigma$ ).

Средние квадратичные отклонения от средних невелики. Абсолютные значения о растут с высотой.

В табл. 2 величины проводимости расположены по широте: верхние строки — самые низкие широты, нижние — самые высокие широты. Широта изменяется от 25 до 78°С. Изменений проводиТаблица 1

ni T

Измерения +++L + +-++++ + + ++1 ++++++Не указано TOJETOB Число 10 33 9 81 က 320 230 200 [50 10 က 21 Метод изме-Аспираци-Аснираци-Шеринга рения онный онный Сводка данных об условиях измерений проводимости мый аэростат Неуправляе-Носитель аппарата То же Радиозонд Самолет Самолет 1957, 1958 1957, 1958 IX 1956, VI 1957 1955 957-1965 111-1V 1970 VII, X 1948 957-1965 957-1965 957-1965 II-XI 1950 Дата 1961 VI 1967 V-1959 VIII ΛIII VIII ΠΛ Координаты ф 40°C; 100°3 5 30 115 17 5  $\infty$ 140 140 140 130 139 141 70-75, 40-11027, 60, Калифорния, Флорида 25, 39, 78, 47, 36, 36, 36, 43, 31, 33, Северо-восток США, Район измерения США, Вашинстон р-н Ленинграда СССР, Арктика США, Флорнда Хацийодзима Центр США Шницберген Швейцария Кагосима Саппоро Татено Tareno Татеио CCCP, Павлюченков, Гиш, Уайт [4] Стерджис [6] Каллахен [5] Ушикава [9] Ушикава [2] Зачек, Шварц [10] Abrop Уоснер [7] Люжон [8] LUBAPU [3]

Таблица 2

Средние величины суммарной проводимости воздуха ( $\lambda_{\rm CYM}$  Om<sup>-1</sup>.m<sup>-1</sup>) на разных высотах по данным измерений

••••			paar	(N4NPIN	IN ABTO	рами							
						â	ысота,	KM					
Район	c.	Ω	9	7	8	6	10	11	12	15	20	$\alpha^{-1}$ KM	число из- мерений
США, Калифорния, Флорида [5]		126	171	207	288	342	396	1	1	1	i	0,26	33
США, Флорида [6]	ļ	126	180	228	288	360	423	477	585	ľ	ļ	0,25	က
СССР, Ленинград [10]	72	136	162	· ]	.1		1	l	1	1		0,23	10
Япония:													
Кагосима [2]	60	110	ļ	ł	1	I	330	1	1	650	1250	0,22	200
Хацийодзима [2]	60	100			1	1	360		I	750	1350	0,21	150
Tareno [2]	55	130	1	1	1	ł	360			780	1450	0.22	320
Саппоро [9]	ļ	135	153	207	261	324	387	477	567	1	١	0,23	I
Caniropo [9]	ļ	135		207	279	324	369	432	486	1	Į:	0,23	ŝ
США, Вашингтон [7]	]	189	225	279	360	432	495	630	783	1	1	0,23	9
США (центральные районы) [4]	1	108	144	198	261	324	387	459	540	1-	- <b>1</b> -	0,22	10
Япония, Санноро [2]	55	115	1	1	Ŀ	1	365	i	ŀ	800	1500	0,21	230
Швейцария [8]	I	135	171	216	279	333	414	504	621	I	1.	0,22	81
СССР, Арктика [3]	60	145	200	I	1	ł	l	• 1	I	ļ	ł	0,30	21
Шпицберген [8]	ļ	135	171	225	279	351	441	558	684	1	I	0,20	33
Среднее	57	120	174	220	280	340	365	515	650	750	14 0	· .	
	ŝ	22	29	26	31	36	49	68	100	70	110		

мости на высотах от 3 до 12 км не наблюдается. Во всяком случае, если изменения и есть, то они меньше общего разброса данных. Только по японским станциям, отличающимся широтным расположением примерно на 12° (31°С—43°С), на высотах 15 и 20 км наблюдается вполне определенный широтный ход — возрастание средних величин проводимости с широтой на этих высотах может составлять примерно 20%.

По данным измерений на японских станциях (Саппоро, Кагосима, Хацийодзима, Татено), результаты которых публикуются

Таблица З

	•		-						
				Выс	сота, км	4			
2	1	2	3	4	5	5,5	10	15	20
Япония									
Кагосима $\lambda_{med}$	—		40	_	95		310	600	1210
σ <sub>дб</sub>		-	2,7		1,5	<u> </u>	1,5	1,5	1,5
Хацийодзима λ <sub>med</sub>			20	_	75	_	320	615	1320
σдб			3,5	_	2,3	<b></b> .	1,6	1,5	0,7
Татено λ <sub>med</sub>			40		105		3 <b>3</b> 5	69 <b>5</b>	1415
σдб	_	_	2,5		1,6		1,5	1,5	1,5
Cannopo λ <sub>med</sub>	—		40		100		350	710	1420
σ <sub>дб</sub>			2,2		1,5	—	2	1,4	0, <b>8</b>
Арктические райо- ны СССР $\lambda_{med}$	30	45	65	95	130	155			
σдб	2,2	2,4	1,4	1,4	0,8	0,8	_		

Параметры распределения медианного значения проводимости (λ med) и среднего квадратичного отклонения σ.

