

06  
778

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Ленинградский гидрометеорологический институт

*ТРУДЫ*

*ВЫПУСК 21*

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ  
ПРИМЕСЕЙ В ПРИЗЕМНОМ  
СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

(аппаратура, методика исследований,  
анализ результатов)

ИРС  
21/251

Под редакцией  
проф. д-ра физ.-мат. наук Л. Г. Качурина

**БИБЛИОТЕКА**  
Ленинградского  
Гидрометеорологического  
Института

Ленинград  
1966

УДК 533.15

#### АННОТАЦИЯ

В сборнике представлены итоги работ 1960—1965 гг., касающиеся исследования рассеяния примесей от промышленных источников в приземном слое атмосферы при различных метеорологических условиях.

Приводятся результаты измерений эффективной высоты труб тепловых электростанций и траектории факелов в моделирующих устройствах, материалы измерений концентраций сернистого газа (около 7000 проб) и пыли (около 900 проб), результаты сопоставления этих данных с расчетами, а также результаты анализа данных, полученных другими советскими и зарубежными исследователями.

Одновременно с измерениями концентраций примесей и эффективной высоты проводились необходимые метеорологические наблюдения как с помощью стандартных методов, так и специально разработанной автоматической аппаратурой с приставками для автоматической обработки результатов измерений.

Дано описание применявшихся приборов и методики работы с ними.

Подробно изложена методика полевых опытов по исследованию распространения примесей в атмосфере.

Сборник представляет интерес для работников гидрометеорологических, санитарно-гигиенических, промышленных и проектных организаций, связанных с расчетами распространения примесей в атмосфере.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборнике представлены итоги работ 1960—1965 гг. по одному из научных направлений, которое развивалось в эти годы на кафедре экспериментальной физики атмосферы. Результаты более ранних работ, выполненных в ЛГМИ, опубликованы в Трудах ЛГМИ, вып. 15 и 18, 1963 г. «Вопросы турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы», а также в журнальных статьях, ссылки на которые имеются в данном сборнике.

В первых четырех статьях сборника изложены методика и результаты исследования распространения турбулентных струй в приземном слое атмосферы применительно к задачам, которые возникают при проектировании и эксплуатации крупных промышленных объектов, выбрасывающих в атмосферу большое количество примесей (тепловые электростанции, химические и атомные предприятия и т. п.).

Постановка экспериментальных работ изложена в статье «Методика экспериментального исследования рассеяния примесей в атмосфере». Применявшаяся методика измерения концентраций примесей в атмосферном воздухе излагается в статье «Измерение концентраций сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе в полевых условиях», в которой, между прочим, показано, насколько осторожно следует переходить от одной методики измерений концентраций примесей в атмосферном воздухе к другой.

Развитая на кафедре теория турбулентных струй в сносящем потоке проверялась в широком диапазоне условий на тепловых электростанциях, на мощной моделирующей установке в естественных условиях, в лаборатории — в аэродинамической трубе и в гидрометрическом лотке. Результаты оказались вполне удовлетворительными, они изложены в статье «Исследование траекторий турбулентных струй в сносящем потоке».

В статье «Расчет распространения примесей из непрерывных источников в приземном слое атмосферы по измеренным значениям ветра и сопоставление результатов расчета с опытами» сопоставляются экспериментальные данные о концентрации примесей вокруг тепловых электростанций и других источников, полученные в последние годы в СССР и за рубежом. Основой для сравнения служит классическая теория расширения ионного следа в камере Вильсона. Такое сопоставление позволяет оценить степень надежности экспериментальных данных, указать, каковы основные источники ошибок методик расчета распространения примесей, предложить методику расчета, основанную на упомянутой классической теории.

В ряде статей сборника излагаются результаты разработки и усовершенствования автоматической аппаратуры, предназначенной, в частности, для полевых экспериментальных работ.

В условиях полевых работ, когда времени на отладку установленной аппаратуры обычно недостаточно, разработанные ранее на кафедре градиентографы менее удобны, чем «кочующий» термоградиентограф (см. статью «Полупроводниковый термоградиентограф»). Он практически не требует отладки в поле и может быть включен в работу сразу после установки. Правда, он не дает точно синхронных значений для различных высот, однако это искупается большей инструментальной точностью измерений.

Аналогичен по своей идее автоматический зондировщик (статья «Радиозонд с автоматической регистрацией для градиентных измерений температуры»). Аппаратура дает возможность автоматически регистрировать профиль температуры в слое атмосферы высотой до нескольких сот метров при небольших скоростях ветра. Действующий макет прибора не был доведен до необходимой степени совершенства, однако сам принцип построения автомата себя оправдал.

В статье «Автоматическое измерение пульсаций с использованием фиксированного и непрерывного интегрирования» описан новый вариант структурного измерителя ветровых характеристик, отличающийся от ранее разработанного на кафедре методикой интегрирования пульсаций. Интегральные пульсационметры в последние годы получают все большее и большее распространение при исследованиях нижнего слоя атмосферы применительно к практическим задачам.

Электронные потенциометры и мосты в настоящее время широко используются в качестве регистрирующих приборов при измерении различного рода неэлектрических величин. В статье «Электронная приставка к прибору ЭПП-09» описана приставка к таким приборам, позволяющая автоматизировать процесс определения интегральных характеристик величин, регистрируемых электронными потенциометрами и мостами.

Усовершенствованию анемоградиентографа ЛГМИ посвящены статьи «Фотоэлектронный анемограф с полупроводниковой счетной схемой», «Феррит-транзисторное счетное устройство».

Результаты аэродинамического исследования термоградиентографа ЛГМИ опубликованы в работе «Исследование аэродинамики датчиков термоградиентографа». Отыскивалась наиболее выгодная конструкция, обеспечивающая наименьшие радиационные погрешности.

В статье «Высокочастотный искровой анемометр» дано описание малоинерционного датчика ветра. Высокочастотный искровой анемометр представляется весьма перспективным как для полевых работ, так и для лабораторных аэродинамических исследований. Прибор значительно более устойчив в работе и более гибкий в смысле возможностей использования, чем предлагавшиеся ранее искровые анемометры.

В двух работах — «Результаты исследования некоторых структурных характеристик поля ветра в нижнем 100-метровом слое» и «Некоторые результаты исследований пульсационных характеристик» — обобщаются результаты измерения пульсаций воздушных потоков в нижнем стометровом слое. Полученные в этих работах корреляционные зависимости могут быть использованы в качестве первого приближения как при постановке последующих исследований ветровых полей, так и при расчете рассеяния примесей.

В статье «О возможности использования некоторых гипотез теории турбулентного потока при расчете атмосферной диффузии» предпринята попытка использовать сведения о ветровых пульсациях для расчета характеристик рассеяния примесей. Такое направление весьма перспективно, так как позволяет использовать при расчете рассеяния наблюдения за метеоэлементами в одной точке.

В статьях «Фазовое состояние конденсата при различных термодинамических условиях» и «Изменение и расчет характеристик гололеда на мачте» представлены результаты теоретического и экспериментального исследования фазовых переходов воды, в частности применительно к обледенению высотных конструкций, приборов, линий электропередач и связи, летательных аппаратов и т. п.

В статье «Об оценке эффективности борьбы с загрязнением в карьерах с помощью свободных турбулентных струй» рассматриваются возможности использования развитой на кафедре теории струй к расчету скорости очистки воздушного бассейна от примесей. Показано, что при выполнении подобных расчетов должны достаточно полно учитываться метеоусловия.

Попытка обобщения существующих теорий свободных турбулентных струй в сносящем потоке предпринята в работе «О движении в атмосфере нагретой струи газа от точечного источника». Критический анализ опубликованных работ позволил наметить возможности совершенствования теорий.

В заключение необходимо заметить, что экспериментальные работы, отчету о которых в основном посвящен сборник, выполнялись на всех стадиях коллективами сотрудников. В качестве авторов статей указаны, как правило, имевшие наибольшее отношение к соответствующим разделам работ и анализировавшие окончательные результаты.

Экспериментальные работы в поле, а также анализ результатов выполнялись с участием студентов ЛГМИ. На отдельных стадиях в работах участвовали сотрудники ряда ленинградских и московских учреждений.

---

---

*Л. Г. Качурин, П. М. Мушенко*

### **МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ В АТМОСФЕРЕ**

Излагается методика полевых экспериментальных исследований рассеяния примесей в атмосфере, проведенных ЛГМИ в 1959—1964 гг.

Концентрация вредных примесей в приземном слое атмосферы зависит не только от мощности источника, состава выбросов, эффективности системы очистки и т. п., но в значительной мере определяется метеорологическими условиями. При неблагоприятных метеорологических условиях концентрация вредных примесей в атмосфере может значительно превышать допустимые значения.

Экспериментальное и теоретическое исследования атмосферной диффузии примесей получили наибольшее развитие в последние годы. Эти исследования показали, что строгое решение задачи о рассеянии примесей в атмосфере связано с большими трудностями как из-за сложности этого явления, так и из-за недостатка экспериментальных данных.

В 1959 г. Ленинградским гидрометеорологическим институтом совместно с рядом других организаций были проведены опыты по моделированию в атмосфере непрерывных и мгновенных источников примесей, располагающихся на различных высотах.

Непрерывно действующими источниками служили дымовые шашки с общим расходом хлористого аммония от 70 до 500 г/сек. Источники располагались на различных высотах в слое до 100 м. Для подъема использовались подъемные вышки (рис. 1) и вертолет (рис. 2).

Всего было проведено 60 опытов с непрерывным источником. Измерение концентраций примесей проводилось одновременно в 25 точках, расположенных по нескольким линиям, перпендикулярным к оси факела (дистанциям), на расстояниях от сотен метров до 10 км от источника. В каждой точке устанавливалось по одному комплекту приборов для отбора проб воздуха.

Непосредственно в пунктах отбора проб на нескольких дистанциях были установлены полевые термо- и анемометрические графы с расположением датчиков на уровнях 0,5; 1,0; 2,0 м над поверхностью земли. Выше

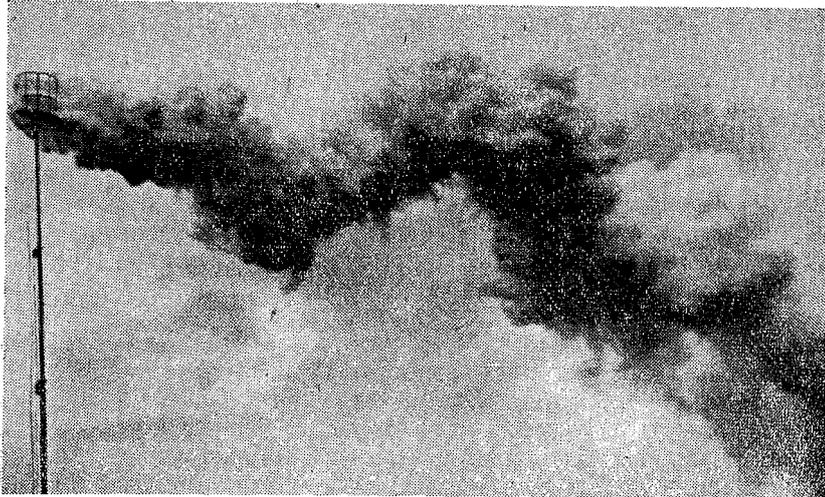


Рис. 1. Факел от дымовых шашек, расположенных на телескопической вышке.

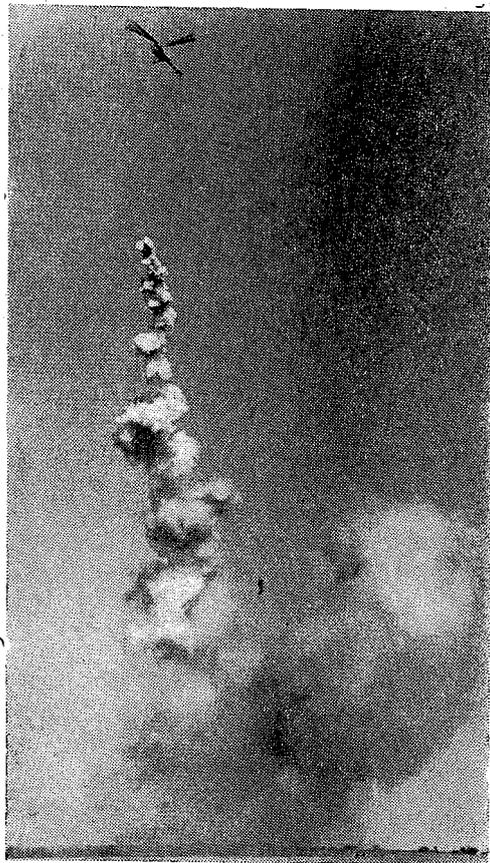


Рис. 2. Факел от дымовых шашек, поднятых с помощью вертолета.

этого слоя распределение температуры воздуха и ветра определялось с помощью стационарных термо- и анемодифференциалов с высотами расположения датчиков 10, 20, 30, 60 и 100 м. Датчики были установлены на 100-метровой ажурной мачте.

Наряду с этим проводились стандартные метеорологические и аэрологические наблюдения.

Перед началом серии опытов по отбору проб воздуха производился пробный дымопуск с целью установления преобладающего направления движения примесей, рационального выбора дистанций и количества точек забора проб на каждой из них. Затем следовал основной дымопуск. Для большей оперативности транспортировка коллекторов-отборщиков проб производилась с помощью автомашин, их расстановка на дистанциях корректировалась с вертолета по радио, для опытов была выбрана равнинная свободно проходимая местность с густой сетью дорог.

Примененная методика полевых опытов в принципе предусматривала возможность получения кривых распределения концентраций примесей как вдоль оси дымового факела, так и в поперечных его сечениях, и последующее определение максимальной концентрации примесей, а также установление местоположения этого максимума концентраций на местности при различных метеорологических условиях.

Однако анализ полученных материалов измерений показал, что пространственная и временная изменчивость концентраций примесей в атмосферном воздухе; как правило, настолько велика, что число пунктов одновременного отбора проб, равное 25, и принятые меры обеспечения оперативности в работе оказались явно недостаточными для корректного решения задачи.

При переходе от моделированных источников к промышленным исследование диффузии примесей в воздухе усложняется необходимостью строгого учета начальных скоростей движения примеси и ее перегрева по отношению к окружающей среде, которые приводят к дополнительному подъему струи на некоторую эффективную высоту.

Методика экспериментального определения эффективной высоты разрабатывалась в 1960—1961 гг. совместно с сотрудниками МНИИГ им. Ф. Ф. Эрисмана, ГГО им. А. И. Воейкова, ВТИ им. Ф. Э. Дзержинского и организации ЮЖОРГЭС. В качестве промышленного источника примесей служила Щекинская ГРЭС (Тульская обл.). Одновременно продолжалось совершенствование методики экспериментального и теоретического исследования поля концентраций примесей в атмосфере при различных метеорологических условиях. Большое место в работе на Щекинской ГРЭС было отведено испытанию метеорологической аппаратуры.

Основные экспериментальные работы по изучению рассеяния примесей в атмосфере из промышленных источников проведены в районе Прибалтийской ГРЭС в 1962—1964 гг. Общий вид Прибалтийской ГРЭС изображен на рис. 3.

Работы проводились в несколько этапов и охватывали летний, осенний и частично зимний периоды года. Одновременно выполнялся следующий комплекс работ:

1. Определение сернистого газа в атмосферном воздухе.
2. Определение пыли в атмосферном воздухе.
3. Метеорологические и аэрологические наблюдения.
4. Определение траектории факела.
5. Определение параметров выброса.

1. Отбор проб воздуха на содержание сернистого газа осуществлялся с помощью водяных аспираторов. Поглотители («гуськи») с пористой пластинкой № 1 устанавливались на специальном штативе на

уровне 1,5 м над поверхностью земли. Зимой поглотители помещались в термостаты.

Одновременно пробы отбирались в 13—15 точках. В каждой из них устанавливалось по два комплекта измерителей  $\text{SO}_2$ , а в некоторых случаях, специально предусмотренных программой, и более. Общее число точек в таких случаях соответственно уменьшалось.

Несколько серий наблюдений проведено при установке в каждой точке одного комплекта. В этих случаях приборы устанавливались на линии, перпендикулярной оси факела, и на незначительном расстоянии

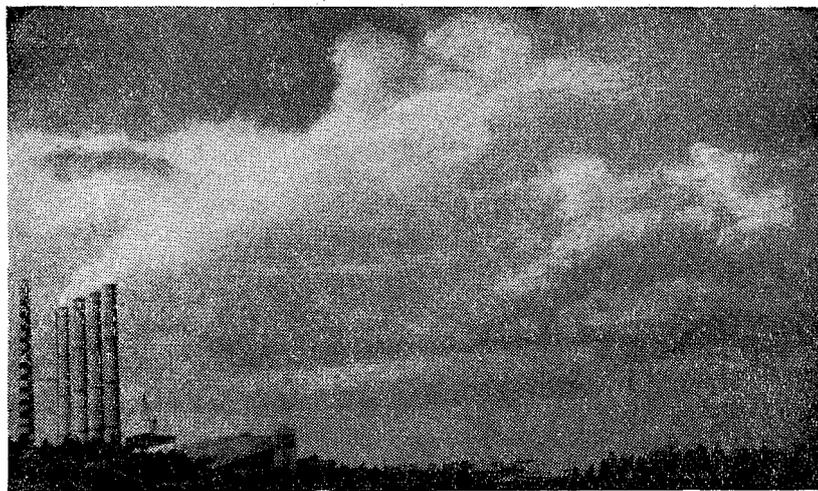


Рис. 3. Общий вид Прибалтийской ГРЭС.

друг от друга с таким расчетом, чтобы о степени надежности результатов измерений можно было судить по ходу изменения концентрации от точки к точке.

Перед началом каждой серии опытов тщательно регулировалась скорость аспирации так, чтобы она была одинаковой для всех комплектов.

Точки отбора размещались по нескольким линиям (дистанциям), ориентированным перпендикулярно к оси факела.

Расстояние от источника, количество дистанций и число точек отбора на каждой из них устанавливались в зависимости от метеорологических условий и предполагаемого положения максимума концентраций примеси на местности. Если положение дымового факела на местности было неопределенным и сильно менялось во времени, то точки отбора выбирались на одной линии («забором») от одного края факела до другого. При этом крайние точки располагались по возможности вне дымового факела.

Во всех случаях измерялась фоновая концентрация примесей в точке, расположенной на значительном удалении от дымового факела в направлении перпендикулярно к оси факела. Кроме того контроль за концентрациями осуществлялся непосредственно на территории ГРЭС.

Особое внимание обращалось на определение координат точек забора проб. С этой целью на каждой дистанции в пределах видимости труб ГРЭС выбиралась реперная точка, координаты которой устанавливались с помощью теодолита и ориентиров на местности. Координаты других точек определялись путем привязки к реперной точке, и тщательно измерялось расстояние между ними.

Удаление точек забора проб от источника примесей изменялось в зависимости от направления ветра, особенностей рельефа местности и стратификации атмосферы.

При наличии инверсий в утренние и вечерние часы приборы устанавливались на расстоянии до 20—30 км от источника. По мере разрушения инверсии и приближения в связи с этим максимума концентрации к источнику расстояние уменьшалось.

При резком изменении направления факела оперативно производилась перестановка точек забора под факел.

Как правило, отбор проб осуществлялся на трех-четырёх дистанциях и измерениями охватывалось предполагаемое местоположение максимума концентраций. Большая часть проб воздуха взята на расстояниях от 1 до 8 км от источника.

Измерения проводились в светлое время суток сериями продолжительностью по 2—3 час. Проведено также несколько непрерывных серий наблюдений с целью получить суточный ход концентраций примесей.

Отбор проб воздуха и их анализ осуществлялся в строгом соответствии с принятой в санитарно-гигиенических органах методикой [1]. Наряду с этим проведено несколько серий опытов с различной продолжительностью забора проб от 20 до 60 мин при различных метеорологических условиях. Результаты этих измерений позволили вывести экспериментальные поправки на время забора проб при обычных средних метеорологических условиях.

Лабораторное определение сернистого газа осуществлялось нефелометрическим [1] и фотоколориметрическим [4] методами.

Нефелометрический метод основан на окислении сернистого газа хлоратом калия, в результате чего в пробе образуется сернистая кислота. При действии хлорида бария сернистая кислота образует муть сульфата бария. По степени помутнения судят о содержании сернистого газа в пробе, сравнивая визуально пробу со стандартной шкалой.

При фотоколориметрическом методе сернистый газ взаимодействует с фуксиноформальдегидным реактивом. По интенсивности окрашивания с помощью фотоколориметра определяют оптическую плотность раствора и далее — содержание сернистого газа в пробе.

Всего в районе Прибалтийской ГРЭС отобрано около 7000 проб воздуха на содержание сернистого газа. Из них 5500 проб исследовано фотоколориметрическим и 1500 — нефелометрическим методом. Общий объем измерений концентраций сернистого газа в атмосферном воздухе составляет для района Прибалтийской ГРЭС около  $10^4$  приборо-часов.

Подробнее об измерении концентраций сернистого газа в атмосферном воздухе см. статью П. М. Мушенко, Л. И. Гашина «Измерение концентраций сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе в полевых условиях» в настоящем сборнике.

2. Отбор проб воздуха на содержание пыли производился аспирационным способом с применением фильтров АФА-18В [1, 2]. Патроны с фильтрами устанавливались на специальном штативе на уровне 1,5 м над поверхностью земли. Аспирация осуществлялась с помощью пылесоса «Чайка» мощностью 370 вт, питающегося от сети переменного тока напряжением 220 в через автотрансформатор, позволяющий регулировать скорость аспирации в довольно широком диапазоне скоростей.

Для уменьшения аэродинамического сопротивления и сведения к минимуму «проскока» пыли через фильтр была увеличена площадь приемной части фильтра. Это достигалось применением трубчатого тройника, на концах которого были установлены патроны с фильтрами. Объем про-

сасываемого воздуха измерялся с помощью газового счетчика. Концентрация пыли определялась по привесу всех трех фильтров.

В каждой точке отбора проб для увеличения надежности измерений устанавливалось по два-три комплекта. Всего в работе использовалось, кроме резервного, девять комплектов.

Для их подключения к сети переменного тока в радиусе 20 км вокруг ГРЭС было установлено 120 электророзеток. Отбор проб на пыль и сернистый газ осуществлялся синхронно. Фоновая концентрация пыли определялась резервным комплектом.

Для лабораторного определения привеса фильтров применялись аналитические весы АДВ-200. Всего в районе Прибалтийской ГРЭС таким способом взято и проанализировано около 900 проб воздуха на содержание пыли. В зимний период проведено измерение концентрации пыли в снежном покрове, которая в определенной мере характеризует интегральное содержание оседающей пыли в атмосферном воздухе за период с момента образования снежного покрова до взятия пробы. Отбор проб снега осуществлялся с помощью стандартного плотномера.

Для обеспечения репрезентативности результатов измерений мест залегания снега по возможности выбирались на льду и вдалеке от посторонних источников пыли. Кроме того, пробы отбирались в восьми точках, отстоящих друг от друга на расстоянии около 5—10 м. Измерениями охвачен район радиусом около 15 км, включая Нарвское водохранилище.

В лабораторных условиях снег растапливался, и полученный состав фильтровался через бумажные фильтры. По привесу фильтров судили о количестве нерастворимой фракции.

3. Параллельно с отбором проб пыли и сернистого газа производились метеорологические и аэрологические измерения.

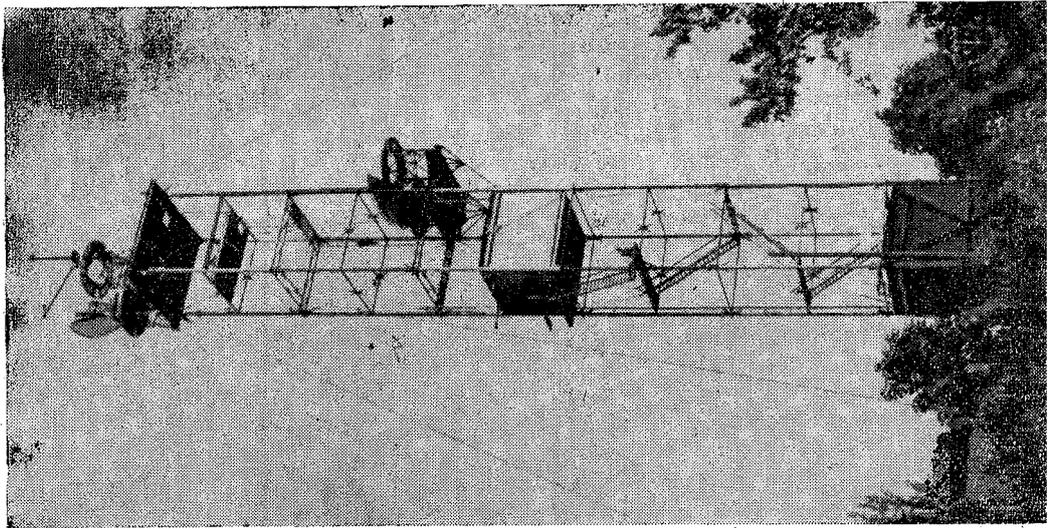
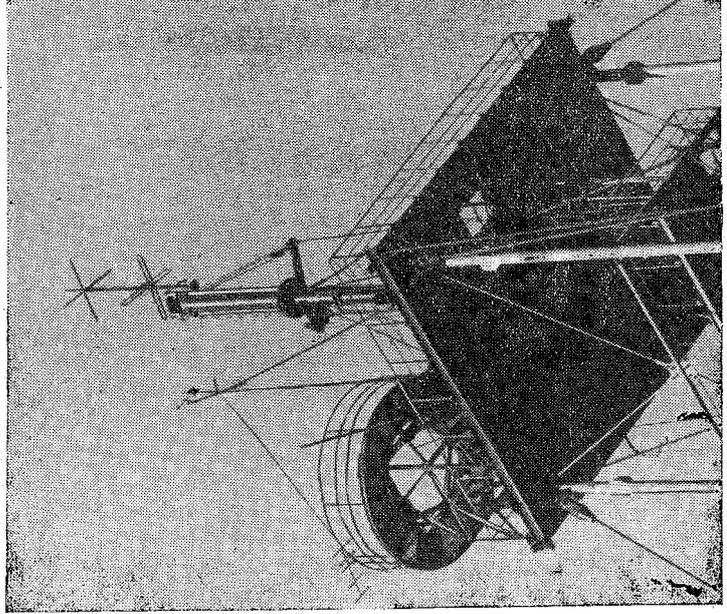
Оценка метеорологических условий сводилась к определению температурного и ветрового режимов в слое 0—70 м. Для этой цели использовалась специальная метеорологическая аппаратура, датчики которой устанавливались на телевизионной мачте.

Высотная ретрансляционная мачта представляет собой свободно несущую металлическую конструкцию, укрепленную стальными растягивающимися канатами — вантами (рис. 4 а и б). Мачта ажурная и в поперечном сечении представляет собой правильный четырехугольник. Датчики приборов устанавливались на выносных кронштейнах телемачты на отметках 15, 25 и 70 м. Датчики между собой и с регистратором соединялись с помощью кабеля. Регистраторы располагались в аппаратной, отстоящей от мачты на расстоянии 25 м.

Мачта расположена в центре города. Вблизи мачты возвышаются строения типа двух- трехэтажных жилых домов. Местность вблизи города и в районе Прибалтийской ГРЭС слегка пересеченная, в большинстве своем покрытая хвойными лесами с довольно большим числом болот. В южном направлении от метеомачты на расстоянии 1,5—2,0 км располагается Нарвское водохранилище.

Для определения вертикального профиля температуры воздуха в слое 0—70 м использовался полупроводниковый термоградиентограф («кочующий термометр») [5]. Один из датчиков термоградиентографа закреплялся неподвижно на уровне 70 м, второй («кочующий»), перемещаясь по тросу вдоль мачты, фиксировал значения температур на уровнях 15, 25 и 70 м.

Вертикальный профиль скорости ветра определялся с помощью контактного анемоградиентографа, датчики которого были установлены с двух сторон мачты на отметках 12, 25, и 70 м.



Как термо-, так и анемоградиентограф позволяли получать непрерывную запись результатов измерений.

На уровне 70 м были установлены датчики пульсациометра и дистанционной метеорологической станции ДМС-Н-53.

Помимо высотных стационарных метеорологических измерений, в районе метеостанции «Нарва» во время опытов производились учащенные стандартные метеорологические наблюдения (через каждые 30 мин).

Дополнительно на метеостанции «Нарва» была установлена 12-метровая мачта, на которой были размещены датчики полевого варианта контактного анемоградиентографа и дистанционной метеостанции (рис. 5). Регистраторы указанных приборов располагались в аппаратной, отстоящей от мачты на расстоянии около 80 м.

Для оценки метеорологических условий на уровне расположения устья труб ГРЭС и выше были организованы специальные шаропилотные наблюдения и радиозондирование.

Выпуск шаров-пилотов производился через каждые 30 мин, радиозондов — два раза. Первый радиозонд выпускался через 30 мин после начала опытов, второй — за 30 мин до момента их окончания. При анализе использованы также данные сетевого радиозондирования в пунктах Ленинград и Таллин.

Весь комплекс метеорологических приборов включался в работу за 30—60 мин до начала производства отбора проб воздуха на содержание сернистого газа и пыли и выключался соответственно через 30—60 мин после их окончания.

Метеорологическая аппаратура работала и в те часы, когда велись наблюдения лишь за эффективной высотой труб ГРЭС.

Обработка результатов метеорологических измерений в основном осуществлялась непосредственно во время опытов.

Профили температуры воздуха и скорости ветра строились одновременно для 10-минутного и 30-минутного интервалов осреднения. Структурные характеристики ветра относились к двухминутному периоду осреднения.

4. Эффективная высота труб определялась путем фотограмметрирования снимков дымовых факелов, полученных при фотографировании их сбоку, с расстояния в несколько километров по перпендикуляру к оси факела.

Как правило, съемка производилась одновременно с отбором проб воздуха на содержание сернистого газа и пыли, метеорологическими измерениями и измерениями параметров выброса.

Помимо этого проведен ряд самостоятельных измерений эффективной высоты труб при необходимом минимуме метеорологических измерений.

Частота съемок изменялась от 1 до 5 кадров за 10 мин в зависимости от метеорологической ситуации и изменчивости видимых геометрических параметров дымового факела. Всего было получено и обработано около 500 фотографий дымовых факелов из труб Прибалтийской ГРЭС.

Программа работ по наблюдению за местоположением дымового факела во время производства опытов включала непрерывную регистра-

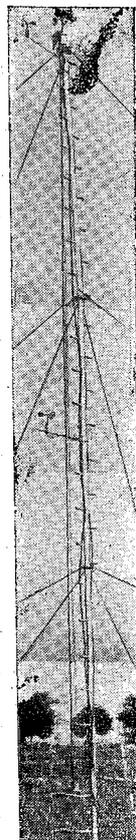


Рис. 5. Метеомачта.

цию его направления, определение расстояния между источником примесей и точкой, где факел «садится на землю», и измерение его ширины на различных расстояниях вдоль его оси.

Для определения направления факела на вышке высотой около 60 м, расположенной непосредственно у труб ГРЭС (на расстоянии 150 м), был установлен теодолит, с помощью которого через каждые 2 мин измерялся азимут оси факела и его краев. Поскольку место установки теодолита и расположение источника примесей не совпадало, то в результаты измерений вводились соответствующие поправки.

Многочисленные наблюдения показали, что при наличии достаточной видимости практически в любой момент времени можно выделить на местности точку, где плотность дыма наибольшая (факел «садится на землю»). Расстояние от источника дыма до этой точки с достаточной точностью может быть приравнено к координате точки максимальной наземной концентрации примесей.

Для определения местоположения максимума наземной концентрации использовалась триангуляционная вышка и система ориентиров на местности. Измерения расстояний до максимума концентраций производились по методу засечек с помощью теодолитов.

Измерение ширины дымового факела на различных расстояниях вдоль его оси осуществлялось эпизодически. Для этой цели также были применены теодолиты.

5. Параметры выброса: количество сернистого газа и пыли, выбрасываемых из труб ГРЭС в единицу времени, скорость истечения дымовых газов и их температура определялись экспериментально-расчетным путем [3].

Температура истекающих газов измерялась с помощью уравновешенного термометра сопротивления.

Скорость истечения контролировалась путем визуализации выбрасываемых в атмосферу продуктов сгорания топлива.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеева М. В. Определение атмосферных загрязнений. Медгиз, М., 1959.
2. Гильденскиольд Р. С., Минаев А. А., Этинг С. В. Методика отбора пылевых проб атмосферного воздуха на тканевые фильтры. Медгиз, М., 1961.
3. Нормы теплового расчета котельного агрегата. Госэнергоиздат, М.-Л., 1952.
4. Фотоэлектрический колориметр-нефелометр (модель ФЭКН-57) Госэнергоиздат, М., 1957.
5. Ялыничев Н. С. Полупроводниковый термоградиентограф («кочующий термометр»). См. настоящий сборник.

---

---

*Л. Г. Качурин, В. И. Бекряев, Г. П. Дыдина*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ В СНОСЯЩЕМ ПОТОКЕ**

Рассматривается решение для оси турбулентной неизотермической струи в сносящем потоке в общем виде и для некоторых частных случаев. Показано, что теория удовлетворительно согласуется с экспериментом в широком диапазоне исходных параметров струи и сносящего потока.

Расчет траекторий газовых струй в сносящем потоке выполняется при решении большого числа прикладных — геофизических и технических — задач (от струйной автоматики до рассеяния в атмосфере вредных примесей, выбрасываемых из труб промышленных предприятий, от газотурбинных двигателей до искусственного облакообразования и т. д.). Однако до последнего времени при расчетах обычно используются эмпирические или полуэмпирические формулы, соответствующие эксперименту лишь в условиях, незначительно отличающихся от тех, для которых они получены [1, 4, 7, 10]. Применение этих формул в других условиях может привести зачастую к принципиально неправильным результатам (см. § 4). Известные теоретические решения [1, 13] также соответствуют частным случаям и не могут быть использованы при значительном изменении параметров струй.

В связи с этим было найдено более общее решение [6]. Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию теории [6] и экспериментальной ее проверке в широком диапазоне условий.

### **§ 1. Теоретическая схема активного участка струи без учета конденсации**

Активным называют участок струи, на котором вертикальная скорость движения струи значительно больше скорости сносящего потока (ветра), в отличие от пассивного, на котором вертикальная скорость движения струи ничтожна по сравнению со скоростью сносящего потока. Между ними лежит переходный участок. Как будет показано ниже, решение для активного участка с достаточной степенью точности может быть применено и для переходного участка.

Введем следующие обозначения (рис. 1).

Ось  $Z$  направим вертикально вверх, ось  $X$  — горизонтально, в направлении сносящего потока, остальные обозначения таковы:

- $v$  — вертикальная составляющая скорости потока в струе;
- $V, \omega$  — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости сносящего потока (ветра);
- $u$  — скорость потока по оси струи;
- $R$  — радиус струи;
- $\alpha$  — угол раствора струи;
- $l$  — расстояние по оси струи;
- $S$  и  $S'$  — площади сечений струи — перпендикулярного оси струи и горизонтального;
- $\beta$  — угол наклона оси струи к горизонту;
- $T$  и  $T'$  — температура окружающей среды и струи соответственно;
- $f$  и  $f', e$  и  $e', E$  и  $E'$  — относительная влажность, упругость водяного пара и упругость насыщения в окружающем воздухе и струе;
- $q, q'$  и  $Q'$  — удельная влажность в среде и в струе и удельная влажность насыщения в струе;
- $\rho$  — плотность воздуха в струе;
- $c_p'$  — удельная теплоемкость воздуха в струе;
- $L$  — теплота парообразования;
- $\mu$  и  $M$  — молекулярные веса водяного пара и воздуха;
- $N$  — число Авогадро;
- $k$  — постоянная Больцмана;
- $P$  — давление воздуха;
- $g$  — ускорение силы тяжести;
- $t$  — время.

На струю, вышедшую из сопла и движущуюся далее по инерции, действуют два ускорения: ускорение Архимеда, направленное в нагретой струе вверх, и ускорение перемешивания, направленное вниз и обусловленное своим происхождением потерей скорости струи за счет перемешивания с окружающим воздухом, т. е. за счет увеличения массы струи. Будем полагать, несколько упрощая задачу, что струя, выходя из сопла, сразу же приобретает горизонтальную скорость, равную  $V$ . Поскольку расширение струи и изменение в результате этого ее массы является основным механизмом взаимодействия струи и окружающей среды, то это позволяет при написании уравнения движения струи воспользоваться уравнением Мещерского [8] для тел переменной массы в дифференциальной форме.

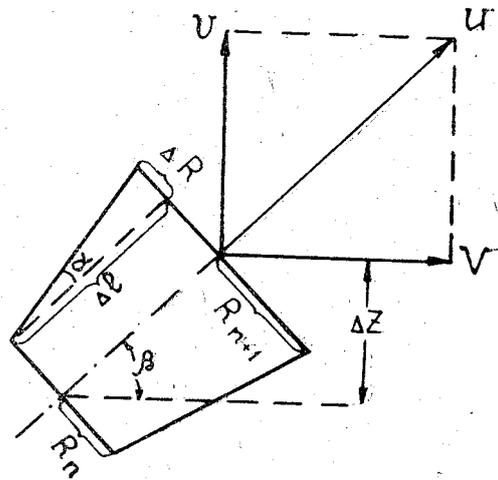


Рис. 1. Элемент струи (вид сбоку)

$$m \frac{dv}{dt} = F + \frac{dm}{dt} (\omega - v), \quad (1)$$

где  $m = \rho' S' v$  — секундная масса в струе;  $dm$  — масса воздуха, присоединяемая к струе за время  $dt$ ;  $F = mg \frac{T' - T}{T}$  — сила Архимеда.

Для того, чтобы довести выкладки до численных результатов и выяснить роль отдельных факторов, управляющих движением нагретых струй в атмосфере, откажемся от рассмотрения горизонтальных распределений  $T'$  и  $v$  в струе. Будем считать их однозначными функциями высоты  $z$ . Тогда, после подстановки в (1) вместо  $m$  и  $F$  их значений, получим

$$\frac{dv}{dt} = g \frac{T' - T}{T} + (\omega - v) \frac{d}{dt} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v} \quad (2)$$

или

$$\frac{dv}{dz} = \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T} + (\omega - v) \frac{d}{dz} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v}, \quad (3)$$

или

$$\frac{dv}{dz} = \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T} + (\omega - v) \left( \frac{1}{\rho'} \frac{d\rho'}{dz} + \frac{1}{S'} \frac{dS'}{dz} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dz} \right). \quad (4)$$

Положив в (3)  $T' = T$  и  $\omega = 0$ , получим, как частный случай, закон сохранения количества движения секундной массы в обычном виде [1]:

$$\frac{d}{dz} (\rho' S' v^2) = 0. \quad (5)$$

Из рис. 1 можно найти

$$\frac{dR}{dz} = \frac{dR}{dl} \cdot \frac{dl}{dz} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sin \beta} = \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2}. \quad (6)$$

Предположим, что в первом приближении сечение, перпендикулярное оси,  $S$ , можно считать кругом, тогда горизонтальное сечение для неслишком малых углов  $\beta$  может быть найдено из соотношения

$$\frac{S}{S'} = \sin \beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2}}. \quad (7)$$

Из (7)

$$\begin{aligned} \frac{1}{S'} \frac{dS'}{dz} &= \frac{1}{S} \frac{dS}{dz} - \frac{1}{\sin \beta} \frac{d \sin \beta}{dz} = \\ &= \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2} + \frac{V}{v} \frac{v \frac{dV}{dz} - V \frac{dv}{dz}}{V^2 + v^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставив в (4) плотность воздуха из уравнения состояния

$$\rho' = \frac{PM}{kNT'}, \quad (9)$$

давление воздуха (для неслишком больших скоростей струи) из уравнения статики атмосферы

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dz} = - \frac{Mg}{kNT'}, \quad (10)$$

а изменение площади горизонтального сечения струи из (8), получим после несложных преобразований расчетное уравнение для изменения скорости газа в струе с высотой

$$-\frac{dv}{dz} = \frac{(v-w) \left[ \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2} - \frac{1}{T'} \frac{dT'}{dz} - \frac{Mg}{kNT} + \frac{V}{v^2 + V^2} \frac{dV}{dz} \right] - \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T}}{2v^2 + V^2 - vw} \quad (11)$$

Из слагаемых в квадратной скобке в числителе наибольшее значение имеют обычно первые два, третье учитывает изменение плотности воздуха, обязанное изменению давления с высотой. Оно становится соизмеримым с первыми двумя обычно для струй высотой около 1 км и более. Четвертое слагаемое, как правило, мало в связи с незначительной величиной  $\frac{dV}{dz}$ . Так как в большинстве случаев можно пренебречь также  $w$  по сравнению с  $v$ , то для практических расчетов выражение (11) можно переписать в виде

$$-\frac{dv}{dz} = \left( \frac{v^2 + V^2}{2v^2 + V^2} \right) \left[ \frac{2v}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2} - \frac{v}{T'} \frac{dT'}{dz} - \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T} \right] \quad (12)$$

Изменение теплосодержания в струе определяется изменением температуры среды, внешней по отношению к струе, и адиабатическим понижением температуры в струе в результате падения давления с высотой. Таким образом, закон изменения теплосодержания с высотой можно записать аналогично (3) в виде

$$-\frac{dT'}{dz} = (T' - T) \frac{d}{dz} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v} + \frac{g}{c_p'} \frac{T'}{T} \quad (13)$$

Естественно, что если считать температуру внешней среды постоянной и, кроме того, пренебречь вторым слагаемым в правой части — адиабатическим понижением температуры с высотой, — то оставшаяся часть уравнения (13) приводится к обычному виду закона сохранения теплосодержания секундной массы в струе [1]

$$\frac{d}{dz} [\rho' S' v (T' - T)] = 0 \quad (14)$$

Подставив в (13)  $\rho'$  из уравнения состояния (9), выполнив дифференцирование и используя (8), после некоторых преобразований получим уравнение изменения с высотой температуры газа в струе

$$-\frac{dT'}{dz} = \frac{T'}{T} (T' - T) \left[ \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2} + \frac{v}{v^2 + V^2} \frac{dv}{dz} - \frac{Mg}{kNT} + \frac{V}{v^2 + V^2} \frac{dV}{dz} \right] + \frac{g}{c_p'} \left( \frac{T'}{T} \right)^2 \quad (15)$$

В правой части наибольшую роль для нагретых струй обычно играют: на малых высотах первое слагаемое в квадратной скобке, а по мере убывания с высотой разности температур  $(T' - T)$  — последнее слагаемое. На больших высотах  $(T' - T)$  меняет знак, начиная с этой высоты градиент скорости  $\frac{dv}{dz}$  возрастает, скорость быстро уменьшается и становится равной нулю на конечной высоте (если градиент температуры

в атмосфере меньше адиабатического). По отношению к первому слагаемому в квадратной скобке третье и четвертое слагаемые находятся в таком же положении, как и соответствующие слагаемые в уравнении (11).

Таким образом, уравнение (15) для практических расчетов можно использовать в виде

$$-\frac{dT'}{dz} = \frac{T'}{T} (T' - T) \left[ \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{V}{v}\right)^2} + \frac{v}{v^2 + V^2} \frac{dv}{dz} \right] + \frac{g}{c_p'} \left(\frac{T'}{T}\right)^2. \quad (16)$$

Уравнения (6), (11), (16) составляют систему, решение которой совместно с уравнением

$$\frac{dz}{dx} = \frac{v}{V} \quad (17)$$

позволяет найти траекторию струи.

## § 2. Теоретическая схема активного участка струи с учетом конденсации

Обычно газовая струя, выходящая из труб промышленных предприятий, содержит определенное количество водяного пара. Перемешиваясь с окружающим воздухом, также содержащим водяной пар, струя увлекает его за собой в слои воздуха, как правило, с более низкой температурой. В результате этого при определенных условиях в струе может иметь место конденсация водяного пара.

До тех пор пока относительная влажность в струе  $f' < 1$ , полученные в § 1 уравнения практически пригодны и для струи влажного воздуха. Однако выше уровня конденсации, который в условиях данной задачи можно считать совпадающим с уровнем  $f' = 1$ , в правую часть уравнения (13) следует добавить слагаемое  $A$ , учитывающее выделение тепла конденсации,

$$A = \frac{L}{c_p'} \frac{d(\delta Q')}{dz}, \quad (18)$$

где  $d(\delta Q')$  — количество водяного пара, сконденсировавшегося в струе при подъеме на высоту  $dz$ .

Величина  $\frac{d(\delta Q')}{dz}$  может быть найдена из следующих соображений.

Изменение удельной влажности в струе до уровня конденсации может быть записано аналогично (3), (13) в виде

$$-\frac{dq'}{dz} = (q' - q) \frac{d}{dz} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v}. \quad (19)$$

Смысл выражения (19) заключается в том, что оно описывает изменение удельной влажности в струе с высотой, целиком определяемое процессом перемешивания. Выше уровня конденсации с учетом того, что часть водяного пара будет конденсироваться, выражение (19) примет вид

$$-\frac{dQ'}{dz} = (Q' - q) \frac{d}{dz} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v} - \frac{d(\delta Q')}{dz}. \quad (20)$$

Таким образом, в правую часть уравнения (13) следует добавить слагаемое

$$\frac{L}{c_p'} \frac{d(\delta Q')}{dz} = \frac{L}{c_p'} \left[ (Q' - q) \frac{d}{dz} (\rho' S' v) \frac{1}{\rho' S' v} + \frac{dQ'}{dz} \frac{dT'}{dz} \right]. \quad (21)$$

Перейдя в (21) от удельной влажности к относительной через соотношения

$$q = \frac{e\mu}{kNT} : \frac{PM}{kNT} \left[ 1 - \frac{e}{P} \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) \right] \approx \frac{\mu f E}{MP}, \quad (22)$$

$$q' = \frac{e'\mu}{kNT'} : \frac{PM}{kNT'} \left[ 1 - \frac{e'}{P} \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) \right] = \frac{\mu}{M} \frac{f'E'}{P} \left[ 1 - \frac{f'E'}{P} \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) \right]^{-1} \quad (23)$$

или, так как  $f' = 1$ ,

$$Q' = \frac{\mu}{M} \frac{E'}{P} \left[ 1 - \frac{E'}{P} \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) \right]^{-1} \quad (24)$$

и используя уравнение Клаузиуса — Клапейрона в виде

$$\frac{dE'}{dT'} = \frac{LE'\mu}{kNT'^2}, \quad (25)$$

после добавления (21) в (13) получим, сделав соответствующие преобразования:

$$\begin{aligned} -\frac{dT'}{dz} = & \left\{ \frac{T'}{T} \left( T' - T \right) + \frac{L\mu(E' - fE)}{Mc_p' \left[ P - \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) E' \right]} \right\} \times \\ & \times \left[ \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left( \frac{V}{v} \right)^2} - \frac{Mg}{kNT} + \frac{v}{v^2 + V^2} \frac{dv}{dz} + \frac{V}{v^2 + V^2} \frac{dV}{dz} \right] + \\ & + \frac{g}{c_p'} \left( \frac{T'}{T} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{L\mu(E' - fE)}{Mc_p' T \left[ P - \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) E' \right]} + \right. \\ & \left. + \frac{L^2\mu^2 PE'}{Mc_p' \left[ P - \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) E' \right]^2 kNT'T} \right\}^{-1}. \quad (26) \end{aligned}$$

Положив в (26) с целью проверки  $E' = E = 0$ , вернемся к исходному уравнению (15).

Для определения уровня конденсации может быть использовано выражение (19), позволяющее рассчитать изменение влажности в струе с высотой. Перейдя в (19), как и в (21), от удельной влажности к относительной с помощью (22), (23) и используя (25), после некоторых преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{df'}{dz} = & - \left( f' - f \frac{E}{E'} \right) \left[ 1 - \frac{f'E'}{P} \left( 1 - \frac{\mu}{M} \right) \right] \left[ \frac{2}{R} \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \left( \frac{V}{v} \right)^2} - \right. \\ & \left. - \frac{Mg}{kNT} - \frac{1}{T'} \frac{dT'}{dz} + \frac{v}{v^2 + V^2} \frac{dv}{dz} + \frac{V}{v^2 + V^2} \frac{dV}{dz} \right] - \\ & - \frac{Lf'\mu}{kNT'^2} \frac{dT'}{dz}. \quad (27) \end{aligned}$$

Уравнение (27) совместно с (6), (11) и (15) позволяет определить вертикальное распределение влажности в струе до уровня конденсации. При этом уравнения (6), (11) и (15) решаются независимо от (27).

В тех случаях, когда температура газа в струе равна или превышает  $373^\circ \text{K}$  и переход к относительной влажности не представляется возможным, расчет можно вести непосредственно по уравнению (19) до тех пор, пока температура в струе не упадет ниже  $373^\circ \text{K}$ .

Выше уровня конденсации вместо уравнения (15), как уже говорилось, следует применять уравнение (26). Однако в зависимости от соотношения удельной влажности в струе и параметров окружающей среды на определенном уровне может начаться испарение конденсата и понижение в результате этого температуры в струе. Уравнение (26) автоматически учитывает это явление в предположении, что  $f' = 1$  до полного испарения конденсата. С момента полного испарения конденсата уравнение (26) применять уже нельзя, так как слагаемое, учитывающее затраты тепла на испарение, будет фиктивным. С этого момента следует снова вернуться к уравнению (15).

Точное определение уровня испарения в рамках настоящей задачи не представляется возможным. Однако пределы, в которых находится уровень испарения, легко могут быть найдены.

Верхний предел уровня испарения может быть найден в предположении, что частицы конденсата (капельки воды) увлекаются струей с той же скоростью, что и частицы газа, не выходя за пределы струи. Тогда по уравнению (27) можно рассчитывать влажность воздуха, которая бы имела место в струе, если бы никакой конденсации не наблюдалось. Относительная влажность (фиктивная) в таком случае сначала росла бы, удаляясь от единицы, что на самом деле соответствует процессу конденсации, затем стала бы убывать, приближаясь к единице, что соответствует процессу испарения конденсата в реальной струе. Уровень  $f' = 1$  означает полное испарение всех капель и момент прекращения действия уравнения (26).

Нижний предел уровня испарения может быть найден в предположении, что любая сконденсировавшаяся частица сразу же выпадает из факела. В таком случае уровень испарения может быть найден с помощью уравнения (27), если в него на любом уровне поставить  $f' = 1$ , тогда  $\frac{df'}{dz} > 0$  означает, что процесс конденсации продолжается, а  $\frac{df'}{dz} < 0$  означает, что в струе должно быть испарение конденсата. Но поскольку предполагается, что струя не несет с собой частиц конденсата, то уровень  $\frac{df'}{dz} = 0$  и будет нижним пределом уровня испарения.

В реальных условиях уровень испарения будет ближе к тому или другому пределу в зависимости от характера процесса.

### § 3. Эксперимент

В работе [6] уже было показано, что проверка теории на материале наблюдений за дымовыми факелами Шекинской и Прибалтийской ГРЭС показала удовлетворительное соответствие рассчитанных по уравнениям (6), (12), (16), (17) и полученных экспериментально высот подъема дымовых факелов — существенно лучшее, чем дают используемые на практике эмпирические формулы.

Поскольку в решении [6] не вводилось каких-либо допущений, обусловленных масштабом явления или исходными параметрами струи или сносщего потока, то можно было ожидать, что система уравнений (6), (12), (16), (17) будет удовлетворять эксперименту при любых (разум-

ных) значениях входящих в нее параметров, характеризующих как геофизические, так и технические процессы.

С целью дальнейшей проверки теории были проведены эксперименты на моделирующих установках — в естественных условиях (при параметрах выброса, соизмеримых с параметрами выбросов из труб промышленных предприятий) и в лаборатории с газовыми струями — в аэродинамической трубе и с водяными струями — в гидрологическом лотке. Продолжались также наблюдения за факелами тепловых электростанций (Прибалтийская ГРЭС).

Для опытов в естественных условиях использовалась промышленная установка, позволяющая создавать бьющую вверх струю. Начальные параметры менялись в широких пределах: начальная скорость выброса  $v_0$  от 4 до 30 м/сек, начальный перегрев  $\Delta T_0 = T'_0 - T$  практически от 0 до 150° при радиусе верхнего среза трубы  $R_0 = 1,56$  м.

Измерение скорости выброса осуществлялось с помощью системы трубок Прандтля, поочередно подключаемых к манометру, для измерения начального перегрева струи использовались термоэлектрические термометры с логометром в качестве регистрирующего прибора.

Для определения траектории производилось многократное фотографирование струи при одном и том же режиме. Полученные траектории при обработке осреднялись. Визуализация струи достигалась либо с помощью дымовых шашек, либо в результате испарения и последующей конденсации впрыскиваемой в поток воды.

Основные метеорологические наблюдения в течение опыта выполнялись на площадке метеорологической станции, расположенной в 1,5 км от установки. Для получения данных о распределении ветра с высотой в районе метеостанции были организованы учащенные (через 10 мин) шаропилотные наблюдения — базисные или двумя теодолитами с одного пункта. Кроме того, при проведении опытов в условиях, когда скорость ветра была значительной, около установки была поставлена анеморадиантная мачта с четырьмя контактными анемометрами, что позволило получить распределение ветра в 15-метровом слое над срезом трубы.

Всего было проведено 35 опытов. Возможность изменения параметров струи при неизменных атмосферных условиях позволила в широких пределах менять высоту подъема факела от 10 до 160 м. Это обстоятельство существенно повышало степень надежности сравнения результатов опытов с теорией.

В лабораторных условиях опыты с газовыми струями проводились в горизонтальной аэродинамической трубе, рабочая часть которой была выполнена из прозрачного материала. Исследуемая струя, бьющая вертикально — перпендикулярно сносящему потоку, — создавалась незамкнутой аэродинамической трубой, имеющей электрический нагреватель. Температура в трубах измерялась термометрами, скорость потока — трубками Пито и ротоанемометрами. Для визуализации использовался масляный генератор или дымовые шашки. Радиус сечения сопла  $R_0$  мог меняться дискретно. Основные опыты были проведены с соплами  $R_0 = 0,57$  и 1,0 см. Перегрев  $\Delta T_0$  струи по отношению к окружающей среде менялся от 0 до 150°С, скорость струи на выходе из сопла  $v_0$  — от 0,7 до 35 м/сек, скорость сносящего потока — от 0,35 до 10 м/сек. Всего было проведено около 30 опытов, каждый из которых включал в себя от 4 до 30 фотографий.

Опыты с водяными струями были выполнены в гидрологическом лотке. Исследуемая подкрашенная для визуализации струя воды вытекала из резервуара через насадок перпендикулярно сносящему потоку. Начальная скорость на срезе насадка вычислялась по расходу, определяемому по изменению уровня воды в резервуаре за единицу времени. Ско-

рость сносящего потока измерялась с помощью трубки Прандтля. Определение траектории, как и в предыдущих опытах, осуществлялось путем многократного фотографирования в плоскости, перпендикулярной оси струи. Всего было выполнено 14 опытов с насадком радиусом  $R_0 = 0,4$  см, в которых скорость струи менялась от 12 до 260 см/сек, скорость сносящего потока — от 9 до 28 см/сек. Опыты проводились только с изотермическими струями.

#### § 4. Результаты эксперимента. Сравнение эксперимента с теорией

Степень расширения струи  $\frac{dR}{dt} = \operatorname{tg} \alpha$  в приведенном выше решении является экспериментальным параметром. Как показали многочисленные исследования [1], степень расширения затопленной струи в неподвижной среде изменяется от  $\operatorname{tg} \alpha = 0,144$  на начальном участке до  $\operatorname{tg} \alpha = 0,22$  на основном участке. Степень расширения турбулентной струи в сносящем потоке изучена еще сравнительно слабо.

В работе [6] получена зависимость степени расширения (угла раствора) струи от скорости сносящего потока  $\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \alpha(V)$  для участка, на котором вертикальная скорость в струе уменьшается в  $e$  раз. Зависимость получена по результатам наблюдений за дымовыми факелами тепловых электростанций (при сравнительно небольшом изменении параметров выброса). Дальнейшие исследования, однако, показали, что степень расширения струи зависит не столько от скорости сносящего потока, сколько от соотношения скоростей струи и сносящего потока. Кроме того, оказалось, что степень расширения струи существенно не постоянна вдоль по струе и зависит также от условий опыта.

На рис. 2 представлена найденная при обработке фотографий зависимость угла раствора струи  $\operatorname{tg} \alpha$  как функция наклона оси струи к го-

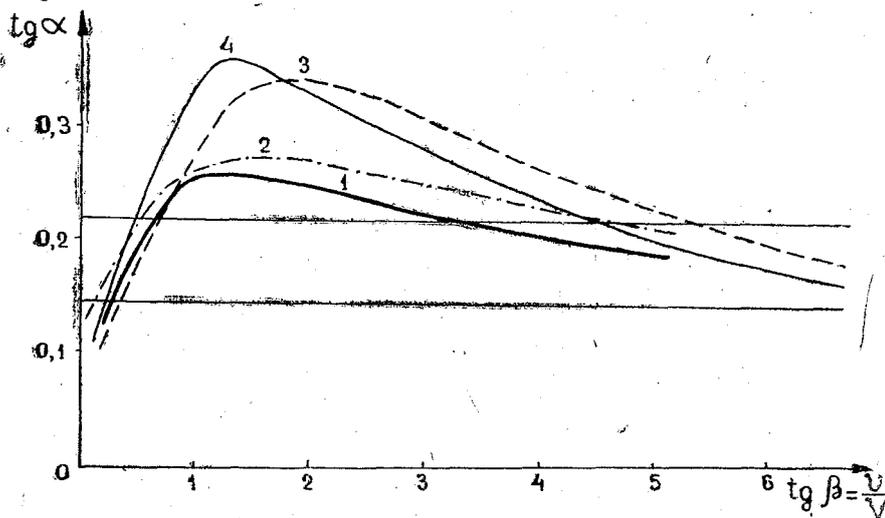


Рис. 2. Изменение степени расширения вдоль струи.

1 — опыты на ГРЭС, 2 — опыты на моделирующей установке, 3 — опыты в гидрологическом лотке, 4 — опыты в аэродинамической трубе.

ризонту  $\operatorname{tg} \alpha = f(\operatorname{tg} \beta) = f\left(\frac{v}{V}\right)$ . Степень расширения струи определялась как

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R_2 - R_1}{l},$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы струи в плоскостях, перпендикулярных ее оси, а  $l$  — расстояние между этими плоскостями по оси струи.

При обработке лабораторных опытов это расстояние принималось равным 2 см (в пересчете к натуральной величине). При обработке опытов, проведенных в естественных условиях, величина  $l$  в зависимости от масштаба фотографии и размеров факела менялась в пределах:  $l = (2 \div 10) R_0$ . На рис. 2 видно, что степень расширения вдоль по струе меняется от значений на активном участке, характерных для начального участка затопленной струи, до значений на пассивном участке, определяемых степенью турбулентности сносящего потока. Особенно резко меняется степень расширения в лабораторных опытах. Кривые 1 и 2, относящиеся соответственно к опытам на ГРЭС и на модели в естественных условиях, получены, к сожалению, при обработке сравнительно небольшого числа фотографий (примерно по 15 фотографий для каждой кривой), так как остальные фотографии не могли быть использованы для этой цели по независящим от нас причинам (слияние факелов от нескольких труб в один, неустойчивость факелов во времени и т. д.). Поэтому достоверность кривых 1 и 2 существенно меньше, чем кривых 3 и 4, полученных при обработке нескольких сот фотографий.

Следует заметить, что определение степени расширения струи выполнялось по фотографиям, сделанным сбоку — в плоскости, перпендикулярной оси струи. Шандоров показал [1], что в сносящем потоке струя резко меняет свою форму, образуя в сечении «подкову». Такое искажение формы струи связано с тем, что струя при выходе из сопла воспринимает скорость сносящего потока не мгновенно, а в течение какого-то времени, определяемого инерционностью струи. Вследствие радиального профиля скоростей в струе не все частицы струи будут одинаково увлекаться потоком. Периферийные частицы, обладающие меньшей скоростью, быстрее увлекаются сносящим потоком, чем центральные, обладающие максимальной скоростью и «экранированные» в какой-то степени от сносящего потока периферийными частицами. Для высокоскоростных струй характерен более резкий профиль скорости. Струя в целом успевает принять скорость сносящего потока раньше, чем значительная часть периферийных частиц начнет обгонять в горизонтальном направлении основную часть струи.

Визуальные наблюдения показывают, что чем больше высота подъема струи, тем меньше становится искажение ее формы. Найденное Шандоровым отношение ширины струи к ее высоте, равное 5, является справедливым, по-видимому, только для случаев, когда радиус сопла мал, а скорость выброса соизмерима со скоростью сносящего потока.

Отмеченное выше неравенство  $\operatorname{tg} \alpha$  для лабораторных опытов и опытов в естественных условиях объясняется, вероятно, различным соотношением турбулентности сносящего потока и струи. Для струй, распространяющихся в атмосфере, турбулентность в струе (на активном участке) существенно больше турбулентности сносящего потока, в то время как в условиях лабораторных опытов степени турбулентности в струе и сносящем потоке были примерно одинаковы.

Использование переменного значения  $\operatorname{tg} \alpha$  резко усложняет расчеты по уравнениям (6), (12), (16), (17). Поэтому при сравнении расчета

с экспериментом использовались средние значения  $\operatorname{tg} \alpha$  для активного участка струи (от среза сопла до сечения, где ось струи наклонена к горизонту под углом  $45^\circ$ ), найденные при обработке фотографий:  $\operatorname{tg} \alpha = 0,22$  для струй в естественных условиях (опыты на ГРЭС и на промышленной установке) и  $\operatorname{tg} \alpha = 0,26$  для лабораторных условий — для водяных и газовых струй. Для шести опытов в аэродинамической трубе с малыми скоростями выброса и сносящего потока  $v_0 = 0,6 - 1,0$  м/сек и  $V = 0,35$  м/сек (числа Рейнольдса  $Re \approx 1000$ ) было взято среднее экспериментальное значение  $\operatorname{tg} \alpha = 0,15$ .

Результаты сравнения теории и эксперимента представлены на рис. 3 графиком связи рассчитанных по уравнениям (6), (12), (16), (17) с по-

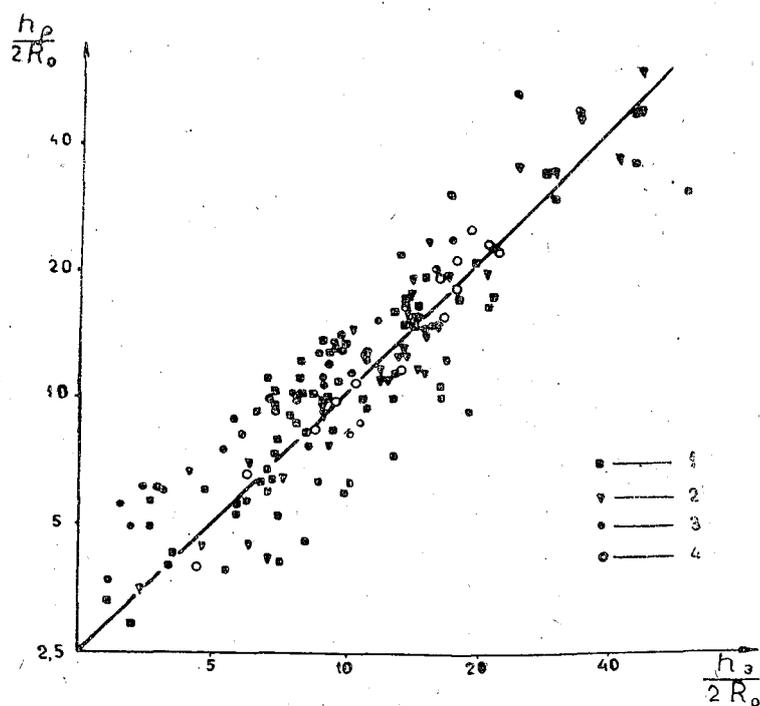


Рис. 3. Сравнение безразмерных экспериментальных  $\frac{h_p}{2R_0}$  и рассчитанных по уравнениям (6), (12), (16), (17)  $\frac{h_z}{2R_0}$  высот подъема струй.

1 — по результатам наблюдений за дымовыми факелами ГРЭС, 2 — опыты на моделирующей установке, 3 — опыты в аэродинамической трубе, 4 — опыты в гидрологическом лотке.

мощью ЭВЦМ и полученных экспериментально безразмерных высот подъема оси струи. В качестве конечной рассчитанной высоты  $h_p$  бралась высота, где выполнялось условие  $\frac{v}{V} = 0,05$ . Если фактическую траекторию нельзя было проследить до уровня, где выполнялось указанное соотношение, то  $h_p$  и  $h_z$  брались на удалении от трубы, соответствующем концу экспериментальной траектории. На графике нанесены данные по

результатам наблюдений за факелами тепловых электростанций, результаты опытов на модели в естественных условиях и в лаборатории — в аэродинамической трубе и в гидрологическом лотке.

Как видно на рисунке, экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с расчетными. Некоторый разброс точек может быть в значительной мере отнесен за счет неизбежных в таких случаях ошибок в определении исходных параметров и экспериментальных высот.

Расчеты для опытов на промышленной установке выполнены без учета конденсации, так как контрольные расчеты показали, что учет конденсации пара, введенного в струю для визуализации, увеличивает высоту подъема не более чем на 5—6%, что лежит в пределах погрешности в определении экспериментальной высоты.

На рис. 4 отдельно представлены результаты сравнения теории и

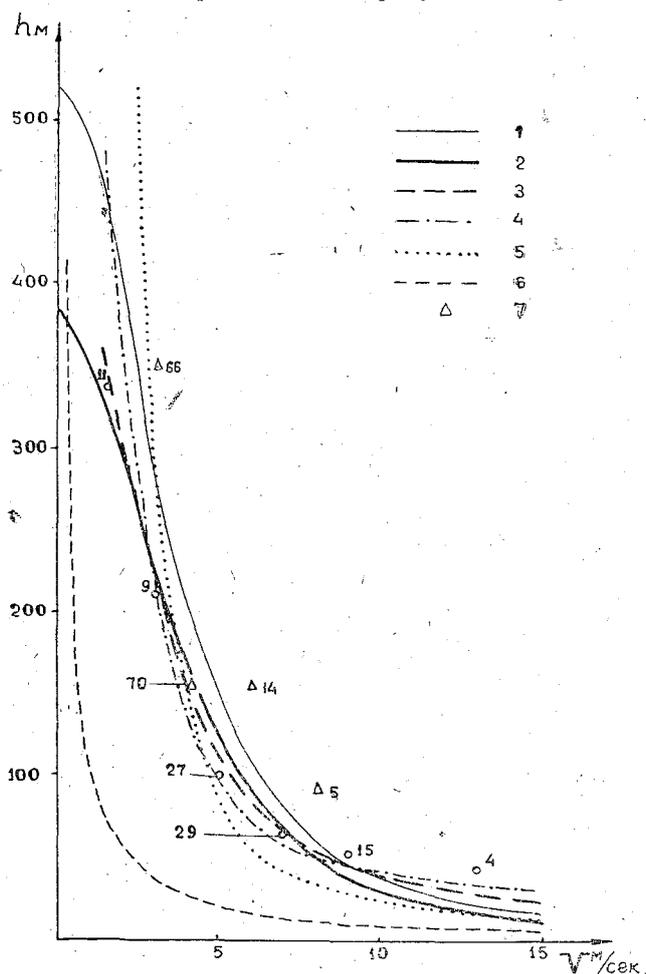


Рис. 4 Сравнение результатов расчета с экспериментом по наблюдениям за дымовыми факелами тепловых электростанций.

- 1 — расчет по уравнениям (6), (12), (16), (17) при  $\frac{dT}{dz} = 0,6^\circ/100 \text{ м}$ ,  
 2 — расчет по уравнениям (6), (12), (16), (17) при  $\frac{dT}{dz} = 0$ , 3 — результаты наблюдений ЛГМИ, 4 — результаты наблюдений ГГО [9], 5 — расчет по формуле [3], 6 — расчет по формуле [2]  
 7 — опыты на тепловой электростанции [12].

эксперимента по наблюдениям за дымовыми факелами Щекинской и Прибалтийской ГРЭС — всего около 100 опытов, каждый из которых включал в себя от 1 до 10 фотографий. Осреднены все данные опытов независимо от скорости выброса (она колебалась в этих опытах от 2 до 16 м/сек при среднем значении  $\sim 10$  м/сек), начального перегрева (среднее значение  $\sim 100^\circ$ ), температуры воздуха и ее изменения с высотой. Расчетные кривые приведены для  $v_0 = 10$  м/сек,  $\Delta T_0 = 100^\circ$ ,  $R_0 = 3,5$  м,  $\frac{dV}{dz} = 0$  и двух значений градиента температуры:  $\frac{dT}{dz} = -0,6^\circ/100$  м и  $\frac{dT}{dz} = 0$ .

Рисунок 4 демонстрирует хорошее соответствие теории и эксперимента. В таком же соотношении с теоретической кривой находятся результаты наблюдений [9] за высотой факела на Щекинской ГРЭС (скорость выброса около 10 м/сек, перегрев  $\sim 100^\circ$ ). На рисунке нанесены также результаты наблюдений группы иностранных авторов [12], полученные ими на тепловой электростанции с несколько большей мощностью выброса (50 мвт). К сожалению, в работе [12] не указаны точные параметры выброса, что затрудняет сравнение, однако даже в грубом приближении видно, что эти результаты также хорошо совпадают с теорией.

На рис. 4 нанесены также кривые, рассчитанные по широко используемой в практике проектирования формуле Андреева [2] и по формуле, опубликованной в работе [3], которая получена на основании экспериментов на Щекинской ГРЭС и которая, как это можно понять из [3], использована при составлении официально утвержденной «Временной методики расчетов рассеивания в атмосфере выбросов (золы и сернистых газов)» [5]. В формулах работ [3] и [2] используется скорость ветра на высоте флюгера. Кривые, рассчитанные по этим формулам, а также экспериментальные данные [9] нанесены на рисунке с учетом увеличения скорости ветра с высотой по логарифмическому закону. При этом использовалось значение коэффициента шероховатости, характерное для условий Щекинской ГРЭС,  $z_0 = 0,01$  м [11].

Как показывает рис. 4, формула в [2] оказывается недопустимо грубой. Формула в [3] в рабочем диапазоне скоростей (3—12 м/сек) согласуется с экспериментом с той же степенью точности, что и расчет по уравнениям (6), (12), (16), (17). (Следует иметь в виду, что формула в [3] получена на основании части экспериментальных данных, нанесенных на этом рисунке).

Однако при переходе к другим параметрам пользоваться этой формулой надо очень осторожно. Так, например, при скорости ветра 5 м/сек на срезе трубы высотой 150 м при радиусе ее 3,5 м и перегреве  $100^\circ$  увеличение скорости выброса от 10 до 40 м/сек предполагает по формуле [3] увеличение высоты подъема струи в 4 раза, в то время как расчет по уравнениям (6), (12), (16), (17) дает увеличение в 2,4 раза. При тех же исходных параметрах увеличение перегрева в 2 раза предполагает по формуле [3] увеличение высоты подъема в 1,5 раза, расчет по уравнениям (6), (12), (16), (17) дает увеличение высоты всего в 1,25 раза.

Что касается роли перегрева, то следует особо отметить любопытную особенность. Все известные из литературы формулы, используемые для расчетов подъема газов из дымовых труб промышленных предприятий, в том числе и [3], предполагают увеличение высоты подъема с увеличением перегрева, а формулы, используемые в газодинамике (при расчетах топочных устройств, газотурбинных двигателей и т. п.) единодушно дают уменьшение высоты подъема (или, как еще говорят, глубины про-

никания) с увеличением перегрева струи относительно сносящего потока [1, 4, 10].

Из анализа уравнений (6), (12), (16), (17) следует, что в зависимости от начальных параметров струи и сносящего потока могут иметь место оба крайних случая.

На рис. 5 приведены экспериментальные и рассчитанные траектории для случаев, когда перегрев уменьшает высоту подъема струи (а) и для

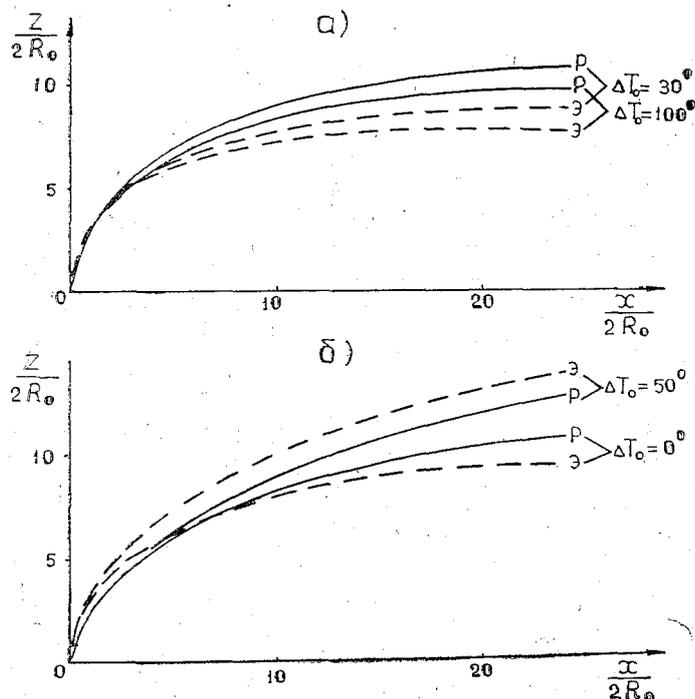


Рис. 5. Роль перегрева в изменении высоты подъема струи.

а) перегрев уменьшает высоту подъема ( $R_0 = 0,57$  см,  $v_0 = 13,4$  м/сек,  $V = 2,5$  м/сек,  $\text{tg } \alpha = 0,26$ ). б) перегрев увеличивает высоту подъема ( $R_0 = 0,57$  см,  $v_0 = 1$  м/сек,  $V = 0,35$  м/сек,  $\text{tg } \alpha = 0,15$ ). Э — экспериментальные траектории, P — расчетные.

случаев, когда перегрев увеличивает высоту подъема (б). Приведенный пример соответствует лабораторным опытам с газовыми струями.

Важно отметить, что уменьшение высоты подъема струи при увеличении перегрева может наблюдаться не только при малых диаметрах сопел, но и при режимах, близких к тем, при которых осуществляется выброс дымовых газов из труб промышленных предприятий.

Из расчета следует, например, что уже для трубы радиусом 1 м при скорости ветра более 7 м/сек увеличение перегрева от 0 до 200° не только не увеличивает высоту подъема, а даже несколько уменьшает ее тем значительней (в относительных единицах), чем больше скорость сносящего потока.

На рис. 6 приведена номограмма для определения высоты подъема струи над срезом трубы при различных скоростях выброса и сносящего потока. Расчет выполнен для двух радиусов трубы:  $R_0 = 1$  м и  $R_0 = 3,5$  м. Перегрев  $\Delta T_0 = 100^\circ$ . Полностью результаты расчета для различных вариантов исходных параметров представлены в табл. 1—4.

За конечную высоту подъема здесь, как и выше, принималась высота, на которой выполнялось условие  $\frac{v}{V} = 0,05$ . Все расчеты выполнены для изотермической атмосферы и неменяющейся с высотой скорости ветра,

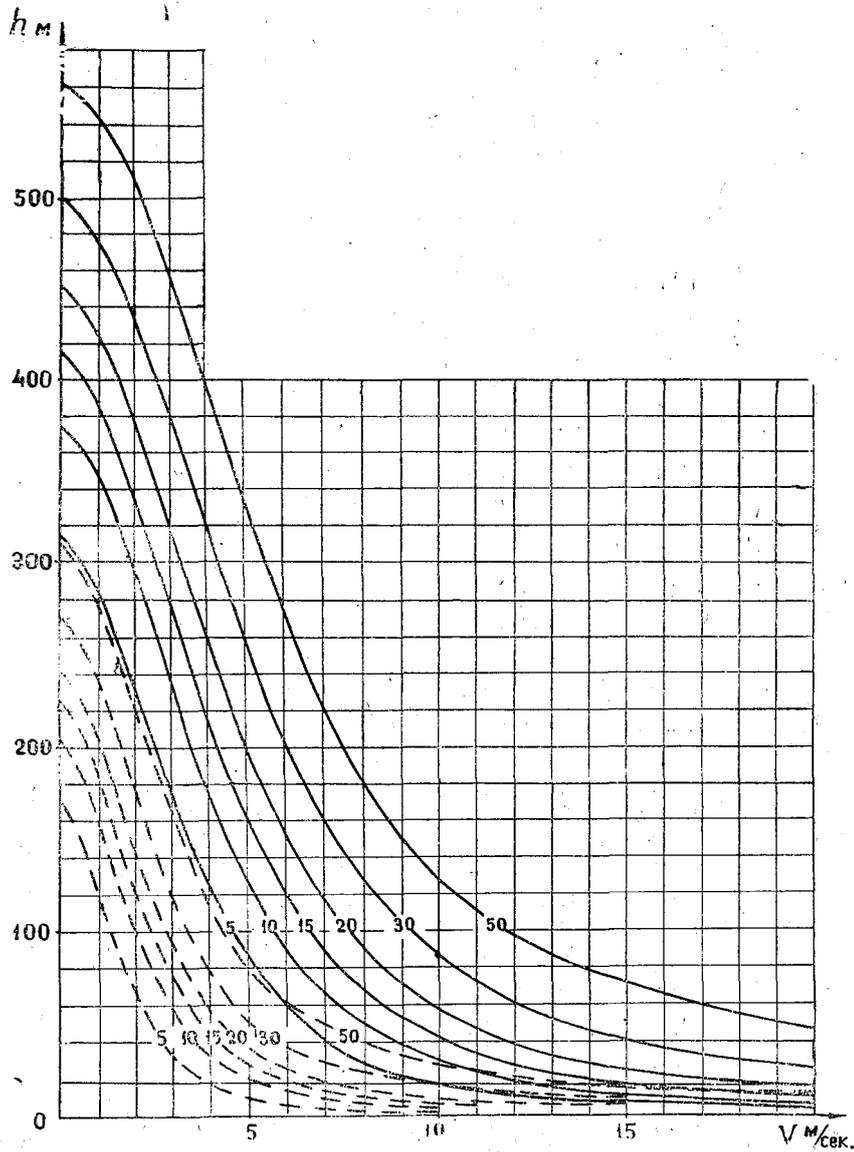


Рис. 6. Номограмма для определения высоты подъема струй над срезом трубы при различных скоростях ветра. Начальный перегрев  $\Delta T_0 = 100^\circ$ ,  $R_0 = 3,5$  м — сплошные линии,  $R_0 = 1,0$  м — пунктирные. Цифры у кривых означают скорость выброса  $v_0$ .

температура воздуха  $T = 273^\circ \text{K}$ . Следует заметить, что изменение температуры воздуха не сильно меняет высоту подъема, так что приведенные данные могут быть с достаточной степенью точности использованы при температурах  $273 \pm 25^\circ \text{K}$ .

Таблица 1

 $R_0 = 1,0 \text{ м}$ 

$\Delta T_0$	$v_0, \text{ м/сек}$	$V, \text{ м/сек}$								
		0	1	2	3	5	7	10	15	20
0°	5	50	27	14	8	4	3	—	—	—
	10	72	50	30	19	10	7	4	—	—
	15	91	68	44	30	18	11	7	4	—
	20	106	84	60	41	24	16	10	6	3
	30	128	108	82	60	37	25	16	10	6
	50	168	150	123	97	63	44	31	20	14
50°	5	140	100	46	21	5	3	2	—	—
	10	173	132	74	38	14	8	4	2	—
	15	194	156	98	54	22	13	7	4	2
	20	208	172	120	73	32	17	10	6	4
	30	230	197	142	94	46	27	17	10	7
	50	262	231	180	127	70	47	30	18	13
100°	5	168	122	67	32	9	4	2	—	—
	10	203	160	100	54	19	10	4	—	—
	15	224	184	120	71	27	14	7	—	—
	20	240	203	144	92	35	19	9	6	—
	30	270	235	173	117	50	30	17	11	6
	50	308	276	217	160	80	50	30	17	12
200°	5	170	140	88	48	13	5	2	—	—
	10	226	184	124	72	23	10	4	2	—
	15	252	216	150	94	33	15	7	3	2
	20	276	237	175	115	45	22	10	5	3
	30	302	270	210	146	65	33	17	9	6
	50	348	314	255	190	98	53	30	16	11

Таблица 2

 $R_0 = 2,0 \text{ м}$ 

$\Delta T_0$	$v_0, \text{ м/сек}$	$V, \text{ м/сек}$								
		0	1	2	3	5	7	10	15	20
0°	5	67	46	26	16	8	5	3	2	—
	10	102	78	53	35	20	12	8	4	3
	15	126	106	78	56	33	22	14	9	6
	20	144	126	99	76	46	33	21	12	8
	30	180	162	135	109	72	51	35	22	14
	50	238	220	195	166	120	88	60	38	27
50°	5	206	168	105	60	20	9	4	2	—
	10	250	213	150	97	38	19	10	5	3
	15	274	244	183	127	56	30	16	9	6
	20	297	266	208	151	74	41	23	12	8
	30	324	300	245	190	106	63	35	20	14
	50	372	350	300	245	159	103	64	38	26
100°	5	240	210	140	88	31	14	7	—	—
	10	280	250	195	131	53	25	11	5	—
	15	312	281	226	162	76	37	18	9	5
	20	342	312	258	192	99	50	25	12	8
	30	372	344	294	331	131	74	39	20	13
	50	428	400	350	293	183	114	65	37	25
200°	5	272	236	170	113	45	21	10	3	—
	10	322	291	230	163	72	34	14	5	—
	15	364	331	268	202	99	48	21	8	—
	20	386	355	300	232	118	61	26	11	—
	30	427	398	342	278	158	89	43	20	12
	50	481	460	412	350	224	142	74	36	23

Таблица 3

 $R_0 = 3,5 \text{ м}$ 

$\Delta T_0$	$v_0, \text{ м/сек}$	$V, \text{ м/сек}$								
		0	1	2	3	5	7	10	15	20
0°	5	86	66	42	27	15	9	4	—	—
	10	132	112	84	60	37	24	15	9	—
	15	160	142	116	90	57	39	25	14	10
	20	188	171	147	120	80	55	34	21	15
	30	240	220	193	164	118	86	57	35	25
	50	312	294	267	240	185	147	103	68	48
50°	5	268	240	188	131	55	24	10	—	—
	10	313	283	234	175	86	44	21	9	—
	15	347	320	275	215	117	64	32	16	10
	20	387	359	308	254	151	88	45	23	15
	30	430	410	363	304	200	130	73	38	25
	50	490	470	430	380	265	187	120	69	47
100°	5	313	283	230	170	82	40	17	7	4
	10	372	345	291	230	125	65	27	11	6
	15	411	386	330	268	157	91	41	17	10
	20	447	423	373	309	193	116	57	24	15
	30	496	473	430	373	252	156	86	40	25
	50	560	542	505	450	325	222	128	70	46
200°	5	362	332	275	207	113	57	18	—	—
	10	420	396	345	280	160	89	33	12	—
	15	464	440	395	333	206	121	55	20	11
	20	500	480	434	375	244	149	74	27	15
	30	561	573	493	437	300	191	102	43	24
	50	638	620	576	518	390	270	156	75	45

Таблица 4

 $R_0 = 5,0 \text{ м}$ 

$\Delta T_0$	$v_0, \text{ м/сек}$	$V, \text{ м/сек}$								
		0	1	2	3	5	7	10	15	20
0°	5	105	82	56	37	21	13	8	5	3
	10	151	132	106	81	59	33	21	12	8
	15	191	173	146	120	79	55	35	21	14
	20	222	206	180	152	107	77	50	32	21
	30	278	262	238	210	159	120	84	51	36
	50	360	348	328	303	250	197	145	95	68
50°	5	318	293	240	174	88	45	20	7	4
	10	382	356	303	237	134	72	35	16	9
	15	424	398	348	287	176	106	54	25	15
	20	455	432	390	336	218	138	72	36	22
	30	505	485	446	395	278	192	113	60	37
	50	573	556	522	477	375	280	182	103	68
100°	5	381	357	300	235	133	76	32	12	5
	10	440	413	363	303	187	110	50	21	11
	15	485	460	417	355	227	135	74	39	16
	20	527	507	470	411	287	188	100	40	23
	30	588	568	530	478	344	238	139	63	38
	50	680	656	620	572	443	331	212	110	70
200°	5	440	411	355	291	176	104	50	19	8
	10	495	474	434	375	243	151	75	27	13
	15	554	533	492	430	298	193	100	36	18
	20	593	574	537	482	347	233	126	49	25
	30	663	642	603	550	420	297	168	75	40
	50	750	730	698	651	525	400	248	125	72

## § 5. Использование основного решения в некоторых частных случаях

1. Анализ уравнений (6), (12), (16), (17) позволяет оценить влияние температурной стратификации на высоту подъема дымовой струи. На рис. 7 представлен расчет траекторий струи при типовых стратификациях атмосферы. Как видно из рисунка, изменение стратификации играет существенную роль. Особый интерес представляют кривые 4 и 4' — траектория струи в инверсионных условиях. При движении струи в устойчиво

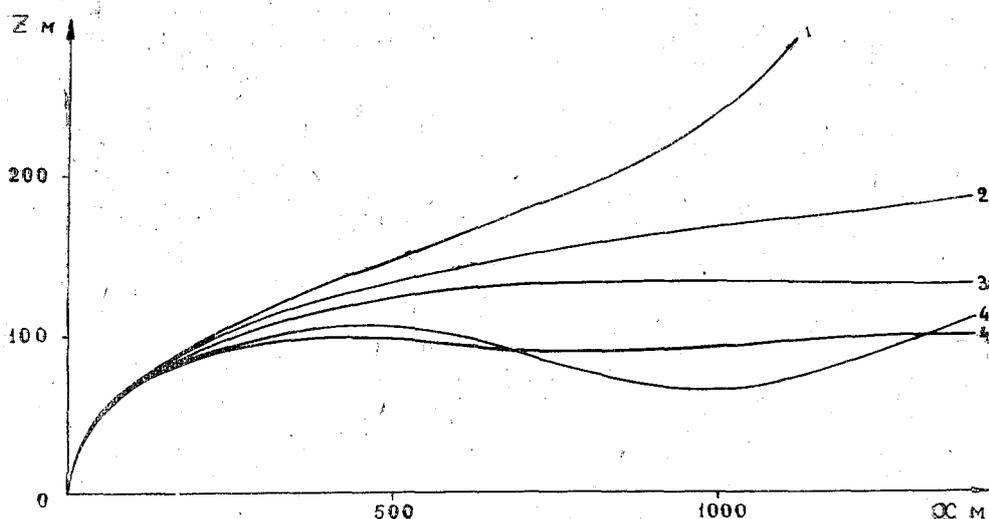


Рис. 7. Влияние температурной стратификации на высоту подъема дымовой струи  
 $1 - \frac{dT}{dz} = -2^\circ/100 \text{ м}$ ,  $2 - \frac{dT}{dz} = -1^\circ/100 \text{ м}$ ,  $3 - \frac{dT}{dz} = 0$ ,  $4 - \frac{dT}{dz} = 2^\circ/100 \text{ м}$   
 $\text{tg } \alpha = 0,22$ ,  $4' - \frac{dT}{dz} = 2^\circ/100 \text{ м}$ ,  $\text{tg } \alpha = 0$ .

стратифицированной атмосфере падение температуры за счет адиабатического охлаждения происходит быстрее, чем потеря скорости. В результате этого при равенстве температур струи и среды ( $T' = T$ ) струя обладает еще запасом вертикальной скорости и продолжает подъем вверх, температура в струе становится теперь ниже температуры окружающей среды, и скорость струи вскоре падает до нуля.

Однако так как струя продолжает оставаться более холодной, чем окружающая среда, то под действием архимедовой силы она начнет опускаться вниз, снова перейдет через уровень  $T' = T$  и будет далее совершать затухающие колебания вокруг этого уровня. Кривая 4 на рис. 6 получена при расчете по уравнениям (6), (12), (16), (17). Строго говоря, применение указанных уравнений для расчета траектории струи на пассивном участке становится неоправданным, так как степень расширения струи на этом участке будет существенно отличной от принятой при выводе уравнений. Реальная траектория струи будет находиться между кривой 4 и кривой 4', рассчитанной в предположении, что с уровня  $T' = T$  струя совершенно не расширяется ( $\text{tg } \alpha = 0$ ).

Таким образом, использование приведенных уравнений позволяет оценить благоприятные и неблагоприятные условия для рассеивания вредных примесей из труб промышленных предприятий.

Представляется интересным при проектировании промышленных предприятий рассмотреть целесообразность расчета параметров выброса и высот труб не на худшие в смысле загрязнения воздуха вредными примесями условия, а на средние, обеспечив возможность при угрозе загрязнения выше допустимых концентраций осуществлять форсированный режим выброса с помощью резервных мощностей — уравнения (6), (12), (16), (17) позволяют рассчитать необходимые для этого параметры выброса.

2. Исследуемая методика расчета может быть использована также для расчета вовлечения воздуха из окружающей среды в струю. Такая задача возникает, например, при расчете наиболее экономичного устройства для вентиляции открытых горно-рудных карьеров.

Рассмотрим наиболее простой случай штилевых условий. Тогда уравнения (6), (12) и (16) соответственно имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dR}{dz} &= \operatorname{tg} \alpha, \\ R &= R_0 + \operatorname{tg} \alpha z. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$-\frac{dv}{dz} = \frac{1}{2} \left( \frac{2v \operatorname{tg} \alpha}{R} - \frac{v}{T'} \frac{dT'}{dz} - \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T} \right) \quad (29)$$

$$-\frac{dT'}{dz} = \frac{T'}{T} (T' - T) \left( \frac{2 \operatorname{tg} \alpha}{R} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dz} \right) + \frac{g}{c_p'} \left( \frac{T'}{T} \right)^2. \quad (30)$$

Изменение массы струи при подъеме на высоту  $dz$  может быть найдено из (1)

$$\frac{dm}{dz} = \frac{mg}{v^2} \frac{T' - T}{T} - \frac{m}{v} \frac{dv}{dz}. \quad (31)$$

Будем полагать, что эта масса втекает в струю горизонтально и равномерно со всех сторон.

$$\frac{dm}{dz} = 2\pi\rho UR^*, \quad (32)$$

где  $\rho$  — плотность окружающего воздуха,  $U$  — скорость потока вовлечения на расстоянии  $R^*$  от оси струи. (В частном случае, когда  $R^* = R$ ,  $U$  — скорость потока вовлечения на границе струи).

Приравняв выражение (31) и (32) и выполнив соответствующие подстановки, получим

$$U = \frac{gR^2}{2R^*v} \frac{T' - T}{T'} - \frac{R^2}{R^*} \frac{T}{T'} \frac{dv}{dz}. \quad (33)$$

Подставляя в уравнение (33) результаты решения уравнений (28) — (30), можно рассчитать поле скоростей вокруг струи.

3. Уравнение (29) показывает, что скорость в струе может увеличиваться или уменьшаться с высотой в зависимости от знака выражения в круглой скобке.

Подставим (30) в (29), тогда, пренебрегая малыми членами, получим

$$-\frac{dv}{dz} = \frac{T'}{T' + T} \left( \frac{2v \operatorname{tg} \alpha}{R} - \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T'} \right). \quad (34)$$

Выражение

$$\frac{2v \operatorname{tg} \alpha}{R} - \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T'} = K \quad (35)$$

является, таким образом, критерием изменения скорости в струе. Если  $K > 0$ , скорость в струе падает, если  $K < 0$ , скорость в струе растет. Когда  $\frac{2v \operatorname{tg} \alpha}{R} \gg \frac{g}{v} \frac{T' - T}{T'}$ , влиянием архимедовых сил на высоту подъема можно пренебречь. В таком случае для расчетов может быть использовано уравнение (5), решение которого имеет вид

$$\frac{R^2 v^2}{T'} = \frac{R_0^2 v_0^2}{T_0'} \quad (36)$$

Аналогично из уравнения (14), пренебрегая изменением температуры в результате адиабатического расширения, может быть получено

$$\frac{R^2 v (T' - T)}{T'} = \frac{R_0^2 v_0 (T_0' - T)}{T_0'} \quad (37)$$

Решая (28), (36), (37), найдем

$$v = \frac{R_0^2 v_0}{(R_0 + \operatorname{tg} \alpha z)^2 T_0'} \left[ (T_0' - T) + \sqrt{(T_0' - T)^2 + T' T \frac{(R_0 + \operatorname{tg} \alpha z)^2}{R_0^2}} \right] \quad (38)$$

$$T' = T + \frac{v}{v_0} (T_0' - T) \quad (39)$$

По уравнениям (38), (39) можно достаточно быстро рассчитать среднюю скорость (и расход) газа в струе на расстоянии  $z$  от среза сопла. Эти уравнения могут быть использованы для расчетов высокоскоростных струй при небольших диаметрах сопла или слабо перегретых струй (такие расчеты выполняются в ряде технических задач).

4. Если  $V \neq 0$ , система уравнений (6), (12), (16), (17) также может быть несколько упрощена, если выполнить решение в безразмерном виде.