в международных ежемесячниках, а также измерений в арктических районах СССР удалось построить кривые распределения проводимости на разных высотах. Можно сказать, что распределение величин проводимости на каждом уровне близко к нормально-логарифмическому.

Параметры этих распределений (медианное значение  $\lambda_{med}$  и среднее квадратичное отклонение  $\sigma$  в децибеллах) представлены в табл. 3.

Разброс величин λ (отнесенных к каждому уровню), характеризуемый средним квадратичным отклонением, невелик (1,5— 2 дб) и уменьшается с высотой. Это представляется естественным, так как с увеличением высоты уменьшается значение приземных влияний, и величина проводимости воздуха формируется только за счет действия космических лучей. Увеличение среднего квадратичного отклонения с высотой по данным табл. 2 характеризует увеличение разброса с высотой средних величин проводимости, полученных разными авторами. Очень может быть, что это связано с широтными изменениями проводимости. Распределение величин проводимостей, измеренных при горизонтальных полетах над арктическими районами СССР на высоте около 2,5 км, оказалось также близким к нормально-логарифмическому со средней величиной  $\lambda_{\rm med} \sim 55 \cdot 10^{-15} \ \Omega^{-1} \ M^{-1}$  и разбросом примерно 2,2 дб, т. е. средняя величина и разброс величин проводимости при длительных горизонтальных полетах имеют те же величины, что и при разрозненных по времени измерениях проводимости на той же высоте при вертикальных зондированиях. Таким образом, можно утверждать, что каждому уровню атмосферы может быть приписано определенное значение проводимо-

сти с точностью приблизительно 20%. Это подтверждается и данными других авторов. В статье '[1] приводятся данные ряда авторов, показывающие, что отклонения отизмерений лельных OT средних величин не превышают 10-20%. Очевидно, если суточные и широтные изменения и имеют место, то они укладываются примерно в указанные 20%.

Устойчивость значений  $\lambda$  на каждом уровне позволяет говорить об устойчивости профиля проводимости.







В табл. 2 приведены значения α— показателя экспоненциального возрастания  $\lambda$  с высотой ( $\lambda = \lambda_0 e^{\alpha h}$ ). Во всех случаях, кроме японских станций и арктических районов СССР, показатель α подсчитан по изменению средних данных с высотой. По японским станциям и советской Арктике получены распределения α, представленные на рис. 1. На рисунке видно, что распределения величин а на четырех японских станциях практически совпадают, разброс величин α очень мал, что означает, что профили проводимости мало отличаются друг от друга. Устойчивость величин α в разных местах указывает на устойчивость профиля проводимости. Несколько выше показатель а для арктических районов Советского Союза. По всей вероятности, это связано с тем, что в полетах над Арктикой проводимость измерялась в самом нижнем слое у земли (0-6 км), во всех прочих подъемах проводимость измерялась в более высоких слоях (от 3-5 до 15-20 км). Возможно, что характер возрастания проводимости изменяется с высотой, что и дает сдвиг кривых распределения а в более низких слоях по сравнению с более высокими, представленный на рис. 1.

1. Имянитов И. М. и др. Электрические токи над грозовыми облаками.-Труды ГГО, 1967, вып. 204. с. 3-17.

2. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах. Л., 1970. 103 с.

на различных высогах. л., 1970. 105 с. 3. Имянитов И. М. и др. Электрические характеристики атмосферы в Арктике.— Труды ГГО, 1973, вып. 301. 4. G ish O. H., Wait G. R. Thunderstorms and the earth's general electrifica-

tion. J. Geoph. Res. v. 55, No. 4, 1950, p. 473.

5. Callahan R. C., Coroniti S. C. ect. Electrical condictivity of air in troposphere. J. Geoph. Res. v. 56, N. 4, 1951, pp. 545-553.

6. Stergis C. G. ect. Electric field measurements above thunderstorms, J. Atm. Terr. Phys. v. 11, N. 2, 1957, p. 83.

7. Woessner R. H. ect. Simultaneous measurements of positive and negative light ion conductivities to 26 km. Y. Geoph. Res. v. 63, N 1, 1958, pp. 171-177.

8. Lugeon J. Mesures des parasites atmospheriques d'electricity atmospheriques et de radicactivities de l'air. Zürich. 1980.

9. Uchikava K. On the improvement of the atmospheric electricity radiosonde. The Geophys. Mag. v. 31, N. 1, 1963, pp. 705-720.

10. Зачек С. И., Шварц Я. М., Пономарев Ю. Ф. Опыт измерения электрической проводимости воздуха в свободной атмосфере в районе Ленинграда.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 132—135.

### Я. М. ШВАРЦ, С. П. ГИРС, Т. А. ПЕРШИНА

# ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ АДИАБАТИЧЕСКИХ ТУМАНОВ

1. Введение. Уникальным сооружением, позволяющим производить исследования по физике образования туманов и облаков, является большая аэрозольная камера (БАК) [1]. Наряду с разнообразными исследованиями микрофизических характеристик в БАК проводились исследования электрических процессов, происходящих при туманообразовании [2]. Эти исследования были дополнены измерениями напряженности электрического поля у стенок камеры и измерениями зарядов и размеров отдельных частиц тумана. Подобные измерения, выполненные в хорошо контролируемом процессе искусственного образования адиабатического тумана в крупном объеме (3200 м<sup>3</sup>), производятся впервые. Мы полагаем, что их результаты будут полезны как для характеристики «электрической погоды» в камере при постановке других исследований, так и для проверки различных гипотез о механизме заряжения частиц тумана.

2. Аппаратура и методика измерений. Для измерения напряженности электрического поля применялся электростатический флюксметр М9М [3], чувствительность которого была повышена. Вместо паспортного диапазона измерений ±500 В/м был установлен диапазон измерений ±65 В/м. Датчик флюксметра был смонтирован на перилах второго этажа БАК таким образом, что ось датчика была перпендикулярна поверхности камеры в месте установки датчика. Измерительный блок флюксметра был размещен снаружи камеры.

Для измерения зарядов и размеров капель был применен прибор ПЗК-1 [5, 4]. Этот прибор был нами несколько модернизирован. В первоначальном варианте прибора рабочая кювета ультрамикроскопа находилась в одном пространстве с осветителем лампой ДРШ-250. Это обстоятельство иллюстрируется на рис. 1 а. При длительной работе ПЗК-1 в относительно теплом помещении пространство, где находятся лампа и кювета, крышка, закрывающая кювету, лампу и часть оптической системы, сильно нагревались теплом, исходящим от этой лампы. Это приводило к ряду нежелательных последствий. В кювете появлялась конвекция, препятствующая нормальной работе прибора. Из-за нагрева крыщки капли вблизи нее испарялись и, естественно, не попадали в заборную трубку кюветы, проходящую сквозь отверстие в крыщке. Для ликвидации этих неприятностй конструкция была изменена. Лам-





Рис. 1. Схематическое изображение ПЗК-І. 1 — горячая поверхность, 2, 4 — потоки тепла, 3 — влажная марля, 5 — влажная фильтровальная бумага.

па была заключена в отдельный кожух, имеющий жалюзи для охлаждения. Кювета и часть оптической системы были заключены в отдельную съемную коробку (рис. 1 б).

Принятые меры привели к устранению конвекции в кювете, и возможность испарения капель на их пути в прибор была, повидимому, уменьщена. Однако в связи с тем, что присутствие прибора способствует нарушению условий адиабатичности вблизи него и возможны вертикальные воздушные токи над его поверхностью, были приняты дополнительные меры, направленные на уменьшение температуры горизонтальной верхней поверхности прибора вблизи заборной трубки. Влажной марлей, конец которой был опущен в чашку с водой, накрывалась поверхность прибора вблизи заборной трубки. Кроме того, внутренность заборной трубки была покрыта тонким слоем влажной фильтровальной бумаги. Безусловно, принятые меры уменьшили вертикальные токи над прибором, но, по-видимому, не привели к их окончательному устранению. На трудности использования в БАК и подобным ей камерам аппаратуры, в которой используется свободное падение частиц, следует обращать особое внимание при постановке опытов.

Прибор ПЗК-1 был помещен на столе, стоявшем на полу камеры. Расстояние от заборного отверстия до пола составляло примерно 1,5 м. Была установлена приставка для дистанционного управления прибором. Включение лампы, протяжки ленты могло осуществляться снаружи БАК. Соединения пультов управления с приборами, шланги питания приборов проходили через гермоввод.

Измерения других характеристик туманов, например спектра размеров капель, производились с помощью аппаратуры, разработанной в ИЭМ и описанной в трудах этого института.

Методика проведения опытов была следующей. Известно, что в БАК туманы образуются при падении давления в достаточно влажной атмосфере камеры. Камеру накачивали до давления Р, примерно равного 0,3 ат. Не ранее чем через 12 ч после этого открывались тарированные заглушки, и воздух начинал выходить из камеры. Скорость сброса давления при этом соответствовала скорости поднятия воздушной массы в атмосфере, равной 22, 45, 70 см/с.. Прибор для измерения напряженности электрического поля включался за 30—40 мин до начала сброса, и измерения напряженности производились непрерывно начиная с этого момента до окончательного рассеяния тумана и падения Р примерно до нуля. Измерения с помощью ПЗК-1 производились периодически. В некоторых опытах измерения начинались через 40-50 мин после начала сброса и продолжались 15—20 мин. В других опытах серии измерений повторялись дважды. Первая серия начиналась через. 5 мин после начала сброса, вторая — через 40-50 мин после начала сброса. Заметим, что общая продолжительность существования тумана в камере составляла 1,5-2 ч.

Калибровка аппаратуры для измерения напряженности электрического поля производилась периодически, контроль нуля несколько раз за время опыта. Он осуществлялся следующим образом. Большая дюралюминиевая заземленная пластина устанавливалась перед рабочей поверхностью датчика флюксметра на расстоянии 15—20 см. За время между поверками электрический нуль прибора, от которого производится отсчет показаний, не менялся более чем на 5 В/м. Относительная погрешность измерений не превышала  $\pm 20\%$ . Погрешность измерений размеров капель составляла  $\pm 5\%$ , зарядов капель  $\pm 15\%$  [4]. В течение всего времени работы ПЗК-1 в камере производилось визуальное наблюдение треков частиц через окуляр ультрамикроскопа.