Введем следующие безразмерные переменные:  $\tilde{v} = \frac{V}{v}$ ,  $\tilde{T} = \frac{T'}{T}$ ,

$\tilde{R} = \frac{R}{R_0}$ ,  $\tilde{z} = \frac{z}{R_0}$ ,  $\tilde{x} = \frac{x}{R_0}$ ,  $\gamma = \frac{g R_0}{V^2} \left( \frac{T'}{T} - 1 \right)$ . Тогда, пренебрегая, как и выше, адиабатическим охлаждением струи и полагая  $\omega = 0$ , уравнения (3) и (13) можно записать соответственно в виде:

$$-\frac{1}{\tilde{v}} \frac{d\tilde{v}}{d\tilde{z}} = \gamma \tilde{v}^2 - \frac{d}{d\tilde{z}} \left( \frac{\rho' S'}{\tilde{v}} \right) \frac{\tilde{v}}{\rho' S'} \quad (40)$$

$$-\frac{1}{\tilde{T} - 1} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{z}} = \frac{d}{d\tilde{z}} \left( \frac{\rho' S'}{\tilde{v}} \right) \frac{\tilde{v}}{\rho' S'} \quad (41)$$

Подставив в уравнение (40) вместо второго члена в правой части его значение из уравнения (41) и заменив этот член в уравнении (41) в соответствии с (4) и (8), получим

$$-\frac{1}{\tilde{v}} \frac{d\tilde{v}}{d\tilde{z}} = \gamma \tilde{v}^2 + \frac{1}{\tilde{T} - 1} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{z}} \quad (42)$$

$$-\frac{1}{\tilde{T}} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{z}} = (\tilde{T} - 1) \left[ \frac{2\operatorname{tg} \alpha}{R} \sqrt{1 + \tilde{v}^2} - \frac{1}{\tilde{v}} \frac{d\tilde{v}}{d\tilde{z}} (1 + \tilde{v}^2)^{-1} \right]. \quad (43)$$

Уравнения (6) и (17) принимают вид:

$$\frac{d\tilde{R}}{d\tilde{z}} = \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \tilde{v}^2}, \quad (44)$$

$$\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{x}} = \frac{1}{\tilde{v}}. \quad (45)$$

5. В ряде задач приходится иметь дело со струей, втекающей в сносящий поток не перпендикулярно, а под некоторым углом. Решение, изложенное в § 1, может быть также использовано в этом случае, если скорость сносящего потока разложить на составляющие — перпендикулярную оси сопла и параллельную ей. Аналогично архимедово ускорение должно быть спроектировано на соответствующие оси.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, М., 1960.
2. Андреев П. И. Рассеяние в воздухе газов, выбрасываемых промышленными предприятиями. Госстройиздат, М., 1952.
3. Берлянд М. Е., Генихович Е. Л., Оникул Р. И. О расчете загрязнения атмосферы выбросами из дымовых труб электростанций. Труды ГГО, вып. 158, 1964.
4. Вахламов С. В. Расчет траектории струи в сносящем потоке. ИФЖ, т. VII, № 10, 1964.
5. Временная методика расчетов рассеивания в атмосфере выбросов (зола и сернистых газов) из дымовых труб электростанций. Теплоэнергетика, № 7, 1964.
6. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
7. Метеорология и атомная энергия. Под ред. Е. К. Федорова. ИЛ, М., 1959.
8. Мещерский Н. В. Работы по механике тел переменной массы. ГИТТЛ, М., 1952.
9. Оникул Р. И., Панфилова Г. А., Рихтер Б. В., Гильденскиольд Р. С. Результаты анализа экспериментальных данных, характеризующих распределение атмосферных загрязнений вблизи тепловых электростанций. Труды ГГО, вып. 172, 1965.
10. Основы горения углеводородных топлив. Пер. с англ. под ред. Л. Н. Хитрина и В. А. Попова. ИЛ, М., 1960.
11. Расторгуева Г. П. О расчетах коэффициента турбулентного обмена по градиентным данным. Труды ГГО, вып. 158, 1964.
12. Lucas D. H., Moore D. J., Spurr J. The rise of hot plumes from chimneys. Int. J. Air Water Poll., vol. 7, № 6/7, 1963.
13. Pristly C. H. B. A working theory of the bent over plume of hot gas. Quart. J. R. Met. Soc., vol. 82, pp. 165, 1956.

---

*Л. Г. Качурин, З. Б. Ваксенбург*

**РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ  
ИЗ НЕПРЕРЫВНЫХ ИСТОЧНИКОВ  
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ  
ПО ИЗМЕРЕННЫМ ЗНАЧЕНИЯМ ВЕТРА  
И СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ОПЫТАМИ**

Предлагается полуэмпирическая методика определения по измеренным значениям ветра концентраций примесей, выбрасываемых из непрерывных источников, в приземном слое атмосферы. Раскрывается физический смысл экспериментально полученного коэффициента, учитывающего изменчивость направления факела во время забора проб. Определяется местоположение максимума концентрации. Сопоставляются результаты расчета с опытными данными, получены экспериментальные поправки к теоретическим уравнениям.

Подобные расчеты выполняются при решении ряда важных прикладных задач физики атмосферы, в частности в связи с проектированием и эксплуатацией крупных промышленных объектов, выбрасывающих в атмосферу вредные примеси: тепловых электростанций, химических и атомных предприятий и т. п.

В настоящее время известно [1, 2, 4, 7, 9, 11 и др.] большое количество уравнений для расчета распространения примесей, учитывающих различные факторы, управляющие диффузией примесей, такие, как пространственное и временное распределение параметров атмосферы, шероховатость подстилающей поверхности, спектр турбулентности, радиационные потоки и т. п.

Следует, однако, иметь в виду, что, как правило, в реальных условиях проектирования и эксплуатации объектов, а зачастую и при проведении опытов эти факторы оказываются неизвестными; удается использовать лишь результаты обычных, а не специально поставленных метеорологических измерений.

В связи с этим представляется разумным, используя минимальное число параметров атмосферы, сопоставить имеющиеся экспериментальные данные с классическим решением задачи о распространении примесей [5], на котором в той или иной мере базируются все последующие решения.

Правда, в заглавии статьи речь идет о непрерывных неподвижных источниках, а решение, использованное в [5], относится к расширению ионного следа в камере Вильсона. Однако легко понять, что если, как это обычно делается, пренебречь турбулентным обменом по направлению движения (ионов или примесей), то задачи окажутся принципиально подобными.

Итак, на высоте  $H$  имеется непрерывный источник примесей интенсивностью  $Q$ . Будем считать его точечным, коэффициент диффузии  $D$  — зависящим только от скорости ветра  $V$  на высоте источника.

Тогда в соответствии с [5] концентрация невесомых примесей  $C$  равна

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi Dx} \exp \left[ -\frac{V(z^2 + y^2)}{4Dx} \right]. \quad (1)$$

Начало координат расположено в источнике. Ось  $z$  направлена вертикально вниз, ось  $x$  — по горизонтальной составляющей вектора ветра, а ось  $y$  перпендикулярна к ней и горизонтальна.

Максимальное значение концентрации примесей у поверхности земли  $z = H$  достигается на расстоянии

$$x_m = \frac{VH^2}{4D} \quad (2)$$

и составляет

$$C_m = \frac{Q}{\pi e V H^2}. \quad (3)$$

Под величиной  $H$  здесь и далее следует понимать так называемую эффективную высоту трубы [6].

Используя статистические методы описания турбулентности, приходим к другому выражению для  $x_m$ , но к тому же для  $C_m$ , если принять условие симметричности факела относительно оси.

Обратим внимание на следующие обстоятельства. Обычно при теоретических исследованиях наибольшее внимание уделяют зависимости  $D$  от различных упомянутых выше факторов, однако, чем ближе  $C$  к  $C_m$  (а наиболее интересны именно  $C \rightarrow C_m$ ), тем меньшую роль играет величина  $D$ . Значительно большую роль играет величина  $H$ , которую нередко определяют довольно грубо.

Величина  $y$ , как правило, во время опытов меняется в значительных пределах; главным образом именно поэтому средняя измеряемая концентрация убывает со временем, притом роль изменчивости во времени величины  $y$  сравнительно велика, особенно при  $C \rightarrow C_m$ . Однако при проведении опытов ход этой величины во времени обычно не измеряется, что делает результаты опытов в значительной мере неопределенными. В некоторых случаях (см. ниже) пытаются измерять концентрации примесей только под осью факела, т. е. при  $y = 0$ , но практически это возможно лишь при малом времени забора проб воздуха. Между тем ошибка измерения концентраций примерно обратно пропорциональна времени забора проб.

В наших опытах, выполненных в 1963—1964 гг. в районе Прибалтийской ГРЭС, при измерении концентраций сернистого газа и пыли велись непрерывные наблюдения за ходом факела во времени. С помощью теодолитов, установленных на вышке около источника примесей (труб), засекалось положение краев шлейфа и его оси. Благодаря этому принципиально удается при сравнении опытов с теорией избежать указанной выше неопределенности при любом времени забора проб.

На рис. 1 показан типовой результат измерения концентраций в шести точках на расстоянии  $x = 7330$  м от источника, на рис. 2 — ход факела во время опытов относительно центральной точки № 3.

Эффективная высота факела рассчитывалась по методу [3, 6]. Величина  $D$  определялась по графику (рис. 3), построенному по формуле (31) из работы [6] с использованием экспериментальных данных о расширении:

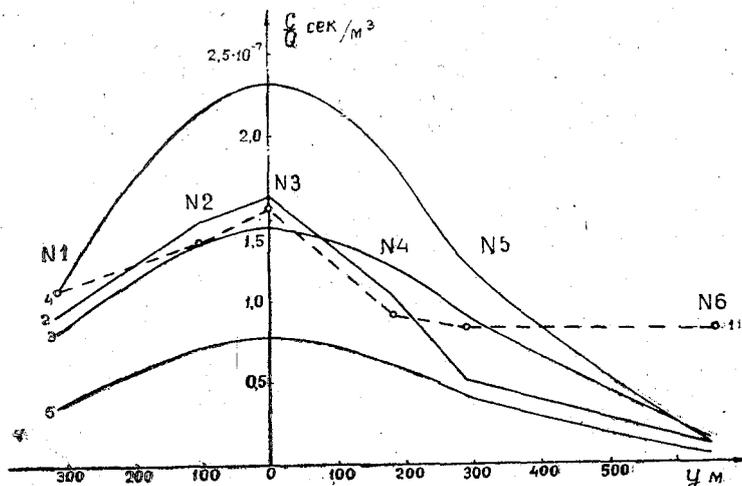


Рис. 1. Типовой результат измерения и расчета наземной концентрации невесомой примеси.  
(Прибалтийская ГРЭС 29.VI.1964 г. 12.00—12.30).

1 — экспериментальные данные; 2 — расчет по формуле (1) с использованием метода «достройки»; 3 — расчет по формуле (7); 4 — расчет по методу [1]; 5 — расчет по методу [1] с дополнительным экспериментальным коэффициентом, равным 3.

факелов, полученных в 1961—1964 гг. Расчет концентраций выполнялся по формуле (1) с использованием метода «достройки», заключающегося в совмещении максимума концентрации на фиксированном расстоянии с центром факела. Величина  $C$  интегрировалась по времени, в течение которого выполнялся забор проб воздуха. Расчет для сравнения выполнен по методу [1] с экспериментальным коэффициентом [1] и отдельно с дополнительным экспериментальным коэффициентом, равным 3, которым часто пользуются при практических расчетах для невесомой примеси, а также по формуле (7) (см. ниже).

В табл. 1 представлены результаты анализа 16 опытов (86 измерений).

Ошибки рассчитаны по формулам:

$$\Delta = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{C_p - C_a}{C_p + C_a} \right), \quad (4)$$

$$\Delta_{abc} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{C_p - C_a}{C_p + C_a} \right|, \quad (5)$$

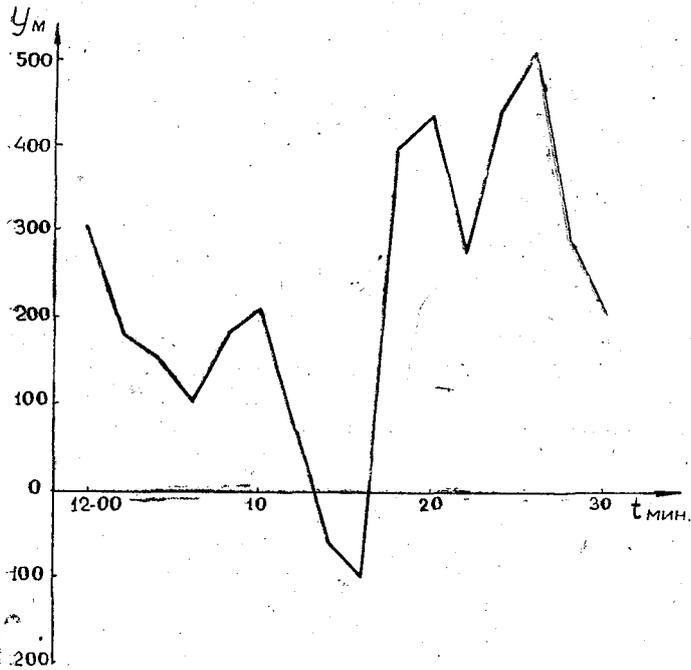


Рис. 2. Типовой ход факела во времени для точки № 3. (Прибалтийская ГРЭС 29/VI.1964 г. 12.00—12.30).

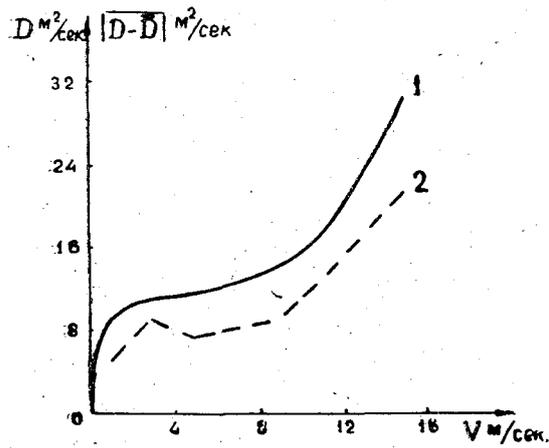


Рис. 3. Коэффициент диффузии на эффективных высотах при различных скоростях ветра (по 253 значениям, полученным на Прибалтийской ГРЭС). 1 — значения  $D$ , 2 — среднее абсолютное отклонение от среднего значения  $|D - \bar{D}|$

которые, по-видимому, более подходят для сравнения формул и опытов, если погрешности опытов и формул сравнительно велики. Легко показать, что если  $C_p - C_s \ll C_p, C_s$ , то формулы (4), (5) переходят в обычные:

$$\Delta' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{C_p - C_s}{C_s} \right), \quad (4a)$$

$$\Delta'_{\text{абс}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{C_p - C_s}{C_s} \right|, \quad (5a)$$

где  $N$  — общее число измерений,  $C_p$  — расчетное значение концентрации примеси,  $C_s$  — экспериментальное значение концентрации примеси (см. настоящий сборник статью П. И. Мушенко, Л. И. Гашина «Измерение концентраций сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе в полевых условиях»).

Таблица 1

Погрешности расчета на разных расстояниях от источника

Метод расчета	Расстояния от источника, м				Общая погрешность (числитель — $\Delta$ , знаменатель — $\Delta_{\text{абс}}$ )
	3000	4800	6000	7330	
По формуле (1) и «достройке»	0,78 (0,47)	0,51 (0,77)	0,71 (0,53)	0,49 (0,42)	$\frac{-0,43}{0,64} \left( \frac{-0,14}{0,49} \right)$
По формуле (7)	0,75 (0,55)	0,55 (1,12)	0,69 (0,71)	0,46 (0,49)	$\frac{-0,22}{0,62} \left( \frac{+0,13}{0,62} \right)$
По [1]	1,26 (2,20)	0,69 (2,92)	0,81 (1,21)	0,75 (1,63)	$\frac{+0,03}{0,93} \left( \frac{+1,38}{1,86} \right)$
По [1] с дополнительным коэффициентом, равным 3	1,00 (0,77)	0,32 (0,64)	0,75 (0,53)	0,91 (0,76)	$\frac{-0,53}{0,85} \left( \frac{-0,09}{0,70} \right)$

Примечание. Результаты расчета погрешностей, полученные по формулам (4) и (5), даны без скобок, а результаты расчета погрешностей, полученные по формулам (4а), (5а), даны в скобках.

Расчеты, результаты которых получены по формуле (1) и методу «достройки», чрезвычайно громоздки и притом, как указано выше, временной ход факела за время забора проб обычно неизвестен, поэтому для практических расчетов необходимо ввести некоторый характерный экспериментальный коэффициент, учитывающий этот ход.

Чтобы получить его, были обработаны и нанесены на график (рис. 4) результаты измерений концентраций примесей в районе тепловых электростанций Прибалтийской, Щекинской, Черепетской и Несветай, а также результаты наших опытов с дымовыми шашками, которые поднимались на заданную высоту с помощью телескопической вышки. Использованы также результаты измерений, опубликованные в [12—19]. На том же графике (рис. 4) показана линия 1, рассчитанная по формуле (3). Кроме линии 1 нанесена линия 2, полученная по той же формуле (3) с коэффициентом, равным 2, в правой части, которая иногда используется при расчетах (см. [1, 9] и др.).

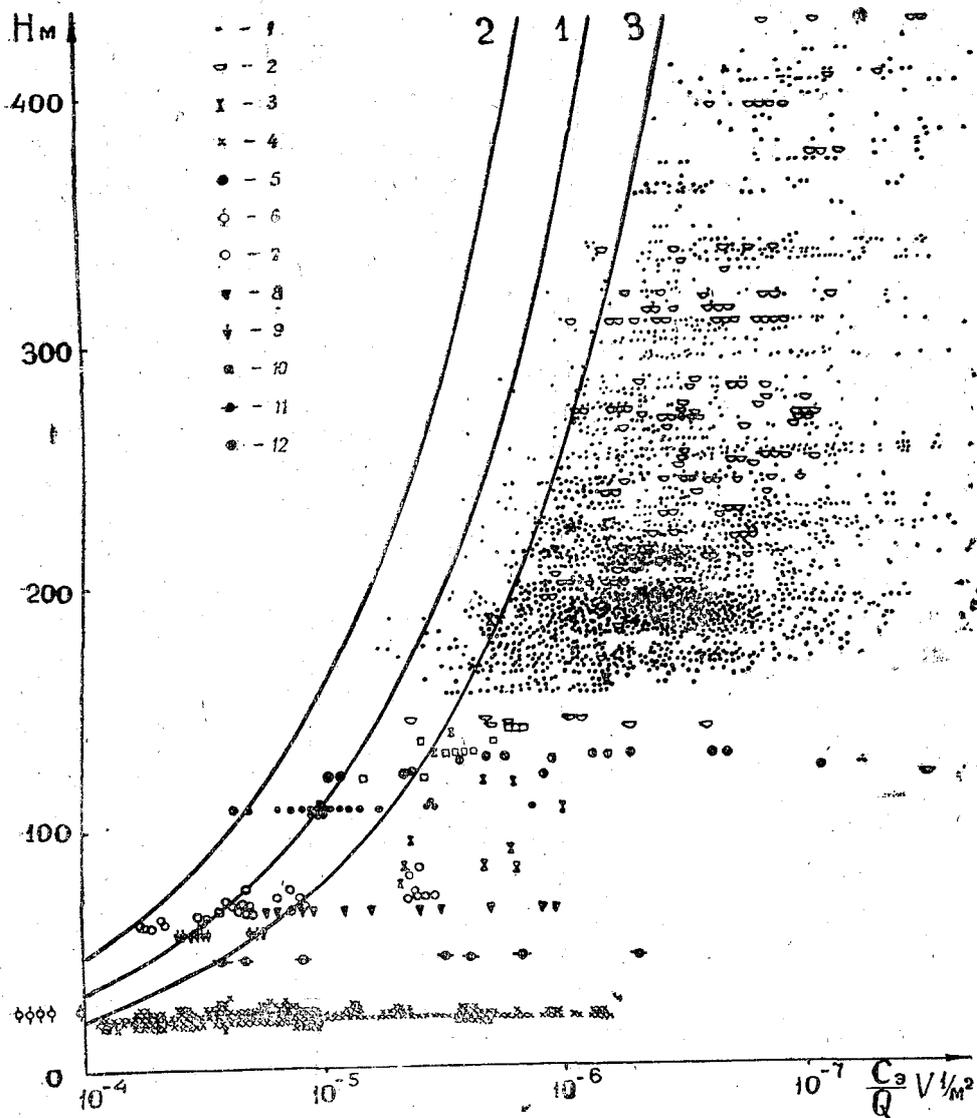


Рис. 4. Сводный график наземной концентрации невесомых примесей<sup>1</sup>.

1 — Нарва и Шекино ( $\text{SO}_2$ ), 2 — Черепец ( $\text{SO}_2$ ), 3 — Несветай ( $\text{SO}_2$ ), 4 — дымовые шашки ( $\text{NH}_4\text{Cl}$ ), 5 — Смит (масляный туман) [18], 6 — Гослин ( $\text{NO}_2$ ), [13], 7 — Стюарт ( $\text{A}^{41}$ ) [19], 8 — Сакагамиши ( $\text{PbI}_2$ ) [17], 9 — Сакагами ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) [16], 10 — Гашек ( $\text{SO}_2$ ) [14], 11 — Ислитцер (урановая краска) [15], 12 — Коммингс ( $\text{SO}_2$ ) [12].

Кривые линии: 1 — по формуле (3), 2 — по формуле (3) с коэффициентом, равным 2 в правой части, 3 — по формуле (6).

<sup>1</sup> Экспериментальные данные [15—18] нанесены на график невесомых примесей, так как использовались ингредиенты малых размеров с радиусом частиц  $< 3$  микрона.

При нанесении данных опытов [12, 13, 15—18] использовались геометрические высоты источников, так как сведения о параметрах выброса отсутствуют.

Из экспериментальных данных по Шекинской и Несветай ГРЭС нанесены только осевые (пиковые) значения.

Ветер во время опытов в Щекино и в Прибалтике определялся по шарам-пилотам и путем экстраполяции (по логарифмическому закону) данных измерений на вышках (70-метровой в районе Прибалтийской ГРЭС и 17-метровой в районе Щекинской). В пределах разумной для данной задачи точности результаты определения ветра по шарам-пилотам и по анемометрам на вышке в районе Прибалтийской ГРЭС, как правило, совпадали.

Во время измерений в районе Прибалтийской ГРЭС определялись также профили температуры и пульсации температуры и ветра, однако в настоящей работе эти данные не использованы.

График (см. рис. 4) показывает, что если правильно вычислять  $H$  [3, 6], то результаты измерений максимальных концентраций в опытах различных авторов неплохо согласуются друг с другом и с формулой (3), если в последнюю ввести численный коэффициент, играющий роль поправки на время забора проб. Введем ее для высот  $H$  от 120 до 400 м. В опытах в этой области высот время забора проб колебалось от 20 до 40 мин. Отнесем поправку к характерному времени 30 мин. В пределах значений  $H$  от 120 до 400 м исправленная зависимость достаточно удовлетворительно аппроксимируется уравнением

$$C_m = \frac{Q}{2\pi e V H^2}, \quad (6)$$

которое может быть использовано в качестве первого приближения для практических расчетов при средних метеорологических условиях, поскольку оно построено по большому количеству опытных данных, притом при значениях  $H$ , согласующихся с экспериментальными данными [3, 6]. Зависимость результатов измерений концентраций от времени забора проб с использованием сведений о структуре ветровых потоков детально исследовалась в работе [20]. Рисунок 4 и формула (6) согласуются с результатами [20].

Некоторая неопределенность рис. 4 связана с тем, что линия 1 проведена для одной трубы, а экспериментальные точки, а следовательно, и линия 3, относятся к системе труб (в таком случае результат зависит от угла между фронтом расположения труб и направлением ветра). Однако легко показать, что при небольших расстояниях между трубами поправка сравнительно невелика. Она может быть рассчитана для характерных направлений ветра.

На рис. 5 в другой системе координат представлены результаты измерений концентраций примесей в районах Прибалтийской, Щекинской, Черепетской и Несветай ГРЭС. На графике нанесены линии, рассчитанные по уравнениям (3) и (6), а также для сравнения приведены кривые, полученные по широко используемой формуле Андреева [1], и критерий [4]. На этом же рисунке дана линия, полученная по формуле (3), но при значениях  $H$ , рассчитанных не для изотермической атмосферы, а для случая вертикального градиента 6 град/км.

В области характерных параметров труб и скоростей ветра формула (6) и критерий [1] с дополнительным коэффициентом, равным 3, [4] для невесомых примесей оказались близкими друг к другу, что следовало ожидать, так как все они имеют экспериментальные поправочные коэффициенты. Важно заметить, что эффективная высота по формуле Андреева [1] определяется с большим занижением [3], тем не менее дополнительный экспериментальный коэффициент, равный 3, позволяет и ее согласовать с опытами в области характерных значений.

При значительном изменении параметров труб следует ожидать, что критерий [1] с дополнительным коэффициентом, равным 3, [4] окажутся

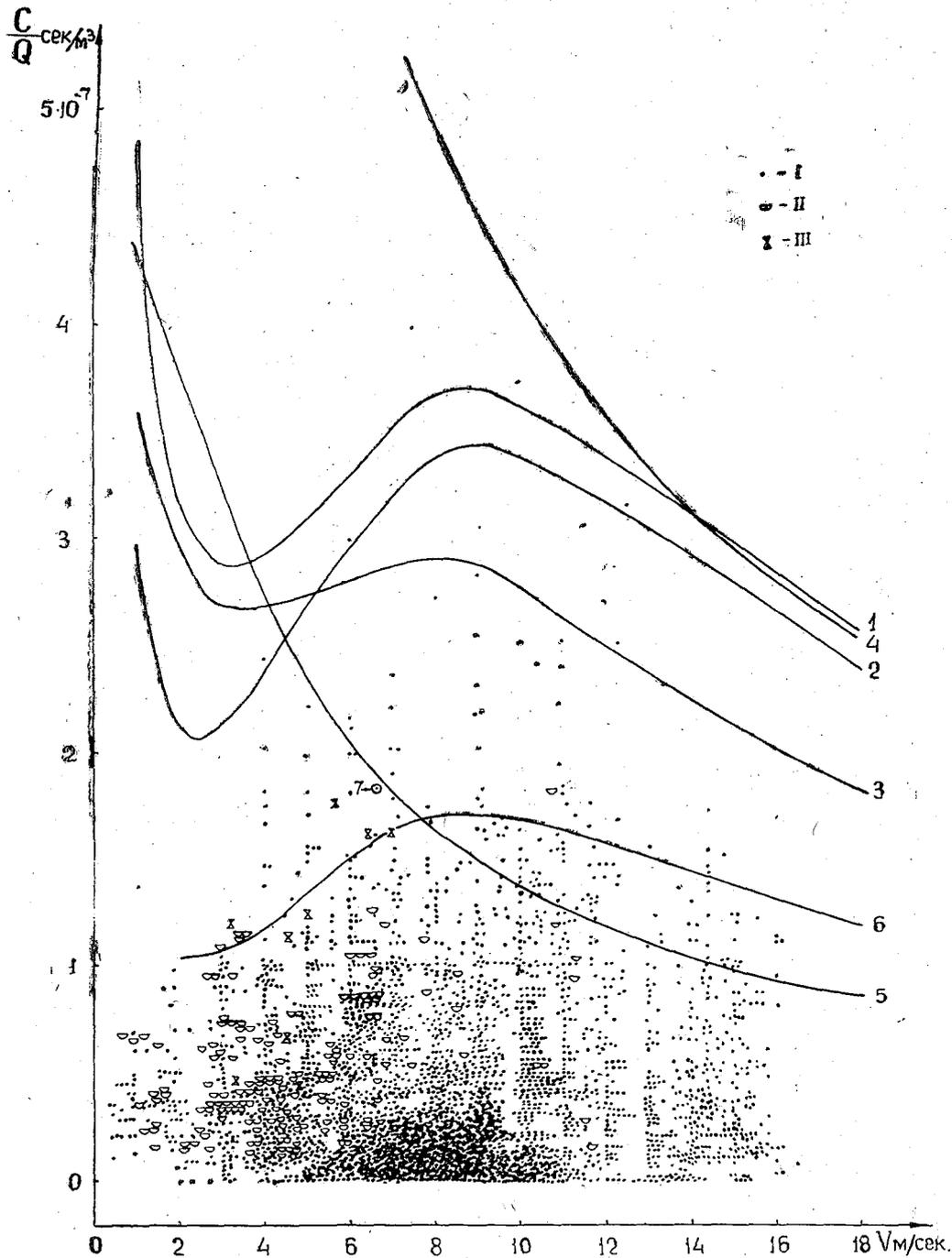


Рис. 5. Наземные концентрации невесомой примеси в районах Прибалтийской, Щекинской, Черепетской и Несветай ГРЭС<sup>1</sup>.

I — Нарва и Щекино, II — Черепец, III — Несветай.

1 — формула (3) с высотами по [6], в изотермической атмосфере; 2 — формула (3) с высотами по [6], температурный градиент  $6^\circ/\text{км}$ ; 3 — формула (1) с высотами по [6] в изотермической атмосфере с учетом расстояния между трубами (ветер перпендикулярен фронту труб); 4 — формула (3) с коэффициентом 2 в правой части с высотами по [1], с экспериментальным коэффициентом [1]; 5 — формула (3) с коэффициентом 2 в правой части с высотами по [1] с экспериментальным коэффициентом [1] и дополнительным экспериментальным коэффициентом, равным 3; 6 — формула (6) с высотами по [6], температурный градиент  $6^\circ/\text{км}$ ; 7 — критерий [4].

<sup>1</sup> Экспериментальные данные Щекинской, Черепетской и Несветай ГРЭС приведены к высоте нарвских труб — уменьшены пропорционально отношению квадратов соответствующих эффективных высот.

менее точными, так как, во-первых, различие между [1], [4], с одной стороны, и предлагаемой формулой (6), с другой стороны, в основном определяется методами определения  $H$ , а, как показано в [3], методы определения  $H$ , используемые в [1] и [4], применимы лишь для ограниченного диапазона условий, во-вторых, в связи с тем, что экспериментальная поправка в формуле (6) определена по результатам опытов, выполненных в широком диапазоне физико-географических условий.

Левая часть графика на рис. 5 при  $V \leq 3$  м/сек наименее обоснована. В этой области результат должен существенно зависеть от температурной стратификации атмосферы и других параметров. Эта область требует значительно более подробного рассмотрения, однако соответствующих экспериментальных данных в нашем распоряжении нет.

Полученная поправка (обозначим ее буквой  $k$ ) может быть введена и в формулу (1), которая теперь примет вид

$$C(x, y, H) = \frac{Q}{4k\pi Dx} \exp \left[ -\frac{V(H^2 + k^2 y^2)}{4Dx} \right]. \quad (7)$$

По этой формуле были рассчитаны концентрации невесомых примесей в упомянутых выше опытах. Результаты представлены на рис. 1 и в табл. 1. Таблица показывает, что все методы, использованные при ее построении, дают близкие к опытным результаты. Необходимо заметить, что полученная поправка на так называемый эффект времени опыта соответствует условиям достаточно открытой и ровной местности, характерной для средних широт Европейской территории Союза. В условиях же более сложного рельефа характер изменчивости направления ветра может быть другим и концентрация примеси будет несколько иначе зависеть от времени осреднения.

Если имеются наблюдения за колебаниями направления факела или соответствующие теоретические зависимости, то можно получить значения  $C$ , осредненные для любого времени забора проб, не прибегая к экспериментальному коэффициенту.

Действительно, учитывая, что колебания скорости ветра  $V$  в значительно меньшей мере, чем колебания  $y$ , сказываются на величине  $C$ , можно при расчете  $C$  пренебречь пульсациями скорости ветра. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{C}{Q} &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{C}{Q} d\tau = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{4\pi Dx} \exp \left[ -\frac{V(H^2 + y^2)}{4Dx} \right] d\tau \simeq \\ &\simeq \frac{1}{4\pi Dx} \exp \left( -\frac{VH^2}{4Dx} \right) \left[ \frac{1}{T} \int_0^T \exp \left( -\frac{Vy^2}{4Dx} \right) d\tau \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\tau$  — время, а  $T$  — период осреднения.

Так как вблизи точки максимума концентрации выполняется уравнение (2), то окончательно получим

$$\frac{C_m}{Q} = \frac{1}{\pi e V H^2} \frac{1}{T} \int_0^T \exp \left[ -\frac{y^2}{H^2} \right] d\tau. \quad (9)$$

Сравнив формулы (9) и (6), получаем для поправки (знак осреднения в формулах (6) — (9) опускается):

$$k = \left[ \frac{1}{T} \int_0^T \exp \left( -\frac{y^2}{H^2} \right) d\tau \right]^{-1}. \quad (10)$$

По наблюдениям за факелами, выполнявшимися одновременно с опытами по измерению концентраций, для 30-минутного интервала времени и средней скорости ветра  $V = 8,7$  м/сек в соответствии с формулой (10) получено  $k = 1,93$ . Совпадение при  $V = 8,7$  м/сек полученного поправочного коэффициента с его значением, согласно рис. 4, следует рассматривать, конечно, как случайное. Однако ясно, что близость вычисленной по формуле (9) концентрации к линии 3 на рис. 4 говорит о том, что поправка связана с изменением направления факела за время опыта.

Для расчета концентраций с учетом поправки при других скоростях ветра необходимо знать зависимость изменения направления факела от времени забора проб. Из-за отсутствия указанной зависимости для факела ее можно брать по наблюдениям за направлением ветра с последующим переходом к факелу при наличии связи между изменением направления ветра и факела.

Результаты расчета наземных концентраций невесомой примеси при различных вариантах параметров труб, полученные по уравнению (6), и сопоставление их с критерием [4] даны в приложении к настоящей статье.

Для оценки роли скорости оседания весоных примесей нужно вместо  $H$  ввести  $H - \frac{x}{V}W$ , где  $W$  — скорость падения частиц примесей. Тогда у поверхности земли

$$x_m = \frac{2DV}{W^2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{HW}{2D}\right)^2} - 1 \right], \quad (11)$$

$$C_m = \frac{Q}{4\pi Dx_m} \exp \left[ -\frac{V \left( H - \frac{x_m}{V} W \right)^2}{4Dx_m} \right]. \quad (12)$$

Концентрация весоных примесей у земли достигает больших значений, чем невесомых, притом на более близких расстояниях от источника. Так, например, для опытов в районе Прибалтийской ГРЭС характерными значениями являются:  $V = 8$  м/сек,  $H = 210$  м, диаметр частиц золы до 20 м, что соответствует  $W \leq 2,4$  см/сек [10]. Тогда  $\frac{C_m}{Q}$  по формуле (3) равно  $3,3 \cdot 10^{-7}$  сек/м<sup>3</sup>, а при разумном значении  $D = 13$  м<sup>2</sup>/сек (см. рис. 3) по формуле (12) при  $W = 2,4$  см/сек —  $4,0 \cdot 10^{-7}$  сек/м<sup>3</sup>. Различие оказалось в пределах 20%. С увеличением размера частиц золы, однако, это различие резко возрастает. Так, увеличение размера в 2 раза приводит к различию до 80%, а в 5 раз — до 440%.

Для учета скорости оседания весоных примесей следует использовать формулу (12) с поправочным коэффициентом, полученным выше.

При расчете поля приземных концентраций вокруг источника необходимо знать расстояние от источника до точки, в которой достигается максимальная концентрация ( $x_m$ ). На рис. 6 показан полученный путем непосредственных наблюдений нормальный для переходного сезона года ход  $x_m$  в районе Прибалтийской ГРЭС. Точнее говоря, определялось методом засечек (с помощью теодолитов, установленных на вышках) расстояние от ГРЭС до точки, где дымовой факел «садился» на землю.

Вертикальные линии соответствуют местоположению и протяженности дымового пятна у поверхности земли.  $\begin{matrix} \uparrow \uparrow \\ \circ \circ \\ \downarrow \downarrow \end{matrix}$  означают, что координата  $x_m$  определена приближенно.

На том же рис. 6 (кривая 2) показан  $x_m$ , рассчитанный по формуле (2), с высотами факелов, рассчитанными по [3, 6] при  $\frac{dT}{dz} = 0,6^\circ/100$  м.

В соответствии с [4] расстояние, на котором достигается максимальная концентрация, определяется по соотношению  $x_m = (20 \div 25)H_r$ , где  $H_r$  — геометрическая высота трубы. Для Прибалтийской ГРЭС эти значения соответствуют прямым 3 и 3' на рис. 6.

Рисунок показывает, что местоположение максимума концентраций определяется довольно грубо, по-видимому, менее точно, чем сами максимальные значения.

Как указывалось выше,  $C_m$  слабо зависит от  $D$ . Именно поэтому вычисленные значения  $C_m$  удовлетворительно согласуются с действительными, несмотря на грубость определения  $D$ . Однако величина  $x_m$  существенно зависит от  $D$ . На

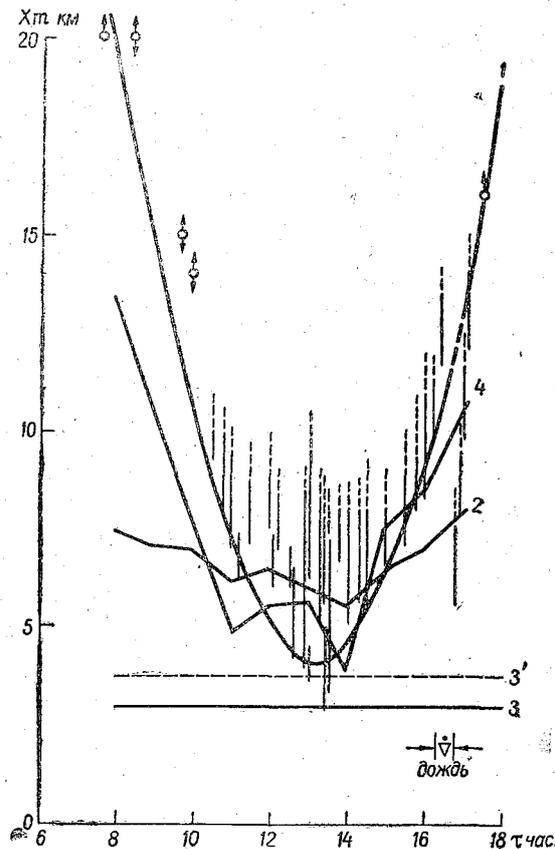


Рис. 6. Типовой ход  $x_m$  во времени (28/IX.1963 г.)  
1 — осредненная экспериментальная кривая;  
2 — расчет по формуле (2); 3 и 3' — пределы изменения  $x_m$  по [4]; 4 — расчет по формуле (2), где  $D$  определено по [8].

рис. 6 линией 4, в качестве примера, изображен ход  $x_m$ , рассчитанный по формуле (2), при этом  $D$  вычислено по методу, рекомендованному в работе [8, стр. 353]. Рассчитанный таким способом ход  $x_m$  оказался значительно ближе к действительному, чем рассчитанный с использованием рис. 3.

Таким образом, уточнение зависимости для  $D$  необходимо не столько для расчета максимальных значений концентраций, сколько для определения положения максимума концентраций, а следовательно, и для расчета изолиний концентраций.

Лучшие результаты расчета  $x_m$  можно получить, используя наблюдения за пульсациями ветра. Соответствующий метод будет рассмотрен в другой работе.

В районе Прибалтийской ГРЭС выполнялись также снегомерные съемки на различных расстояниях от источника для определения количества оседающей пыли по исследованию проб снега.

Поток примеси к земле при  $z \rightarrow H$  равен

$$P = -D \frac{dC}{dz} = \frac{VH}{2x} C(x, y, H). \quad (13)$$

Максимальное значение потока соответственно равно

$$P_m = \frac{8QD}{\pi e^2 V H^3}. \quad (14)$$

Оказалось, что на ветрозащищенных местах (поле, покрытое кустарником) опытные данные и рассчитанные по формуле (13) удовлетворительно согласуются друг с другом. Результаты расчета и опытов для трех трасс показаны на рис. 7. На местах, где сдувание велико, расчет дает завы-

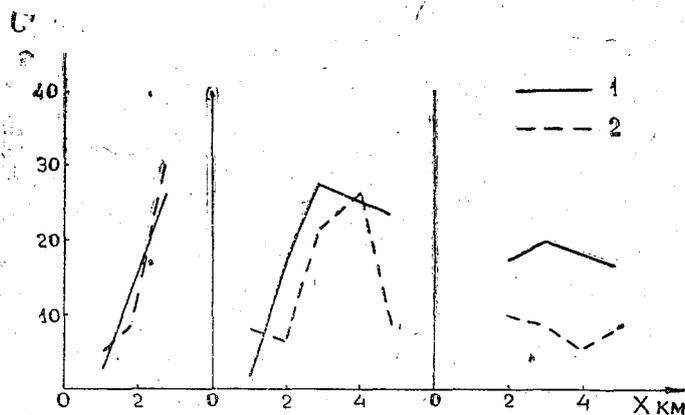


Рис. 7. Поток золы к земле по данным снегоъемок на ветрозащищенных местах.

1 — расчет, 2 — эксперимент.

шенные значения. При расчете уравнение (13) интегрировалось по времени от первого снегопада до момента снегоъемки или от одной снегоъемки до другой. Для рассматриваемого расчета за большой период времени (месяц, сезон), а также для расчета поля многолетних концентраций вокруг источника необходимы данные о распределении направлений и скорости ветра, т. е. роза ветров и средние скорости ветра по восьми стандартным румбам. Легко понять, что экспериментальная поправка, учитывающая время забора проб, в этом случае не нужна.

#### Заключение

Формула (3) с поправкой на время забора проб в сочетании с методом [3, 6] расчета высот факелов может быть использована в качестве первого приближения для расчета максимальных концентраций при средних метеорологических условиях при проектировании и эксплуатации крупных промышленных объектов с высотой расположения источника невесомых примесей 120—400 м и, по-видимому, несколько более высокими, если скорость ветра в этом слое атмосферы не слишком мала и вероятность инверсии ничтожна.

Успешность дальнейшего усовершенствования решения задач, касающихся определения максимальных концентраций при распространении примесей из непрерывных источников в приземном слое атмосферы, зависит в первую очередь от того, насколько удачно будут найдены зависимости колебаний направления ветра от метеорологических условий. При расчете максимальных концентраций этот параметр определяет основные погрешности результата.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев П. И. Рассеяние в воздухе газов, выбрасываемых промышленными предприятиями. Госстройиздат, М., 1952.
2. Атмосферная диффузия и загрязнения воздуха. Пер. с англ. под ред. А. С. Моница. ИЛ, М., 1962.
3. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Исследование траекторий турбулентных струй в сносящем потоке. См. настоящий сборник.

4. Временная методика расчетов рассеивания в атмосфере выбросов (зола и сернистых газов) из дымовых труб электростанций. Теплоэнергетика, № 7, 1964.
5. Дас Гупта Н., Гош С. Камера Вильсона и ее применение в физике. ИЛ, М., 1947.
6. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории нагретых турбулентных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
7. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
8. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1965.
9. Метеорология и атомная энергия. Пер. с англ. под ред. Е. К. Федорова. ИЛ, М., 1959.
10. Фетт В. Атмосферная пыль. Пер. с нем. под ред. Н. М. Томсона. ИЛ, М., 1961.
11. Френкиль Ф. Н. Турбулентная диффузия: распределение средней концентрации в поле однородного турбулентного потока. Проблемы механики. Сб. статей под ред. Р. Мизеса и Т. Кармана. ИЛ, М., 1955.
12. Cummings W. G., Redfean M. W. Instruments for measuring small quantities of sulphur dioxide in the atmosphere. Journal of the institute of fuel, vol. 30, N 202, 1957.
13. Gosline C. A. Dispersion from short stacks. Chemical engineering progress, vol. 48, N 64, 1952.
14. Hasek M. The diffusion of smoke gases from factory chimneys and its meteorological conditions. Studia geophysica et geodaetica, № 1, rocnit 8, 1964.
15. Islitzer N. F. Short-range atmospheric-dispersion measurements from an elevated source. Journal of meteorology, vol. 18, № 4, 1961.
16. Sakagami J., Kimura Y., Kato M. On the distributions of dusts from chimneys in neighbourhood of a factory. Natural science report of the ochanomizu university, vol. 14, № 1, 1963.
17. Sakagishi S. Practical method for estimation of atmospheric dispersion of gaseous material and external exposure due to radioactive cloud. Journal of meteorological society, of Japan, ser. II, vol. 41, № 1, 1963.
18. Smith M. E. The variation of effluent concentrations from an elevated point source. Archives of industrial health, A. M. A., vol. 14, № 1, 1956.
19. Stewart N. G., Gale H. J., Crooks R. N. The atmospheric diffusion of gases discharged from the chimney of the harwell pale. (BEPO). Harwell, Berkshire, Atomic energy research establishment, 1957.
20. Wippermann F. Der Effekt der Messdauer bei der Ermittlung von Maximalkonzentrationen eines sich in turbulenter Strömung ausbreitenden Gases International. Journal air and water pollution, vol. 4, N 1-2, 1961.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

В приложении дан расчет наземных концентраций невесомых примесей при различных вариантах параметров труб. Рисунок 1 рассчитан по уравнению (6). Линия 1 соответствует четырем трубам высотой  $h_T = 150$  м, радиус устья трубы  $R_0 = 3,5$  м. Перегрев выбрасываемых газов относительно воздуха  $\Delta T_0 = 100^\circ \text{C}$ , а скорость их выброса  $v_0 = 10$  м/сек.

Линии  $I^I$  и  $I^{II}$  соответствуют высотам труб  $h_T = 180$  м и 250 м при сохранении всех остальных параметров.

Предположим, что при реконструкции ГРЭС, скорость выброса газов увеличена в 4 раза; остальные параметры (в том числе и  $Q$ ) остались прежними, как в случае первом. Соответствующие значения  $\frac{C_m}{Q} = \frac{C_m}{Q} (V)$  показаны линией 3 для  $h_T = 150$  м и линией 3' для  $h_T = 180$  м.

Теперь изменим площадь устья труб. Поставим одну трубу с сечением устья, равную сумме площадей устьев всех четырех труб. Остальные параметры сохраним, как в случае первом. Соответствующий результат показан линией 2 для  $h_T = 150$  м и линией 2' для  $h_T = 180$  м.

В табл. 1 результаты рис. 1 сопоставлены с критерием [4].

Даны максимальные значения концентраций и соответствующие им скорости ветра: для уравнения (6) на эффективной высоте, а для критерия [4] на высоте флюгера.

Наибольшее расхождение имеет место для случая, соответствующего линии 2. Еще большим расхождение оказывается при уменьшении перегрева, особенно если одновременно увеличивается сечение труб или скорость выброса.

Следует обратить внимание на то, что для рассмотренных выше параметров объединение четырех труб в одну (линии 2, 2') столь же эффективно снижает наземную концентрацию, как и увеличение скорости выброса газов в 4 раза (линии 3, 3').

Сравнение уравнения (6) и критерия [4]

Таблица 1

Линия на рис. 1	Уравнение (6)		Критерий [4]		$\frac{C_m - C_m^I}{C_m}$
	$\frac{C_m^I}{Q}$ , сек/м <sup>3</sup>	V, м/сек	$\frac{C_m^I}{Q}$ , сек/м <sup>3</sup>	V, м/сек	
1	1,84	9	2,10	4,1	-0,14
1 <sup>I</sup>	1,40	7	1,46	3,9	-0,4
2	1,03	13	1,33	7,1	-0,29
2 <sup>I</sup>	0,80	12	0,92	6,2	-0,15
3	0,93	13	1,06	7,1	-0,14
3 <sup>I</sup>	0,72	12	0,74	6,2	-0,3
1 <sup>II</sup>	0,86	5	0,76	3,5	+0,12

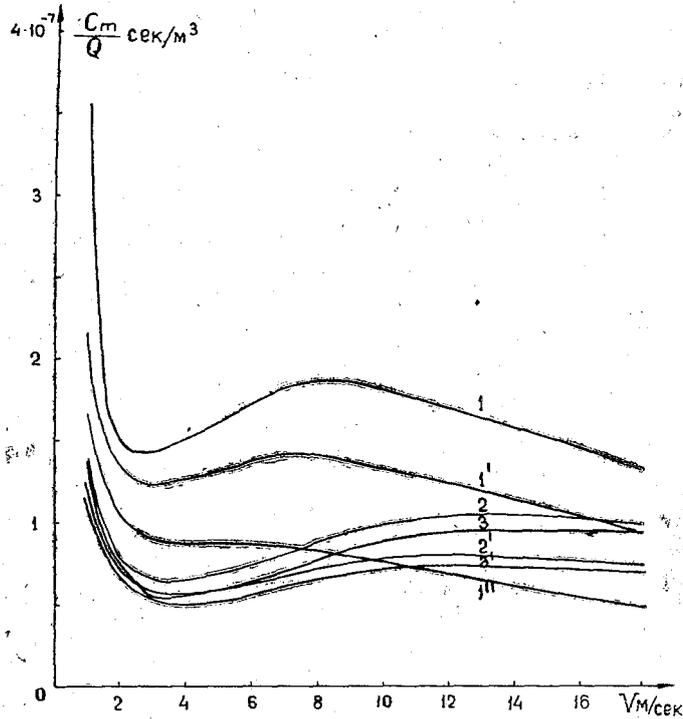


Рис. 1. График максимальных концентраций примесей при различных вариантах параметров труб.