3. Данные измерений. Результаты измерений напряженности электрического поля флюксметром представлены на рис. 2. По оси ординат отложена величина напряженности поля с обратным

знаком — градиент потенциала V' электрического поля у стенки камеры. Видно, что V' в течение опыта испытывает закономерные изменения. Ход и знак V' соответствуют появлению в камере положительного объемного заряда с максимальной плотностью 200—600 эл. зар/см<sup>3</sup>. На этом рисунке вертикальной линией 1 отмечены





моменты увеличения скорости сброса, вертикальной линией 2—моменты полного сброса. Увеличение скорости сброса производилось тогда, когда при первоначально принятой скорости сброса туман образовывался слабо или не образовывался вообще. На рис. 3 представлены ход V' во время опыта 19 апреля 1972 г. и ход изменения суммарной концентрации N частиц тумана во время этого же опыта. (Последние данные были любезно предоставлены нам сотрудниками ИЭМ.) Примерно такой же ход N должен быть 17

и 18 апреля. Мы обращаем внимание на сдвиг максимумов N и V.. Результаты измерений зарядов отдельных капель приведены в табл. 1.

Ниже показано предельно измеримое отношение |q/r| в зависимости от r:

r	мкм.					•	•			•		•			. 11	8	6	5	4
	q/r   s	эл.	зар/мк	M		•							÷		. 3	1,6	1,2	<b>0</b> ,6	0,4

Во время четырех опытов 13, 14, 18 и 19 апреля были зарегистрированы треки примерно 900 капель, из них 11 оказались заряженными. В опыте 17 апреля процент заряженных капель оказался значительно более высоким. Единственным обстоятельством, отличающим условия опыта 17 апреля от других опытов, была длительная выдержка камеры при повышенном давлении перед нача-



Рис. 3. Суммарная концентрация N частиц тумана и градиент потенциала V'.

лом сброса. Она составила примерно 64 ч, в то время как в других опытах была равна 12—15 ч.

Из других особенностей результатов следует обратить внимание на следующие. Отсутствует разница в количестве заряженных капель, зарегистрированных в первые 20 мин после начала сброса и примерно через 1 ч после этого. Измеренные заряды выше предельных значений, еще различаемых аппаратурой. Знак заряда преимущественно отрицательный. Вывод о преимущественно отрицательном заряжении ансамбля капель, по расчетам, оказывается статистически значимым.

По результатам измерений размеров капель с помощью ПЗК-1 можно построить распределение капель по размерам. Насколько это выборочное распределение отражает генеральную совокупность, получаемую с достаточной степенью приближения с помощью системы «Аэлита» [6], показывает табл. 2, в которую сведены соответствующие данные за 19 апреля.

Видно, что в спектрах размеров капель, полученных с по-

#### Таблица 1

	<u>3a</u>	ряды капель			Latel
Число	общее ко- личество	период измерения от начала сброса, мин	<i>г</i> мкм	<i>q</i> эл. зар.	т <i>q/г</i> т эл. зар/мкм
13 IV	90	4161	5,7	9	1,6
14	102	45—65	5,6	—26	4,6
18	140	5-25	4,4	17	3,8
	-		4,6	10	2,2
			4,5	—46	10,3
			4,6	+33	7,2
			4,9	+23	4,7
	108	56— <b>7</b> 6	_		
19	213	5-25	6.4	—17	2,7
	249	53 <b>—73</b>	6,2	—16	2,5
			6,3	12	1,9
			6,0	7	1,2
17	28	510	3,6	—32	8,9
			5,0	-25	5,0
			4,4	-42	9,5
			5,6	—46	~8,2
			4,7	—14	3,0
			4,3	80	18,5
			5,6	84	15.0
			4,6	57	12,5
			5,0	—55	11,0
			4,5	—27	6,0
			4,8	—33	6,8
1			5,2	—53	10,2
					1

мощью ПЗК-1, отражаются некоторые особенности генеральной совокупности, как, например, сдвиг размеров капель в сторону частиц большего диаметра, однако спектры довольно сильно различаются. Плохо регистрируются ПЗК-1 мелкие частицы, и не очень понятно отсутствие на пленке, полученной между 5 и 25 мин, треков частиц радиусом больше 8 мкм. Очевидна слабая информативная способность ПЗК-1. В будущем для исследования полного спектра зарядов капель, вероятно, потребуется создание прибора для измерения зарядов и размеров капель с информативной способностью, подобной способности «Аэлит».

В работе приведены результаты измерений в одной серии опытов. Однако до нее была проведена другая серия опытов, в которых были получены в качественном отношении такие же результаты: одинаковый ход градиента потенциала, малый процент заметно заряженных капель. Но некоторые технические недоработки препятствуют публикации результатов этих опытов.

Таблица 2<sup>.</sup>

	ПЗК-І	"Аэл	ита "	ПЗК-1	"Аэл	ита"
<i>г</i> мкм			$\Delta t$	мин		
	5—25	8—10	18—20	5373	5658	68—70
2,1—3		30	10		17	97
3,1—4			15		∫ <sup>1</sup> ′	
4,1—5	8					
5,1—6	22	37	21	3	27	12
6,1—7	50			4		
7,1—8	20	21	22	6	4	13
8,19		J		20	)	
9,1—10		10	06	35	) 07	04
10,1—11			20	27		24
11,1—12		j -		3		
12,1—13		2	12	2	25	24
Общее количество ка- пель, сосчитанных за $\Delta t$ ( $r>2$ мкм)	213	) 934×180	1443×180	249	)    133×180	138×1 <b>8</b> 0

Распределение капель по размерам (%)

4. Обсуждение результатов. Результаты измерений градиента потенциала V' электрического поля атмосферы и зарядов отдельных частиц в качественном отношении соответствуют гипотезе, согласно которой некоторые капли либо образуются на отрицательно заряженных ядрах, либо заряжаются преимущественно отрицательно в момент их образования, а затем выпадают. При этом в камере остается положительный объемный заряд. Возможно, такой процесс происходит в атмосфере при обводнении ядер и туманообразовании. Он может быть квалифицирован как местный генератор электрического поля атмосферы. Отсутствует достаточное количество данных для подтверждения этой гипотезы в количественном отношении.

Следует отметить, что и другими исследователями было обнаружено преимушественно отрицательное заряжение на ранних стадиях образования тумана (облака) или преимущественно отрицательное заряжение частиц при высоких значениях влажности [7, 8, 9].

Факт получения капельками зарядов в «наследство» от ядер, приобретения зарядов в процессе обводнения контактной электризации [10] и др. можно рассматривать как нарушение нормального процесса зарядки частиц в биполярно ионизо-

ванной атмосфере, определяемого теорией Фукса — Ганна. Естественно, что память частиц о существовании таких «ненормальных» процессов определяется электропроводностью среды, где эти процессы происходят. При больших значениях электропроводности воздуха, какие были в опытах Лисовского и Ганна, проявление каких-либо нарушений нормальной зарядки частиц затруднительно. В большой аэрозольной камере ИЭМ, где электропроводность воздуха при тумане составляет десятую часть электропроводности воздуха у поверхности земли [2] и время релаксации может быть более одного часа, упомянутые выше эффекты должны проявляться более ярко. Нам хотелось бы подчержнуть эту особенность среды большой аэрозольной камеры и обратить внимание на возможность использования этой особенности при постановке опытов по изучению заряжения частиц. Также в связи с приведенными результатами мы хотели бы обратить внимание на необходимость продолжения исследования заряжения естественных туманов с фиксацией фазы развития тумана. Мы воздерживаемся пока от физической интерпретации результатов опытов и полагаем провести подобные работы в будущем.

В заключение мы выражаем благодарность техникам ГГО Г. П. Ваюшиной и Н. П. Лазаревой, оказавшим помощь в подготовке аппаратуры и обработке результатов. Мы выражаем нашу признательность коллективу сотрудников ИЭМ, возглавлявшемуся О. А. Волковицким и В. В. Смирновым, оказавшим решающее содействие в подготовке и проведении настоящих экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боровский Н. В., Волковицкий О. А. Большая аэрозольная ка-

в. Воровский п. В., Волковицкий С. А. Большал аэрозольная на мера. — Труды ИПГ, 1967, вып. 7, с. 5—11.
2. Смирнов В. В. О некоторых электрических характеристиках среды в аэрозольной камере. — Труды ИЭМ, 1971, вып. 20, с. 52—60.
3. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмо-

сферы. М., ГТТИ, 1957.

4. Соловьев В. А. Об одном методе измерений зарядов и размеров капель

туманов. — Труды ГГО, 1956, вып. 58 (120), с. 31—41. 5. Махоткин Л. Г., Соловьев В. А. Электрические заряды капель ту-манов и облаков. — Труды ГГО, 1960, вып. 97, с. 51—62. 6. Моисеенко Ю. И., Щелчков Г. И. Автоматическая многоканальная

система для измерения микрофизических характеристик тумана в экспериментальных установках. Труды ИЭМ, 1969, вып. 1, с. 17-27.

7. Сергиева А. П. Об электрических зарядах облачных капель.--Изв. AH СССР, сер. геофиз., 1959, вып. 7, с. 1018—1025. 8. Takahashi T. Electric charge of small particles. J. Atm. Sci. 1972, v. 29.

N 5, pp. 921-940.

9. Muhleisen R. Elektrische Ladungen auf Kondensationskehren bei der Wasseraufnahme und-abgabe. Naturwissenchaften. 1958, v. 45, pp. 34-35.

10. Имянитов И. М. К вопросу об электризации облачных частиц после разрыва контакта между ними. Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 82-88.

### В. И. ГЕРАСИМЕНКО

# ГОДОВЫЕ ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРЫ И ПЛАНЕТАРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ОСВЕЩЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В 1958 г. автор данной статьи показал, что кривая унитарной вариации напряженности электрического поля атмосферы подобна кривой суточного хода планетарной неоднородности подстилающей поверхности освещенного полушария земли (для периодов равноденствий) [1]. Сходство кривых суточного хода позволяет предположить, что планетарная изменчивость градиента электрического потенциала тесно связана с различием между активизацией процессов над сушей и их активизаций над морем в дневное время.

Т. А. Салувере [2] подтвердил результаты, полученные ранее только для периодов равноденствий, применив несколько измененный метод расчета неоднородности с целью оценки ее суточных вариаций в любое время года и получения данных о годовом изменении этой характеристики.