1 — четыре трубы  $h_T = 150$  м,  $R_0 = 3,5$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 10$  м/сек; 2 — одна труба  $h_T = 150$  м,  $R_0 = 7$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 10$  м/сек; 3 — четыре трубы  $h_T = 150$  м,  $R_0 = 3,5$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 40$  м/сек; 1<sup>I</sup> — четыре трубы  $h_T = 180$  м,  $R_0 = 3,5$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 10$  м/сек; 2<sup>I</sup> — одна труба  $h_T = 180$  м,  $R_0 = 7$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 10$  м/сек; 3<sup>I</sup> — четыре трубы  $h_T = 180$  м,  $R_0 = 3,5$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 40$  м/сек; 1<sup>II</sup> — четыре трубы  $h_T = 250$  м,  $R_0 = 3,5$  м,  $\Delta T_0 = 100^\circ\text{C}$ ,  $v_0 = 10$  м/сек.

---

П. М. Мушенко, Л. И. Гашиш

## ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ СЕРНИСТОГО ГАЗА И ПЫЛИ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ В ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

Излагается методика измерений концентраций сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе, а также приводится описание измерительной аппаратуры. Проводится сопоставление фотоколориметрического и нефелометрического методов исследования проб на содержание сернистого газа, даются оценки погрешностей указанных методов. Приводятся результаты измерений концентраций и размеров частиц пыли в дымовом факеле, полученных с помощью вертолета.

Измерение концентрации сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе проводится с целью проверки и уточнения теоретических схем расчета распределения наземных концентраций вредных для здоровья человека примесей и определения санитарно-гигиенических условий.

В настоящее время находят применение несколько методов определения концентраций сернистого газа и пыли [1, 2, 4, 5]. Для решения первой из указанных задач весьма важно найти такой метод, который, обладая достаточной точностью, позволял бы осуществлять отбор и оперативный анализ большого числа проб.

В связи с большой изменчивостью концентраций примесей в атмосфере, обусловленной турбулентным характером их распространения, определить реальную суммарную погрешность измерения примесей в естественных условиях тем или иным методом, как правило, не удается. Сопоставление методов можно провести, если сравнить пороги чувствительности, погрешности отсчетов и шкаловые чувствительности [3].

### 1. Измерение концентраций сернистого газа в атмосферном воздухе

В табл. 1 приведены характеристики чувствительности и точности, рассчитанные на основе [1, 4], для нефелометрического, колориметрического и фотоколориметрического методов определения сернистого газа.

В графах 5 и 6 таблицы даны значения порога чувствительности, т. е. тех наименьших количеств сернистого газа в 1 мл поглотительного раствора (в  $\gamma/\text{мл}$ , где  $\gamma = 10^{-3} \text{ мг}$ ) или в 1 м<sup>3</sup> (в  $\text{мг}/\text{м}^3$ ) прокаченного воздуха, которое может быть обнаружено при анализе пробы тем или иным методом.

Таблица 1

Значения шкаловой чувствительности, порога чувствительности и точности отсчетов различных методов определения сернистого газа

№ п/п	Метод	Объем воздуха, л	Время забора проб, мин	Порог чувствительности		Погрешность		Шкаловая чувствительность дел/γ	Способ наблюдений
				γ/мл	мг/м <sup>3</sup>	γ/мл	мг/м <sup>3</sup>		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	Нефелометрический	40	20	0,667	0,100	±0,333	±0,050	0,20	визуальный
2	Колориметрический	7,5	5	0,033	0,013	±0,016	±0,006	0,20	визуальный
3	Фотоколориметрический	30	20	0,143	0,033	±0,025	±0,006	4,00	инструментальный
		60	40	0,143	0,016	±0,025	±0,003	4,00	

Порог чувствительности является важной характеристикой метода, так как он определяет минимально допустимое время забора проб. Как видно из табл. 1, наибольшим порогом чувствительности (0,667 γ/мл) обладает нефелометрический метод. С учетом рекомендуемых в [1] объемов просасываемого воздуха и времени забора проб при определении максимальных разовых концентраций пороговая объемная концентрация нефелометрического метода составляет 0,100 мг/м<sup>3</sup>. При меньших концентрациях сернистого газа определять концентрацию данным методом нельзя.

Далее из табл. 1 (графы 7 и 8) следует, что погрешность отсчета по стандартной нефелометрической шкале на порядок больше, чем у колориметрического и фотоколориметрического методов и составляет ± 0,333 γ/мл раствора, или ± 0,050 мг/м<sup>3</sup> воздуха. Погрешности отсчетов колориметрического и фотоколориметрического методов примерно одинаковы и не превышают ± 0,003 ÷ ± 0,006 мг/м<sup>3</sup>.

Очевидно, что общая погрешность методов во всяком случае не меньше указанных погрешностей отсчетов, так как последние входят составной частью в общую погрешность [3]. Об этом же свидетельствуют и значения шкаловой чувствительности (см. табл. 1, графу 9), численно равные изменению показаний (в делениях шкалы) при изменении содержания сернистого газа в поглотительном растворе на одну γ.

Несмотря на то, что абсолютная погрешность нефелометрического метода определения сернистого газа больше, чем у других методов, с санитарно-гигиенической точки зрения этот метод является наиболее предпочтительным, так как он позволяет регистрировать все летучие соединения серы, образующиеся при сгорании топлива в промышленных установках. Этот метод рекомендован промышленно-санитарной химией для применения на всей сети санэпидстанций СССР. Для изучения закономерностей процесса распространения примесей в атмосфере и выяснения роли отдельных метеорологических факторов, оказывающих влияние на этот процесс, более других подходит фотоколориметрический метод.

Эти два метода и были выбраны нами для практического использования. Определение концентрации сернистого газа проводилось параллельно тем и другим методом в полном соответствии с методическими указаниями [1] и описанием [4], причем анализ большинства проб был проведен в лаборатории фотоколориметрическим методом.

Для сопоставления оценок точности каждого из них было организовано несколько серий параллельного отбора проб воздуха из одной точки для последующего анализа нефелометрическим и фотоколориметрическим методами. С этой целью все 24—26 комплектов измерительной аппаратуры сводились в одну точку. Половина из них работала по нефелометрическому методу, другая — по фотоколориметрическому. Всего таким способом было получено 230 синхронных проб.

Значения концентраций, определенные фотоколориметрическим методом  $C_k$ , были разбиты по градациям через каждые  $0,04 \text{ мг/м}^3$  и для каждой градации вычислено среднее значение концентрации, определенное нефелометрическим способом  $C_n$ . Далее были рассчитаны параметры

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{C_n}{C_k} \quad \text{и} \quad |\overline{\Delta\varepsilon}| = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}|$$

где  $\varepsilon_i$  — текущее отношение концентраций.

На рис. 1 представлена зависимость  $\bar{\varepsilon}$  и  $|\overline{\Delta\varepsilon}|$  от  $C_k$ . Из рисунка следует, что нефелометрический метод дает систематическое завышение концентраций по сравнению с фотоколориметрическим примерно в 2,7 раза.

Определению сернистого газа фотоколориметрическим методом мешают окислы азота и, возможно, другие вещества, вступающие в химическую реакцию с сернистым газом. Нефелометрическому же методу

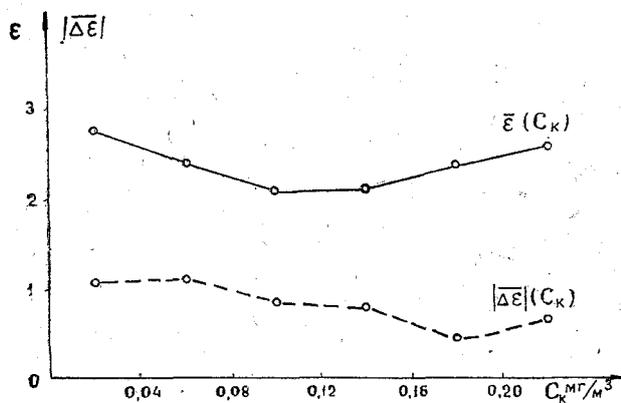


Рис. 1. К сопоставлению нефелометрического и фотоколориметрического методов определения сернистого газа.

присущи погрешности, связанные с присутствием серной кислоты [1]. Поскольку в условиях наших опытов не было возможности учесть все эти факторы, а методы дали столь резкое различие, то сделать окончательные выводы по результатам проведенного сопоставления представляется нам преждевременным.

Наряду с систематическими погрешностями, о чем свидетельствует отмененное выше расхождение в результатах нефелометрического и колориметрического методов анализа проб воздуха, существует целый ряд случайных погрешностей измерений. К ним можно отнести погрешности, относящиеся главным образом к условиям отбора проб в поле. Сюда относятся:

- а) испарение поглотительного раствора при отборе пробы или частичный выброс поглотительного раствора из поглотителя («гуська»);
- б) разбавление поглотительного раствора дистиллированной водой

при промывке поглотителя или плохая промывка поглотителя после предыдущей пробы, содержащей сернистый газ;

в) погрешности измерений объема просасываемого воздуха (нарушение герметичности и т. п.);

г) загрязнение проб;

д) погрешности измерения заливаемого в «гусек» поглотительного раствора и т. д.

Для устранения погрешностей и контроля качества получаемых результатов измерений в начале и в конце каждой или нескольких серий измерений все приборы устанавливались в одной точке и производился синхронный отбор проб воздуха. Подобная проверка приборов позволила выявить неисправные приборы, устранить некоторые погрешности субъективного характера, присущие коллекторам-отборщикам проб, и свести разброс точек к минимуму.

При серийных наблюдениях в каждой точке измерений устанавливалось по три-четыре прибора, за исключением очень редких случаев, специально предусмотренных программой работ. В наших опытах показания приборов, установленных в одной точке, расходились между собой не более чем на 30%. Разумеется, кроме перечисленных мер предосторожностей, особое внимание уделялось тщательности анализа проб воздуха в лабораторных условиях.

Остановимся вкратце на источниках погрешностей фотоколориметрирования, поскольку этот метод является сравнительно менее испытанным на практике.

Сюда входят погрешности градуировки, неправильная установка механического и электрического нулей, ошибки отсчетов по шкале нулевого гальванометра, загрязнение оптики и рабочих кювет, перегрев контрольного раствора при длительной эксплуатации прибора, засветка фотоприемного устройства и т. д.

Согласно [5], для построения градуировочной кривой рекомендуется проводить три-четыре последовательные градуировки.

Проведенный анализ показал, что число градуировок следует увеличить до восьми-десяти. При этих условиях погрешности поверки использованного фотоколориметра ФЭКН-57 практически не сказываются на результатах измерений. Действительно, среднее квадратическое отклонение единичного отсчета составило (при 8—10 градуировках) примерно  $5,8 \cdot 10^{-6}$  мг, а средняя арифметическая погрешность  $4,6 \cdot 10^{-6}$  мг.

Контрольная градуировка фотоколориметра, выполненная по окончании экспедиционных работ, показала полную сходимость с рабочей. Следует обратить в связи с этим внимание на то, чтобы анализ проб воздуха производился с химреактивами и материалами той же партии, которая была использована при градуировке. В особенности это относится к фуксину и дистиллированной воде.

В табл. 2 приведены результаты сопоставления градуировочных кривых одного и того же ФЭКН-57, полученных в различных экспедициях и.

Таблица 2

	Шкаловые значения концентрации SO <sub>2</sub> в пробе				
	2	3	4	5	6
Средние абсолютные отклонения от средней по различным градуировкам (γ)	±0,15	±0,3	±0,6	±0,8	±1,0
Относительное отклонение (в процентах)	7	10	15	16	17

естественно, с применением химреактивов различных партий. Как видно из табл. 2, в начале шкалы, в области значений до 4, отклонения составляют не более 0,6γ. Далее они увеличиваются. Это указывает на то, что при использовании различных партий реактивов может существенно измениться чувствительность метода.

Если учесть, что в наших опытах содержание сернистого газа в пробе (фотоколориметрический метод), как правило, не превышало 3—4γ, с достаточной уверенностью можно было бы при необходимости использовать любую из этих градуировок и погрешность, обусловленная этой причиной, не превысила бы 10—15%.

## 2. Измерение концентраций пыли в атмосферном воздухе

Известно, что спектр частиц атмосферной пыли весьма широк — от сотых долей микрона до сотен микрон. Условно частицы пыли можно разделить на несколько групп:

1. Оседающая пыль — крупные частицы, размером около 5—50 μ. Такими частицами обычно загрязнен воздух районов, прилежащих к источнику пыли.

2. Витаящая пыль — образуется частицами, размер которых около 0,5—5 μ. Скорость падения этих частиц настолько мала, что они переносятся воздушными потоками. По мнению гигиенистов, эта пыль является наиболее вредной для здоровья человека.

3. Мелкие частицы, размером менее 0,5μ. Эти частицы в значительной мере проникают сквозь фильтры, ускользая от обычных измерений.

Для измерения оседающей пыли применяются поверхности, покрытые вяжущим составом, а также различного рода тканевые фильтры, удерживающие осевшие частицы. Концентрация определяется весовым либо рефлектометрическим способом и выражается весом пыли, отнесенным к единице площади сборной поверхности за единицу времени.

При измерениях в районе Прибалтийской ГРЭС данный метод не применялся.

Для определения интегральных характеристик запыленности применялся метод снегосъемок в фиксированных точках изучаемого района. Метод позволяет получить представление о распределении по площади пыли, осевшей за определенный период. Количество осевшей пыли рассчитывается так же, как и при методе осаждения. Предельно допустимая величина загрязнения указанного метода не установлена, поэтому определение санитарно-гигиенических условий по измеренным величинам запыленности не представляется возможным.

Для измерения запыленности воздуха в районе Прибалтийской ГРЭС был применен аспирационный метод, а также метод снегосъемок.

Основным методом определения загрязнения атмосферного воздуха в районе Прибалтийской ГРЭС явился аспирационный метод, который позволил провести измерения концентраций витающей пыли и определить санитарно-гигиенические условия, проведя сравнения полученных концентраций с предельно допустимыми концентрациями. Как и при оценке методов измерения  $SO_2$ , точность аспирационного метода можно характеризовать суммарной погрешностью измерения и порогом чувствительности. Некоторое представление о точности аспирационного метода дает величина погрешности взвешивания фильтров, которая в нашем случае составила  $\pm 0,05$  мг. Пропущенный объем воздуха в течение одного опыта был равен примерно  $10$  м<sup>3</sup>. Таким образом, ошибка в определении объемных концентраций оказывается равной  $\pm 0,005$  мг/м<sup>3</sup>.

При отборе проб в каждой точке измерений устанавливалось по три прибора, что позволяло получить более надежные данные и контролировать работу отдельных приборов. Расхождения в показаниях приборов не превышали 10% (от среднего по трем приборам). Продолжительность отбора проб варьировалась от 40 до 80 мин в зависимости от характера решаемой задачи. В каждой серии наблюдений проводилось измерение фоновой концентрации. С целью контроля работы приборов и полученных результатов осуществлялись измерения одновременно всеми приборами в одной точке. При этом максимальное отклонение показаний от среднего, величина которого находилась в пределах 0,2—1,0 мг/м<sup>3</sup>, не превы-

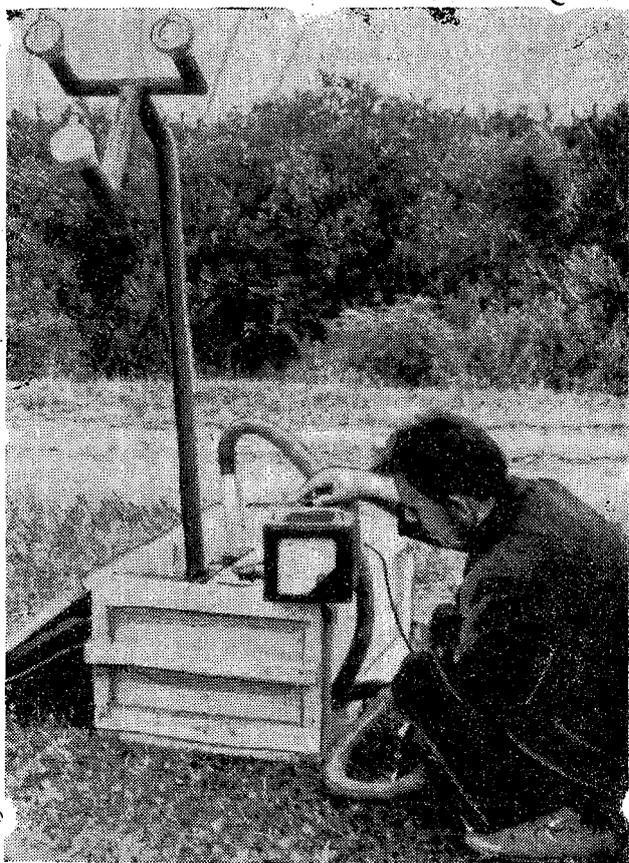


Рис. 2. Внешний вид аспирационного прибора для отбора проб пыли.

шало 20%. Работа с аспирационными приборами, обработка и взвешивание фильтров, запись результатов проводились в точном соответствии с методикой [2]. Для уменьшения порога чувствительности и повышения точности измерения эффективная поверхность фильтров была увеличена до 54 см<sup>2</sup>.

Это достигалось тем, что отбор проб на одном приборе осуществлялся одновременно на три фильтра АФА-В-18 (рис. 2). Расхождение в привесах между фильтрами не превышало 5%.

При снегомерных съемках пробы брались в точках, удаленных в среднем от 2 до 8 км от источника пыли по различным направлениям от последнего. В каждой точке проводился отбор пяти проб, при этом результат оказывался осредненным по некоторой площади, в среднем 1 га. Отобранные пробы растапливались, и примеси отфильтровывались. После высушивания фильтров определялся их привес, который и характеризовал концентрацию оседающей пыли.

Кроме определения концентраций пыли, в 1963 г. были проведены микрофизические измерения в дымовом факеле труб Прибалтийской ГРЭС с вертолета. При этом измерялась относительная концентрация частиц на оси факела и средний размер их на различных фиксированных расстояниях от источника. В связи с тем что число измерений в факеле ограничено, анализ результатов дает лишь предварительное представление о микрофизических характеристиках пыли, выбрасываемой источником, и распределении этих характеристик вдоль факела. Результаты измерений представлены на рис. 3. По оси абсцисс отложено расстояние

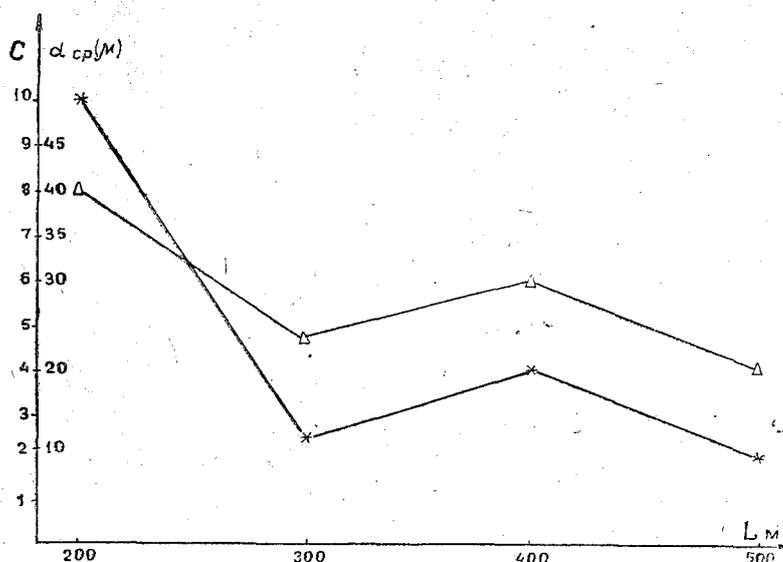


Рис. 3. График зависимости среднего размера и относительной концентрации частиц от расстояния до источника.  
\* — относительная концентрация, Δ — средний размер частиц (μ)

в метрах от источника пыли, по оси ординат — средние размеры частиц (в микронах) и относительная концентрация частиц  $C$ . За единицу принималась минимальная концентрация, полученная при измерениях на видимом краю дымового факела, на расстоянии 300 м от источника. Как и следовало ожидать, с удалением от источника концентрации и средний размер частиц убывают.

Полученные результаты следует считать предварительными и требующими дополнения и уточнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеева М. В. Определение атмосферных загрязнений. Медгиз, М., 1959.
2. Гильденскильд Р. С., Минаев А. А., Эттинг С. В. Методика отбора пылевых проб атмосферного воздуха на тканевые фильтры. Медгиз, М., 1961.
3. Маликов В. Ф. Основы метрологии. Комитет по делам мер и измерительных приборов при СМ СССР, М., 1949.
4. Описание фотоколориметра-нефелометра ФЭКН-57. Медгиз, М., 1957.
5. Рязанов В. А. Санитарная охрана атмосферного воздуха. Медгиз, М., 1955.

---

---

Н. С. Ялынычев

### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ТЕРМОГРАДИЕНТОГРАФ («КОЧУЮЩИЙ ТЕРМОМЕТР»)

Описывается аппаратура для автоматического определения вертикального профиля температуры в приземном слое атмосферы. При измерении датчик перемещается по вертикали.

Прибор предназначен для измерения и автоматической регистрации вертикального профиля температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Он изготовлен на базе автоматического самопишущего потенциометра типа ЭПП-09, к которому сделана приставка, позволяющая применять в качестве датчиков температуры полупроводниковые термосопротивления. Прибор работает в комплекте с двумя датчиками температуры, один из которых закрепляется неподвижно на вершине мачты, — этот уровень считается верхней границей слоя, второй — «кочующий» — перемещается с помощью электролебедки в границах исследуемого слоя. Толщина исследуемого слоя определяется высотой метеорологической мачты.

Электрическая схема устройства (рис. 1) представляет собой автоматический уравнивающий мост сопротивлений, в одно из плеч которого поочередно подключаются два полупроводниковых термосопротивления.

Применение малогабаритных полупроводниковых термосопротивлений типа ММТ-1 позволяет создать малоинерционный датчик температуры с постоянной времени, не превышающей 10 сек.

Использование в измерительной схеме чувствительного элемента, у которого сопротивление меняется по закону [1]

$$R = Ae^{\frac{B}{T}}, \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  — константы данного термосопротивления,  $T$  — температура, приводит к явной нелинейности шкалы прибора, что, вообще говоря, нежелательно.

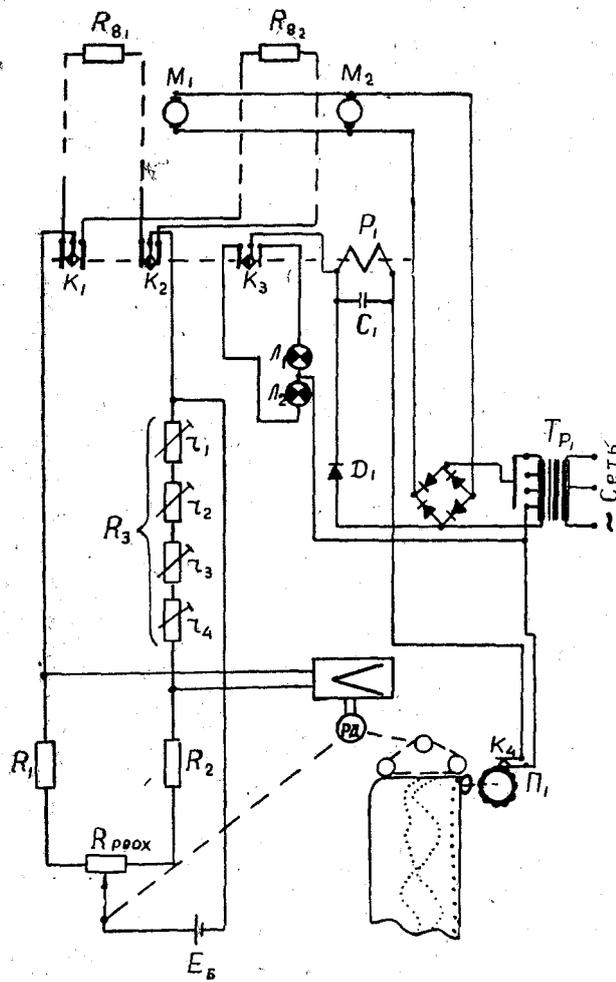


Рис. 1. Электрическая схема устройства.

Для линейризации шкалы в пределах заданной точности прибора весь диапазон измеряемых температур перекрывается одним «подвижным» поддиапазоном, охватывающим всего несколько градусов. Это своего рода переменный нониус, перемещающийся по градуировочной кривой (рис. 2) полупроводникового термоэлемента датчика температуры.

При измерениях каждый раз «вырезается» рабочий участок градуировочной кривой, который затем «растягивается» на всю шкалу прибора.

Рабочий поддиапазон и цена деления шкалы определяются следующим образом. С помощью переменного сопротивления  $R_3$ , состоящего из четырех декад, каждая из которых соответственно имеет значения 10, 100, 1000 и 10000 *ом*, добиваются смещения указателя равновесия прибора в левое крайнее положение, что соответствует нулевому отсчету на шкале прибора. Имея значение сопротивления  $R_3$  и градуировочный график термосопротивления (рис. 2), находят величину температуры, кото-

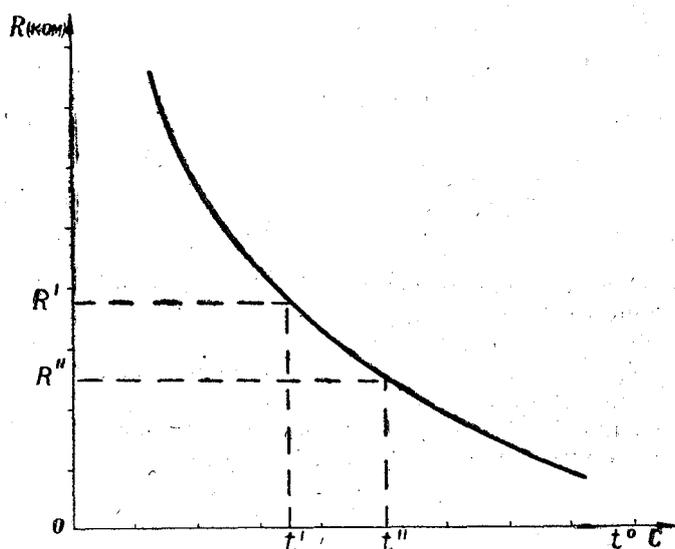


Рис. 2. Градуировочный график полупроводникового термоэлемента датчика температуры.

рой соответствует нулевой отсчет шкалы, т. е. левая граница рабочего поддиапазона. Правая граница рабочего поддиапазона определяется аналогичным образом. Имея значения температур границ рабочего поддиапазона и число делений шкалы прибора, можно определить цену деления как величину, равную

$$c = \frac{t_1 - t_2}{n} \left[ \frac{\text{градус}}{\text{дел. шкалы}} \right], \quad (2)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — значения температур границ рабочего поддиапазона,  $n$  — число делений шкалы прибора.

Из графика (рис. 2) видно, что определение цены деления изложенным способом произведено с некоторой погрешностью из-за пренебрежения кривизной «вырезанного» участка градуировочной кривой. Эта погрешность, как правило, не превышает долей процента.

Привязка показаний прибора к температуре воздуха осуществляется следующим образом. Датчик прибора и аспирационный психрометр устанавливаются на одном уровне. Спротивлением  $R_3$  (см. рис. 1) указатель равновесия потенциометра выводится на середину шкалы. Затем включается прибор на «запись» и одновременно производится серия отсчетов по аспирационному психрометру. Среднее значение ординаты, записанной прибором, будет соответствовать среднему значению температуры воздуха, определенному с помощью аспирационного психрометра в этот же момент времени. Зная цену деления шкалы и реперную точку, можно определить значение температуры любой ординаты на диаграммной ленте.

Изложенный метод измерения температуры воздуха позволяет каждый раз контролировать стабильность параметров  $A$  и  $B$  термосопротивления и не привязывать шкалу прибора к фиксированным значениям температуры градуировочной кривой данного термосопротивления датчика.

Остановимся на втором способе градуировки и измерений. Запишем формулу (1) в виде

$$\frac{R}{R_0} = \exp \left[ B \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \approx \exp \left[ \frac{B}{T_0^2} (T_0 - T) \right] \quad (3)$$

или

$$T - T_0 = \frac{T_0^2}{B} \ln \frac{R_0}{R}, \quad (4)$$

где  $T_0$  — температура, при которой выполнено уравнивание моста (указатель равновесия прибора на середине шкалы), а  $R_0$  — соответствующее значение термосопротивления.

Если  $R = R_0$ , то, как показывает уравнение (4), мост находится в равновесии (при любом значении  $R_0$ ), однако чувствительность прибора зависит от значения  $T_0$ . Поэтому семейство градуировочных кривых представляет собой систему линий

$$N - N_0 = \varphi \left( \frac{R}{R_0}, T_0 \right), \quad (5)$$

которая строится по результатам градуировки прибора. Градуировка выполняется с помощью магазина сопротивлений, включенного вместо полупроводникового термосопротивления датчика температуры.

Градуировочный график может быть заменен таблицей. Количество строк и столбцов в ней зависит от требуемой точности измерений.

Датчики температуры с регистрирующей частью прибора соединяются двухпроводными линиями связи в экранной оболочке. Методика определения погрешностей, вносимых в измерения за счет изменения сопротивления линий связи под действием изменения температуры среды, изложена в работе [2]. Как показала оценка, для нашего случая эта погрешность не превышает долей процента.

Для уменьшения тепловой инерции термочувствительных элементов и защиты их от воздействия солнечной радиации применена принудительная аспирация чувствительного элемента и двойная радиационная защита. В аспирационном устройстве используется двигатель постоянного тока типа Д-7, приводящий во вращение турбинку. Турбинка и мотор Д-7 помещены в защитный кожух.

Управление подъемом и спуском «кочующего» датчика температуры осуществляется с помощью блока управления. Схема блока управления,

представленная на рис. 3, позволяет осуществлять как ручное, так и автоматическое управление перемещением «кочующего» датчика. При ручном управлении переключатель  $\Pi$  (рис. 3) ставится в положение «Ручное», а затем нажимается кнопка «Включено» силового контактора. Для подъема датчика вверх замыкается контакт  $K_6$  электромагнита реле  $P_3$  и подается силовое питание на мотор  $M_1$ , который через редуктор приводит во вращение барабан электролебедки. Для остановки подъема

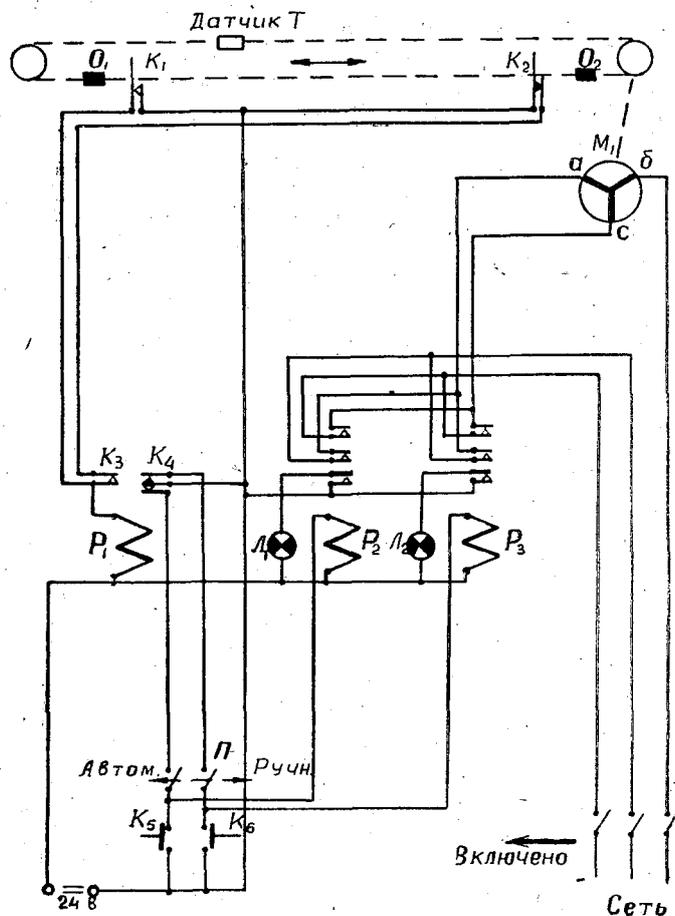


Рис. 3. Электрическая схема блока управления.

датчика разрывается контакт  $K_6$ , реле  $P_3$  обесточивается и тем самым снимается напряжение с мотора  $M_1$ . Для спуска датчика замыкается контакт  $K_5$ ; реле  $P_2$  срабатывает и через его контакт подается питание на мотор  $M_1$ , который заставит вращаться барабан электролебедки в обратном направлении.

При автоматическом управлении подъемом и спуском «кочующего» датчика переключатель  $\Pi$  ставится в положение «Автоматическое», в результате чего срабатывает реле  $P_3$  и подключается питание к мотору  $M_1$  электрической лебедки, которая начнет опускать «кочующий» датчик до тех пор, пока упором  $O_1$  не замкнется цепь контакта  $K_1$ . При замыкании контакта  $K_1$  срабатывает реле  $P_1$ , а затем реле  $P_3$ , т. е. подается напряжение питания на мотор  $M_1$  электролебедки иной последователь-

ностью фаз, и барабан электролебедки изменит направление вращения на обратное, т. е. начнется подъем датчика. Подъем «кочующего» датчика будет происходить до тех пор, пока упором  $O_2$  не разорвется цепь контакта  $K_2$ , в результате чего обмотки электромагнитов реле  $P_1$  и  $P_3$  обесточиваются, а реле  $P_2$  срабатывает, т. е. начинается цикл движения «кочующего» датчика вниз.

Опытный образец описанного устройства эксплуатировался в нескольких экспедициях. Результаты эксплуатации показали его высокую надежность. С помощью этого прибора были получены профили распределения температуры воздуха в 70-метровом слое с точностью  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ .

Используя данный метод, можно построить также психрометрический измеритель вертикального профиля влажности воздуха.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карандеев К. Б. Специальные методы электрических измерений. Госэнергоиздат, М.—Л., 1963.
2. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд. ЛГУ, 1962.

---

---

*И. А. Фомичев, В. Ф. Псаломщиков*

### **РАДИОЗОНД С АВТОМАТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Приводится описание схемы и принципа работы автоматического измерителя температуры в пограничном слое.

Для определения профиля температур в приземном слое (от 0 до 500 м) разработана радиотелеметрическая система, состоящая из термочувствительного датчика, модулирующего малогабаритный радиопередатчик, поднимаемый на привязи тремя оболочками № 100, и наземной приемной и регистрирующей аппаратуры.

Передающая часть (рис. 1) состоит из термосопротивления  $R_t$ , являющегося датчиком температуры, включаемого попеременно с эталонным сопротивлением  $R_4$  в цепь управляющей сетки фантастронного генератора  $L_1$ . Генератор является амплитудным модулятором радиопередатчика  $L_2, L_3$ .

Изменение температуры при включенном термосопротивлении вызывает изменение частоты модулирующего напряжения, вырабатываемого фантастронным генератором. Схема фантастронного генератора, модулирующего радиопередатчик, аналогична схеме подобного генератора радиозонда РКЗ-1 [1].

При включении эталонного сопротивления модулятор вырабатывает опорную частоту. Переключение термосопротивления и эталонного сопротивления производится автоматически. Поскольку эталонное сопротивление устанавливается перед подъемом прибора, равным термосопротивлению, сигнал передатчика содержит информацию о разности температур на земле и на заданном уровне. Частота переключений составляет примерно 0,5 гц и определяется инерционностью регистрирующего прибора.

Переключение производится электромагнитным реле  $P_1$ , обмотка которого включена в коллекторную цепь транзистора  $T_1$  мультивибратора  $T_1, T_2$ . Меняя соотношение  $RC$  цепочек, включенных в базы транзисторов мультивибратора, при помощи переменного сопротивления  $R_8$  можно менять отношение длительностей сигналов температуры и эталонного сопротивления.

Использование такого метода измерения позволяет в значительной мере избавиться от погрешностей, вызванных внешними воздействиями и нестабильностью питания.

Радиопередатчик собран на двух триодах 2С3А ( $L_2, L_3$ ) по двухтактной схеме. Рабочая частота передатчика составляет 150 мГц. На-

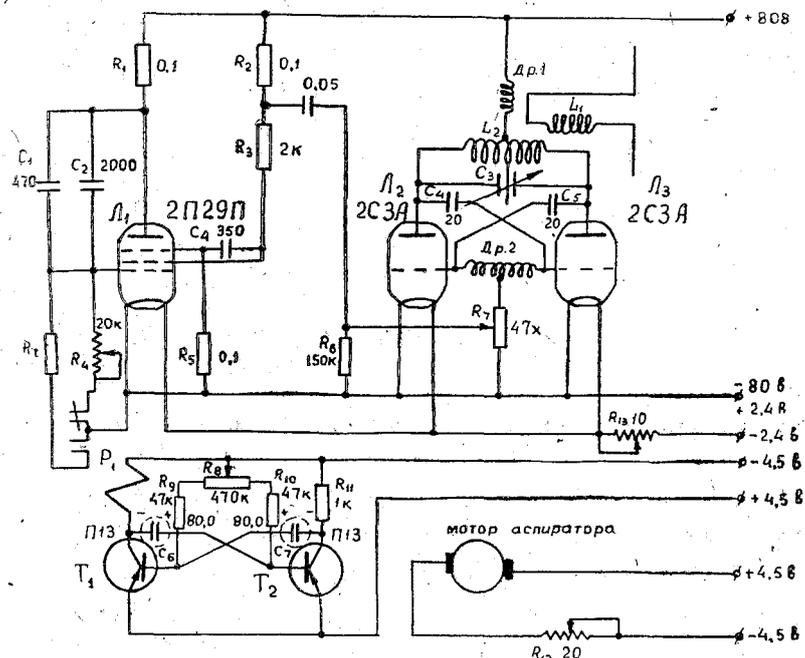


Рис. 1. Принципиальная схема передающей части.

земная приемно-регистрающая часть (рис. 2) состоит из приемника сигналов 1, фильтров нижних частот 2, 4, преобразователя, включаю-

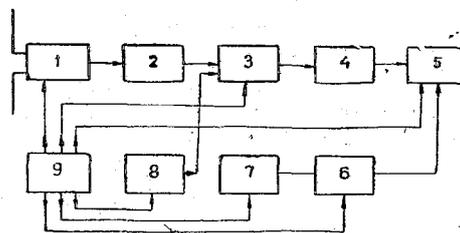


Рис. 2. Блок-схема приемно-регистрающей части.

щего в себя смеситель 3 и низкочастотный гетеродин 8, измерителя частоты 5, усилителя постоянного тока 6, самопишущего регистратора 7 и источника питания 9.

Приемник собран по сверхрегенеративной схеме, что позволило при достаточной чувствительности не применять автоподстройки частоты.

Применение преобразователя частоты позволяет получить большие значения относительного изменения частоты

$$\delta F = \frac{\delta f}{f_0 - F_n},$$

где  $\delta F$  — относительное изменение частоты на входе измерителя частоты,  $\delta f$  — абсолютное изменение частоты модулятора передающей части как функция температуры в *гц/град*,  $f_0$  — среднее значение частоты модулятора,  $F_n$  — частота низкочастотного гетеродина преобразователя.

Переключение дозирующей емкости измерителя частоты позволяет изменять пределы измерений. Фильтры нижних частот позволяют выделить низкочастотный сигнал до и после преобразования. Применение полупроводникового усилителя постоянного тока позволило производить регистрацию сигнала на самопишущий миллиамперметр с чувствительностью 3 *ма* на всю шкалу.

Запись температуры, выполненная с помощью данной установки, представляет собой прерывистые отметки, соответствующие эталонному сопротивлению и сопротивлению термистора. Изменение расстояния между ними показывает изменение температуры. Отклонения отметок на всю ширину диаграммной ленты соответствуют изменению температуры на 10° С.

Для подъема передатчика с чувствительным элементом была изготовлена специальная переносная лебедка. Измерение высоты подъема прибора производилось с помощью теодолитных базисных наблюдений, а также путем измерения угла отклонения троса от вертикали при известной его длине. Первый метод обладает значительно большей точностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Руководство по зондированию атмосферы радиозондом РКЗ-1а. Гидрометеоздат, Л., 1962.

---

М. Л. Гольденберг

### АВТОМАТИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИКСИРОВАННОГО И НЕПРЕРЫВНОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Описаны различные варианты автоматического измерения пульсаций с использованием непрерывного и комбинированного интегрирования, дан расчет фиксированного интегрирования и проведен анализ экспериментальных данных, полученных при измерении пульсаций с помощью аналоговой установки МН-7.

Использование фиксированного интегрирования для определения структурных характеристик предполагает обязательное наличие блока памяти и необходимость дважды повторять одну и ту же информацию [1, 2]. Это основной недостаток устройств для измерения пульсаций, использующих блок памяти и фиксированное интегрирование. Измерения становятся громоздкими и малооперативными. Фиксированное интегрирование, если можно так выразиться, более академично, его ошибки легко считаются и учитываются. Но фиксированное интегрирование не является единственно возможным при построении схем пульсациометров. Возможны устройства, использующие непрерывное интегрирование и не имеющие памяти, возможно построение схем с комбинированным интегрированием, где среднее значение функции получается с помощью непрерывного интегрирования, а средние абсолютные отклонения от среднего с помощью фиксированного осреднения.

Кроме того, в основу еще одной категории измерителей пульсаций может быть положено свойство переходной  $RC$ -цепочки — не пропускать постоянную или медленно меняющуюся слагающую.

Термины «фиксированное интегрирование» и «непрерывное интегрирование» пришлось ввести для того, чтобы показать принципиальное различие между ними и необычность использования непрерывного интегрирования в устройствах подобного рода.

#### Выбор времени интегрирования

Точность измерения пульсаций зависит, главным образом, от того, насколько правильно произведено интегрирование и сделан выбор вре-

мени интегрирования для фиксированного интегрирования и постоянной времени в случае непрерывного интегрирования.

Выбор времени интегрирования ограничен величиной линейного участка экспоненты заряда или разряда конденсатора, который однозначно связан с постоянной времени интегрирующей цепочки. Выход за пределы линейного участка в равной мере предопределяет ошибку и фиксированного и непрерывного интегрирования.

Напряжение на выходе  $RC$ -цепочки выражается формулой

$$u_2(t) = u_c(t) \approx \frac{1}{RC} \int u_1 dt. \quad (1)$$

Для определения времени интегрирования при определенном  $RC$ , когда напряжение на выходе интегрирующей цепочки пропорционально интегралу от входного напряжения, очень удобно воспользоваться интегралом наложения [3]

$$u_2(t) = u_1(0) h(t) + \int_0^t u_1'(\tau) h(t-\tau) d\tau, \quad (2)$$

где  $u_1(0)$  — значение  $u_1$  при  $t = 0$ ,  $h(t)$  — переходная функция цепи.

При входном напряжении, изменяющемся по линейному закону

$$u_1(t) = kt, \quad (3)$$

имеем

$$\begin{aligned} u_1(0) &= 0, \\ u_1'(\tau) &= k. \end{aligned}$$

Решив (2) при заданных начальных условиях относительно  $u_R(t)$ , где  $u_R(t)$  — напряжение на сопротивлении  $R$  в  $RC$ -цепочке, получим

$$u_R(t) = kRC \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right). \quad (4)$$

Напряжение  $u_c(t)$  может быть представлено в виде разности

$$u_2(t) = u_1(t) - u_R(t) = kt - kRC \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right). \quad (5)$$

Разложив в ряд выражение  $e^{-\frac{t}{RC}}$  и обозначив  $\alpha = \frac{1}{RC}$ , получим

$$u_2(t) = k\alpha \frac{t^2}{2} - \frac{k\alpha^2}{3!} t^3 + \frac{k\alpha^3}{4!} t^4 - \dots \quad (6)$$

Если принять, что зависимость между  $u_1(t)$  и  $u_2(t)$  выражается равенством (1), то для линейно возрастающего  $u_1(t)$

$$u_2(t) = k\alpha \frac{t^2}{2}, \quad (7)$$

при этом погрешность

$$\Delta u_2(t) = kt - \frac{k}{\alpha} (1 - e^{-t\alpha}) - k\alpha \frac{t^2}{2}. \quad (8)$$

Относительная погрешность интегрирования

$$|\delta u_2(t)| = \frac{|\Delta u_2(t)|}{u_2(t)} = 1 - \frac{k\alpha \frac{t^2}{2} - \frac{k\alpha^2}{3!} t^3 + \dots}{k\alpha \frac{t^2}{2}} =$$

$$= 2 \left[ \frac{\alpha t}{3!} - \frac{\alpha^2 t^2}{4!} + \frac{\alpha^3 t^3}{5!} + \dots \right]. \quad (9)$$

Ограничиваясь рассмотрением первого члена ряда, получим относительную ошибку интегрирования

$$|\delta u_2(t)| = \frac{\alpha t}{3} = \frac{t}{3RC} \quad (10)$$

Если принять постоянную времени цепочки равной 100 сек, а допустимое значение относительной ошибки  $|\delta u_2(t)| < 1,0\% = 10^{-2}$ , то максимально допустимое время работы интегрирующего устройства, или время интегрирования, будет

$$t = 3RC |\delta u_2(t)| = 300 \cdot 10^{-2} = 3,0 \text{ сек},$$

максимальное выходное напряжение при этом будет соответственно уменьшено:

$$u_2(t) = u_1(t) \frac{t}{2RC} = 0,015 u_1(t).$$

Приведенные соображения касаются пассивной RC-цепочки. Интегрирование по постоянному току с использованием пассивной RC-цепочки в чистом виде почти не встречается.

Увеличение времени интегрирования влечет за собой увеличение постоянной времени и уменьшение уровня сигнала до такой степени, когда дальнейшее его использование превращается в серьезную проблему.

Чаще всего в качестве интегрирующих устройств используются усилители постоянного тока с большим коэффициентом усиления (порядка  $40 \cdot 10^3 - 100 \cdot 10^3$ ) и конденсатором в цепи обратной связи.

Современные интегрирующие устройства, использующие принцип фиксированного интегрирования с автоматической стабилизацией дрейфа нуля и конденсатором в цепи обратной связи, обладают продолжительностью интегрирования, достигающей нескольких десятков минут и даже часов при относительной погрешности, не превышающей десятых долей процента.

Фиксированное интегрирование по постоянному току нашло настолько широкое применение в электронных моделирующих устройствах, что термин «фиксированное» просто опускается.

Непрерывное же интегрирование, наоборот, почти не применяется в моделирующих устройствах, но широко используется в импульсной технике.

### Непрерывное интегрирование

В непрерывном интегрировании, в отличие от фиксированного интегрирования, используется не только заряд, но и разряд конденсатора. Формулы, описывающие заряд и разряд конденсатора, известны и для RC-цепочки, когда на ее вход подано напряжение от источника э. д. с., равное  $E$ , и имеют вид:

для заряда

$$u_{\text{зар}} = E \left( 1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right),$$

для разряда

$$u_{\text{раз}} = E e^{-\frac{t}{RC}}.$$

При  $t = RC$  напряжения на конденсаторе будут равны:

$$u_{\text{зар}} = 0,63 E \quad \text{и}$$

$$u_{\text{раз}} = 0,37 E$$

В первом случае напряжение на конденсаторе возрастает до  $0,63 E$ , во втором — упадет на  $0,63 E$  от первоначального уровня, если считать, что конденсатор был заряжен до напряжения источника э. д. с. —  $E$ .

Практически осуществить абсолютную симметрию заряда и разряда конденсатора очень сложно, так как интегрирующая цепочка всегда нагружена на сопротивление конечной величины, а конденсатор имеет некоторую утечку. Тем не менее максимально возможная идентичность зарядной и разрядной цепей при равенстве напряжений, возбуждающих заряд и разряд, остается главным требованием, предъявляемым к интеграторам, использующим принцип непрерывного интегрирования.

С точки зрения ошибки осреднения непрерывное интегрирование может рассматриваться с тех же позиций, что и фиксированное, где интегрированию можно доверять тогда, когда оно происходит на линейном участке экспоненты. Но в отличие от фиксированного, непрерывное интегрирование нельзя ограничить временем интегрирования, в конце которого выходной сигнал был бы равен интегралу входного сигнала. Поэтому, говоря об ошибке интегрирования, можно говорить об осреднении различных частот спектра сигнала, которые находятся в том или ином соотношении с постоянной времени интегрирующей цепочки.

Для медленно меняющихся сигналов функции  $\varphi(t)$ , проходящих через интегрирующую цепочку, когда период  $t \gg RC$ , будет справедливо равенство [5]

$$u_2(t) \approx \varphi(t),$$

т. е. напряжение на выходе почти не претерпевает никаких изменений. Для быстро меняющихся сигналов, когда  $t \ll RC$ , выходное напряжение примерно равно интегралу входного напряжения.

Вопросам электрического интегрирования и дифференцирования посвящено много работ. В частности, в работе [6] очень обстоятельно проанализированы механизм и возможные ошибки при дифференцировании и интегрировании гармонических напряжений различной формы, в то же время работы по интегрированию случайных, а тем более нестационарных функций крайне редки. Это объясняется тем, что точное аналитическое решение этой задачи связано с применением громоздкого математического аппарата, поэтому нередко практически оказывается удобнее использовать результаты статистической обработки экспериментальных данных.

#### Устройство для измерения пульсаций с непрерывным интегрированием

В устройстве, использующем непрерывное интегрирование (рис. 1 а), сигнал с датчика через формирующие цепи и усилитель непрерывно проходит через  $RC$ -интегрирующую цепочку.

Интегрирующая цепочка с идущим за ней усилителем постоянного тока с отрицательной обратной связью включены по так называемому компенсационному методу, при котором, если выбрать сопротивление обратной связи [4]

$$r_{\beta} = R(\kappa - 1),$$

то

$$u_{\text{вых. ус}} = \frac{k}{RC} \int_0^t u_{\text{вх}} dt,$$

что позволяет с меньшими потерями уровня сигнала выбрать достаточно большие  $R$  и  $C$ .

На два входа вычитающего устройства непрерывно поступают  $x$  и  $\bar{x}$ , где  $x$  — мгновенное значение сигнала, а  $\bar{x}$  — среднее значение сигнала, прошедшего через интегрирующую цепочку.

После вычитающего устройства сигнал  $x - \bar{x}$  разделяется двумя разнополярными вентилями, усиливается, интегрируется и фиксируется

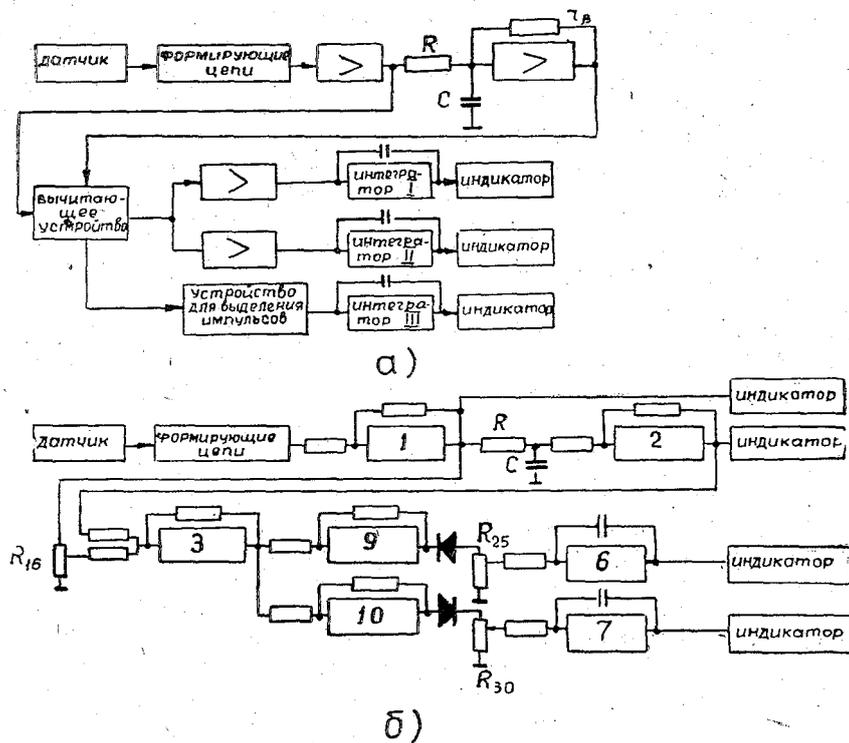


Рис. 1. Блок-схемы пульсациометра с непрерывным интегрированием.

на индикаторах. В результате индикаторы стрелочные или самопишущие включенные на выход интеграторов I и II, показывают

$$|x - \bar{x}| \Big|_0^T \cong 0.$$

В процессе сравнения  $x$  и  $\bar{x}$  поляризованное реле, включенное на выход вычитающего устройства, срабатывает после каждого изменения

полярности выходного напряжения. Момент изменения полярности соответствует выполнению условия

$$x = \bar{x}.$$

Контакты поляризованного реле включают и выключают источник питания на вход интегратора III. Проинтегрированные и записанные на индикатор импульсы характеризуют средний период пульсаций.

Описанное устройство использует комбинированное интегрирование. Среднее значение сигнала получается за счет непрерывного прохождения через интегрирующую цепочку, а средние абсолютные отклонения от среднего и средний период пульсаций получаются на интеграторах с фиксированным интегрированием.

#### Устройства для измерения пульсаций с использованием переходной RC-цепочки

Принцип действия подобных устройств основан на том, что переходная RC-цепочка не пропускает постоянную медленно меняющуюся слагающую сигнала, т. е. используется принцип обычного фильтра высоких частот. Сигнал с датчика, отформированный и усиленный, проходя через переходную RC-цепочку, становится разнополярным и изменяется около какого-то среднего значения сигнала в зависимости от постоянной времени RC-цепочки. Естественно, с увеличением постоянной времени период колебаний среднего значения сигнала будет соответственно также увеличиваться.

В дальнейшем сигнал усиливается, а постоянная слагающая восстанавливается через разнополярные вентили. Все остальное не отличается от того, что уже описано в предыдущих устройствах.

Схема в таких устройствах значительно упрощается: исключаются не только блоки памяти, но и вычитающее устройство.

Однако недостатком схемы следует считать то обстоятельство, что медленные изменения сигнала схема вообще не чувствует.

#### Некоторые экспериментальные данные

Описанные пульсациометры могут быть собраны в условиях лаборатории, либо могут быть построены с использованием нелинейных аналоговых моделирующих установок. В частности, на аналоговой моделирующей установке МН-7 были собраны и испытаны различные схемы пульсациометров. Наибольшее количество данных было набрано со схемой пульсациометра, использующего комбинированное интегрирование.

Экспериментальная работа сводилась к нахождению таких объективных данных, которые позволили бы с полной уверенностью перейти к качественным и количественным измерениям пульсаций. В этом плане эксперимент был разбит на три этапа:

1. Калибровка и проверка схемы на симметрию.
2. Определение  $S_1$  и  $S_2$ , где  $S_1$  — площадь, в пределах интервала осреднения ограниченная кривой мгновенных значений и осями координат;  $S_2$  — площадь, в пределах интервала осреднения ограниченная кривой, прошедшей через RC-интегрирующую цепочку, и осями координат.
3. Определение соотношения между постоянной времени и временем интегрирования.

## 1. Калибровка и проверка схемы на симметрию

На рис. 1 б показана схема в том виде, как она была собрана на установке МН-7. Калибровка заключалась в установке соответствующих масштабов машинной переменной.

На вход усилителя 1 подавалось напряжение от постороннего источника (100 в на всю шкалу). При этом потенциометр 16<sup>1</sup>, при отключенном конденсаторе С, устанавливался таким образом, чтобы при измерении входного сигнала от нуля до 100 в на выходе усилителя 3 был ноль. В интеграторах 6 и 7 использован принцип фиксированного интегрирования. Максимально допустимое время интегрирования для МН-7 — 2 мин. Во время эксперимента, о котором идет речь, оно было установлено равным 1 мин.

В зависимости от масштаба пульсаций устанавливались соответствующие масштабы на интеграторах. К примеру, при малых пульсациях ручки потенциометров 25 и 30 устанавливались в такое положение, когда при 10 делениях входного сигнала на интеграторах за 1 мин напряжение возрастало до 100 делений и т. д.

Процесс проверки схемы на симметрию заключался в том, что на схему подавались П-образные импульсы различной амплитуды и длительности, но со скважностью, равной единице. По мере того как длительность импульсов менялась и принимала различные соотношения с постоянной времени интегрирующей цепочки, менялся и характер измеряемых пульсаций. В том случае, когда  $T_{\text{имп}} \gg RC$ , средние значения положительных и отрицательных отклонений были равны, что свидетельствовало об идентичности заряда и разряда, но интегрирование выполнялось с большой ошибкой. В том случае, когда соблюдалось равенство  $T_{\text{имп}} \ll RC$ , интегралы положительных и отрицательных отклонений от среднего были одинаковы и в пределах приборной точности совпадали с теоретическими.

## 2. Определение $S_1$ и $S_2$

В идеальном случае  $S_1$  и  $S_2$  должны быть равны, но, как видно из табл. 1, это не всегда имеет место. Очень большое расхождение сигнализирует прежде всего о неисправности схемы. Незначительное превышение  $S_1$  над  $S_2$  является следствием того, что, как это указывалось выше, интегрирующая цепочка работает на нагрузку достаточно большую, но конечной величины, а это приводит к тому, что зарядная и разрядная цепи интегрирующей цепочки не идентичны и несколько различаются. Кроме того, при абсолютно исправной схеме возможны расхождения  $S_1$  и  $S_2$ , обусловленные исследуемым процессом, так как сам процесс случайный и нестационарный.

В табл. 1 собраны наиболее характерные случаи измерений, проделанные с различными  $RC$ . Наибольшее расхождение  $S_1$  и  $S_2$  для случаев с  $RC = 25$  сек, но оно не превышает 1%.

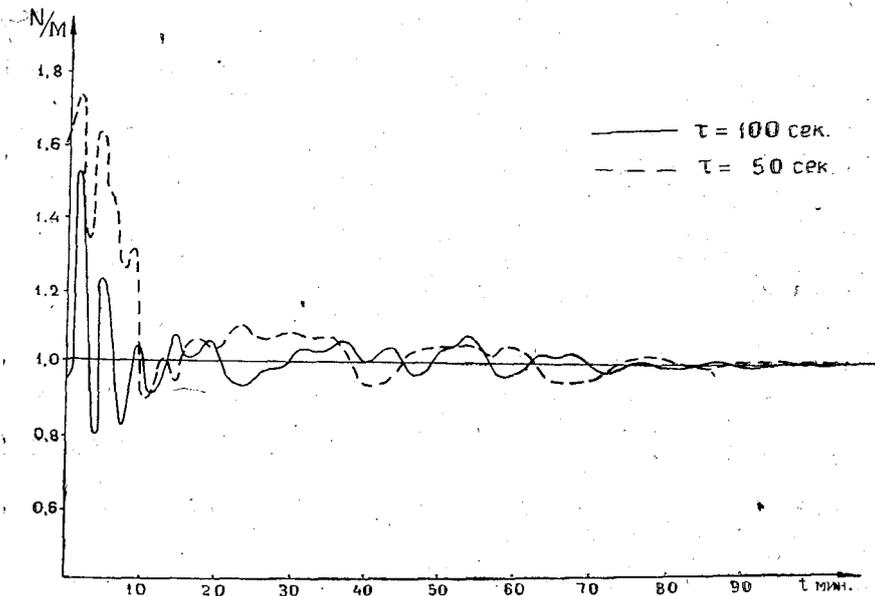
На рис. 2 приведены кривые отношений  $N/M$  во времени, где

$$N = \overline{|x - \bar{x}|} \Big|_{x > 0} \text{ и } M = \overline{|x - \bar{x}|} \Big|_{x < 0}.$$

<sup>1</sup> Нумерация сопротивлений в блок-схеме соответствует обозначениям в установке МН-7.

Таблица 1

Дата	Время опыта	RC, сек.	S <sub>1</sub> , дел.	S <sub>2</sub> , дел.	T, сек.	K	Примечание
26/IV 1965	9 <sup>35</sup> —16 <sup>50</sup>	25	38,6	39,5	35	0,22	Данные снимались в условиях Ленинграда
29/IV 1965	10 <sup>12</sup> —14 <sup>23</sup>	50	53,6	53,9	68	0,22	
3/V 1965	13 <sup>30</sup> —16 <sup>25</sup>	75	60,3	60,9	110	0,23	
11/V 1965	12 <sup>50</sup> —18 <sup>15</sup>	100	26,4	26,6	147	0,23	

Рис. 2. Временные графики отношения положительных и отрицательных пульсаций для различных  $\tau$ .

Эти кривые очень наглядно характеризуют работу пульсациометра. В идеальном случае отношение средних значений положительных и отрицательных пульсаций должно быть равно единице. В случае непрерывного интегрирования это отношение после некоторых колебаний должно превращаться в единицу. Как видно из рис. 2, на котором даны только две кривые с  $\tau = 100$  сек. и с  $\tau = 50$  сек., примерно через час ординаты кривых практически не отличаются от единицы.

### 3. Определение соотношения между постоянной времени и временем интегрирования

Для тех устройств, где в интеграторах используется принцип фиксированного интегрирования, время интегрирования задается условиями опыта и ограничивается возможностями интеграторов. Несколько сложнее обстоит дело с устройствами, использующими непрерывное интегрирование; так как время интегрирования находится в зависимости от постоянной времени, то в задачу этого раздела эксперимента входило определение коэффициента, связывающего постоянную времени и время интегрирования.

Интегрирующая цепочка является фильтром нижних частот, где период граничной частоты с постоянной времени связан таким соотношением:

$$T_{гр} = 2\pi RC.$$

Зная период граничной частоты, можно проделать следующую операцию: разбить кривую мгновенных значений за время всего опыта на участки, равные  $T_{гр}$ , и найти для каждого участка фиксированные средние значения и средние отклонения от среднего. Среднее значение положительных и отрицательных пульсаций на всем протяжении опыта сравнивалось со средними значениями пульсаций при непрерывном интегрировании — они, естественно, оказывались неравными, так как в образовании среднего значения принимают участие, кроме граничной частоты, еще целый ряд низких частот. Период частоты может служить ориентировочным временем осреднения. Точное значение времени осреднения подбирается до тех пор, пока средние значения пульсаций в том и другом случаях не станут равными. После чего из соотношения

$$T = K 2\pi RC$$

находится значение коэффициента  $K$ .

Этот коэффициент может колебаться в зависимости от измеряемого процесса, но, как видно из табл. 1, колебания его незначительны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гольденберг М. Л. Электронный анемопульсациометр. Труды ЛГМИ, вып. 15, 1963.
2. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд. ЛГУ, 1962.
3. Крылов Н. Н. Импульсная техника. Связьиздат, М., 1950.
4. Лебедев А. Н. Счетно-решающие устройства. Машгиз, М., 1960.
5. Лейбман М. Е. Импульсная техника. Оборонгиз, М., 1960.
6. Шнирман Л. Г. Электрические методы интегрирования и дифференцирования. Труды Сейсмологического института АН СССР, № 105, М. — Л., 1940.

---

---

Н. С. Ялынычев

### ЭЛЕКТРОННАЯ ПРИСТАВКА К ПРИБОРУ ЭПП-09

Описывается приставка, с помощью которой осуществляется автоматическая обработка результатов непрерывных измерений метеорологических параметров, зарегистрированных с помощью электронного потенциометра.

Электронная приставка предназначена для автоматического определения среднего значения параметра и его спектрального распределения амплитуд.

В основу построения приставки положен временно-импульсный метод преобразования угла поворота оси реохорда.

Преобразование осуществляется с помощью фотоэлектромеханического устройства, которое каждую секунду вырабатывает два импульса — реперный и информационный.

Интервал времени между двумя реперными импульсами составляет 1 сек. Интервал времени между реперным и информационным импульсами меняется в зависимости от изменения величины параметра.

Блок-схема электронной приставки представлена на рис. 1. В корпусе потенциометра ЭПП-09 с осью реохорда жестко связан фотоимпульсный датчик 2. Второй фотоимпульсный датчик укрепляется неподвижно.

Каждый фотоимпульсный датчик представляет собой фотодиод с осветительной лампочкой, между которыми вращается диск с прорезью. Диск располагается соосно с осью реохорда и приводится во вращение мотором СД-60. При совмещении прорези диска с фотодиодами последние засвечиваются и на их нагрузочных сопротивлениях выделяются импульсы, которыми управляется электронное реле. Реперный импульс открывает электронное реле, информационный возвращает реле в исходное состояние.

Таким образом, с помощью равномерно вращающегося диска и двух фотоимпульсных датчиков угол поворота оси реохорда преобразуется в длительность импульса.

Электронное реле (симметричный триггер с двумя входами) через катодный повторитель связано со схемой «И». При открытой схеме «И», а это бывает тогда, когда на нее подается положительный импульс из

электронного реле, импульсы от генератора (через управляющее устройство) проходят в канал памяти, где они запоминаются. Канал памяти представляет собой электронный счетчик с двойной системой счисления. Индикаторное устройство канала памяти выполнено на неоновых лампах.

Каждое срабатывание схемы «И» фиксируется импульсным счетчиком ординат. Снятое значение со счетчика ординат есть количество преобразований. Оно используется при определении среднего значения параметра.

Спектральный анализ распределения амплитуд осуществляется с помощью анализатора.

Анализатор состоит из делителя частоты, двухфазного регистра сдвига и блока импульсных счетчиков.

Распределение амплитуд определяется по градациям, т. е. каждому амплитудному значению параметра соответствует определенное значение

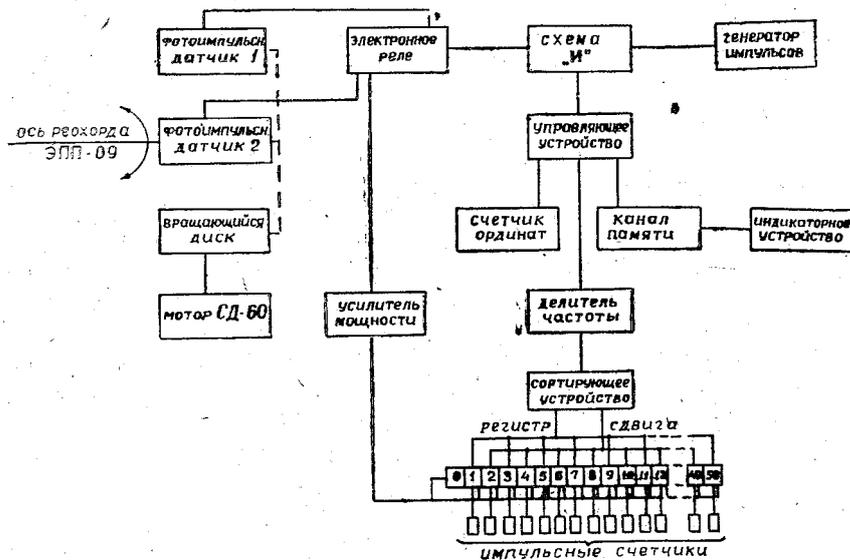


Рис. 1. Блок-схема электронной приставки.

градации. По истечении установленного времени в блоке импульсных счетчиков мы получаем записи градаций, которые будут соответствовать повторяемости амплитуд параметра за этот период.

Устройство работает следующим образом.

Вырабатываемые генератором импульсы (частота стабилизирована кварцем) через схему «И» и управляющее устройство подаются в распределитель частоты, коэффициент деления которого выбран таким, что через каждые 20 мсек на его входе появляется один импульс — градационный.

Число градационных импульсов за одно преобразование не должно превышать 50, так как максимально возможное значение амплитуды делится на 50 градаций.

Градационные импульсы далее поступают на симметричный триггер, в котором они сортируются на четные и нечетные. После сортировки подаются в регистр сдвига, где они используются как передвигающие импульсы.

В каждую ячейку регистра включен импульсный счетчик, выполняющий роль запоминающего элемента амплитуды данной градации. После окончания каждого преобразования из электронного реле через усилитель мощности в регистр сдвига подается импульс считывания, который переписывает в импульсный счетчик «единицу», находящуюся в одной из ячеек, соответствующей градации данной амплитуде.

Кроме съема информации, импульс считывания автоматически подготавливает регистр для нового преобразования.

Регистр сдвига был позаимствован из работ [1, 2, 4].

Снятые значения с импульсных счетчиков характеризуют распределение амплитуд измеренного параметра.

Съем информации осуществляется визуально.

Управление схемой может осуществляться вручную или автоматически по заданной программе.

Работа образца была исследована в лабораторных и полевых условиях и показала, что ошибки в определении средних значений параметра за 10-минутные интервалы составляли не более 1%. Время, затраченное на обработку данных с помощью электронной приставки, составляло 2—3% от времени ручной обработки.

Результаты сопоставления точности обработки с помощью электронной приставки представлены в табл. 1, где приведены средние значения параметра, полученного за 10-минутные интервалы.

Таблица 1

Номер опыта	Средние значения параметра (в делениях шкалы) <sup>1</sup>		Ошибка в получении средних значений
	электронная приставка	ручная обработка	
1	61,4	61,6	—0,2
2	61,2	61,8	—0,6
3	58,7	58,7	—0
4	65,0	65,5	—0,5
5	64,0	64,2	—0,2
6	61,7	61,5	0,2
7	62,3	62,4	—0,1
8	60,0	60,0	0
9	62,8	62,5	0,3
10	61,9	62,0	—0,1
11	60,6	60,4	0,2
12	59,8	59,5	0,3
13	57,9	57,5	0,4
14	62,8	62,3	0,5
15	59,1	59,6	—0,5
16	62,9	62,9	0
17	68,7	68,5	0,2
18	69,3	69,2	0,1
19	72,0	71,3	0,7
20	70,9	70,4	0,5
21	75,1	75,3	—0,2
22	75,1	75,2	—0,1
23	74,2	74,8	—0,6
24	73,7	73,9	—0,2
25	72,8	72,8	0

<sup>1</sup> Шкала прибора имела 100 делений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Демин Э. А., Чиченко Л. А. Регистры сдвига на ферритовых сердечниках в радиотехнике. Госэнергоиздат, М. — Л., 1960.
2. Заволокина З. И. Магнитные элементы в цифровых вычислительных устройствах. Госэнергоиздат, М. — Л., 1958.
3. Лаптев В. Д. ПТЭ 2. Интегрирующая приставка к самопишущему потенциометру. Изд-во «Наука», М., 1965.
4. Мартынов Е. М. Бесконтактные переключающиеся устройства. Госэнергоиздат, М. — Л., 1958.
5. Мирский Г. Я. Измерение временных интервалов. Изд-во «Энергия», М. — Л., 1964.
6. Немировский А. С. Интеграторы измерительных приборов. Стандартгиз, М., 1960.

---

---

Ю. А. Курпаков

### ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ АНЕМОГРАФ С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СЧЕТНОЙ СХЕМОЙ

Рассматривается счетная десятичная схема для фотоэлектронного анемометра, состоящая из пяти декад, смонтированных на полупроводниковых приборах. Декада обеспечивает счет импульсов прямоугольной формы, положительной полярности, величиной 4—6 в, длительностью от 0,1 мксек до нескольких секунд, с частотой следования от 0,1 до 10 000 гц.

В разработанном в ЛГМИ автоматическом дистанционном фотоэлектронном анемометре счетная часть схемы выполнена на газоразрядных приборах-тиратронах с холодным катодом типа МТХ-90 [1, 2]. Использование полупроводников вместо газоразрядных приборов открывает новые возможности усовершенствования аппаратуры. Усовершенствование может идти по пути уменьшения габаритов и веса, значительного повышения экономичности питания и схемной надежности аппаратуры. Рассмотрим полупроводниковую декадную счетную схему, которая может быть использована в фотоэлектронном анемометре без сколько-нибудь значительного изменения принципиальной электрической схемы прибора. Эти изменения связаны в основном лишь с заменой счетной схемы одного типа другой и незначительной переделкой блоков питания и считывания.

Применение декадных счетчиков упрощает задачу отсчета и регистрации результатов измерения. Дискретное состояние декады соответствует определенной цифре разряда числа в десятичной системе счисления.

Схема счетной декады на полупроводниках (рис. 1) состоит из четырех триггеров, включенных последовательно. Число устойчивых состояний такой схемы равно 16, но за счет введения двух цепей обратной связи его можно уменьшить до 10. Обратная связь осуществляется с третьей триггерной ячейки на вторую и с четвертой на третью. Состояние ячеек в зависимости от числа импульсов, поступивших на вход схемы, иллюстрируется табл. 1 (знак «+» означает открытое состояние триода, «—» — закрытое).

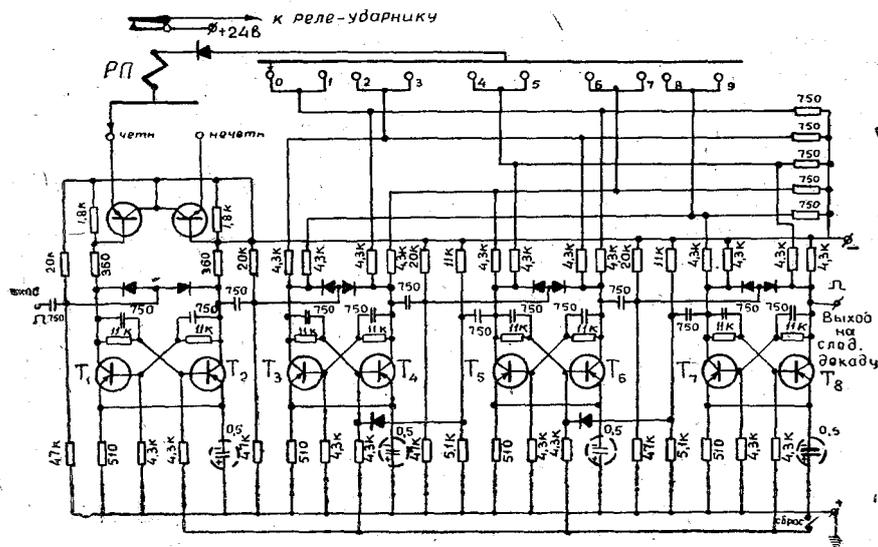


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема счетной декады на полупроводниках.

Таблица 1

Номер импульса	Триоды							
	T <sub>1</sub>	T <sub>2</sub>	T <sub>3</sub>	T <sub>4</sub>	T <sub>5</sub>	T <sub>6</sub>	T <sub>7</sub>	T <sub>8</sub>
0		+		+		+		+
1	+		+		+		+	
2		+		+		+		+
3	+		+		+		+	
4		+		+		+		+
5	+		+		+		+	
6		+		+		+		+
7	+		+		+		+	
8		+		+		+		+
9	+		+		+		+	

После прихода десятого импульса декада возвращается в исходное состояние.

Основным элементом декады является симметричный триггер с автоматическим смещением. Триоды триггера поставлены в режим насыщения. Благодаря выбору достаточно низкоомных сопротивлений нагрузки триодов, перепад коллекторного тока при опрокидывании триггера более чем в 25 раз превышает значение обратного тока коллектора любого триода при +60°С, что препятствует ложному срабатыванию схемы.

Декада снабжена системой индикации, позволяющей в любой момент времени определять ее состояние. В фотоэлектронном анемометре это осуществляется через 10, 20, 30 или 60 мин. Характерной особенностью схемы декады является то, что нагрузочные

сопротивления триодов во втором, третьем и четвертом триггерах попарно скоммутированы таким образом, что при подключении цепи считывания возможны три случая:

- 1) оба триода заперты — ток в обмотке поляризованного реле *РП* отсутствует;
- 2) один из триодов заперт, другой открыт — через обмотку *РП* протекает ток, недостаточный для его срабатывания;
- 3) оба триода открыты — через обмотку *РП* протекает ток, вызывающий срабатывание реле.

При срабатывании поляризованного реле *РП* образуется цепь питания реле-ударника, кинематически связанного с соответствующей клавишей цифрпечатающего механизма регистратора. Реле-ударники поочередно с помощью шагового искателя блока считывания подключаются к контактам *РП* в такт с работой системы опроса триггеров декады. При использовании вместо цифрпечатающего механизма обычного регистратора фотоэлектронного анемометра схема считывания упрощается. В

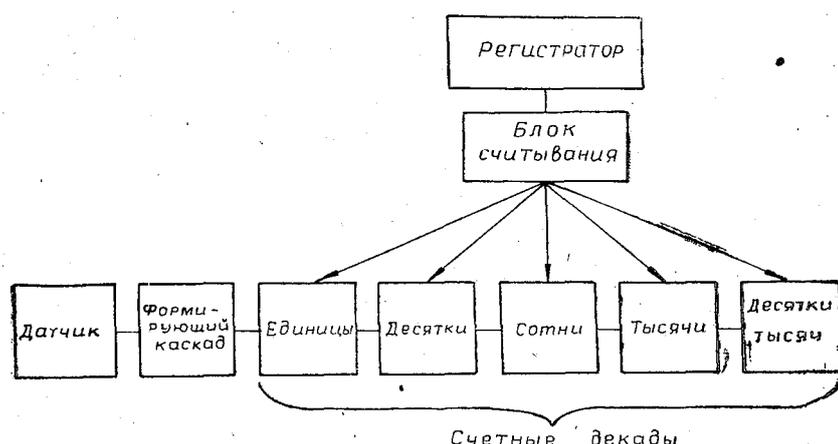


Рис. 2. Блок-схема одного канала фотоэлектронного анемометра с полупроводниковой счетной схемой.

этом случае соответствующее реле-ударник регистратора постоянно подключено к контактам поляризованного реле *РП* своего канала. Запись получается в виде точек на диаграммной ленте, как и в случае двоичной записи.

Декада обеспечивает счет импульсов прямоугольной формы положительной полярности величиной 4—6 в, длительностью от 0,1 мксек до нескольких секунд, с частотой следования от 0,1 до 10000 гц (при более высоких частотах не испытывалась). Испытания опытного образца декады показали, что ее работоспособность не нарушается при изменении напряжения питания в пределах  $\pm 40\%$  от номинального значения 12 в.

При построении декады использованы следующие детали: полупроводниковые триоды типа П-16, диоды — П9А, сопротивления — УЛМ и МЛТ, конденсаторы — ЭМ и ПМ-1.

Двоичная счетная схема фотоэлектронного анемометра имеет 65 536 устойчивых состояний, поэтому десятичная счетная схема на полупроводниках должна иметь емкость  $10^5$  и состоять из пяти декад, включенных последовательно.

Блок-схема одного канала фотоэлектронного анемометра с полупроводниковой счетной схемой показана на рис. 2. Схема включает

в себя, помимо счетных декад, датчик — фотоэлектронный анемометр обычного типа, формирующий каскад, описанный в литературе [3], блок считывания и регистратор. Последние два узла принципиально не отличаются от примененных в основном варианте фотоэлектронного анемографа со счетной схемой на тиратронах с холодным катодом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд-во ЛГУ, 1962.
2. Качурин Л. Г., Толстобров Б. Я., Ялынычев Н. С. Стационарный фотоэлектронный анемоградиентограф с автоматическим цифровым осреднением результатов измерений. Труды ЛГМИ, вып. 15, 1963.
3. Прудовский И. И., Ялынычев Н. С. Устройство формирования прямоугольных импульсов из электрических сигналов произвольной формы инфранизких частот. Труды ЛГМИ, вып. 15, 1963.
4. Сборник статей «Полупроводниковые приборы и их применение». Изд-во «Советское радио», вып. 4, 1960.

---

---

А. И. Мержеевский, Ю. А. Курнаков

### ФЕРРИТ-ТРАНЗИСТОРНОЕ СЧЕТНОЕ УСТРОЙСТВО

Рассматривается десятичная счетная схема, построенная на ферритовых и полупроводниковых элементах.

В основу этой схемы положены ферритовые и феррит-транзисторные ячейки, работающие на принципе разветвления токов.

Из этих элементарных ячеек составляются счетные декады, которые соединяются друг с другом последовательно.

Количество декад определяется числом разрядов.

Применение в качестве материала для изготовления элементов запоминающих устройств ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса создает предпосылки для построения весьма надежных емких и быстродействующих блоков памяти, которые могут быть использованы в самых различных по своей схеме счетных устройствах. По своим эксплуатационным параметрам, а также габаритам и стоимости ферриты выгодно отличаются от других бесконтактных элементов (электронных ламп, газоразрядных приборов, полупроводников), используемых в счетных схемах [4, 6].

Наиболее простыми и надежными являются феррит-транзисторные ячейки и ферритовые ячейки, основанные на принципе разветвления токов. Эти два типа ячеек используются при построении схемы данного феррит-транзисторного счетного устройства.

Схема элементарной ячейки, основанной на принципе разветвления токов, приведена на рис. 1. На ферритовые кольца *I* и *II* нанесены по две обмотки записи и по одной запрещающей обмотке. Обмотки обозначены в виде черточек, проведенных под некоторым углом к сердечнику. Верхний конец черточки соответствует началу обмотки, нижний — концу. Запись информации в ячейку производится при подаче импульса на один из выходов записи. При подаче положительного импульса на конец обмотки записи феррит перейдет в состояние  $+Br$ , при подаче положительного импульса на начало обмотки записи — в состояние  $-Br$  ( $Br$  — величина остаточной магнитной индукции). Пусть в нашем случае в состоянии  $+Br$  будет возведен феррит *I*, а в состояние  $-Br$  — феррит *II*. Если теперь подать импульс на вход «считывание», то условия прохожде-

ния тока через запрещающие обмотки  $W_{\text{запр. 1}}$  и  $W_{\text{запр. 2}}$  будут различными. Встречная э. д. с. в запрещающей обмотке феррита I будет невелика и величина тока в обмотке определится амплитудой импульса считывания. Величина встречной э. д. с. в запрещающей обмотке феррита II, вызванная перемагничиванием сердечника из состояния  $-Br$  в  $+Br$ , достигает значительной величины, что приводит к практически полному

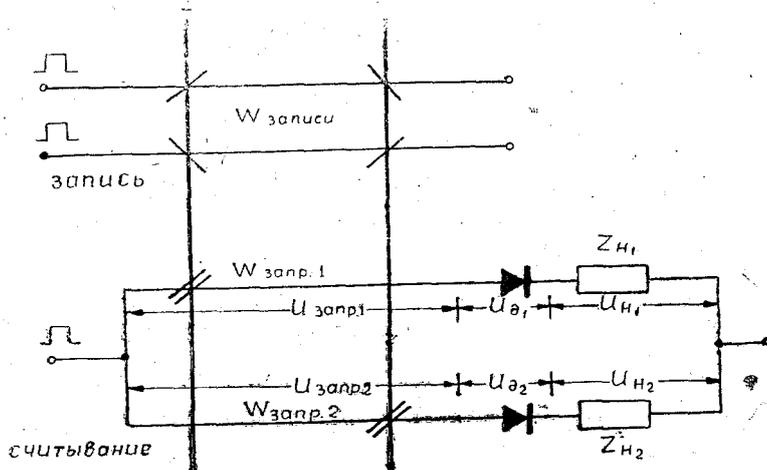


Рис. 1. Схема элементарной ячейки на принципе разветвления токов.

уравновешиванию напряжения импульса считывания, приложенного к обмотке. Таким образом, величины токов, протекающих в обмотках запрещения ферритов I и II, при подаче импульса считывания будут существенно различными,  $I_1 \gg I_2$ .

Будем называть феррит, запрещающая обмотка которого пропускает ток, подготовленным, а феррит, обмотка которого препятствует прохождению тока, неподготовленным.

Работа разветвления описывается уравнениями Кирхгофа.

По первому закону Кирхгофа

$$I_{\text{сигн}} = I_{\text{имп}} - I_{\text{пом}}, \quad (1)$$

где  $I_{\text{сигн}}$  — ток в запрещающей обмотке подготовленного феррита,  $I_{\text{пом}}$  — ток в запрещающей обмотке неподготовленного феррита.

Для четкой работы разветвления необходимо выполнить соотношение

$$\frac{I_{\text{сигн}}}{I_{\text{пом}}} = 50 \div 100.$$

По второму закону Кирхгофа

$$U_{\text{запр. 1}} + U_{\text{д1}} + U_{\text{н1}} = U_{\text{запр. 2}} + U_{\text{д2}} + U_{\text{н2}}, \quad (2)$$

где  $U_{\text{запр}}$  — падение напряжения на запрещающей обмотке,  $U_{\text{д}}$  — падение напряжения на диоде,  $U_{\text{н}}$  — падение напряжения на нагрузке.

Ввиду того что сигнал помехи  $I_{\text{пом}}$  невелик сравнительно с  $I_{\text{сигн}}$ , а полное сопротивление нагрузки  $Z_{\text{н2}}$  много меньше полного сопротивления соответствующей запрещающей обмотки, пренебрегаем составляющими  $U_{\text{д2}}$  и  $U_{\text{н2}}$ . Тогда уравнение (2) примет вид

$$U_{\text{запр. 1}} + U_{\text{д1}} + U_{\text{н1}} = U_{\text{запр. 2}}. \quad (3)$$

Уравнение (3) показывает, что наличие или отсутствие падения напряжения на нагрузке при подаче импульса считывания является индикатором состояния ячейки.

На основе рассмотренной элементарной ячейки строятся самые разнообразные счетные схемы. Принцип разветвления токов лежит в основе декадной счетной схемы, приведенной на рис. 2. Декада состоит из распределителя и двух групп ферритов. Распределитель представляет собой две феррит-транзисторные ячейки, замкнутые в кольцо. Перед началом

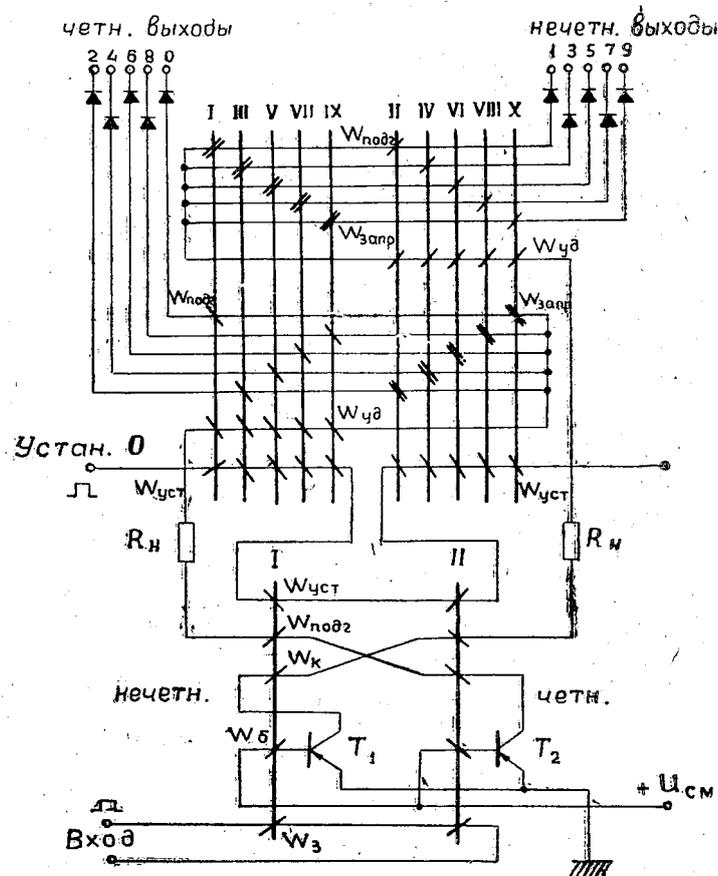


Рис. 2. Феррит-транзисторная декадная счетная схема.

счета импульсом, поступающим на вход «установка 0», подготавливается «нечетная» феррит-транзисторная ячейка (феррит ячейки возводится в состояние  $-Br$ ). Одновременно этим же импульсом феррит  $I$  нечетной группы переводится в подготовленное состояние, остальные девять ферритов — в неподготовленное состояние.

В отсутствие импульсов на входе распределителя оба триода заперты. При поступлении на вход первого импульса феррит нечетной ячейки перемагничивается из состояния  $-Br$  в  $+Br$ , в цепи базы триода  $T_1$  возникает импульс отрицательной полярности, достаточный для того, чтобы открыть триод. Триод  $T_2$  остается запертым. Ток, возникающий в коллекторной цепи триода  $T_1$ , проходит через коллекторную обмотку  $W_k$  феррита  $I$ , обмотку подготовки  $W_{подг}$  феррита  $II$ , подготавливая при этом к срабатыванию четную ячейку, через все удерживаю-

щие обмотки  $W_{уд}$  ферритов смежной группы. Действие импульса тока в этих обмотках направлено так, чтобы удержать все ферриты смежной группы в неподготовленном состоянии. При разветвлении между запрещающими  $W_{запр}$  обмотками ферритов своей группы большая часть тока пройдет через обмотку подготовленного феррита, по запрещающим обмоткам ферритов  $III, V, VII, IX$  пройдет только ток помехи. После разветвления ток сигнала и токи помех пройдут по обмоткам подготовки  $W_{подг}$  ферритов смежной группы. Подготовленным окажется тот феррит, по обмотке подготовки которого прошел ток сигнала (в нашем случае феррит  $II$ ), остальные ферриты остаются неподготовленными.

При поступлении на вход схемы второго импульса сработает четная феррит-транзисторная ячейка, процесс разветвления произойдет в четной группе ферритов. Связи между группами ферритов осуществлены так, что импульс, прошедший через запрещающую обмотку феррита  $I$ , подготовит феррит  $II$ . Следующий импульс после прохождения по запрещающей обмотке феррита  $II$  подготовит феррит  $III$  и т. д.

Декада замкнута в кольцо, т. е. импульс десятого феррита подготавливает к срабатыванию первый феррит декады. Импульс для запуска старшей декады может быть снят с любого из выходов.

В феррит-транзисторных ячейках разветвления целесообразно использование ферритов ИМ-2, полупроводниковых триодов П4Б. Обмотки ферритов имеют следующие данные:

$W_6 = 20$  витков,  $W_k = 10$  витков,  $W_{подг} = 2$  витка,  $W_3 = 2$  витка.

В декаде данные обмоток следующие:

$W_{запр} = 100$  витков,  $W_{подг} = 4$  витка,  $W_{уд} = 2$  витка. Все обмотки нуля  $W_{уст}$  имеют по 1 витку.

При напряжении питания 20 в, смещении, подаваемом на базы транзисторов, + 3 в и сопротивлении общей нагрузки 5 ом декада обеспечивает на выходе импульс тока 3 а. Длительность импульса по основанию составляет 40 мксек, по вершине 10 мксек.

При построении феррит-транзисторных счетных схем большой емкости осуществляют последовательное включение декад. Принципиальная электрическая схема феррит-транзисторного счетного устройства емкостью  $10^3$  импульсов приведена на рис. 3. Подобные счетные устройства могут найти широкое применение при производстве метеорологических измерений для подсчета числа импульсов, пропорционального изменению того или иного метеорологического параметра. Применение феррит-транзисторных декад делает возможным создание весьма компактных, экономичных и надежных в работе, что особенно немаловажно при производстве экспедиционных работ, счетных и осредняющих приставок к приборам различного типа.

Схема, приведенная на рис. 3, предназначена для подсчета числа оборотов фотоэлектронного анемометра [3]. В этом случае схема должна вести счет импульсов прямоугольной формы с частотой следования 0,1—30 гц и длительностью 8,5 мксек—2,5 сек. Для калибровки импульсов датчика по форме и длительности на входе счетной схемы включен формирующий каскад. Схема содержит три соединенные последовательно счетные декады, нагруженные на запоминающие матрицы, блокинг-генератор установки нуля, десять блокинг-генераторов записи (на схеме не показаны), коммутирующее устройство, синхронизированное с блокинг-генератором установки нуля.