Найденный им годовой ход неоднородности всей освещенной поверхности земли не согласуется с годовыми колебаниями унитарной вариации. По данным наблюдений, обобщенным Н. А. Парамоновым [3], последние колебания имеют вид простой волны с максимумом зимой и минимумом летом (если обозначить периоды экстремумов по сезонам северного полушария).

По расчетам Т. А. Салувере [2], годовой ход суточных амплитуд всей освещенной поверхности суши имеет два максимума (в марте и сентябре) и два минимума (в июне и декабре), т. е. годовые колебания планетарной неоднородности и градиента электрического потенциала ничего не имеют общего. Представляется маловероятным существование разных физических механизмов, вызывающих суточные и годовые вариации градиента потенциала, поскольку последние складываются из суточных и сезонных изменений.

Продолжая исследование вариаций неоднородности освещенной полусферы земли, Салувере сделал аналогичные расчеты для «активной» поверхности суши с положительными средними месячными

температурами воздуха. На основании результатов проведенных расчетов был выяснен вопрос о согласованности вариаций неоднородности освещенной поверхности земли (подразделяемой в соответствии с границами «активной» части суши) и вариаций градиента потенциала электрического поля (как суточных, так и годовых). Сравниваемые вариации согласуются между собой по форме кривых суточного хода, годовому ходу амплитуд суточных вариаций и, как легко заметить по данным табл. 5, приведенной в указанной статье [2], по годовому изменению средних суточных величин.

Существование синхронности обеих вариаций указывает путь к решению проблемы поддержания собственного заряда Земли.

Проблемы происхождения унитарной вариации и ее годовых колебаний пока еще не имеют однозначного решения. Получившая широкое распространение «грозовая» теория унитарной вариации не в состоянии объяснить ряд опытных данных. В работе И. М. Имянитова и Е. В. Чубариной [4] отмечается, что годовой ход градиента потенциала, объемного заряда и проводимости в свободной атмосфере имеет признаки планетарного процесса. Рассмотрев возможные механизмы генерации зарядов, названные авторы пришли к выводу об отсутствии удовлетворительной теории годовой вариации электрических параметров атмосферы.

По мнению И. М. Имянитова и Е. В. Чубариной [4, 5], основным компонентом годовых колебаний градиента электрического потенциала является изменчивость объемных зарядов свободной атмосферы. Наблюдаемый обмен зарядов представляет лишь один из каналов восстановления баланса электричества между землей и атмосферой. Естественно, что в изменении интенсивности переноса зарядов должны проявляться унитарные колебания, поскольку генерация зарядов в облаках и перенос зарядов к земле в конечном счете зависят от притока солнечной радиации и взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью.

Для получения данных, являющихся, по мнению автора, дополнительной характеристикой годовых колебаний планетарной неоднародности, был использован метод, разработанный при изучении ее суточных вариаций в периоды равноденствий [1, 6]. Этот метод основан на учете симметричности инсоляции выделенного участка земной поверхности и оценке его неоднородности по соотношению площадей, занятых океаном и материком. Площадь изучаемой зоны (S) в заданном интервале широт при кульминации солнца на среднем меридиане определялась по значению часового угла. Затем на выделенной площади находилась часть, занятая океанами (S<sub>0</sub>) и материками (S<sub>M</sub>). Отношение S<sub>0</sub>/S (или соответственно S<sub>M</sub>/S, отнесенное к моменту кульминации солнца, принималось за меру неоднородности выделенного участка.

На первый взгляд кажется неоправданным применение такого метода для изучения годовых колебаний неоднородности, так как в связи с изменениями склонения солнца ( $\delta$ ) нарушается симметрия инсоляции. Возникают также осложнения при расчете вариаций неоднородностей на полярных границах зоны и на линии термина-138 тора освещенной половины Земли или части ее поверхности. Возникшие затруднения можно устранить, если допустить, что неоднородность оценивается по самым общим признакам ( $S_o$  и  $S_M$ ). Вопервых, площади полярных областей за 70-ми параллелями не превышают 6% поверхности Земли и вклад их неоднородности, вероятно, без существенного ущерба можно исключить; во-вторых, широтное изменение суточной инсоляции не скажется на оценке годовой неоднородности, так как в течение суток последовательно экспонируется вся площадь между 70° с. ш. и 70° ю. ш. Все сводится к выбору соответствующего среднего интервала облучения, поскольку годовой ход неоднородности складывается из ее суточных и сезонных вариаций.

Таким образом, облучаемая зона полущария земли после сделанных упрощений представляет собой поверхность, ограниченную 70-ми параллелями и линией терминатора в гринвичский полдень. Суточный ход неоднородности, найденный для такой зоны, относится к периодам равноденствий.