Запоминающая матрица состоит из двух групп ферритов, на каждый из которых нанесены четыре обмотки. Обмотки установки нуля всех ферритов  $W_{уст}$  включены параллельно. Обмотки записи  $W_{зап}$  каждого феррита через обмотку возврата  $W_{возв}$  сопряженного феррита подклю-

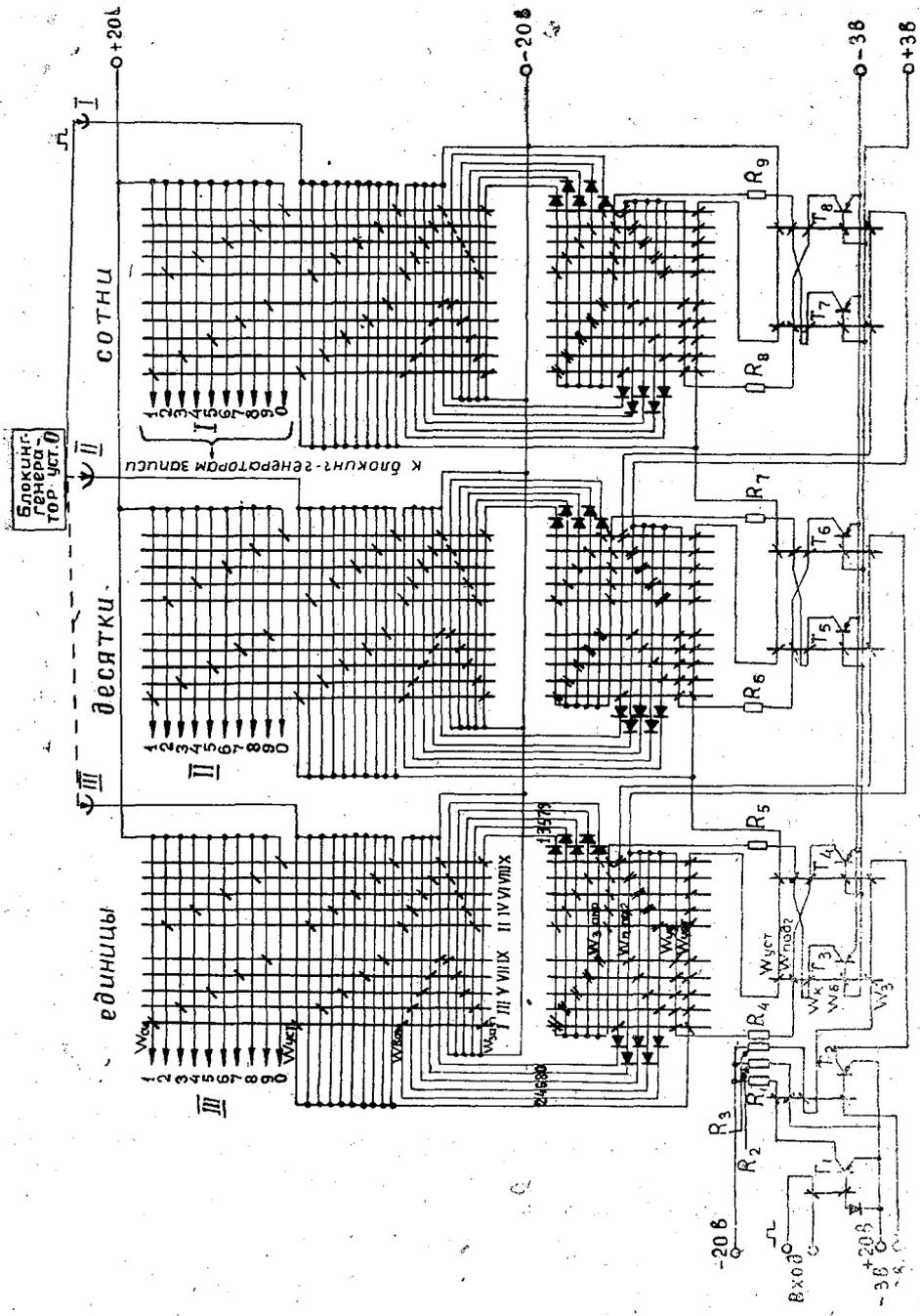


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема феррит-транзисторного счетного устройства емкостью  $10^8$  импульсов.

чаются к соответствующему выходу счетной декады. Импульсом блокинг-генератора установки нуля все 10 ферритов каждой запоминающей матрицы переводятся в неподготовленное ( $-Br$ ) состояние. При поступлении на вход первой декады импульса от датчика на ее выходе  $I$  возникает импульс тока, который проходит по обмотке возврата  $W_{возв}$  феррита  $X$ , оставляя этот феррит в неподготовленном состоянии, и обмотке запрещения  $W_{запр}$  феррита  $I$ , переводя его в подготовленное ( $+Br$ ) состояние. Следующий импульс с выхода 2 счетной декады пройдет по обмотке  $W_{возв}$  феррита  $I$  и вернет его в исходное неподготовленное состояние, а феррит  $II$  будет переведен в подготовленное состояние. Таким образом, в любой момент времени в запоминающей матрице не может быть более одного подготовленного феррита.

Считывание накопленной информации осуществляется периодически через заданный промежуток времени. При этом к обмоткам считывания  $W_{сч}$  запоминающей матрицы «сотни» с помощью коммутирующего устройства (шагового искателя) подключается 10 блокинг-генераторов записи. Одновременно другой шаговый искатель подключает блокинг-генератор установки нуля к соединенным параллельно обмоткам  $W_{уст}$  этой же матрицы. При подаче импульса установки нуля феррит, находящийся в подготовленном состоянии, будет переведен в неподготовленное состояние, а в обмотке  $W_{сч}$  этого феррита возникает импульс, запускающий блокинг-генератор, подключенный к обмотке. Каждый блокинг-генератор нагружен на реле-ударник, кинематически связанное с соответствующей клавишей цифropечатающего механизма.

При втором такте считывания блокинг-генераторы подключаются к обмоткам запоминающей матрицы «десятки». При третьем такте — к обмоткам запоминающей матрицы «единицы». Опрос начинается с более высоких разрядов, так как на ленте цифropечатающего аппарата вначале должны быть отпечатаны цифры более высоких разрядов. Во время опроса датчик должен быть отключен от входа схемы.

Наряду с феррит-транзисторными ячейками и ячейками, основанными на принципе разветвления токов, в счетно-запоминающих устройствах метеорологической аппаратуры применяются и другие элементы, выполненные на ферритах. Разнообразные схемы этих элементов сравнительно широко представлены в литературе [1, 2, 5, 7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильева Н. П., Воробьева Т. М. Бесконтактные элементы автоматики. Изд. АН СССР, М., 1963.
2. Демин Э. А., Чиненков Л. А. Регистры сдвига на ферритовых сердечниках в радиотехнике. Госэнергоиздат, М. — Л., 1960.
3. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэрофизических величин. Изд. ЛГУ, Л., 1962.
4. Крайзмер Л. П. Запоминающие устройства. Госэнергоиздат, М. — Л., 1959.
5. Мартынов Е. М. Бесконтактные переключающие устройства. Госэнергоиздат, М. — Л., 1961.
6. Мартынов Е. М. Электронные устройства дискретного действия. Госэнергоиздат, М. — Л., 1960.
7. Прокудин В. А. Запоминающие устройства электронных цифровых вычислительных машин. Изд-во «Советское радио», 1961.

---

*Е. В. Зарубин*

### **ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИСКРОВОЙ АНЕМОМЕТР**

Приводится схема прибора, излагается принцип действия работы. Рассматриваются возможности использования прибора для получения структурных характеристик воздушного потока.

Основным требованием, предъявляемым при структурном измерении любой аэрофизической величины, является получение мгновенного значения этой величины, отнесенного в предельном случае к точке [4].

Одним из наиболее перспективных методов структурных измерений скорости воздушного потока является применение анемометров с электрическим разрядом между острями.

Эти анемометры имеют малую инерцию и малые размеры, что позволяет производить измерения скорости, практически не нарушая структуры потока.

Приборы, в которых использована зависимость между силой тока и напряжением на разряднике от скорости потока, были выполнены и исследованы рядом авторов [6, 7]. Эти приборы, называемые анемометрами с тлеющим разрядом [5], могут работать при подаче на разрядник как постоянного, так и высокочастотного напряжения. В последнем случае получается наиболее устойчивая тарировка прибора [7].

Дальнейшим развитием предложенной методики могло служить получение строго линейной зависимости выходного сигнала от скорости потока, повышение устойчивости тарировки прибора и упрощение дистанционной передачи сигнала. Без выполнения указанных требований значительно усложнялось использование этих анемометров на практике.

В рассматриваемом искровом анемометре сделана попытка по возможности удовлетворить указанным выше требованиям, изменив вид анемометрического свойства высокочастотной искры.

Рассмотрим процесс изменения искрового разряда между иглами разрядника в зависимости от скорости потока  $V$ .

Пусть на разрядник  $P$  подана высокочастотная э. д. с. —  $E$  (амплитудное значение) большая, чем это требуется для пробоя искрового промежутка [3] по кратчайшему расстоянию  $d$  (рис. 1).

После пробоя разрядного промежутка образуется хорошо очерченный канал. Надо оговориться, что в отличие от дугового разряда, где за счет термоэлектронной эмиссии происходит сгорание (испарение) электродов, в анемометре при выбранном режиме работы разрушения электродов не наблюдается.

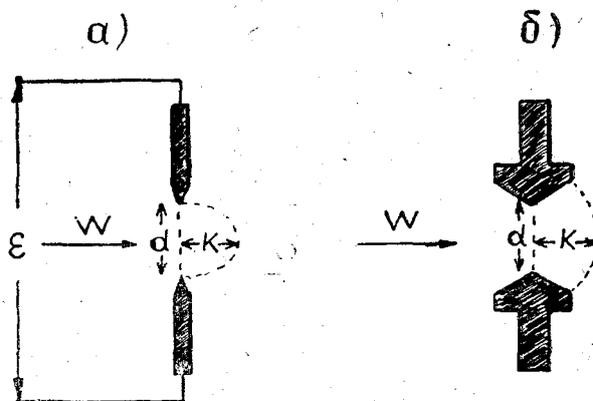


Рис. 1. Формы разрядников.

При скорости потока  $V = 0$  искровой канал имеет длину  $l = d$  и сопротивление искрового канала  $R_{иск}$  будет наименьшим. Напряженность магнитного поля искры в этом случае будет симметрична относительно оси канала искры. Мощность, отбираемая от генератора, будет наибольшая.

При  $0 < V < V_{порог}$  (где  $V_{порог}$  — скорость, при которой начинаются срывы искры) искровой канал прогибается в направлении потока, его  $l$ , а следовательно, и  $R_{иск}$  возрастают, мощность же, отбираемая от источника э. д. с., уменьшается. Напряженность магнитного поля относительно канала искры теряет круговую симметрию, что в конечном итоге приводит к появлению силы, стремящейся вернуть искровой канал в исходное положение.

В этом промежутке скоростей, при заданных параметрах прибора, каждому значению  $V$  будет соответствовать свое  $R_{иск}$ , т. е. при изменении  $V$  будет меняться мощность, отбираемая от высокочастотного генератора.

При  $V \geq V_{порог}$  длина искрового канала достигает значения  $l_{крит}$ , а  $R_{иск} = R_{крит}$ , при котором напряжение на разряднике становится равным пробойному напряжению  $U_{проб}$  между остриями разрядника. В этом случае происходит пробой новой искры по расстоянию  $d$ , а старая искра исчезнет. Упрощенно зависимость напряжения на разряднике от  $R_{иск}$  может быть выражена формулой

$$U_{разр} = \frac{E}{1 + \frac{Z_{ген}}{Z_{иск}}},$$

где  $Z_{ген}$  и  $Z_{иск}$  — полные сопротивления источника э. д. с. и искрового канала.

По условию  $E > U_{проб}$  и при  $l = l_{крит}$  сопротивление искрового канала  $R_{иск}$  становится таким, что  $U_{разр} = U_{проб}$ . Таким образом, искровой канал, изменяя  $l$  от  $d$  до  $l_{крит}$ , будет каждый раз отклоняться от исходного положения на величину  $K$  (рис. 1 а).

Величина  $K$  зависит от исходных параметров прибора и остается почти постоянной в широком диапазоне скоростей. При таком условии частота срывов искры и скорость потока в первом приближении могут быть соответственно выражены с помощью соотношений

$$\nu = \frac{V}{K}, \text{ или } V = \nu K.$$

Для проведения опытов был изготовлен макет прибора по схеме, приведенной на рис. 2.

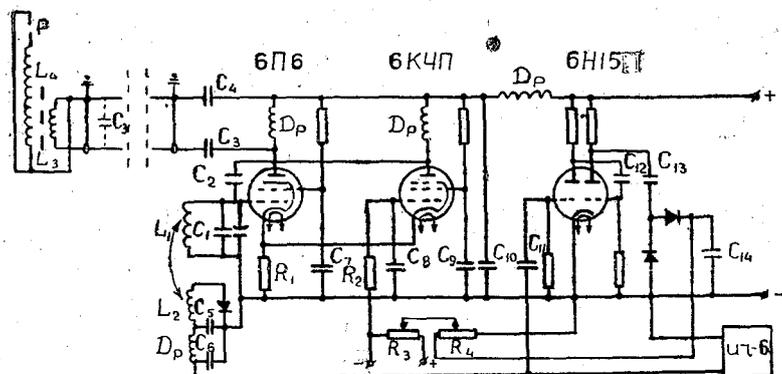


Рис. 2. Принципиальная схема искрового анемометра.

Высокочастотные колебания генератора, собранного на лампах 6П6 и 6К4П, подаются через коаксиальный кабель на катушку  $L_3$ , которая индуктивно связана с повышающей обмоткой разрядника  $L_4$ . Повышающая обмотка разрядника выполнена в виде однослойной катушки на ферритовом стержне. При настройке в резонанс контуров  $L_1 C_1$  и  $L_3 C_3'$  в разряднике  $P$  образуется устойчивый искровой канал, реагирующий на скорость потока. Срывы искрового канала приводят к амплитудной модуляции высокочастотных колебаний генератора. Сигнал снимается катушкой  $L_2$ , индуктивно связанной с катушкой  $L_1$ , и после выделения модулирующей частоты может быть подан на регистрирующий прибор.

Однако, как показали опыты, диапазон измеряемых скоростей значительно расширяется, если ввести автоматическую регулировку мощности в искре. В приведенной схеме роль регулятора мощности выполняет блок, собранный на лампе 6Н15П и представляющий собой упрощенный частотомер. Напряжение на конденсаторе  $C_{14}$  увеличивается с ростом частоты срывов искры. При отсутствии модуляции  $u_{c_{14}} = 0$ . На сетку лампы  $L_2$  в этом случае подается от дополнительного источника (выпрямленное напряжение из цепи накала лампы) отрицательное напряжение, близкое к запирающему. Если частота сигнала  $\nu > 0$ , то  $u_{c_{14}} > 0$  и отрицательное напряжение, снимаемое с сопротивлений  $R_3 - R_4$ , уменьшится, что приведет к увеличению обратной связи через конденсатор  $C_2$  и в конечном счете к увеличению мощности тока в искре. В качестве окончательного измерительного прибора используется частотомер, у которого вместо указывающего стрелочного гальванометра подключается малоинерционный регистрирующий прибор или интегрирующая приставка. При необходимости частота выходного сигнала может быть записана на магнитную ленту.

Дистанционность передачи сигнала достигается путем отделения датчика от генератора при помощи коаксиального кабеля (в условиях опыта 6 м) и отделением регистрирующей части от генератора (в опытах 70 м, но практически может быть значительно больше, так как сопротивление соединительных проводов не влияет на частоту передаваемого сигнала). Возможен также прием несущей частоты генератора на радиоприемник с последующей подачей сигнала на регистрирующее устройство.

Генератор высокочастотных колебаний, собранный по приведенной схеме, работает на частоте 500 кГц, частота амплитудной модуляции несущей частоты может меняться в пределах 0,3 — 20 кГц.

Не рассматривая зависимости напряжения выходного сигнала от степени прогиба искр канала в диапазоне  $0 < V < V_{\text{порог}}$ , что соответствует скоростям  $0 - 0,8$  м/сек, рассмотрим зависимости  $\nu = f(V)$  при скоростях  $V > V_{\text{порог}}$ .

На рис. 3 дается график зависимости частоты срывов искры  $\nu$  от скорости воздушного потока. Из-за введения автоматической регулировки мощности тока в искре зависимость при малых значениях скорости несколько нелинейна.

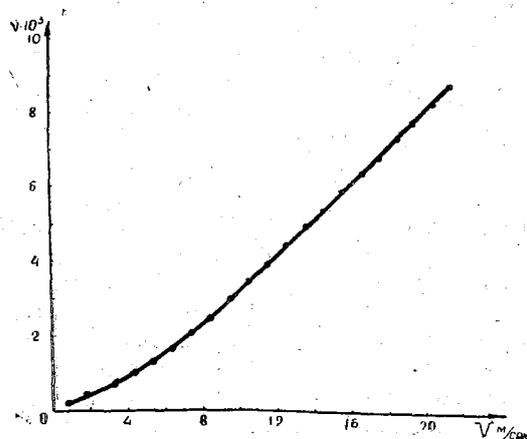


Рис. 3. График зависимости  $\nu$  от  $V$ .

Испытание на устойчивость тарировки прибора при 2-недельной эксплуатации его на метеоплощадке дало хорошие результаты. При проведении опыта была предусмотрена возможность сличения показаний искрового анемометра и индукционного. За время опыта наблюдались скорости ветра до 12 м/сек. При включении анемометра искровой разряд возникал при любых значениях скорости независимо от погоды. При установке иглы разрядника были ориентированы так, что позволяли измерять модуль скорости ветра в горизонтальной плоскости. Изменение направления ветра в вертикальной плоскости на угол  $\pm 30^\circ$  от нормали к искровому каналу практически результат не искажало.

Дальнейшей разработкой метода явилось отыскание возможностей определения величин составляющих скорости потока по осям координат.

Исследования проводились в аэродинамической трубе при помощи специальных насадок на электроды разрядника. В простейшем случае такая насадка представляет собой полную тонкостенную трубочку, продольная ось которой может быть ориентирована под любым углом к направлению потока. Внутри трубочки перпендикулярно к ее оси помещены электроды. В этих условиях появилась возможность заменить игольчатые электроды пластинчатыми (рис. 1 б), так как в этом случае поток относительно электродов может иметь лишь два взаимнопротивоположных направления. Применение пластинчатых электродов позволило снизить порог чувствительности датчика до 0,1 м/сек и значительно улучшить условия отвода тепла от разрядника. Для фиксации знака направления потока по обе стороны от разрядника помещены спаян термобатарей, на

выходе которой при измерении направления потока в трубочке меняется полярность.

Проведенные предварительные испытания образцов насадок позволяют считать, что определение составляющих скорости потока при помощи искрового анемометра принципиально осуществимо.

Говоря о погрешностях предложенного метода, следует указать на возможности появления погрешности в результате изменения расстояния  $d$  между острыми электродами. Изменение  $d$  на 0,5 мм в условиях опыта при фиксированной скорости изменяло отсчет на 0,25 м/сек. Таким образом, конструкция датчика должна обеспечивать постоянство  $d$ .

Как известно, величина пробойного напряжения, которая при заданной мощности в искре определяет величину  $K$ , зависит от давления, температуры и влажности воздуха [3], однако эти зависимости очень слабые и в условиях проведенных опытов их обнаружить не удалось.

Датчик практически безынерционен, однако, в силу того, что величина  $K \neq 0$ , будет происходить осреднение скорости потока за время смещения искрового канала от исходного положения до срыва. В условиях опыта  $K = 2$  мм; тогда время осреднения  $\tau$  при скорости потока 1 м/сек будет равно

$$\tau = \frac{K}{V} = \frac{0,2}{100} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зарубин Е. В. Способ определения скорости газового потока. Авт. свид. № 163444 от 31.03.64.
2. Кабардин О. Ф. О начальных стадиях развития высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении. Изв. ВУЗ, Физика 6, изд. Томского университета, 1958.
3. Капцов А. П. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, М.-Л., 1947.
4. Качурин Л. Г. Электрические измерения аэродинамических величин. Изд. ЛГУ, 1962.
5. Попов С. Г. Некоторые задачи и методы экспериментальной аэродинамики. Гостехиздат, М., 1952.
6. Уиллоуби М. Кэди. Электронский метод измерения скорости. Журнал «Физика измерений в газовой динамике и при горении», пер. с англ. под ред. Ю. Ф. Дитякина. ИЛ. М., 1957.
7. А. М. Хазен. Применение высокочастотного электрического разряда в аэродинамических исследованиях. Журнал ЦАГИ, Промышленная аэродинамика, вып. 19, гос. научно-техническое издательство. Оборонгиз, М., 1960.

---

Ю. А. Курпаков, В. В. Пятаков, В. Ф. Псаломщиков

### ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА СЕРНИСТОГО ГАЗА

Рассматривается возможность применения автоматического газоанализатора для измерения малых концентраций сернистого газа при исследовании загрязнения атмосферы.

Фотоэлектрический анализатор сернистого газа [3, 4] предназначен для непрерывной регистрации концентрации сернистого газа  $\text{SO}_2$  в атмосферном воздухе. Прибор основан на принципе фотоэлектрического измерения изменения оптической плотности специального химического раствора, возникающего в результате нефелометрического эффекта при пропускании через него воздуха, содержащего сернистый газ.

Электрическая схема прибора [4] включает в себя фотоэлектрическую часть, неравновесный мост сопротивлений, электронный самопишущий потенциометр, электронный и феррорезонансный стабилизаторы напряжения.

Фотоэлектрическая часть прибора предназначена для преобразования изменения оптической плотности раствора в электрическую величину. Световой поток от осветительной фотометрической лампы разделяется при помощи призм на два параллельных лучка, один из которых через ирисовую диафрагму, конденсатор и кювету с рабочим раствором-реагентом попадает на рабочий фоторезистор, другой — через ирисовую диафрагму, конденсатор и кювету с контрольным раствором — на контрольный фоторезистор. Оба фоторезистора включены в плечи неравновесного моста, собранного по дифференциальной схеме. Питание моста производится через феррорезонансный и электронный стабилизаторы напряжения. Сигнал разбаланса, вызванный помутнением раствора в рабочей кювете и соответствующим изменением омического сопротивления рабочего фоторезистора, подается на вход электронного самопишущего потенциометра.

Схема питания обеспечивает достаточно высокую степень стабилизации напряжения, особенно на фотометрической осветительной лампе и в диагонали питания неравновесного моста.

Прибор рассчитан на работу в диапазонах  $0 \div 5 \text{ мг/м}^3$  или  $0 \div 30 \text{ мг/м}^3$ . По данным [3] погрешность прибора не превышает  $\pm 12\%$ . Поскольку в настоящее время нет надежных приборов для непрерывной регистрации малых концентраций  $\text{SO}_2$ , целесообразно было испытать фотоэлектрический газоанализатор в работе на более чувствительном диапазоне  $0 \div 0,5 \text{ мг/м}^3$ .

Полевые испытания трех экземпляров фотоэлектрического анализатора сернистого газа, проводившиеся в районе Прибалтийской ГРЭС в июне—июле 1964 г. выявили ряд существенных недостатков в электрической схеме и конструкции прибора. В ходе испытаний не удалось получить сколько-нибудь надежных результатов измерений фотоэлектрическим анализатором. Основной причиной этого явился дрейф «нуля» приборов, причем «нуль» мог смещаться во времени в любую сторону шкалы с переменной скоростью, что исключало возможность введения поправок. Величина дрейфа доходила до  $30\text{—}50 \text{ дел/час}$ , возрастающая с повышением температуры окружающего воздуха.

Вторым серьезным недостатком прибора является значительная инерционность фотоэлектрической части схемы. После кратковременного выключения фотометрической лампы или перекрытия светового потока, падающего на один из фоторезисторов, и при вытаскивании кюветы электронный потенциометр в течение нескольких десятков минут не устанавливается на прежнее деление шкалы.

Из других недостатков прибора следует отметить наличие переходных процессов в цепи питания фотометрической лампы в моменты включения или выключения прибора, что приводит к кратковременной подаче на лампу повышенного напряжения и выходу лампы из строя после  $20\text{—}40$  включений.

Не останавливаясь пока на недостатках химической части прибора, отметим, что по результатам полевых испытаний фотоэлектрический газоанализатор оказался непригодным не только для непрерывного определения малых концентраций  $\text{SO}_2$  в атмосферном воздухе, но даже и при эпизодических измерениях получить сколько-нибудь надежные результаты не удалось.

С целью выявления причин неработоспособности прибора и их устранения были проведены исследования газоанализатора в лабораторных условиях. В ходе исследований были проверены факторы, которые в отдельности или в совокупности могли бы привести к заметному ухудшению работы прибора.

По данным работ [2, 5], как светочувствительность, так и омическое сопротивление фоторезисторов типа ФС-К2, примененных в газоанализаторе, сильно зависит от температуры. В связи с этим резко увеличиваются требования к идентичности фотосопротивлений, которые включаются в схему дифференциального моста прибора. Однако проверка шести фоторезисторов, находившихся в работе в трех комплектах приборов, по параметру  $J = f(F)$ , где  $J$  — световой ток, протекающий через фоторезистор при освещенности  $F$ , и на устойчивость светового тока во времени  $J = f(t)$  при  $F = \text{const}$  показала, что все фоторезисторы имеют существенный разброс по обоим параметрам. Нестабильность светового тока фоторезисторов во времени является основной причиной появления дрейфа «нуля» прибора. После постановки в газоанализатор двух специально подобранных фоторезисторов с близкими параметрами  $J = f(F)$  и  $J = f(t)$  дрейф «нуля» прибора удалось свести до пренебрежимо малой величины при работе с дистиллированной водой в рабочей и контрольной кюветах.

Далее было выяснено, что работающая помпа, включенная между феррорезонансным и электронным стабилизаторами, искажает запись. Перевод помпы на питание непосредственно от сети устраняет этот недостаток, а перевод фотометрической лампы на автономное питание от аккумуляторов улучшает качество записи прибора.

Было отмечено сильное помутнение баллона фотометрической лампы во времени за счет распыления нити накала. Помутнение носит неравномерный характер, определяемый геометрией нити накала, что приводит к нарушению равенства световых потоков, падающих на рабочую и контрольную кюветы, и некоторому, правда, сравнительно медленному дрейфу «нуля» прибора. Эффективной мерой борьбы с этим явлением может быть работа фотометрической лампы в режиме с недокалом, а также периодическое измерение световых токов фоторезисторов и выравнивание их с помощью диафрагм. Последняя операция должна производиться при вставленных кюветках с дистиллированной водой.

Лабораторные исследования фотоэлектрического газоанализатора завершились проверкой химической части прибора. При этом был зафиксирован дрейф «нуля» прибора величиной 3 дел/час. Причиной этого «просветления» рабочего раствора, с одной стороны, является укрупнение взвесей в растворе, с другой, — их оседание на дно кюветки, так как перемешивание раствора при прокачке воздуха через кюветку захватывает в основном лишь поверхностный слой жидкости. Это приводит к появлению отчетливо выраженного переменного градиента концентрации по высоте кюветки.

При реальной концентрации  $\text{SO}_2$  в атмосфере, равной  $0,1 \text{ мг/м}^3$ , собственный дрейф «нуля» прибора превышает величину полезного сигнала. Учитывая неупорядоченный характер дрейфа во времени, исключается возможность введения постоянной поправки, которая позволила бы выделить полезный сигнал.

Модернизация отдельных узлов прибора: усовершенствование конструкции рабочей кюветки с целью обеспечения равномерного перемешивания рабочего раствора, удлинение пути светового луча через рабочую кюветку с целью получения более осредненной характеристики прозрачности раствора и т. д. — может при тщательном подборе фотоспротивлений заметно уменьшить погрешность измерений. Однако и в этом случае суммарная погрешность прибора, по-видимому, будет значительной, так как следует учитывать, что при измерении малых концентраций  $\text{SO}_2$  становится заметным влияние на результат измерений окислов азота, содержащихся в атмосферном воздухе [4], с чем нельзя не считаться.

Ввиду вышеизложенного, использование фотоэлектрического анализатора сернистого газа в его настоящем виде для измерения типовых концентраций  $\text{SO}_2$  в атмосферном воздухе не представляется возможным.

Учитывая большую потребность в приборе, автоматически измеряющем и регистрирующем малые концентрации сернистого газа в атмосферном воздухе, представляется целесообразной разработка газоанализатора на принципиально новой основе с использованием более эффективной химической реакции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеева М. В. Определение атмосферных загрязнений. Медгиз, М., 1963.
2. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В. Материалы в радиоэлектронике. Госэнергоиздат, М. — Л., 1961.

3. Любимов Н. А. Исследование методов и аппаратуры автоматического контроля атмосферных загрязнений. Доклад по опубликованным и внедренным в эксплуатацию работам, представленным по совокупности на соискание ученой степени кандидата технических наук. Академия коммунального хозяйства им. К. Д. Памфилова, М., 1964.
4. Описание фотозлектрического газоанализатора ГСФ-1. СКБ Средне-Волжского совнархоза, Казань, 1964.
5. Сборник Автоматические газоанализаторы». ЦИНТИ ЭТПП, М., 1961.

---

*О. С. Оболенский*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ДАТЧИКОВ ТЕРМОГРАДИЕНТОГРАФА**

Исследуется аэродинамика некоторых конструкций датчиков термоградиентографа с целью определения влияния скорости ветра и элементов конструкции датчика на скорость обтекания термочувствительного элемента. Приведены методика экспериментального исследования, расчет соотношения между максимальной и средней скоростями в кольцевом канале и рассчитано положение точки для замера максимальной скорости в сечении этого канала.

Для работы термоградиентографа [1] весьма существенно, чтобы скорость обтекания воздухом термочувствительного элемента датчика, расположенного во внутреннем его канале, при различной скорости ветра не изменялась и была бы близкой к расчетной.

Исследование аэродинамики различных конструкций датчиков термоградиентографа было предпринято с целью определения влияния набегающего потока и конструкции датчика на скорость обтекания термочувствительного элемента.

Ввиду того что непосредственные измерения скорости обтекания термочувствительного элемента из-за конструктивных особенностей и малости размеров воздушных каналов проведены быть не могли, была разработана особая методика экспериментального исследования и проведен расчет необходимого соотношения между максимальной и средней скоростями в кольцевом канале и рассчитано положение точки для замера максимальной скорости в сечении этого канала.

В процессе исследования датчики термоградиентографа снабжались как стандартной головкой психрометра, так и нестандартной с различными типами электромоторов и крыльчаток.

### **Методика экспериментальных исследований**

Исследования проводились в малой аэродинамической трубе замкнутого типа с открытой рабочей частью. Датчик располагался по нормали к воздушному потоку. Схема одного из датчиков и проводимых измерений показана на рис. 1. Из-за наличия канала двойной радиационной за-

щиты средняя скорость обтекания термочувствительного элемента  $u_{\text{сред}}$  определялась по разности расхода в круглом рабочем сечении I—I канала датчика, расположенном между термочувствительным элементом

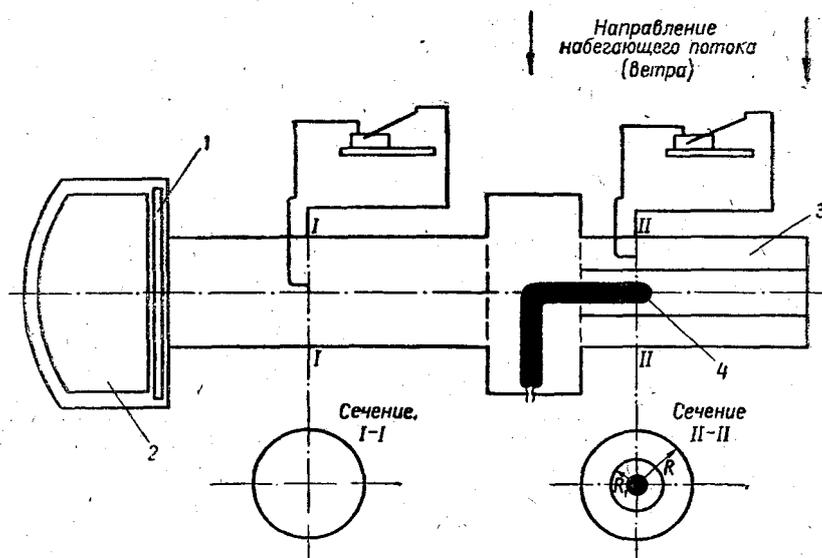


Рис. 1. Схема датчика термоградиентографа.

1—крыльчатка, 2—электромотор, 3—канал двойной радиационной защиты, 4—термочувствительный элемент.

и крыльчаткой —  $Q_1$ , и в кольцевом рабочем сечении 2—2 канала двойной радиационной защиты  $Q_2$ , т. е.

$$u_{\text{сред}} = \frac{Q_1 - Q_2}{s}, \quad (1)$$

где  $s$  — площадь кольцевого сечения канала, в котором расположен термочувствительный элемент.

Для определения расходов  $Q_1$  и  $Q_2$  предварительно вычислялись средние скорости потоков в обоих рабочих сечениях.

Скорости потока в рабочих сечениях определялись по замерам разности давления в микротрубках полного напора и статического давления в отверстиях на стенках каналов датчика.

Для установки и перемещения микротрубок по рабочим сечениям применялись специальные координатники, снабженные микрометрическим винтом и обеспечивающие большую точность установки микротрубок.

Замеры разности давлений при каждой скорости набегающего потока, при каждом исследовании в круглом рабочем сечении I—I проводились либо только в точке, соответствующей максимальной (осевой) скорости, либо при более точных исследованиях в десяти различных точках по диаметру сечения.

В случае замера разности давления, соответствующей максимальной (осевой) скорости, средняя по сечению скорость, необходимая для вычисления расхода  $Q_1$ , определялась как половина максимальной скорости, так как известно, что в круглой трубе при установившемся ламинарном течении осевая скорость равна удвоенной средней по сечению скорости [2]. При более же точных исследованиях и турбулентном тече-

ний расход  $Q_1$  определялся путем графического интегрирования. Так как замер разности давлений в сечении 2—2 кольцевого канала двойной радиационной защиты мог быть произведен практически только в одной точке, поскольку расстояния между стенками канала очень малы, то замерялась лишь разность полного и статического давлений, соответствующая максимальной скорости потока.

Для нахождения средней скорости в кольцевом сечении 2—2, необходимой для определения расхода  $Q_2$ , был произведен расчет соотношения между средней и максимальной скоростью в кольцевом канале и было определено также положение точки, соответствующей максимальной скорости потока в этом кольцевом сечении.

#### Расчет соотношения между средней и максимальной скоростью в кольцевом канале

Для расчета этого соотношения рассматриваем течение потока воздуха в кольцевом канале, образованном двумя соосными круглыми цилиндрическими поверхностями (внешней радиуса  $R$  и внутренней радиуса  $R_1$ ). Полагая, что течение в просвете между поверхностями происходит параллельно образующим, сводим уравнение движения к уравнению движения в цилиндрической трубе, а именно:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (2)$$

Общее решение этого уравнения при  $\frac{\partial p}{\partial z} = \text{const}$  имеет вид [2]

$$V = \frac{1}{4\mu} \frac{\partial p}{\partial z} r^2 + C_1 \ln r + C_2. \quad (3)$$

Используя граничные условия, а именно, что при  $r = R$  и  $r = R_1$   $V = 0$ , и определяя значения  $C_1$  и  $C_2$  по этим условиям, находим следующий закон изменения скорости по сечению кольцевого канала:

$$V = - \frac{1}{4\mu \ln \frac{R}{R_1}} \frac{\partial p}{\partial z} \left[ (R^2 - R_1^2) \ln \frac{r}{R_1} - (r^2 - R_1^2) \ln \frac{R}{R_1} \right]. \quad (4)$$

Для нахождения радиуса, соответствующего максимальной скорости потока  $V_{max}$  в кольцевом канале, т. е.  $r_{max}$ , берем производную  $\frac{\partial V}{\partial r}$  и приравниваем ее к нулю. Получаем

$$- \frac{1}{4\mu \ln \frac{R}{R_1}} \frac{\partial p}{\partial z} \left[ (R^2 - R_1^2) \frac{1}{r} - 2r \ln \frac{R}{R_1} \right] = 0. \quad (5)$$

Откуда

$$r = r_{max} = R_1 \sqrt{\frac{\left(\frac{R}{R_1}\right)^2 - 1}{2 \ln \frac{R}{R_1}}}. \quad (6)$$

Это выражение дает возможность определить в кольцевом сечении 2—2 положение точки, в которой следует производить замер разности давлений для определения  $V_{max}$  потока.

Подставляя полученное выражение (6) в формулу (1), получаем значение  $V_{max}$  как некоторую функцию  $\frac{\partial p}{\partial z}$ , т. е.

$$V_{max} = -\frac{1}{4\mu \ln \frac{R}{R_1}} \frac{\partial p}{\partial z} \left[ (R^2 - R_1^2) \ln \frac{r_{max}}{R_1} - (r_{max}^2 - R_1^2) \ln \frac{R}{R_1} \right] = \frac{\partial p}{\partial z} \cdot f_1(z). \quad (7)$$

Расход воздуха через сечение 2—2 кольцевого канала определяется выражением

$$Q_2 = 2\pi \int_{R_1}^R V r dr. \quad (8)$$

После соответствующей подстановки значения  $V$  получаем  $Q_2$  так же, как некоторую функцию  $\frac{\partial p}{\partial z}$ , т. е.

$$Q_2 = \frac{\pi}{8\mu \ln \frac{R}{R_1}} \frac{\partial p}{\partial z} (R^2 - R_1^2) \left[ \ln \frac{R}{R_1} (R^2 + R_1^2) - (R^2 - R_1^2) \right] = \frac{\partial p}{\partial z} \cdot f_2(r). \quad (9)$$

Тогда средняя по расходу скорость потока в сечении 2—2 кольцевого канала может быть определена так же, как функция  $\frac{\partial p}{\partial z}$ , а именно:

$$V_{срел} = \frac{Q_2}{S_2} = \frac{1}{8\mu \ln \frac{R}{R_1}} \left[ \ln \frac{R}{R_1} (R^2 - R_1^2) - (R^2 - R_1^2) \right] \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \cdot f_3(r). \quad (10)$$

Используя найденные значения, представляем закон соотношения скоростей в кольцевом сечении канала в виде

$$\frac{V_{max}}{V_{срел}} = \frac{f_1(r)}{f_3(r)} = k. \quad (11)$$

Откуда

$$V_{срел} = \frac{1}{k} V_{max}. \quad (12)$$

Например, для кольцевого канала с  $R = 0,00936$  м и  $R_1 = 0,00786$  м получаем  $r_{max} = 0,00754$  м и  $V_{срел} = 0,572 V_{max}$ .

### Некоторые результаты экспериментального исследования и их анализ

Результаты проведенного исследования показывают, что скорость обтекания термочувствительного элемента датчика в очень сильной степени зависит от скорости набегающего потока, т. е. ветра. С увеличением скорости ветра скорость обтекания термочувствительного элемента, как правило, падает.

Степень и характер этой зависимости в основном определяются конструктивными особенностями датчика термоградиентографа, а именно аэродинамическим сопротивлением его внутреннего канала, мощностью электромотора и подаваемого напряжения, типом крыльчатки, размерами защитного кольцевого козырька и т. д.

Применение головки датчика без защитного кольцевого козырька оказывается малоэффективным, так как в этом случае скорость обтекания термочувствительного элемента, находящаяся в зависимости от скорости набегающего потока, очень быстро убывает, приближаясь к нулю, и, более того, крыльчатка может даже начать работать в обратном направлении. Защитный кольцевой козырек на головке датчика несколько уменьшает скорость обтекания термочувствительного элемента при скоростях набегающего потока, близких к нулю, но зато эта скорость обтекания не так быстро падает с увеличением скорости набегающего потока, т. е. ветра.

Использование стандартной головки психрометра (со стандартным электромотором переменного тока и стандартной крыльчаткой) даже для простейшего датчика термоградиентографа без двойной радиационной защиты оказывается не эффективным. Скорость обтекания термочувствительного элемента в этом случае быстро падает с увеличением скорости набегающего потока и крыльчатка практически перестает работать или даже начинает работать также в обратном направлении. Все это хорошо иллюстрируется рис. 2.

Применение более мощного электромотора оказывается весьма эффективным, но зависящим от подаваемого напряжения. С увеличением подаваемого напряжения скорость обтекания термочувствительного элемента возрастает, однако и в этом случае скорость обтекания продолжает зависеть от скорости набегающего потока. При малом напряжении, порядка 10 в, например, мотор Д-7 оказывается малоэффективным. При повышении же подаваемого напряжения до 23—27 в скорость обтекания термочувствительного элемента оказывается равной 4,5—5 м/сек и, что очень важно, почти не изменяется при увеличении скорости набегающего потока вплоть до 10—13 м/сек. Падение скорости обтекания до нуля и работа крыльчатки в обратном направлении при применении этого мотора начинаются при тем большей скорости набегающего потока, чем больше подаваемое напряжение на клеммы мотора (рис. 2).

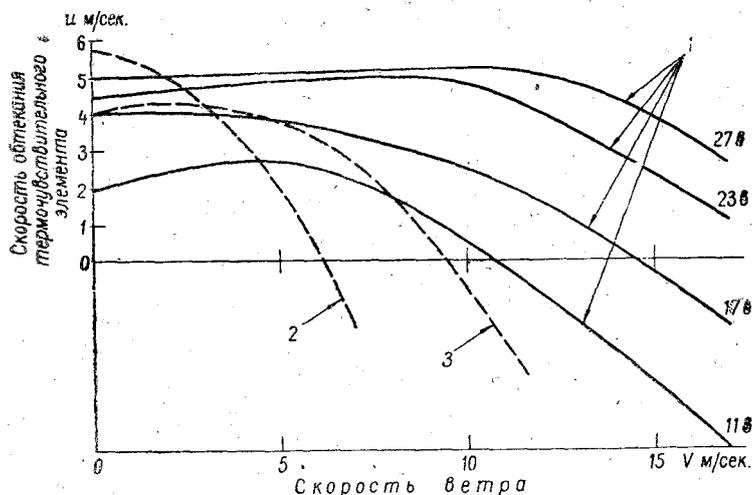


Рис. 2. Влияние скорости ветра и напряжения на скорость обтекания термочувствительного элемента.

1—датчик с мотором Д-7, 2—датчик со стандартной головкой психрометра без кольцевого козырька, 3—то же с кольцевым козырьком.

Исследования показывают, что скорость обтекания термочувствительного элемента датчика зависит и от типа применяемой крыльчатки и от ее расположения по отношению к каналу датчика. Из четырех исследованных типов крыльчаток (с прямыми лопастями, винтовой, с прямыми лопастями со срезами и с прямыми увеличенными лопастями и со срезами у оси) наилучшими данными обладает крыльчатка с прямыми увеличенными лопастями и срезами у оси. Ее применение дает увеличение скорости обтекания термочувствительного элемента от 15 до 30% по сравнению с другими крыльчатками.

Проведенные исследования показывают также, что каждая новая или модернизированная конструкция датчика термоградиентографа должна быть подвергнута аэродинамическим исследованиям, которые могут быть проведены сравнительно просто и быстро при использовании полученных выше соотношений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г., Толстобров Б. Я., Ушаков В. М., Ялынычев Н. С. Стационарный автоматический уравнивающийся термоградиентограф. Труды ЛГМИ, вып. 15, 1963.
2. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений. Гостехиздат, М. — Л., 1951.

Л. И. Гашин

## ИЗМЕРЕНИЕ И РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОЛЕДА НА МАЧТЕ

Излагаются результаты наблюдений за обледенением объектов в потоке переохлажденного аэрозоля в естественных и лабораторных условиях. Подтверждается зависимость плотности и структуры льда от критерия  $h_p$ . Проводится сравнение теоретического критерия  $h_p$  и экспериментального параметра  $M$ .

Затрагиваются вопросы, связанные с возможностью управления структурой кристалла, растущего в потоке переохлажденного аэрозоля.

Существующие теоретические и экспериментальные исследования [5, 6, 7, 8] по обледенению объектов в переохлажденных облаках, осадках и туманах в основном сводятся к оценке коэффициента захвата  $E$ . В то же время для расчета нагрузок при обледенении высотных конструкций линий электропередачи и связи весьма важно знать структуру и плотность образующегося льда. Эти характеристики определяются режимом процесса кристаллизации переохлажденных капель при оседании их на предмете.

Из теории [1] следует, что характер кристаллизации пленки жидкости, образующейся на подложке при обтекании ее переохлажденным аэрозолем, зависит от величины так называемой равновесной толщины пленки  $h_p$  при вязком течении жидкости в ней.

Для воды

$$h_p = \frac{\rho \lambda (T_0 - T)}{\rho_L L V q \bar{E}} \left[ 1 - \frac{\left(\frac{1}{a}\right)^{\frac{1}{b}}}{T_0 - T} \left(\frac{V q \bar{E}}{\rho}\right)^{\frac{1}{b}} \right], \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность воды,  $\rho_L$  — плотность льда,  $L$  — скрытая теплота плавления льда,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности воды,  $T$  — температура аэрозоля,  $T_0$  — температура стабильного равновесия фаз,  $V$  — скорость обтекания предмета аэрозолем,  $q$  — водность аэрозоля,  $\bar{E}$  — осредненный коэффициент захвата капель объектом,  $a$  и  $b$  — постоянные [9].

При малых значениях  $h_p$  кристаллизация протекает под непрерывно поддерживающейся пленкой жидкости толщиной  $h_y$ .

$$h_y = \left[ \frac{5,08 \cdot 10^6 \rho_d L q \sigma \mu^3 R^{0,5} \bar{E}}{\alpha^3 c \rho^3 \rho_{\text{возд}}^3 V^5 \left[ T_0 - T - a \frac{1}{b} \left( \frac{V q \bar{E}}{\rho} \right)^{\frac{1}{b}} \right]} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (2)$$

где  $c$  — теплоемкость воды,  $\rho_{\text{возд}}$  — плотность воздуха,  $\sigma$  — поверхностная энергия на границе вода — лед,  $R$  — число Рейнольдса для обдуваемой подложки,  $\mu$  — коэффициент вязкости жидкости,  $a$  — коэффициент, характеризующий степень турбулентности в пленке. Остальные обозначения прежние.

Результаты наблюдения за обледением самолетов в облаках, а также лабораторные опыты с водой [2] и с некоторыми органическими веществами [3] показали, что для  $h_p$  существует некоторое критическое значение  $h_k$ , равное для воды 0,1 см. Условие  $h_p < h_k$  соответствует равновесному процессу, когда кристаллизация идет под устойчивой жидкой пленкой воды, а закристаллизовавшийся слой оказывается прочным однородным гололедным образованием. Если условия обтекания меняются таким образом, что  $h_p$  становится больше  $h_k$ , равновесность процесса нарушается, пленка исчезает и капли аэрозоля кристаллизуются на поверхности льда, не образуя устойчивого жидкого слоя. В таком случае отложение не однородно и образует широкий по структуре диапазон форм льда: от матового, при  $h_p$ , близких к  $h_k$ , до изморози и инея, когда  $h_p$  много больше  $h_k$ .

Целью настоящей работы является получение зависимости не только структуры, но и плотности льда от  $h_p$ , а также исследование распределения структур и плотностей льда, связанных с распределением  $h_p$  в пространстве и во времени при обледенении объектов в естественных условиях.

Выполненные в 1964—1965 гг. наблюдения за обледенением цилиндрических шаблонов, установленных на 300-метровой телемачте на уровнях 25, 73, 121, 169, 217, 265 и 301 м, позволили получить распределение структуры и плотности льда в 300-метровом приземном слое и сравнить его с вертикальным профилем критерия  $h_p$ , рассчитанного по данным телеметрических измерений метеозащитных элементов. Кроме того, оказалось возможным проследить за сменой структуры льда во времени в зависимости от хода  $h_p$ .

Полученные результаты показывают, что, если при своем изменении с высотой критерий  $h_p$  переходит критическое значение на каком-то уровне, то вблизи этого уровня наблюдается смена структур льда. Зарегистрировано девять профилей такого рода.

Приведем в качестве примера два из них: 7/IV 1964 г. на уровне 217 м наблюдался гололед, плотность которого была 0,91 г/см<sup>3</sup>. На высотах 265 и 301 м — изморозь с плотностями 0,74 и 0,66 г/см<sup>3</sup>. Рассчитанные величины  $h_p$  для этих уровней были соответственно 0,06 см ( $T = -1^\circ, 4$ ;  $V = 12$  м/сек.;  $q\bar{E} = 0,25$  г/м<sup>3</sup>), 0,37 см ( $T = -1^\circ, 7$ ;  $V = 7$  м/сек.;  $q\bar{E} = 0,1$  г/м<sup>3</sup>) и 0,60 см ( $T = -1^\circ, 9$ ;  $V = 9$  м/сек.;  $q\bar{E} = 0,06$  г/м<sup>3</sup>). На высоте около 240 м величина  $h_p$ , увеличиваясь с поднятием, перешла критическое значение, обусловив переход от гололеда к изморози.

В другом случае, наблюдавшемся 3/XII 1964 г., на уровнях 25 и 75 м откладывался прозрачный гололед плотностью 0,91 г/см<sup>3</sup>, в то время как на высотах 169, 217, 265 и 301 м шаблоны оказались покрытыми изморозью, имеющей плотность 0,68 г/см<sup>3</sup>. Величина  $h_p$ , рассчитанная для

первых двух уровней, была 0,07 см ( $T = -0^{\circ},5$ ;  $V = 9$  м/сек;  $q\bar{E} = 0,14$  г/см<sup>3</sup>) и 0,09 см ( $T = -0^{\circ},5$ ;  $V = 7$  м/сек;  $q\bar{E} = 0,14$  г/см<sup>3</sup>). Для всех последующих — 0,85 см ( $T = -1^{\circ},5$ ;  $V = 6$  м/сек;  $q\bar{E} = 0,06$  г/см<sup>3</sup>). В этом случае смене структур льда и переходу значения  $h_p$  через критическое соответствовала высота около 100 м.

При изменении во времени параметров облака ледяное отложение может состоять из нескольких слоев различной кристаллической структуры, если  $h_p$ , меняясь вслед за изменением условий обтекания, будет переходить через  $h_k$ . При этом количество слоев определяется числом таких переходов. При обледенении шаблонов двухслойный гололед образовывался в трех случаях. Как показал расчет  $h_p$  для интервала, в течение которого наблюдалось обледенение, во всех случаях имел место переход  $h_p$  через  $h_k$ . Примером процесса, ведущего к образованию слоев, может служить обледенение шаблона на уровне 217 м в течение 8 час 5/III 1965 г. В этом случае первые 5 час нарастал слой плотной зернистой изморози при  $h_p > h_k$ , затем в течение 0,5 час вид льда менялся и последние 2,5 час образовывался второй слой прозрачного льда ( $h_p < h_k$ ). Соответственно менялась и величина  $h_p$ , от 0,35 см ( $T = -2^{\circ},4$ ;  $V = 4$  м/сек;  $q\bar{E} = 0,29$  г/см<sup>3</sup>) в начале полчасового перехода до 0,08 см ( $T = -1^{\circ}$ ;  $V = 7$  м/сек;  $q\bar{E} = 0,30$  г/см<sup>3</sup>) в конце.

В предыдущих примерах величины критерия  $h_p$ , обуславливающие смену кристаллических структур льда, рассматривались как результат изменения параметров облака и скорости обтекания объекта аэрозолем. Однако, как следует из уравнения (1), величина  $h_p$  зависит также от коэффициента захвата  $\bar{E}$ . Таким образом, вследствие различия в коэффициенте захвата для разных точек поверхности шаблона при неизменных внешних условиях на одном и том же предмете возможно образование льда разной структуры и плотности, если при этом величина критерия  $h_p$  переходит через  $h_k$ .

На рис. 1 представлен вид ледяного отложения, наблюдавшийся 23/IV 1965 г. на уровне 301 м. Видно, что в критической точке цилиндрического шаблона диаметром 46 мм и по обе стороны от нее под углами  $12^{\circ}$  отлагался гололед. Далее к краям образовывалась изморозь, плотность которой уменьшалась от 0,80 г/см<sup>3</sup> в точках, расположенных под углами, близкими к  $12^{\circ}$ , до 0,32 г/см<sup>3</sup> на краях.

Очевидно, что условия кристаллизации на разных участках шаблона оказались зависящими от величины  $\bar{E}$ . Для указанного случая был выполнен расчет коэффициента захвата [5, 6, 7] для точек цилиндра, расположенных под разными углами относительно критической, что позволило рассчитать и получить распределение  $h_p$  по поверхности шаблона. Равенство  $h_p = h_k$  выполнялось при углах  $14^{\circ}$  по обе стороны от критической точки. Таким образом, образование гололеда в средней части цилиндра происходит при  $h_p < h_k$ . К краям  $h_p$  увеличивается и область образования изморози соответствует условиям —  $h_p > h_k$ .

Результаты, полученные в [2, 3], а также вышеуказанное позволяют утверждать, что величина  $h_p$  является достаточно надежным критерием, дающим возможность судить, будет ли ледяное отложение, образующееся в потоке переохлажденного аэрозоля, однородным по структуре с плотностью, близкой к физической плотности льда, либо это неоднородное, поликристаллическое образование с плотностью, меняющейся в достаточно широком диапазоне, если  $h_p > h_k$ . Плотность льда, растущего в условиях, когда  $h_p > h_k$ , определяется его структурой и должна зависеть от величины критерия  $h_p$ .

Следует указать, что попытка подобрать экспериментальным путем параметр, который определял бы плотность льда, растущего на предмете в потоке переохлажденного водного аэрозоля, была осуществлена за

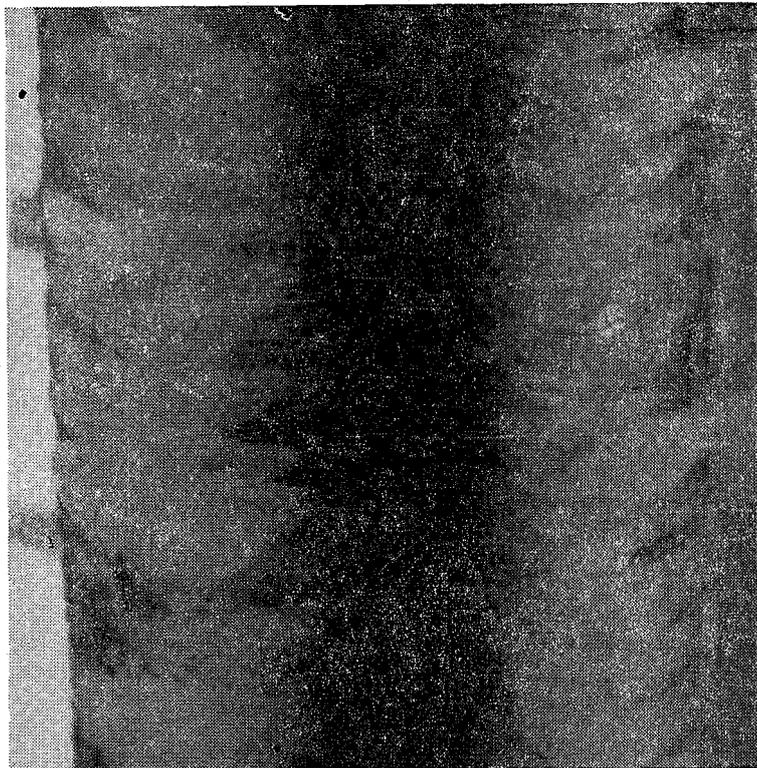


Рис. 1. Вид ледяного отложения при одновременном образовании на шаблоне гололеда и изморози вследствие различного коэффициента захвата.

рубежом в 1962 г. Маклиным [10]. Таким параметром, по мнению автора [10], может служить экспериментально подобранная величина  $M$ :

$$M = \frac{rV_0}{T_s}, \quad (3)$$

где  $r$  — средний кубический радиус аэрозоля ( $\mu$ );  $V_0$  — скорость столкновения каплей с объектом (в  $m/sec$ );  $T_s$  — средняя температура поверхности объекта (в  $град$ ).

Покажем, что при определенных условиях экспериментальный параметр  $M$  и теоретический критерий оказываются эквивалентными. Если в формуле (1) положить

$$\frac{\left(\frac{1}{a}\right)^{\frac{1}{b}} \left(\frac{Vq\bar{E}}{\rho}\right)^{\frac{1}{b}}}{T_0 - T} \ll 1, \quad (4)$$

что справедливо для воды, и, кроме того, предположить, что

$$\sim r, \quad (5)$$

то

$$|M| \sim \frac{1}{h_p}, \quad (6)$$

если принять, что в формуле (1)

$$\frac{\rho\lambda}{L\rho_\lambda} \approx \text{const.} \quad (7)$$

Однако если одно из условий, (4) или (5), оказывается невыполненным, эквивалентность нарушается.

В частности, невыполнение условия (4) и несостоятельность параметра  $M$  проявляется в опытах с некоторыми органическими веществами [3], когда невыполнение условия (4) ведет к ошибке в определении структуры кристалла и плотности. Особенно велики эти ошибки при  $h_p$ , близких к  $h_*$ .

Лабораторные опыты по определению плотности льда, растущего в потоке переохлажденного аэрозоля и данные наблюдений за обледенением в естественных условиях на телемачте позволили провести оценку и сравнение параметра  $M$  и критерия  $h_p$ .

Расчет величины  $M$  и  $h_p$  по данным опытов и построение зависимостей  $\rho_\lambda \left( \frac{1}{h_p} \right)$  и  $\rho_\lambda (M)$  проводились для случаев: 1) когда средний кубический радиус капель прямо пропорционален водности аэрозоля, т. е. при условии (5); 2) когда эта пропорциональность обратная; 3) общий случай, когда какой-либо зависимости между среднекубическим радиусом капель и водностью аэрозоля не наблюдалось. Анализ результатов показал, что зависимость  $\rho_\lambda (M)$  удовлетворительна лишь при случае, когда  $r \sim q$ . Если это условие оказывается невыполненным, то зависимость резко ухудшается, в то время как корреляция  $\rho_\lambda \left( \frac{1}{h_p} \right)$  остается в обоих случаях одинаково хорошей.

На рис. 2 и 3 обобщены результаты лабораторных опытов, проведенных автором, и в работе [10], а также результаты наблюдений в облаках на телемачте. Коэффициенты корреляции, рассчитанные по этим данным для зависимостей  $\rho_\lambda (M)$  и  $\rho_\lambda \left( \frac{1}{h_p} \right)$ , оказались равными соответственно 0,56 и 0,88.

Характерно, что на рис. 2, как и в работе [2], наблюдается резкий переход от одной структуры льда к другой при  $\frac{1}{h_p} = 5 \text{ см}^{-1} (h_p = 0,2 \text{ см})$ .

Этот спад плотности, соответствующий переходу от монокристаллической структуры льда к поликристаллической, осуществляется при значениях  $h_p$  несколько больших, чем  $h_*$ . Это и понятно: в работе [2] величина  $h_*$  являлась границей, отделяющей чистый прозрачный лед от всех других форм отложения. Однако при анализе данных (рис. 2) обнаружить эту границу оказалось невозможным, так как средние плотности прозрачного и молочного видов отложения, как и их структуры, близки между собой — разность между значениями плотностей этих видов меньше средней величины разброса точек на графике. Таким образом, часть точек на рис. 2, соответствующих молочному льду, легла до начала спада кривой плотности. А так как молочный лед образуется при  $h_p > h_*$ , то и начало спада кривой сместилось в область  $h_p$  несколько больших, чем  $h_*$ .

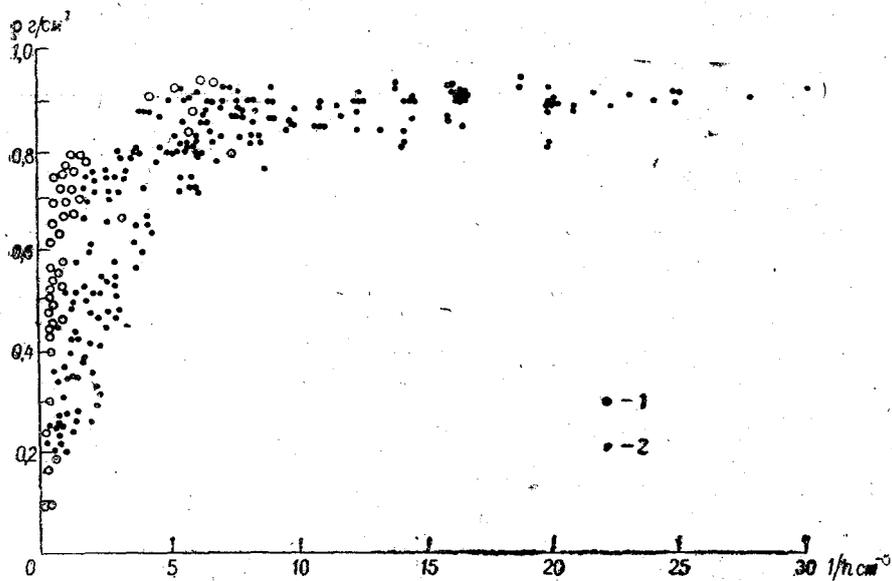


Рис. 2. Зависимость плотности льда от критерия  $h_p$ . Коэффициент корреляции 0,88.  
1—опыты в естественных условиях, 2—лабораторные опыты.

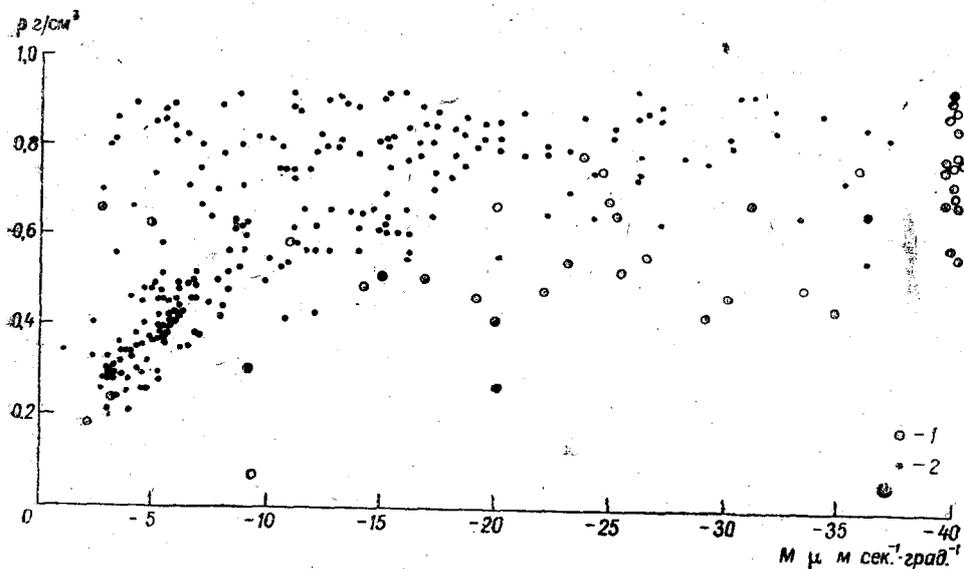


Рис. 3. Зависимость плотности льда от величины параметра  $M$ . Коэффициент корреляции 0,56.  
1—опыты в естественных условиях, 2—лабораторные опыты. Точки, у которых абсциссы меньше -40, нанесены на ординату при  $M = -40$ .

Используя полученные закономерности, в лабораторных условиях удалось получить многослойную модель града [4] и гололеда. Количество, толщина, структура и плотность слоев рассчитывались заранее. Причем, если количество слоев зависит, как указывалось выше, от числа перехо-

дов  $h_p$  через критическое значение, то плотность и структура льда, растущего при  $h_p > h_c$ , определяются величиной критерия  $h_p$ .

Изложенные результаты позволяют сделать вывод, что теоретический критерий  $h_p$  является наиболее универсальным критерием, определяющим структуру и плотность льда, растущего на объекте в потоке переохлажденного аэрозоля. Экспериментальный параметр  $M$  может служить для определения плотности льда лишь в ограниченной области условий.

Использование теории [1] и полученных экспериментальных результатов применительно к некоторым органическим веществам [3] и металлам позволяет получать металлические покрытия и тонкие пленки с заданной кристаллической структурой, определяющей некоторые физические и электрические свойства этих покрытий.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Качурин Л. Г. К теории обледенения самолетов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1962.
2. Качурин Л. Г., Гашин Л. И., Осипов Ю. Г. Управление структурой кристаллов, растущих в потоке аэрозоля. ДАН СССР, т. 147, № 4, 1962.
3. Качурин Л. Г., Гашин Л. И. Кристаллизация тонких пленок жидкости. Труды III совещания по росту кристаллов. Т. 5, Изд. АН СССР, М., 1965.
4. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Изд. ЛГУ, 1965.
5. Левин Л. М. Об осаждении частиц из потока аэрозоля на препятствие. ДАН СССР, т. 91, № 6, 1963.
6. Мазин И. П. Физические основы обледенения самолетов. Гидрометеиздат, М., 1957.
7. Мейсон Б. Д. Физика облаков. Гидрометеиздат, Л., 1961.
8. Обледенение воздушных судов. Под редакцией В. Ф. Бончковского. Изд. ГВФ, М., 1938.
9. Hillig W. B. Turnbull D. Theory of crystal growth in undercooled pure liquids. J. chem. phys., vol. 24, № 4, 1956.
10. Macklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 88, No 375, 1962.

---

---

*П. М. Мушенко*

### **ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ КОНДЕНСАТА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ**

Дана номограмма для определения начального фазового состояния конденсата, образующегося в пересыщенном водяном паре. Результаты могут найти применение при исследовании процессов обледенения, образования града, а также при разработке теории активных воздействий на погоду и климат и т. п.

Многочисленные наблюдения показывают, что при температурах значительно ниже  $0^{\circ}\text{C}$  естественные облака состоят, как правило, из переохлажденных капель и кристаллов льда [1, 3, 8, 10 и др.].

В физико-химической и метеорологической литературе вот уже на протяжении нескольких десятков лет широко обсуждается вопрос о том, образуются ли ледяные частицы непосредственно из пара или через жидкую фазу.

После работ Вегенера [2, 24] и Финдайзена [12] основным механизмом образования ледяных частиц в пересыщенном водяном паре стал считаться сублимационный. Однако для его осуществления обязательным являлось наличие гипотетических ядер сублимации.

Более поздние эксперименты показали, что кристаллы льда не образуются до тех пор, пока не будет достигнуто насыщение относительно воды [19, 25 и др.]. Поскольку ни в атмосферном воздухе, ни в лабораторных условиях не было найдено веществ, которые способствовали бы созданию ледяных частиц при насыщении относительно льда или хотя бы при близких к насыщению условиях, то это послужило основанием для предположения о том, что ледяной конденсат не может образоваться, минуя жидкую фазу.

В настоящее время такой механизм фазовых переходов воды при отрицательных температурах общепринят.

В данной работе на основе сопоставления энергий образования ледяного и водяного конденсата показано, что при определенных термодинамических условиях энергетически более выгоден сублимационный, а при других — конденсационный процесс фазовых переходов. В первом из них начальное фазовое состояние конденсата будет ледяным, во втором — водяным.

Образование конденсата в пересыщенном паре при отсутствии жидкой (ледяной) фазы, имеющей плоскую поверхность, происходит, как известно, на жидких или твердых зародышах или на стенках сосудов, в которые заключен пар, и поверхностях предметов, соприкасающихся с паром. В последнем случае шероховатая поверхность тел может рассматриваться как система ядер самых различных размеров — от микроскопических до «гигантских».

В качестве зародышей новой фазы могут быть либо посторонние частицы, либо спонтанно образовавшиеся комплексы молекул новой фазы. Согласно принятой в метеорологии терминологии, посторонние примеси, играющие роль зародышей новой фазы, называются ядрами конденсации.

Диапазон размеров атмосферных аэрозолей весьма широк — от  $10^{-7}$  см до  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  см. Размеры флуктуационно образовавшихся комплексов новой фазы гораздо меньше — вплоть до молекулярных.

При исследовании фазовых переходов в пересыщенном паре такие комплексы рассматриваются обычно как четко выраженные сферические частички, обладающие термодинамическими и физическими свойствами макроскопических частиц.

Макроскопическое толкование свойств таких частиц становится неопределенным, если комплексы состоят всего из нескольких молекул. В частности, становится сомнительной возможность рассматривать стабильную фазу как непрерывную среду, а также считать поверхностную энергию на границе раздела фаз не зависящей от размеров этих комплексов. Предпринятые попытки учесть эти факторы (см. ссылки в [7] и [11]) привели к столь противоречивым результатам, что примирить различные мнения о свойствах небольших молекулярных комплексов не представляется возможным. Поэтому в данной работе будем следовать Френкелю [9] и Осватичу [15] и считать поверхностное натяжение постоянным вплоть до самых малых размеров комплексов молекул и применять к ним значения, полученные для плоской поверхности [4].

Пересыщенный пар представляет собой метастабильную фазу, и зародыши новой фазы вне зависимости от того, образовались ли они спонтанно или внесены извне, будут гетерофазными лишь по достижении размеров, при которых они становятся более устойчивыми, чем паровая фаза.

Условие равновесия сферического зародыша радиуса  $r^*$  с окружающим его паром описывается известным уравнением Томсона

$$r^* = \frac{2\sigma\mu}{\rho kNT \ln f}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — удельная поверхностная энергия на границе раздела фаз,  $\mu$  — молекулярный вес,  $\rho$  — плотность зародыша,  $k$  — постоянная Больцмана,  $N$  — число Авогадро,  $T$  — абсолютная температура,  $f$  — пересыщение.

Равновесие между паром и конденсатом, выражаемое уравнением (1), является неустойчивым. Именно отсюда и возникает понятие о критических размерах зародышей новой фазы, впервые введенное Кельвином [13]. Этот критический размер зародыша определяется той же формулой (1).

Работа образования спонтанно возникшего зародыша с критическим радиусом  $r^*$  равна

$$\Delta R(r^*) = \frac{4}{3} \pi \sigma r^{*2} \quad (2)$$

и представляет собой максимальное значение функции,

$$\Delta R(r) = (\varphi_c - \varphi_m) \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\rho_c N}{\mu} + 4 \pi \sigma_{c-m} r^2, \quad (3)$$

где  $\Delta R(r)$  — работа образования частички конденсата радиуса  $r$ ,  $\varphi$  — термодинамический потенциал в расчете на одну молекулу, «с» и «м» обозначают параметры стабильной и метастабильной фазы соответственно.

При определении критических размеров посторонних частиц, действующих как ядра конденсации, необходимо [см. формулу (3)] знать точное значение объемной и поверхностной энергий.

Пусть на сферическом ядре радиуса  $r_0$  образовался слой конденсата, состоящий из  $n_c$  молекул водяного пара. Работа образования слоя конденсата равна разности термодинамических потенциалов этих молекул, находящихся соответственно в паре и в конденсате:

$$\Delta R(r - r_0) = n_c (\varphi_c - \varphi_m) + 4 \pi \sigma_{c-m} r^2 + 4 \pi r^2 (\sigma_{\theta-c} - \sigma_{\theta-m}). \quad (4)$$

Здесь и далее индекс «0» обозначает параметры ядра. Количество молекул  $n_c$  связано с объемом конденсата соотношением

$$n_c = \frac{4\pi (r^3 - r_0^3)}{3v_c}, \quad (5)$$

где  $v_c$  — объем, приходящийся на одну молекулу в конденсате, который, как известно, равен

$$v_c = \frac{\mu}{\rho_c N},$$

и тогда

$$n_c = \frac{4}{3} \pi (r^3 - r_0^3) \frac{\rho_c N}{\mu}. \quad (6)$$

Как  $\varphi_c$ , так и  $\varphi_m$  являются функциями состояния пара. Для их определения предположим, что давление пара изменяется на величину  $de$  при постоянной температуре. В таком случае изменение свободной энергии каждой молекулы, находящейся в паре, составит

$$d\varphi_m = v_m de, \quad (7)$$

а для молекулы в конденсате

$$d\varphi_c = v_c de, \quad (8)$$

где  $v_m$  — объем, приходящийся на одну молекулу водяного пара. Тогда

$$d(\varphi_c - \varphi_m) = (v_c - v_m) de. \quad (9)$$

Так как  $v_c \ll v_m$ , то, привлекая уравнение состояния пара, получим

$$d(\varphi_c - \varphi_m) \cong -\frac{kT}{e} de. \quad (10)$$

Интегрируя (10) в пределах от упругости  $e_\infty$  над плоской безграничной поверхностью до  $e$  над конденсатом, будем иметь

$$\varphi_c - \varphi_m = -kT \ln f, \quad (11)$$

где по-прежнему  $f$  — пересыщение.

Подставив (6) и (11) в (4), получим:

$$\Delta R(r - r_0) = -\frac{4}{3} \pi (r^3 - r_0^3) \frac{\rho_c kNT \ln f}{\mu} + 4 \pi \sigma_{c-m} r^2 - 4 \pi r_0^2 (\sigma_{0-m} - \sigma_{0-c}). \quad (12)$$

С учетом (1) формулу (12) представим в виде

$$\Delta R(r - r_0) = -\frac{8}{3} \pi \sigma_{c-m} \frac{r^3 - r_0^3}{r^*} + 4 \pi \sigma_{c-m} r^2 - 4 \pi r_0^2 (\sigma_{0-m} - \sigma_{0-c}). \quad (13)$$

Здесь, как и прежде,  $\Delta R(r - r_0)$  можно рассматривать как разность между работой, затраченной на преодоление сил поверхностного натяжения, и работой, произведенной силами давления. Так как величина  $\Delta R(r - r_0)$  оказывается составленной из отрицательного и положительного слагаемых, то она достигает максимума  $\Delta R_m$  при некотором  $r_m$ , которое можно определить из условия

$$\left. \frac{d(\Delta R)}{dr} \right|_{r=r_m} = \left[ -8 \frac{\pi \sigma_{c-m}}{r^*} r^2 + 8 \pi \sigma_{c-m} r \right]_{r=r_m} = 0. \quad (14)$$

Отсюда получаем:

$$r_m = r^*. \quad (15)$$

Тогда

$$\Delta R_m = \frac{4}{3} \pi \frac{\sigma_{c-m}}{r^*} \left[ r^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r^* \frac{\sigma_{0-m} - \sigma_{0-c}}{\sigma_{c-m}} \right], \quad (16)$$

где по-прежнему

$$r^* = \frac{2\sigma_{c-m} \mu}{\rho_c kNT \ln f}. \quad (17)$$

Условимся в дальнейшем обозначать индексами «п», «в» и «л» параметры, относящиеся соответственно к пару, воде и ко льду.

Для водяного конденсата

$$\Delta R_m^в = \frac{4}{3} \pi \frac{\sigma_{в-п}}{r_v^*} \left[ r_v^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_v^* \frac{\sigma_{0-п} - \sigma_{0-в}}{\sigma_{в-п}} \right], \quad (18)$$

где

$$r_v^* = \frac{2\sigma_{в-п} \mu}{\rho_v kNT \ln f_v}. \quad (19)$$

В случае ледяного конденсата

$$\Delta R_m^л = \frac{4}{3} \pi \frac{\sigma_{л-п}}{r_l^*} \left[ r_l^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_l^* \frac{\sigma_{0-п} - \sigma_{0-л}}{\sigma_{л-п}} \right], \quad (20)$$

где

$$r_l^* = \frac{2\sigma_{л-п} \mu}{\rho_l kNT \ln f_l}. \quad (21)$$

Физический смысл параметров  $\Delta R_m^в$  и  $\Delta R_m^л$  заключается в том, что они определяют затраты энергии на образование соответственно водяного

и ледяного конденсата на ядре слоем от радиуса  $r_0$  до критического радиуса  $r^*$ .

Используем полученные уравнения (18), (19), (20) и (21) для определения фазового состояния конденсата при различных термодинамических условиях и различных значениях  $f_0$ .

При этом будем исходить из того, что в случае

$$\Delta R_m^B > \Delta R_m^L \quad (22)$$

более вероятным является образование ледяного конденсата, а при

$$\Delta R_m^B < \Delta R_m^L \quad (23)$$

— водяного (свободная энергия системы стремится к минимуму). Граничным условием, очевидно, будет равенство

$$\Delta R_m^B = \Delta R_m^L \quad (24)$$

После подстановки (18) и (20) в (24) и очевидных упрощений имеем

$$\frac{\sigma_{B-П}}{r_B^*} \left[ r_B^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_B^* \frac{\sigma_{0-П} - \sigma_{0-В}}{\sigma_{B-П}} \right] = \frac{\sigma_{L-П}}{r_L^*} \left[ r_L^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_L^* \times \right. \\ \left. \times \frac{\sigma_{0-П} - \sigma_{0-Л}}{\sigma_{L-П}} \right] \quad (25)$$

При фиксированном значении  $r_0$  соотношение между левой и правой частью равенства (25) целиком будет зависеть от термодинамических параметров, определяющих размеры критических зародышей  $r^*$  [см. (17) и (21)] и свойств вещества, образующего ядро.

Сведения о таких свойствах ядер конденсации, как поверхностная энергия на границе ядро — пар и ядро — конденсат, геометрическая форма поверхности, степень гигроскопичности, растворимости и т. д. весьма ограничены для большинства реально встречающихся примесей, а иногда и совершенно отсутствуют. Это в известной мере ограничивает возможности использования условия (25) для определения фазового состояния конденсата.

Из равенства (25) следует, что в подавляющем большинстве случаев для определения фазового состояния конденсата достаточно знать  $\sigma_{0-П}$ ,  $\sigma_{0-В}$  и  $\sigma_{0-Л}$  весьма приближенно. Это обусловлено тем, что при  $r_0 \ll r^*$  и  $r_0 \gg r^*$  в формуле (25) слагаемыми, содержащими  $\sigma_{0-П}$ ,  $\sigma_{0-В}$  и  $\sigma_{0-Л}$ , можно пренебречь для тех случаев, когда  $\frac{\sigma_{0-М} - \sigma_{0-С}}{\sigma_{С-М}} \ll 1$ . Численный же анализ формул (19) и (21) показал, что в широком диапазоне изменений  $f$  и  $T$  величина  $r^*$  изменяется незначительно и колеблется около  $10^{-7}$  см. В то же время размеры аэрозолей варьируют в широких пределах от 0 до  $10^{-3}$  и  $10^{-2}$  см и более. Очевидно, в таком случае переход от  $r_0 \ll r^*$  к  $r_0 \gg r^*$  осуществляется в сравнительно узком диапазоне размеров  $r_0 \approx r^*$  порядка  $10^{-7}$  см. Рассмотрим несколько частных решений (25).

1. При  $r_0 \ll r^*$  равенство (25) существенно упрощается и принимает вид

$$\sigma_{B-П} r_B^{*2} = \sigma_{L-П} r_L^{*2} \quad (26)$$

Это совпадает с результатами [6], если положить отношение энтропийных барьеров для спонтанного образования ледяных и водяных зародышей равным единице.

Из (26) с учетом (17) и (21) можно получить

$$\ln f_v = \pm \frac{\ln \frac{E_v}{E_l}}{\frac{\rho_v}{\rho_l} \left( \frac{\sigma_{л-п}}{\sigma_{в-п}} \right)^{3/2} - 1}, \quad (27)$$

где  $E$  — упругость насыщения пара.  
Согласно [6],

$$\frac{\sigma_{л-п}}{\sigma_{в-п}} = \frac{L_{л-п}}{L_{в-п}} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{2/3},$$

где  $L$  — скрытая теплота конденсации (сублимации).  
Тогда

$$\ln f_v = \pm \frac{\ln \frac{E_v}{E_l}}{\left( \frac{L_{л-п}}{L_{в-п}} \right)^{3/2} - 1}. \quad (28)$$

Положительный корень (28) относится к фазовым переходам при  $f_v > 1$ , отрицательный — при  $f_v < 1$ .

Формулы (26) — (28) могут быть использованы для определения фазового состояния конденсата, образующегося спонтанно как в тщательно очищенном от примесей паре  $r_0 = 0$ , так и при наличии в паре примесей, размеры которых значительно меньше критических  $r_0 \ll r^*$ .

Спонтанное образование конденсата происходит, как известно, при пересыщениях  $f_v$ , превышающих критические значения  $f_{кр}$ .

Последние могут быть определены по одной из существующих методик [18, 20, 21, 23].

Следует заметить, что результаты [18, 20, 21, 23] значительно отличаются друг от друга, что, по-видимому связано с различием в условиях опытов, при которых определялись  $f_{кр}$ , в частности, различием в степени очистки пара от посторонних примесей.

Нами использована формула, предложенная Фольмером [22],

$$\ln f_{кр} = C \frac{\mu}{\rho_v} \left( \frac{\sigma_{в-п}}{T} \right)^{3/2}, \quad (29)$$

где  $C$  — постоянная (см. кривые  $BM$  на рис. 1 и 2).

В случае образования конденсата на ядрах, размеры которых значительно превышают критическое  $r_0 \gg r^*$ , равенство (25) также упрощается, принимая вид

$$\sigma_{в-п} r_l^* = \sigma_{л-п} r_v^*. \quad (30)$$

Отсюда

$$\ln f_v = \frac{\ln \frac{E_v}{E_l}}{\frac{\rho_v}{\rho_l} - 1}. \quad (31)$$

Значительный интерес представляют случаи, когда роль ядер конденсации выполняют водяные капли или кристаллы, для которых величина

работ поверхностных и объемных сил известна. Для водяных ядер конденсации, размеры которых соизмеримы с критическими размерами зародышей  $r_0 \approx r^*$ , условие равновесия (25) принимает вид

$$\frac{\sigma_{в-п}}{r_v^*} [r_v^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_v^*] = \frac{\sigma_{л-п}}{r_l^*} \left[ r_l^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_l^* \frac{\sigma_{в-п} - \sigma_{в-л}}{\sigma_{л-п}} \right]. \quad (32)$$

Сюда можно отнести и твердые гигроскопические ядра конденсации, покрытые слоем воды.

Для ледяных ядер конденсации получим

$$\frac{\sigma_{в-п}}{r_v^*} [r_v^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_v^* \frac{\sigma_{л-п} - \sigma_{л-в}}{\sigma_{в-п}}] = \frac{\sigma_{л-п}}{r_l^*} [r_l^{*3} + 2r_0^3 - 3r_0^2 r_l^*]. \quad (33)$$

Очевидно, что при  $r_0 \ll r^*$  и  $r_0 \gg r^*$  формулы (32) и (33) переходят соответственно в (26) и (30).

На рис. 1. представлена номограмма для определения фазового состояния конденсата. По оси ординат отложена величина пересыщения водяного пара относительно воды, по оси абсцисс — температура. На номограмме использованы следующие обозначения областей, заключенных между кривыми:  $ABC - N_1$ ;  $ACF - B_1$ ;  $MFAOT - B_2$ ;  $f_v BCD - C_1$ ;  $DCFE - C_2$  и  $EFM - N_2$ .

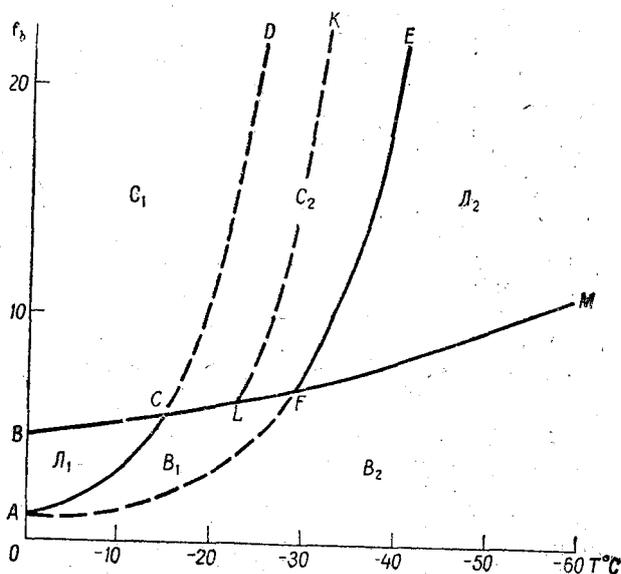


Рис. 1. Номограмма для определения фазового состояния конденсата.

Кривая  $BCFM$  построена по уравнению (29) и отделяет область спонтанного образования конденсата ( $C_1$ ,  $C_2$  и  $N_2$ ) от области номограммы, которая характеризуется образованием конденсата на ядрах ( $N_1$ ,  $B_1$  и  $B_2$ ). Кривая  $ACD$  построена по уравнению (31). При  $f_v$  и  $T$ , лежащих в пределах областей  $N_1$  и  $C_1$ , на ядрах образуется ледяной конденсат, а в областях  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  и  $N_2$  на ядрах происходит образование водяного конденсата.

Численный анализ формулы (25) показал, что формулы (30) и (31) можно использовать при  $r_0 \geq 10^{-6}$  см.

Кривая  $A_{FE}$  рассчитана по формуле (28) и служит границей между зоной спонтанного образования водяного конденсата — области  $C_1$  и  $C_2$  и зоной ледяного конденсата — область  $N_1$ . Очевидно, что при  $f_v < f_{кр}$  можно говорить лишь о фазовом состоянии флуктуаций плотности в пересыщенном водяном паре. В этом случае флуктуации плотности будут водяными в зонах  $N_1$  и  $B_1$  и ледяными в зоне  $B_2$ . И наконец, зона  $C_2$  является переходной от  $C_1$  к  $N_2$ . В этой зоне начальное фазовое состояние конденсата всегда жидкое вне зависимости от того, образуется ли он спонтанно или на ядрах конденсации.

Наглядное представление о начальном фазовом состоянии конденсата в той или иной части номограммы (рис. 1) дает табл. 1, составленная на основе этой номограммы.

Таблица 1

Начальное фазовое состояние частичек конденсата и флуктуаций плотности пара, образующихся в пересыщенном водяном паре

Характер фазовых переходов	Область					
	$N_1$	$N_2$	$B_1$	$B_2$	$C_1$	$C_2$
На ядрах	лед	вода	вода	вода	лед	вода
Спонтанно частички	—	лед	—	—	вода	вода
Флуктуации плотности	вода	лед	вода	лед	вода	вода

Из табл. 1 видно, что при изменении характера фазовых переходов (на ядрах или спонтанно) во всех зонах, исключая области  $B_1$  и  $C_2$ , изменяется и фазовое состояние конденсата (флуктуаций плотности). В зонах  $B_1$  и  $C_1$  преобладающую роль будут играть водяные частички, так как лед при этих условиях может образовываться лишь в результате кристаллизации капель.

Если фазовые переходы осуществляются в присутствии посторонних примесей и частичек конденсата, размеры которых превышают критические, то в этом случае при определенных условиях образование конденсата происходит одновременно как на ядрах, так и спонтанно. Вопрос заключается лишь в том, какой из этих двух процессов является преобладающим (см. [6]). Поэтому в таких случаях следует ожидать образования смешанного конденсата.

Известно, что ледяные частицы в присутствии водяных капель весьма устойчивы, а их укрупнение происходит за счет перегонки пара с капель. Если, однако, несмотря на это существуют условия для роста спонтанно возникших жидких капель, то по мере роста все большее и большее число их будет играть роль ядер конденсации. В этом случае на их поверхности будет образовываться слой льда. В конечном итоге это должно привести к замерзанию капель.

Процесс кристаллизации, по-видимому, должен в таком случае сопровождаться взрывами капель и появлением электрических зарядов, что нередко наблюдается в лабораторных условиях [4], [10] и др.

Анализ равенства (25), проведенный с учетом (22) и (23), показал, что смена фазового состояния спонтанно возникших зародышей стабильной фазы в метастабильной происходит при  $r_0 = r^*$ . Это означает, что достаточно спонтанно образовавшимся в зоне  $C_1$  жидким флуктуациям увеличить свои размеры по сравнению с размером гетерофазного зародыша, чтобы на них, как на ядрах конденсации, начал образовываться лед. Таким образом, в зоне  $C_1$  в жидком состоянии будут лишь такие частички конденсата, которые образовались спонтанно.

Здесь попутно заметим, что именно этими пределами следует ограничить возможность использования результатов определения фазового состояния спонтанно образующегося конденсата, полученных в работе [4].

Зона  $C_1$  так же, как и зона  $N_1$ , является областью преимущественного образования на ядрах в пересыщенном паре ледяного конденсата. Примечателен тот факт, что зоны  $N_1$  и  $C_1$  расположены в области сравнительно высоких отрицательных температур, тогда как зоны преимущественного образования водяного конденсата  $B_1$  и  $C_2$  (см. табл. 1) лежат на номограмме (рис. 1) справа от них, т. е. в области более низких температур. Поэтому зоны  $N_1$  и  $C_1$  следует рассматривать как своего рода барьер, препятствующий образованию переохлажденной воды из насыщенного и пересыщенного водяного пара, начальная температура которого положительна.

При понижении температуры такого пара он не может миновать зон  $N_1$  и  $C_1$ . Следовательно, при пересыщениях  $f_v$  и температурах  $T$ , характерных для этих зон, в нем образуется ледяной конденсат.

Если же при положительных температурах и образуются водяные капли, то в зонах  $N_1$  и  $C_1$ , как указывалось выше, они кристаллизуются.

Зона  $B_2$  номограммы (рис. 1) характерна тем, что при термодинамических условиях этой зоны на ядрах образуется водяной конденсат, а флуктуации плотности пара имеют ледяное строение. Очевидно, что преобладающим фазовым состоянием конденсата будет вода. Однако с увеличением степени переохлаждения увеличивается и скорость кристаллизации водяных частиц конденсата, что в конечном итоге приводит к увеличению числа ледяных частиц. Вопрос о соотношении между числом ледяных частиц, образовавшихся в процессе сублимации пара, и числом частичек льда, возникших в результате замерзания переохлажденных капель, в пределах всех зон номограммы требует специального изучения.

На основании всего вышесказанного можно построить таблицу для определения преобладающего начального фазового состояния конденсата.

Таблица 2

Преобладающее начальное фазовое состояние конденсата, образующегося в пересыщенном водяном паре

З о н а	$N_1$	$N_2$	$B_1$	$B_2$	$C_1$	$C_2$
Фазовое состояние	лед	лед	вода	вода	вода	вода

Номограмма (рис. 1) проверена на материале наблюдений за фазовым состоянием конденсата, образующегося:

- а) при впуске теплого пара в холодильную камеру — опыты [5];
- б) при охлаждении водяного пара до низких отрицательных температур — опыты Накая (см. ссылки в [8] и [10]);

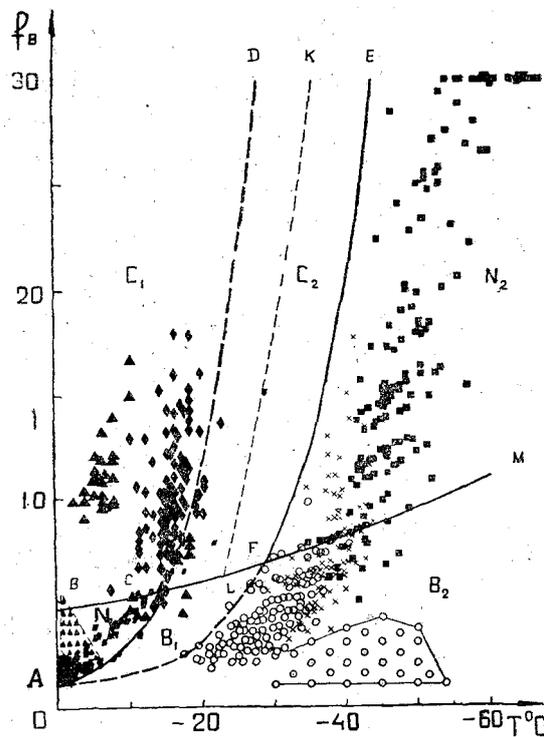


Рис. 2. Сводный график зависимости фазового состояния конденсата от пересыщения и температуры.

- в) при сгорании авиационного топлива (облачные следы за самолетами) — опыты Р. Д. Пиле и Д. Е. Джусто [16];

г) при конденсационном обледенении шаблона — опыты Б. М. Воробьева;

д) в адиабатной камере при температурах от  $-17^{\circ}\text{C}$  до  $-70^{\circ}\text{C}$  — опыты В. И. Бекряева и А. Г. Кузнецова.

На рис. 2 дан сводный график зависимости фазового состояния конденсата от пересыщения и температуры. Зачерненными условными значками дан ледяной конденсат, светлыми — водяной. Рисунок 2 представляет собой номограмму (рис. 1) с нанесенными на нее точками по измеренным значениям пересыщения и температуры, при которых наблюдалось то или иное фазовое состояние конденсата.

Рассмотрим несколько подробнее методику обработки

перечисленных выше результатов наблюдений применительно к поставленной в данной работе задаче определения фазового состояния конденсата при различных температурах пара.

- а) Впуск теплого пара в холодильную камеру.

В случае изобарического смешения масс газов с различными температурами, влажностями и удельными теплоемкостями на основе условия сохранения теплосодержания и количества водяного пара можно записать:

$$m_1 c'_p T_1 + m_2 c''_p T_2 = (m_1 c'_p + m_2 c''_p) T, \quad (34)$$

$$m_1 q_1 + m_2 q_2 = (m_1 + m_2) q, \quad (35)$$

где  $m$  — масса газа;  $T$  — температура;  $q$  — удельная влажность;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Индексы „1” и „2”

соответствует первому и второму из смешивающихся газов, без индексов — смесь газов.

Из (34) и (35) получим

$$T = \frac{T_1 + an T_2}{1 + an}, \quad (36)$$

$$q = \frac{q_1 + nq_2}{1 + n}, \quad (37)$$

где  $a = \frac{c''_v}{c'_p}$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении;  $n = \frac{m_2}{m_1}$  — отношение масс смешивающихся газов.

Выразим  $q$  через  $T$ :

$$q = \frac{(aq_1 - q_2)(T - T_2) + q_2(T_1 - T_2)}{(a - 1)(T - T_2) + T_1 - T_2}. \quad (38)$$

Пересыщение пара в зависимости от температуры смеси может быть определено с помощью формулы

$$f = \frac{q}{q_n}, \quad (39)$$

где  $q$  рассчитывается по формуле (38),  $a$  — насыщающая удельная влажность  $q_n$  — по известной формуле

$$q_n = \frac{\mu}{M} \frac{E(T)}{P}$$

( $M$  — молекулярный вес газа;  $\mu$  — молекулярный вес пара;  $E(T)$  — упругость насыщения при температуре  $T$ ;  $P$  — давление).

Окончательно формула для расчета пересыщения пара в смеси газов примет вид

$$f = \frac{(aq_1 - q_2)(T - T_2) + q_2(T_1 - T_2)}{(a - 1)(T - T_2) + T_1 - T_2} \frac{M}{\mu} \frac{P}{E(T)}. \quad (40)$$

Полученное соотношение (40) позволяет по заданным значениям температуры, влажности и теплоемкости смешивающихся газов определить пересыщение в зоне смешения при любом значении температуры смеси.

Поскольку в опытах [5] температура смеси, при которой образовывался конденсат, не определялась, нами рассчитаны пересыщения при всех промежуточных температурах смеси от  $+70^\circ\text{C}$  до указанных в [5], и на рис. 2 выделена область возможных пересыщений. Как видно из рис. 2, опыты по определению фазового состояния конденсата проводились в основном при таких значениях пересыщений  $f_b$  и температурах  $T$ , которые характерны для зоны образования ледяного конденсата — зона  $N_1$  (см. табл. 1 и 2). Этим и объясняется тот факт, что в опытах впуск пара приводил к образованию ледяного конденсата (см. зачерненные треугольнички, ограниченные пунктирной линией).

б) Охлаждение теплого пара до низких отрицательных температур (изобарическое).

Степень пересыщения пара в экспериментальном пространстве, где происходило образование кристаллов, регулировалась температурой воды в резервуаре, который служил источником пара. Так как опыты производились в изолированной системе, то величина пересыщения может быть определена с помощью соотношения

$$f = \frac{E(T_w)}{E(T)}, \quad (41)$$

где  $E(T_w)$  и  $E(T)$  — соответственно насыщающая упругость водяного пара при температуре воды в резервуаре  $T_w$  и при температуре образования кристалла  $T$ .