Для определения годовых изменений планетарной неоднородности поверхность Земли в указанных границах была разбита на 14 зон, симметричных относительно экватора, ограниченных параллелями 0—10, 10—20° и т. д. и обозначенных соответственно индексами i=1, 2, 3, .... Затем определялась площадь каждой зоны  $(S_i)$ и часть ее, занятая океаном (Soi). В периоды равноденствий неоднородность освещенной части земли характеризуется отношени- $\sum S_{o1} \sum S_i$  В другое время года в связи с изменением склонеем ния солнца неоднородность относительно потока солнечной радиации будет меняться. На северной и южной границах произойдет смещение  $S_i$ . Например, при положительном  $\delta$  площадь S увеличится на севере за счет арктической области, на юге за границу площади S постепенно выйдут зоны S<sub>7</sub>, S<sub>6</sub>,  $\frac{1}{3}$  S<sub>5</sub>. При отрицательных δ произойдет обратное изменение облучаемой поверхности. Средняя параллель рассматриваемой широтной зоны (совпадающая в периоды равноденствий с экватором) как бы смещается вместе с годовым движением Солнца, причем относительное смещение зон (S<sub>i</sub>) определяется условием  $\phi' = \phi_0 \pm \delta$ , где  $\phi_0$  – начальная широта зоны.

Поверхность S, положение которой относительно потока радиации фиксировано склонением солнца, от месяца к месяцу будет менять неоднородность в меридиональном направлении. Одновременно происходит изменение неоднородости вдоль широтного круга, вызванное годовым движением Земли. Солнце ежедневно смещается с запада на восток приблизительно на 1°. В средний месяц (30,4 суток) оно смещается вдоль экватора на 30°. Задавая значения  $\delta(0, \pm 10, \pm 20, \pm 23,3°)$  и выбрав из астрономического ежегодника (1970 г.) соответствующие даты, находим меридиан кульминаций Солнца.

Таким образом, делается допущение, согласно которому годо-

вой ход неоднородности площади S зависит от склонения Солнца и меридиана его кульминации для требуемого месяца. Далее предполагается, что среднемесячный коэффициент неоднородности можно получить по значению K на данном меридиане в периоды равноденствий, исправленному на изменение  $S_0$  от перемены склонения.

В табл. 1 приводится годовой ход коэффициента неоднородност Земли в целом ( $K_{01}$ ), северного полушария ( $K_{02}$ ) и тропической зоны в пределах  $\pm 30^{\circ}$  широты ( $K_{03}$ ).

Из рис. 1 видно, что годовые колебания планетарной неоднородности имеют вид простой волны. В летнее полугодие материко-

Таблица 1

	UZUBUH NUZ NUS	ффициентов т	теоднородности	
Дата	Склонение солнца, град.	K <sub>01</sub>	K <sub>02</sub>	K <sub>03</sub>
22 III	0	0,652	0,525	0,622
16 IV	10	0,573	0,458	0,534
21 V	20	0,523	0,372	0,561
21 VI	23,4	0,493	0,319	0,487
22 VII	20	0,570	0,408	0,584
27 V I I I	10	0,695	0,551	0,737
23 IX	0	0,793	0,678	0 844
20 X	<u> </u>	0,830	0,724	0,897
27 XI		0,852	0,758	0,867
<b>2</b> 2 XII	-23,4	0,827	0,757	0,826
22 I	20	0,780	0,702	0,835
23 II	10	0,694	0,583	0,720

Годовой ход коэффициентов неоднородности

вая часть облучаемой поверхности планеты составляет 50,7%, в зимнее полугодие она уменьшается до 17,3% и поверхность становится преимущественно океанической. Для северного полушария подобная контрастность проявляется еще значительней.

В многочисленных работах [3, 4, 5, 7, 8] по исследованию суточных и годовых вариаций электрических параметров атмосферы констатируется примечательная особенность этих явлений — их универсальность и, следовательно, связь с глобальными процессами. На рис. 1 представлены суточные и годовые вариации градиента электрического потенциала и коэффициентов неоднородности земной поверхности по данным, приведенным в статьях [3] (кривые 1, 2), [10] (кривые 3, 4) и в табл. 1 (кривая 5).

Обращает на себя внимание то, что суточные и годовые вариации развиваются по мировому времени и выражают действие общего физического процесса. Кривые суточного и годового хода имеют отчетливые максимумы, когда поток солнечной радиации встречает поверхность с преобладанием океанов. При надлежащем выборе способа генерации зарядов на подстилающую поверхность или механизма передачи ее влияния на атмосферу открывается возможность объяснения суточных и годовых вариаций с общей позиции. Очевидно, что конкретные формы подобных процессов охватывают широкий круг явлений. Например, роль этих процессов могут выполнять турбулентный обмен в нижней атмосфере, вертикальное распределение аэрозолей, действие ультрафиолетовой радиации солнца на поверхность океана, распределе-





1 — суточные вариации V', 2 — суточные вариации К для всей Земли, 3 — годовые вариации V' для северного полушария, 4 — годовые вариации V' для всей планеты, 5 — годовые вариации планетарной неоднородности ( $K_{01}$ ).

ние продуктов естественной радиоактивности и изменение проводимости над океанами и континентами, фазовые превращения воды и др. Имеются экспериментальные данные [9], указывающие на возможность такого подхода к решению основной проблемы теории атмосферного электричества.

Отмеченное генетическое единство основных закономерностей изменения электрического поля атмосферы (рис. 1), обусловленное их зависимостью от солнечной радиации и характера подстилающей поверхности, т. е. от тех же факторов, которые в значительной мере определяют формирование метеорологических полей, позволяет наметить следующие связи дальнейших исследований электрических явлений в атмосфере с метеорологическими процессами:

1. Связь электрических характеристик с неоднородностью в планетарном масштабе, значительно расширяющая круг явлений, которые можно привлечь для решения проблемы сохранения заряда Земли. В частности, проблема электричества хорошей погоды [10] на основе полученной зависимости приобретает новое содержание.

2. Связь напряженности поля, проводимости, ионизации и других характеристик с метеорологическими полями в их сезонном многолетнем разрезе [11, 12], которая получает новое физикоreorpaфическое обоснование. Поскольку методы измерения электрического поля достаточно просты, представляется возможным и необходимым более широкое их использование для изучения атмосферных мезо- и макропроцессов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасименко В. И. К вопросу о причине унитарной вариации электрического поля атмосферы. — Ученые Записки Лен. Высш. инж. мор. училища им. адм. Макарова, 1958, вып. 10, с. 111—119. 2. Салувере Т. А. Суточные изменения площади освещенной части суши.

Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 39—47.

3. Парамонов Н. А. О годовом ходе градиента атмосферно-электрического потенциала.— ДАН СССР, 1950, том 70, № 1, с. 37—39.

4. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Годовой ход электрического потенциала атмосферы на высоте 6000 м и заряда столба воздуха в слое 0-6000 м. Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 9-21.

5. И мянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1965. 240 с.

6. Герасименко В. И. Макронеоднородность подстилающей поверхности и ее проявление в атмосфере. Проблемы Арктики и Антарктики, 1967, вып. 26, c. 21-28.

7. Лободин Т. В. Некоторые результаты исследования электричества над океанами. — Труды ГГО, вып. 97, с. 34—38. 8. Парамонов Н. А. Исследование связи унитарного вертикального тока

проводимости с грозовой деятельностью для всей поверхности Земли. Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 31-38.

9. Мюлейзен Р. Об электрической зарядке частиц аэрозолей и дымки.— В кн.: «Атмосферные аэрозоли и радиоактивное заряжение воздуха», Л., Гидрометеоиздат, 1965, с. 35-42.

10. Израель Г. Проблемы электричества хорошей погоды. В кн.: «Проб-

и. Аллик Р. А. О связи электрического состояния атмосферы с некоторыми метеорологическими факторами. Труды ГГО, 1939, вып. 30, с. 17-26. 12. Аллик Р. А., Леушин Н. И. Некоторые выводы из наблюдений над

электрическим состоянием атмосферы в Слуцке (б. Павловске). — Труды ГГО, 1939, вып. 30, с. 1-16.

# СОДЕРЖАНИЕ

И. М. Имянитов, И. И. Камалдина. К вопросу о природе вос-	3
И. М. Имянитов, Е. В. Чубарина. Вертикальное зондирование	
электрического поля в неоднородной атмосфере	11
В. А. Камышанова. Многолетние изменения годовой повторяемости	
гроз в северном полушарии и их связь с колебаниями солнечной актив-	10
ности и эпохами атмосферной циркуляции	19
п. т. маркчев. ток в цепи диода при одновременном воздеиствии на	97
Н Т Маркиев Преобразователи конвективного типа с тверлым ра-	41
Сочим телом (потором)	38
Н. Т. Маркчев. Ток смещения. Емкостные преобразователи (общее	
рассмотрение)	47
В. В. Михайловская. Об ошибке самолетного прибора для изме-	
рения зарядов частиц осадков за счет контакта частиц со стенками за-	-0
Сорного отверстия	28
D. D. МИХАИЛОВСКАЯ, О. М. ПАЗАРЕНКО. Самолетный приоор	63
В. В. Михайловская. Некоторые вопросы, связанные с работой	00
самолетного прибора для измерения зарядов частиц осадков	71
Л. С. Мордовина. Электризация слоисто-дождевых облаков в резуль-	
тате взаимодействия частиц между собой	79
В. А. Никитюк, Г. Ф. Павлюченков, Ю. П. Сумин. К вопросу	
об изменении электрической структуры облака Си сопд. после воздействия	96
Ha Hero pearentrom $PD_2$	00
<b>1. Ф.</b> Павлюченков, Об испытании самолетного приобра для изме-	94
Ю. Ф. Пономарев. Измерения относительной неоднородности кон-	01
центрации облачных частиц	102
К. А. Семенов. Влияние локальных условий на элементы атмосфер-	
ного электричества	109
В. И. Струминский, С. П. Климкович. Радиозонд с автономной	110
телеметриеи для измерения градиента потенциала в своюодной атмосфере .	119
с высотой	123
Я. М. Швари. С. П. Гирс. Т. А. Першина. Измерения напряжен-	140
ности электрического поля и зарядов частиц при образовании адиабати-	
ческих туманов	129
В. И. Герасименко. Годовые вариации электрического поля атмо-	
СФЕРЫ И ПЛАНСТАРНОЙ НЕОЛНОРОЛНОСТИ ОСВЕЩЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ	137

### ТРУДЫ ГГО, вып. 323

#### АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

### Редактор Л. В. Царькова Техн. редактор Л. М. Шашкова Корректор Н. А. Балкина

Сдано в набор 8/I 1974 г. Подписано к печати 6/VIII 1974 г. М 06408. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>0</sub>, бумага тип. № 1. Печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 9,52. Тираж 600 экз. Индекс МЛ-160. Заказ № 113. Цена 67 коп.

Гидрометеоиздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23

Сортавальская книжная типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров КАССР. Сортавала, Карельская, 42