В опытах Накая (описание дано в [8]) тщательно изучалась зависимость формы кристаллов от пересыщения и температуры. На рис. 2 в координатах  $f_v - T$  представлены лишь два типа кристаллов: пластинки (1) и призмы (2).

Как видно из рис. 2, абсолютное большинство точек расположено в зонах  $N_1$  и  $C_1$  — зонах образования ледяного конденсата. Обращает на себя внимание тот факт, что отмеченная в работе [8] последовательность форм кристаллов (призмы — пластинки — призмы) при понижении температуры может быть объяснена с точки зрения развитого в настоящей работе метода определения фазового состояния конденсата. Действительно, призмы окаймляют область образования пластин и служат промежуточной зоной перехода от зоны образования водяного конденсата (зоны, где температура пересыщенного пара выше  $0^\circ\text{C}$ ) ко льду — зоны  $N_1$  и  $C_1$  и далее снова к воде — зоны  $B_1$  и  $C_1$ .

По-видимому, именно существованием зоны водяного конденсата  $C_2$  обязана своим происхождением та сложная последовательность в формах кристаллов, которая экспериментально обнаружена Накай. Накая, объясняя эту закономерность, указывает, что основным фактором, определяющим форму кристалла, служит температура пара, так как данный тип кристалла можно получить в широком диапазоне величин пересыщений пара. В действительности же это объясняется особенностями расположения на номограмме (рис. 1) зон образования водяного и ледяного конденсата.

в) Смещение продуктов сгорания авиационного топлива с атмосферным воздухом и образование конденсационных следов за самолетами.

Известно, что конденсационные следы за самолетами образуются при весьма низких отрицательных температурах атмосферного воздуха, от  $-40^\circ\text{C}$  и ниже. В работе [16] приводятся результаты лабораторного определения фазового состояния конденсата, образующегося при условиях, характерных для образования конденсационных следов за самолетами. Лабораторные опыты со следами показали, что начальным состоянием конденсата является вода. Опыты также показали, что конечным состоянием иногда является вода. На рис. 2 выделена область  $f_v$  и  $T$ , характеризующая условия опытов Р. Д. Пиле и Д. Е. Джусто [16]. Методика определения  $f_v$  совпадает с методикой, примененной для обработки данных экспериментов со впуском теплого пара в холодильную камеру [5], см. формулу (40).

Как видно из рис. 2, экспериментально определенная в работе [16] область термодинамических условий, характеризующих образование водяного конденсата, лежит в пределах области номограммы (рис. 1), где по расчетам должно наблюдаться образование переохлажденной воды.

Обращает на себя внимание тот факт, что образование переохлажденного водяного конденсата происходит при температурах значительно ниже —  $41^{\circ}\text{C}$ .

г) Конденсационное обледенение шаблона.

Опыты проведены в Ленинградском гидрометеорологическом институте.

Пересыщенный водяной пар создавался в результате охлаждения шаблона до низких отрицательных температур и обдува его теплым влажным воздухом. В результате на шаблоне образовывался слой конденсата. Во всех опытах наблюдалось образование льда. Степень пересыщения пара определялась по формуле (41), так как процесс охлаждения был изобарическим.

Как видно из рис. 2 (зачерненные параллелограммы), в основном все точки располагаются в пределах зон  $N_1$  и  $C_1$ , где, как указывалось выше, и должно иметь место образование ледяного конденсата.

д) Адиабатическое охлаждение влажного воздуха.

Опыты проведены в Ленинградском гидрометеорологическом институте и являются продолжением опытов, результаты которых опубликованы в работе [5].

Пересыщение водяного пара определялось по формуле

$$f = \frac{f_0 E(T_0)}{E(T)} \cdot \frac{P}{P_0}, \quad (42)$$

где  $f_0$ ,  $T_0$  и  $P_0$  — соответственно пересыщение, температура и давление в адиабатной камере до расширения,  $f$ ,  $T$  и  $P$  — соответствующие характеристики после расширения,  $E(T_0)$  и  $E(T)$  — упругость насыщения при температуре  $T_0$  и  $T$  соответственно. Всего нанесено на график (рис. 2) 468 точек (зачерненные квадраты — лед, кружочки — вода, крестики — смесь).

Как видно из рис. 2, экспериментальные точки весьма удовлетворительно согласуются с расчетными данными о местоположении их в зонах номограммы.

Эти же экспериментальные данные представлены на рис. 3 в виде кривых повторяемости (ось ординат) водяного и ледяного конденсата в зависимости от температуры, значения которой были разбиты по градациям через каждый градус (ось абсцисс). Сплошными линиями нанесены экспериментальные данные, пунктирными — определенные с помощью номограммы (рис. 1).

Расчетная кривая (пунктир) получена следующим образом. Конденсат считался ледяным, если точка с координатами ( $f_v$ ,  $T$ ) попадала в зону  $N_2$  номограммы (рис. 1), — водяным, если точка располагалась в пределах зоны  $B_2$  и соблюдалось условие  $f_v' < f_{кр} > f_l$ , смешанным — при  $f_v < f_{кр} < f_l$ . Наличие дополнительного условия обусловлено тем, что в опытах не могло быть установлено соотношение между числом водяных и ледяных частиц в случае образования смешанного конденсата. Поэтому при обработке таких случаев было сделано предположение, что конденсат будет смешанным, если пересыщение по отношению ко льду будет больше критического, рассчитанного по Фольмеру [22].

В этом случае наличие ледяных флуктуаций плотности создает благоприятные условия для существования ледяных частиц, образовавшихся в результате замерзания. В дальнейшем необходимо решить вопрос о соотношении между числом частиц конденсата, имеющих водяное строение и образовавшихся в зоне  $B_2$ , и числом ледяных частиц, возникших в результате кристаллизации водяных капель.

Из рис. 3 видно, что расчетные и экспериментальные кривые повторяемости удовлетворительно согласуются между собой. Несколько большее расхождение наблюдается в области температур от  $-32$  до  $-40^\circ\text{C}$ . Именно с этой областью температур связано местоположение кривой  $EF$  номограммы (рис. 1), разделяющей зоны ледяного конденсата  $N_2$  и водяного  $C_2$ .

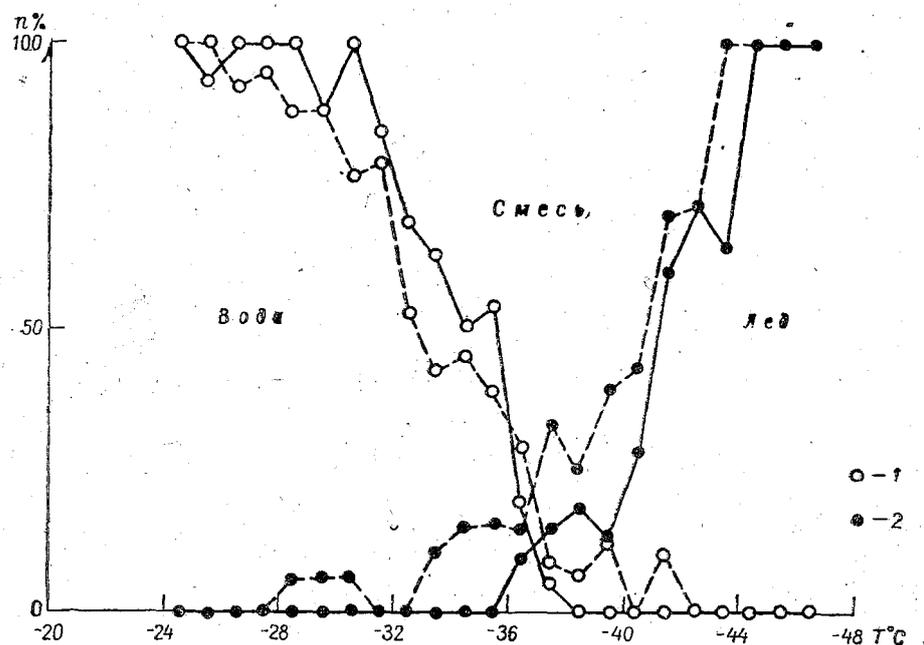


Рис. 3. График повторяемости фазового состояния конденсата в зависимости от температуры пересыщенного пара. 1—водяной конденсат, 2—ледяной.

Анализируя результаты сопоставления экспериментальных и расчетных данных в целом по всем опытам и всем зонам номограммы (рис. 1), можно сделать весьма важный вывод о несостоятельности гипотезы о существовании ядер сублимации [12].

На основании опытов В. Финдайзен и Г. Шульц установили, что при понижении температуры пересыщенного пара от  $-5$  до  $-40^\circ\text{C}$  число ледяных частиц конденсата возрастает на несколько порядков вначале резко, в области температур  $-5$  до  $-12^\circ\text{C}$ , затем более медленно, а начиная с температуры  $-30^\circ\text{C}$  внезапно происходит весьма резкое возрастание концентрации ледяных частиц примерно от величины порядка  $10^{-3}$  до  $1\text{ см}^{-3}$ . На основании этого было высказано предположение о том, что в природе существуют ядра сублимации, аналогично ядрам конденсации, которые служат зародышами ледяной фазы. При этом ядра первого рода проявляются в области температур от  $0$  до  $-32^\circ\text{C}$ , а начиная с температуры  $-32^\circ\text{C}$  действуют ядра второго рода.

В интервале температур примерно от  $-15$  до  $-30^\circ\text{C}$  рост числа ледяных частиц с понижением температур резко замедляется.

Нетрудно видеть, что такой ход изменения концентрации ледяных частиц обусловлен наличием зон ледяного конденсата  $N_1 - C_1$  и  $N_2$ , а между ними — зоны водяного конденсата  $C_2$ .

## Выводы

1. В работе на основании сопоставления энергий образования водяного и ледяного конденсата при одних и тех же термодинамических условиях построена номограмма для определения начального фазового состояния конденсата.

2. Номограмма проверена на экспериментальном материале по фазовым переходам при различных пересыщениях и температурах водяного пара, она показала удовлетворительную согласованность расчетов с наблюдениями.

3. Полученные результаты могут найти применение при изучении процессов облако- и осадкообразования, исследования градовых процессов, условий образования гололеда и изморози и при разработке методов активных воздействий на облака, туманы и другие погодные явления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Боровик-Романова Т. Ф. Переохлаждение водяных капель. Труды ЛИЭМ, вып. 1, 1937.
2. Вегенер А. Термодинамика атмосферы. ИЛ, М., 1935.
3. Дерягин Б. В., Хргиан А. Х., ред. Сб. переводов статей «Физика образования осадков». ИЛ, М., 1951.
4. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере, изд-во ЛГУ, Л., 1965.
5. Качурин Л. Г., Зайцева Н. А., Ломанова С. И. О температурных границах образования ледяных частиц в пересыщенном водяном паре. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1956.
6. Качурин Л. Г. Нарушение коллоидальной устойчивости переохлажденных облаков в пересыщенном водяном паре. Сб. «Проблемы физики атмосферы», № 2, 1964.
7. Красновская Л. И. Физические основы искусственных воздействий на переохлажденные облака с помощью хладореагентов. Труды ЦАО, вып. 58, 1964.
8. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Перевод с англ. под ред. В. Г. Морачевского и Е. С. Селезневой. Гидрометеониздат, Л., 1961.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Изд. АН СССР, М. — Л., 1946.
10. Хргиан А. Х. Физика облаков. Гидрометеониздат, Л., 1961.
11. Эммонс Г., ред. Основы газовой динамики. Перевод с англ. под ред. Г. И. Баренблатта и Г. Г. Черного. ИЛ, М., 1963.
12. Findeisen W. Meteorol. Zs. 55, 121, 1938.
13. Kelvin, Lord. On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid. Proc. Roy. Soc. Edin. 7, 1870.
14. Mc Donald J. Homogeneous nucleation of super cooled water drops. J. Met., v. 10, N 6, 416, 1953.
15. Oswatitsch K. Z. angew. Math. und Mech., 22, 1—14, 1942.
16. Pille Roland J., Jiusto James E. A laboratory study of contrails. J. Meteorol. 15, № 2, 1958.
17. Powell C. F. Condensation phenomena at different temperatures. Proc. Roy. Soc. A. 119, 1928.
18. Rau W. Gefriervorgänge des Wassers bei tiefen Temperaturen. Schriften. dtsh. Akad. der Luftf. Berlin, 8, S. 65, 1944.
19. Regener E. Versuche über die Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes bei tiefen Temperaturen. Schriften dtsh. Akad. der Luftf. Berlin, H. 37, 1941.
20. Sauder A. und Damköhler G. Übersättigung bei der spontanen Keimbildung in Wasserdampf. Die Naturwiss. 31, 1943.
21. Scharrer L. Kondensation von übersättigten Dämpfen an Ionen. Ann. der Phys. 35, 1939.
22. Volmer M. Kinetik d. Phasenbildung. Dresden-Leipzig, 1939.
23. Volmer M. and Flood H. Tropfenbildung in Dämpfen. Z. phys. Chem. A. 170, 1934.
24. Wegener A., Wegener K. Physik der Atmosphäre. Leipzig, 1935.
25. Weickmann H. Experimentelle Untersuchungen zur Bildung von Eis und Wasser an Keimen bei tiefen Temperaturen. Forsch. Berich., 1730 (Dtsh. Luftf. Berlin), 1942.

---

Г. Ф. Попов

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ВЕТРА В НИЖНЕМ 100-МЕТРОВОМ СЛОЕ

Рассматриваются результаты количественной оценки структурных характеристик ветра (временные и пространственные масштабы корреляции).

Приведены наблюдавшиеся значения этих характеристик отдельно для зимы и лета, а также их зависимость от высоты измерений и скорости ветра.

Данные получены в результате специальных измерений горизонтальной составляющей скорости ветра с помощью малоинерционной аппаратуры.

Для решения ряда общих и прикладных задач необходимо знание закономерностей связи между значениями (пульсациями) скорости ветра во времени и пространстве.

Известно, что величины пульсаций составляющих ветра по горизонтали (а также по вертикали) вообще не являются стационарными случайными функциями координат и времени. Однако при разумно выбранном временном интервале осреднения, как показывает опыт, они могут сравнительно надежно рассматриваться как стационарные случайные функции. При таких условиях по результатам выполненных измерений горизонтальной составляющей скорости ветра возможно провести исследование, применяя соотношения стационарного режима турбулентности.

Сведения по измерениям ветра, использованные в настоящей работе, получены с помощью тензометрических датчиков строго одновременно в нескольких точках пространства: четыре точки по высоте (25, 50, 75, 100 м) и три точки по горизонтали (высота 25 м, расстояние между точками измерений 50 и 110 м).

Измерения были выполнены в районе г. Ленинграда в условиях слабо пересеченной местности, покрытой мелким кустарником, в различных погодных условиях в летний и зимний сезоны года. Длительность каждой серии измерений составляла 10 мин. Общее количество использованных в расчетах серий измерений равно 80.

При обработке данных измерений значения горизонтальной составляющей ветра снимались с осциллограмм через каждую секунду. За

оптимальный интервал осреднения  $T$  был принят промежуток времени, равный 10 мин.

Целью работы было установление связи между пульсациями скорости ветра, построение автокорреляционных и взаимных корреляционных функций горизонтальной составляющей ветра и определение с их помощью некоторых характеристик горизонтальных неоднородностей (время «корреляции», расстояние «корреляции») и их зависимости от характера воздушного потока.

Корреляционные функции являются одной из основных характеристик стационарного случайного процесса. Их расчет по данным измерений на высотах 25, 50, 75 и 100 м был выполнен на электронной вычислительной машине.

Автокорреляционные функции для рассмотренных высот измерений определялись двумя путями:

$$R(\tau) = \frac{\overline{\Delta v(t) \Delta v(t + \tau)}}{\sigma^2(v)_H} \quad (1)$$

— нормированная автокорреляционная функция пульсаций скорости ветра,

где  $\Delta V(t)$  и  $\Delta V(t + \tau)$  — пульсации модуля горизонтальной составляющей ветра на высоте  $H$ ,  $\sigma^2(v)$  — дисперсия пульсаций ветра на высоте  $H$ ,  $\tau$  — сдвиг по времени в сек.

Функция вычислялась непосредственно по произведениям значений пульсаций, взятых со сдвигом во времени от 0 до 100 сек.

$$R'(\tau) = 1 - \frac{D(\tau)}{2\sigma^2(v)_\infty} \quad (2)$$

— нормированная автокорреляционная функция пульсаций скорости ветра.

Функция вычислялась по соответствующим значениям структурной функции  $D(\tau)$  и полной средней квадратической дисперсии  $\sigma^2(v)_\infty$ . При таком расчете автокорреляционной функции удается частично учесть изменения во времени средней скорости ветра, т. е. нестационарность процесса.

Структурная функция, являющаяся средним квадратом разности значений скорости ветра в два последовательных момента времени,

$$D(\tau) = \overline{\{\text{mod} [\vec{v}(t) - \vec{v}(t + \tau)]\}^2} \quad (3)$$

Полная средняя квадратическая дисперсия связана с величиной средней квадратической дисперсии, зависящей от интервала осреднения, следующим образом:

$$\sigma^2(v) = \sigma^2(v)_\infty \int_0^\infty S(\omega) \left[ 1 - \frac{\sin^2 \frac{\omega t}{2}}{\left(\frac{\omega t}{2}\right)^2} \right] d\omega, \quad (4)$$

где  $S(\omega)$  — временной спектр турбулентных пульсаций;

$$R(h)_{25, 50, 75, 100} = \frac{\overline{\Delta v(H) \Delta v(H + h)}}{\sigma^2(v)_{25}} \quad (5)$$

— взаимная нормированная пространственная корреляционная функция пульсаций скорости ветра по вертикали;

$$R(l)_{25, 25, 25} = \frac{\Delta v(L) \Delta v(L+l)}{\sigma^2(v)_{25}} \quad (6)$$

— взаимная нормированная пространственная корреляционная функция пульсаций скорости ветра по горизонтали.

Расчеты корреляционных функций позволили сделать следующие выводы:

1. Соответствующие значения функций  $R(\tau)$  и  $R'(\tau)$  большей частью близки друг другу. Наблюдающиеся средние расхождения обычно невелики и составляют не более 4—6% от значения функции.

2. Расхождения в значениях  $R(\tau)$  и  $R'(\tau)$  несколько больше для  $\tau > 30$ —40 сек, чем для  $\tau < 30$ —40 сек. Это может быть объяснено уменьшением общего числа рассматриваемых случаев с увеличением величины  $\tau$ .

3. Случаи существенных расхождений (до 15—20%) в значениях функций  $R(\tau)$  и  $R'(\tau)$  наблюдаются лишь в устойчивых погодных условиях, чаще зимой при слабом и умеренном ветре (до 5—6 м/сек) и незначительных колебаниях скорости ветра.

4. В подавляющем большинстве случаев на всех рассмотренных высотах экспериментальные кривые средних квадратических дисперсий  $\sigma^2(v)$ , построенные по значениям частных дисперсий для интервалов осреднения 10, 30, 100, 300 и 600 сек, практически приближались к состоянию «насыщения» на участке 300—600 сек. Это дало возможность правомерно использовать при вычислениях функций  $R'(\tau)$  вместо  $\sigma^2(v)_\infty$  значения дисперсий  $\sigma^2(v)$ , определенных по 10-минутному интервалу осреднения.

5. Значения взаимных пространственных корреляционных функций  $R(h)$  и  $R(l)$  при  $h = 0$ ,  $l = 0$  равны соответствующим значениям автокорреляционной функции  $R(\tau)$  при  $\tau = 0$ .

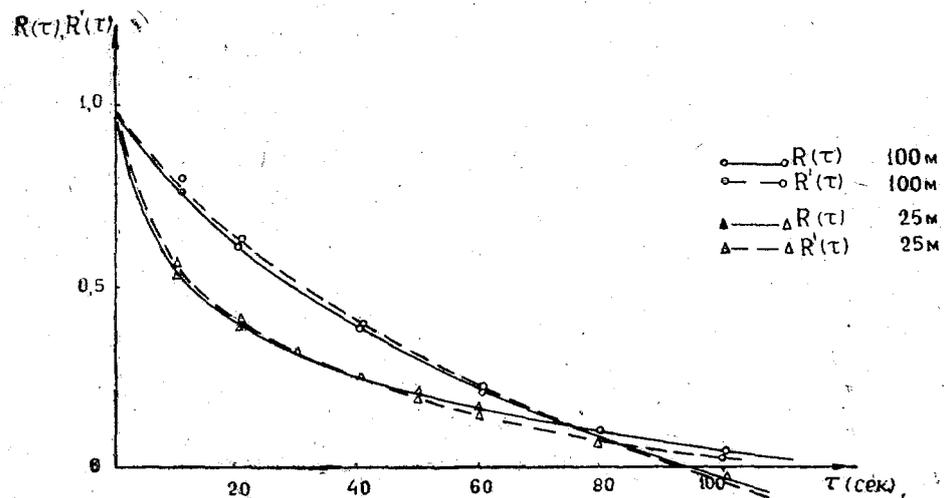


Рис. 1. Нормированные автокорреляционные функции  $R(\tau)$  и  $R'(\tau)$  17 мая 1961 г

В качестве иллюстрации внешний вид корреляционных функций и кривых дисперсий приведен на рис. 1—3.

Опыт показывает, что для примерной аппроксимации полученных экспериментальных кривых корреляционной связи может быть использована экспоненциальная зависимость.

Время корреляции и расстояние корреляции по горизонтали и вертикали устанавливались следующим образом. По автокорреляционным нормированным функциям для коэффициентов корреляции 0,80 и 0,50 определялись на графиках соответствующие величины времени корреляции  $\tau_0$ . По величинам  $\tau_0$  и средней скорости ветра вычислялись расстояния корреляций по горизонтали  $L_{\tau_0}$ . При этом учитывалось, что положение

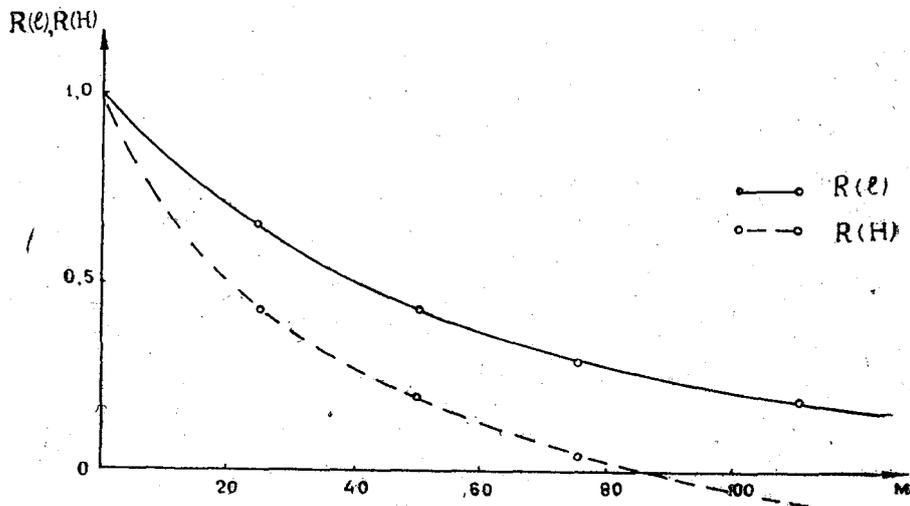


Рис. 2. Нормированные пространственные корреляционные функции  $R(l)$  и  $R(H)$  17 мая 1961 г.

ния о переносе поля турбулентности средним потоком гипотеза «замороженной» турбулентности) справедливы в основном для случаев, когда  $\sigma(v) \ll \bar{V}$  ( $\bar{V}$  — средняя скорость ветра,  $\sigma(v)$  — средняя интенсивность порывов ветра).

По пространственным корреляционным функциям (по горизонтали) непосредственно на графиках для коэффициентов корреляций 0,80 и

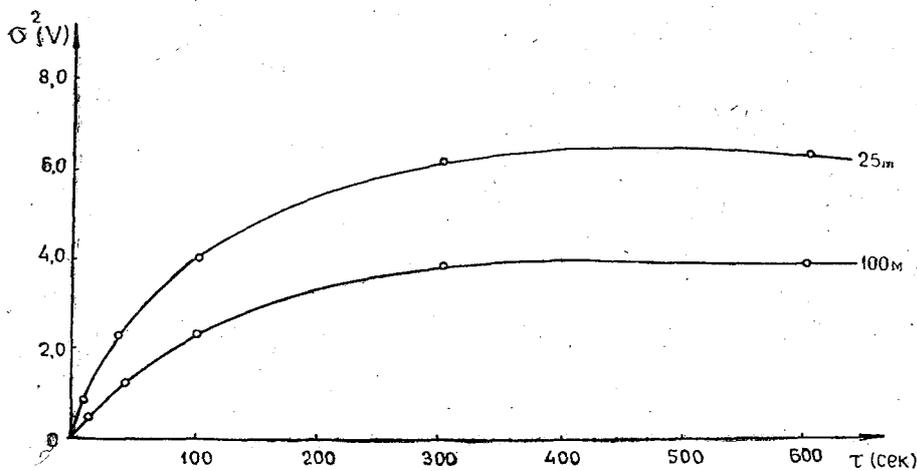


Рис. 3. Кривые дисперсий  $\sigma^2(v)$  17 мая 1961 г.

0,50 устанавливались также размеры зон корреляции  $L_l$  (расстояния корреляции по горизонтали).

По пространственным корреляционным функциям (по вертикали), прямо по графикам для коэффициентов корреляции 0,80 и 0,50 устанавливались размеры зон корреляции  $L_h$  (расстояние корреляции по вертикали).

Теоретически исследовавшееся время корреляции (следовательно, и  $L_{\tau_0}$ ) и расстояния корреляции  $L_l$  и  $L_h$  связаны соответственно с эйлеровым временным масштабом  $\tau_{гор}$  и интегральным масштабом турбулентности по горизонтали и вертикали ( $L_{гор}$ ,  $L_{верт}$ ):

$$\left. \begin{aligned} \tau_{гор} &= \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \\ L_{гор} &= \int_0^{\infty} R(l) dl \\ L_{верт} &= \int_0^{\infty} R(h) dh \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Сведения по средним значениям и размаху  $\tau_0$  и  $L_{\tau_0}$  приведены для коэффициентов корреляции 0,80 и 0,50 в табл. 1, отдельно для лета и зимы.

Анализ сведений, приведенных в таблице, позволяет заключить следующее:

1. Надежная временная связь (время корреляции) между пульсациями скорости ветра, измеренными в одной точке, сохраняется в среднем для высот 100-метрового слоя в пределах 2—3 сек. С возрастанием высоты измерений наблюдается заметное увеличение значений  $\tau_0$ .

2. Расстояния корреляции по горизонтали (при  $r = 0,80$ ) в среднем для высот 100-метрового слоя составляют около 30—35 м. С возрастанием высоты измерений размеры неоднородностей по горизонтали возрастают.

3. Время корреляции пульсаций скорости ветра (при  $r = 0,50$ ) составляет в среднем для высот 100-метрового слоя 20—25 сек. С возрастанием высоты измерений наблюдается также заметное увеличение значений  $\tau_0$ .

4. Расстояния корреляции по горизонтали (при  $r = 0,50$ ) в среднем для высот 100-метрового слоя составляют около 150—200 м.

5. Для зимы по сравнению с летом для нижнего 100-метрового слоя характерны в среднем заметно меньшие величины  $\tau_0$  и  $L_{\tau_0}$ .

Указанное обстоятельство может быть объяснено большей развитостью турбулентных движений в приземном слое летом по сравнению с зимой.

Просмотр отдельных результатов вычислений показал, что меньшие величины времени корреляции (расстояний корреляции) наблюдаются большей частью при устойчивых погодных условиях, сравнительно слабых ветрах.

Сведения по средним значениям и размаху  $L_l$  и  $L_h$  приведены в табл. 2.

Анализ сведений, помещенных в табл. 2, показывает следующее:

1. Расстояния корреляции по горизонтали заметно больше, чем по вертикали, как зимой, так и летом. Отношение линейных размеров расстояний по горизонтали к соответствующим размерам по вертикали в среднем равно 1,5.

Таблица 1

Средние значения и наблюдавшийся размах  $\tau_0$  и  $L_{\tau_0}$ 

№ п/п	Высота измере- ний, м	Величины коэффициентов корреляции							
		$r = 0,80$				$r = 0,50$			
		$\tau_0$ , сек		$L_{\tau_0} = \tau_0 \bar{V}$ , м		$\tau_0$ , сек		$L_{\tau_0} = \tau_0 \bar{V}$ , м	
		среднее значение	размах	среднее значение	размах	среднее значение	размах	среднее значение	размах
<b>Л е т о</b>									
1	25	2,1	1,0—6,0	22	9—74	21,1	3,6—23	142	43—285
2	50	2,7	1,4—5,0	26	14—51	26,3	5,4—54,0	162	60—572
3	75	3,6	3,4—5,8	38	34—64	26,7	10,0—29,2	175	100—262
4	100	3,8	1,6—7,0	41	16—102	27,1	5,0—44,0	300	65—642
	Ср. для слоя	3	—	32	—	25	—	197	—
<b>З и м а</b>									
1	6	1,3	0,6—2,0	13	4—22	9,7	3,4—16,0	98	24—173
2	25	1,4	1,2—3,0	12	12—14	7	6,4—8,0	64	55—90
3	50	2,5	2,0—3,0	26	16—34	17	6,8—27,0	186	57—310
4	100	4,6	3,0—8,4	62	28—138	38,5	33,2—40,0	380	100—660
	Ср. для слоя	2,4	—	28	—	18	—	182	—

Таблица 2

Средние значения и наблюдавшийся размах  $L_l$  и  $L_h$  в метрах

№ п/п	Высота измере- ний, м	Величины коэффициентов корреляции							
		по горизонтали				по вертикали			
		$r = 0,80$		$r = 0,50$		$r = 0,80$		$r = 0,50$	
		среднее значение	размах	среднее значение	размах	среднее значение	размах	среднее значение	размах
<b>Л е т о</b>									
1	25	13	10—20	41	29—65	8	5—12	25	12—55
<b>З и м а</b>									
2	25	9	7—12	18	21—29	6	4—13	23	12—85

Таким образом, турбулентные образования (вихри) в пространстве могут быть представлены более вытянутыми по горизонтали.

2. В зимних условиях наблюдается в среднем уменьшение средних расстояний корреляции как по вертикали, так и по горизонтали по сравнению с летом.

Если сопоставить расстояния корреляции, полученные по измерениям в точке (эйлеровы функции по  $t$ ) и по прямым одновременным измерениям в трех точках на высоте 25 м (эйлеровы функции по  $l$ ), то оказывается, что они не соответствуют друг другу. Первые заметно больше вторых. Отношение друг к другу указанных расстояний корреляции, определенных этими разными путями, может составлять 2—3. Оно возрастает с увеличением задаваемого коэффициента корреляции.

Такое положение лишней раз указывает на различие в реализации случайной функции, какой является скорость ветра во времени и пространстве.

Весьма интересным является установление зависимости расстояния корреляции от характера воздушного потока, в частности от средней скорости ветра. Количественная сторона этой зависимости пока определена недостаточно. Между тем знания ее часто бывают необходимы при расчетах, связанных с решением немалого числа прикладных задач.

Нетрудно представить, что, кроме средней скорости ветра, линейные размеры неоднородностей зависят от целого ряда других факторов, определяющих общее термодинамическое состояние атмосферы.

Определение зависимости расстояний корреляции от средней скорости ветра было произведено путем выборки величин  $L_{\tau_0}$ , полученных при разных значениях средней скорости ветра и коэффициента корреляции  $r = 0,50$ . По данным всех измерений раздельно для высот 25, 50,

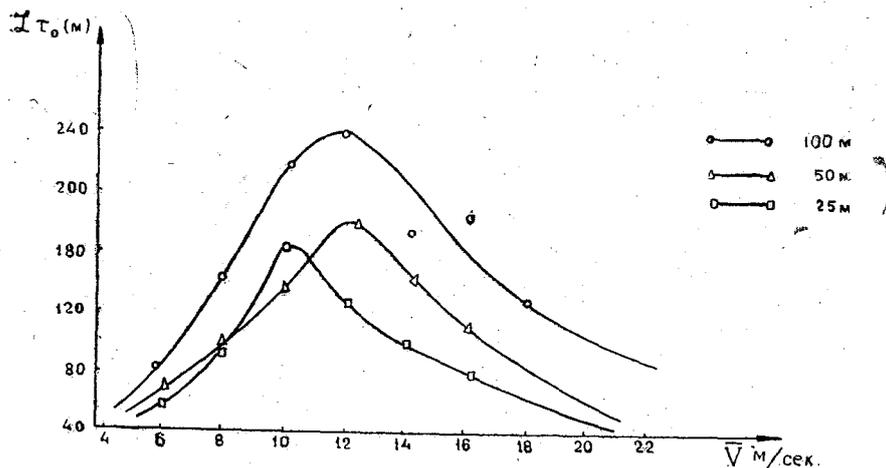


Рис 4. График зависимости расстояния корреляции от средней скорости ветра.

100 м были получены средние значения расстояний корреляции по следующим градациям скорости ветра: до 5 м/сек, 5—7 м/сек, 7—9 м/сек, 9—11 м/сек, 11—13 м/сек, 13—15 м/сек, 15—17 м/сек, 17—19 м/сек.

Изменения средних расстояний корреляции в зависимости от средней скорости ветра приведены на рис. 4.

Несмотря на ограниченное число измерений, построенные на рис. 4 кривые позволяют сделать достаточно определенные суждения о характере исследовавшейся зависимости:

с возрастанием скорости ветра от 5 до 9—12 м/сек для всех трех высот измерений должно быть отмечено увеличение расстояния корреляций;

возрастание расстояния корреляции с увеличением средней скорости ветра в указанных выше пределах зависит также от высоты измерений.

При дальнейшем увеличении скорости ветра (более 9—12 м/сек) наблюдается уменьшение расстояний корреляции по горизонтали.

Выполненное исследование показало, что, используя положения стационарного режима турбулентности для анализа реального поля ветра в приземном слое атмосферы, можно получить достаточно надежные сведения по структурным характеристикам, применяемым на практике.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ланге Ф. Корреляционная электроника. Пер. с нем. Судпромгиз, Л., 1963.
2. Монин А. С. Структура атмосферной турбулентности. Теория вероятностей и ее применение. Том. III. вып. 3, 1958.
3. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распределении волн в турбулентной атмосфере. Изд. АН СССР, 1959.

П. М. Мушенко

**К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА  
ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА  
ПО ОЧЕРТАНИЮ ДЫМОВЫХ СТРУЙ ОТ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТРУБ**

Анализируются результаты определения характеристик атмосферной турбулентности, полученных по очертанию дымовых факелов от труб тепловых электростанций.

В настоящее время наибольшее распространение получили методы оценки интенсивности атмосферной турбулентности по пространственному и временному распределению метеорологических элементов. Наряду с ними используются структурные методы и метод определения характеристик турбулентного обмена по очертанию дыма от промышленных труб [1].

На основе уравнения турбулентной диффузии в работе [1] получены практические формулы для расчета горизонтальной и вертикальной составляющих коэффициента турбулентного обмена при следующих предположениях в отношении зависимости коэффициента турбулентного обмена от высоты и скорости ветра:  
для горизонтальной составляющей [2, 3]

$$k_y = k_0 u(z), \quad (1)$$

для вертикальной составляющей

$$k_z = k_1 z \text{ и } u = u_1 z^n, \quad (2)$$

где  $k_0$  и  $k_1$  — коэффициенты пропорциональности,  $u_1$  и  $u(z)$  — скорость ветра соответственно на высотах  $z_1$  и  $z$ ,  $n$  — показатель степени. Формулы для расчета  $k_0$  и  $k_1$  имеют вид

$$k_0 = \frac{d^2}{8x \ln \frac{L}{x}}, \quad (3)$$

$$\frac{k_1}{u_1} = \frac{\Delta^{1+n}}{2^{1+n} (1+n) x \ln \frac{L_1}{x}} \quad \text{при малых } H, \quad (4)$$

$$\frac{k_1}{u_1} = 2 \frac{\left[ \left( H + \frac{\Delta}{2} \right)^{\frac{1+n}{2}} - H^{\frac{1+n}{2}} \right]^2}{(1+n)^2 \ln \left[ \frac{L_1}{x} \left( \frac{H}{H + \frac{\Delta}{2}} \right)^{\frac{1+n}{2}} \right]} \quad \text{при больших } H, \quad (5)$$

где  $d$  — ширина дымового факела в горизонтальной плоскости на расстоянии  $x$ ,  $L$  — общая длина дымового факела при наблюдении снизу или сверху,  $\Delta$  — ширина дымового факела в вертикальной плоскости на расстоянии  $x$ ,  $L_1$  — общая длина дымового факела при наблюдении сбоку,  $H$  — высота оси факела над поверхностью земли. Как видно из формулы (3), для определения  $k_0$  достаточно располагать лишь двумя геометрическими параметрами видимого облака примесей — его общей длиной  $L$  и шириной  $d$  на некотором расстоянии  $x$ . При пользовании формулой (5) необходимо, кроме того, знание величины  $H$ .

Из вывода формул (3) — (5) следует, что поперечные размеры дымового факела  $d$  и  $\Delta$ , расстояние  $x$  и общая длина факела  $L$  и  $L_1$  связаны между собой так, что величины  $k_0$  и  $k_1$  не зависят от выбора расстояния  $x$ .

Многочисленные наблюдения за эволюцией во времени видимых размеров облаков дыма от мгновенных и непрерывных источников показывают, что на не слишком больших удалениях от источника дымовые облака имеют весьма четкие видимые границы. По мере удаления от источника видимые размеры облаков сначала увеличиваются, затем видимое облако уменьшается, границы становятся менее отчетливыми и на некотором расстоянии  $L$  или  $L_1$  оно становится невидимым.

Для анализа формул (3) — (5) были использованы результаты исследования формы дымовых факелов от труб тепловых электростанций, выполненных в 1962—1963 гг.

Методика наблюдений заключалась в следующем. С пункта, расположенного на расстоянии нескольких километров по перпендикуляру к направлению факела, производилось фотографирование дымового облака (сбоку).

Полученные фотографии позволяют найти поперечные размеры дымовых струй на различных удалениях от источника.

К сожалению, непосредственное использование формул (3) — (5) для определения характеристик атмосферной турбулентности затруднено тем, что в наших наблюдениях отсутствовали данные об общей длине дымового факела. Как правило, получить эту геометрическую характеристику дымового факела от труб крупных тепловых электростанций практически не представляется возможным как из-за большой протяженности факела, достигающей нескольких километров и даже нескольких десятков километров, так и из-за большой размытости струи дыма на таких расстояниях.

Поскольку, как указывалось выше, результаты вычислений по формулам (3) — (5) не зависят от выбора расстояния, преобразуем эти формулы для двух замеров поперечных размеров  $d_1$ ,  $\Delta_1$  и  $d_2$ ,  $\Delta_2$  на расстоя-

ниях  $x_1$  и  $x_2$  и тем самым исключим общую длину факела  $L$  и  $L_1$ . В таком случае формулы примут вид:

$$k_0 = \frac{\frac{d_2^2}{x_2} - \frac{d_1^2}{x_1}}{8 \ln \frac{x_1}{x_2}}, \quad (6)$$

$$\frac{k_1}{u_1} = \frac{\frac{\Delta_2^{1+n}}{x_2} - \frac{\Delta_1^{1+n}}{x_1}}{2^{1+n} (1+n)^2 \ln \frac{x_1}{x_2}}, \quad (7)$$

$$\frac{k_1}{u_1} = \frac{2}{(1+n)^2} \frac{\left[ \left( H + \frac{\Delta_2}{2} \right)^{\frac{1+n}{2}} - H^{\frac{1+n}{2}} \right]^2 - \left[ \left( H + \frac{\Delta_1}{2} \right)^{\frac{1+n}{2}} - H^{\frac{1+n}{2}} \right]^2}{\ln \left[ \frac{x_1}{x_2} \left( \frac{H + \frac{\Delta_1}{2}}{H + \frac{\Delta_2}{2}} \right)^{\frac{1+n}{2}} \right]} \quad (8)$$

В табл. 1 приведены в качестве примера результаты расчетов характеристик турбулентности по формуле (8) (см. графу 7) для периода с 21/VI по 28/VI 1962 г. Значения  $n$  получены по вертикальному распределению скорости ветра. Значения  $H$  взяты с фотографий. Всего нами обработано таким образом около 500 случаев. Обработка всех этих данных показала, что значения  $\frac{k_1}{u_1}$ , рассчитанные по формуле (8), отрицательны и применительно к крупным промышленным предприятиям не могут быть поэтому признаны физически обоснованными.

Следует в связи с этим, по-видимому, обосновать и четко оговорить условия применимости формул (3) — (5), в частности в отношении выбора расстояний  $x$ , на которых измеряются поперечные размеры дымового факела.

Определение коэффициентов турбулентной диффузии на основе тех же исходных данных, но по формулам, предложенным в работах [5] и [6], дали разумные с физической точки зрения результаты (см. табл. 1, графы 8 и 9). Согласно [5], коэффициент турбулентной диффузии определялся по формуле

$$\dot{D} = \frac{VR \operatorname{tg} \alpha}{2A^2}, \quad (9)$$

где  $V$  — скорость ветра,  $R$  — средняя полуширина,  $\alpha$  — угол раствора дымового факела,  $A = 1,16$  — постоянная.

Представляет определенный интерес рассмотреть закономерности изменения параметра  $R$  с расстоянием, так как характер этих изменений в известной мере будет определять зависимость коэффициента турбулентной диффузии  $D$  (9) от времени.

В табл. 2 приводятся результаты определения поперечных размеров факелов дыма от труб Прибалтийской ГРЭС на различных удалениях от источника вдоль оси струй. В соответствии с [5] измерения были выполнены в той части струи, где определяющую роль в ее формировании играла атмосферная турбулентность. Данные табл. 2 были обработаны графически. Анализ этих графиков показал, что в первом приближении:

Таблица V

Результаты расчетов коэффициентов турбулентного обмена по очертаниям дыма  
от труб тепловой электростанции

Дата	Время час, мин	Расстояние $x$ , м	Полу- ширина $\frac{\Delta}{2}$ , м	Скорость ветра $V$ , м/сек	Показа- тель степени $n$	Параметры турбулентности		
						$\frac{k_1}{u_1}$ [1]	$D$ [5]	$D$ [6]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
21/VI	11.00	300	37,5					
		600	73,0	9	0,218	-59,4	22,1	18,7
		900	102,4	10		-27,4	33,1	28,0
	11.10	450	86,2					
		750	142,5	9	0,116	-59,4	72,7	61,7
		975	184,9	12		-86,0	142,0	122,0
	11.30	1125	67,0					
		1425	86,2	13	0,217	-244,0	23,2	19,7
		1725	112,5	15		-107,0	48,8	41,4
	11.35	319	37,5					
		619	71,2	7	0,217	-31,8	15,8	13,4
		920	93,8	10		-51,6	23,1	19,6
22/VI	11.32	300	46,7					
		500	70,0	6	0,264	-42,3	15,1	12,8
	12.15	260	39,0					
		455	68,7	6	0,139	-17,9	18,0	15,2
		715	84,5	6		-15,6	10,5	8,9
	12.30	491	45,0					
		731	61,0	6	0,307	-38,4	10,8	9,1
		970	78,0	6		-91,7	8,0	6,8
		1210	108,0	6		-185,2	26,1	22,1
	16.10	283	20,1					
		483	33,4	8	0,248	-12,0	5,3	4,5
		683	50,0	8		-31,6	10,1	8,6
16.20	433	41,6						
	700	66,6	8	0,212	-32,9	15,0	12,7	
	966	86,2	8		-41,7	16,6	14,1	
16.30	400	31,7						
	600	46,7	10	0,224	-15,5	10,6	9,0	
	800	53,4	10		-15,1	6,3	5,3	
23/VI	12.20	330	35,8					
		770	80,0	8	0,177	-20,8	16,9	14,3
		1210	129,2	8		-80,0	30,5	25,8
	12.30	862	43,1					
		1100	54,6	12	0,201	-26,3	10,9	9,2
		1325	60,4	10		-33,4	5,3	4,5
	15.30	480	48,0					
		660	61,0	8	0,274	-19,3	19,9	16,9
		840	84,0	10		-65,5	21,2	18,0
	15.40	240	81,0					
		480	162,0	6	0,450	-450,4	104,0	88,2
	28/VI	11.40	144	16,8				
240			28,8	6	0,280	-12,4	6,5	5,5
336			35,2	6		6,9	4,8	4,1
464			40,0	6		-11,8	3,1	2,6
11.50		211	22,5					
		335	35,6	7	0,280	-18,0	8,0	6,8
		459	51,1	7		-40,7	14,0	11,9
		584	63,5	7		-55,2	14,7	12,5

Таблица 2

## Геометрические параметры дымовых струй от труб тепловой электростанции

Дата	Время час, мин	Расстоя- ние, м	Радиус, м	Дата	Время час, мин	Расстоя- ние, м	Радиус, м	
1	2	3	4	5	6	7	8	
28/VI	12.10	120	21,0	2/VII	11.30	230	60,5	
		240	43,5			690	119,0	
		360	66,0			1150	178,0	
	12.20	150	11,2	3/VII	12.20	47	9,5	
		240	18,0			174	35,0	
	12.30	330	24,3		12.30	300	53,5	
		96	12,2			426	72,5	
		220	25,0			62	11,6	
	12.35	335	34,2		16.15	186	35,7	
		120	13,5			310	45,0	
		240	27,8			434	55,8	
		360	40,0					
	12.40	480	50,2		16.17	170	8,8	
		96	12,2			375	20,0	
		242	28,6			575	38,2	
		392	44,3			775	56,2	
		535	52,9			92	8,6	
	15.45	200	30,0		16.20	308	27,0	
		311	46,6			524	37,0	
		480	72,1			685	41,8	
621		85,4	240			12,0		
16.25	130	20,9		16.22	480	24,0		
	248	32,6			720	39,0		
	360	53,4			960	53,0		
29/VI	15.30	355	37,5	7/VII	04.45	158	21,3	
		480	50,0			285	39,5	
		605	62,5			411	56,0	
	16.15	237	21,9			15.30	536	69,5
		362	34,0				238	29,4
		488	46,2				313	38,1
16.30	262	22,8	11/VII	15.05	388	43,1		
	388	34,1			162	19,2		
	512	45,4			277	32,7		
3/VII	20.20	100	18,8	15.08	431	48,1		
		200	36,2		120	18,0		
		300	57,5		280	42,0		
	20.30	164	24,6	15.10	440	64,0		
		273	40,9		88	16,0		
		382	54,6		248	43,0		
	20.40	494	58,6	15.15	368	62,0		
		185	28,7		88	17,6		
		295	45,1		228	44,0		
		405	55,2		370	70,4		
20.50	123	19,1						
	259	39,6						
21.00	396	60,0						
	78	8,9						
	166	18,9						
	256	34,4						
	345	46,1						
8/VII	04.00	252	34,8					
		380	51,0					
		506	70,0					

Продолжение таблицы 2

1	2	3	4	5	6	7	8
8/VII	04.15	760	11,45	15/VII	20.35	211	16,6
		316	27,2			300	23,3
		442	52,0		389	31,1	
		570	67,0		478	36,6	
		696	76,0		422	20,0	
		252	26,4		511	24,4	
	04.30	380	39,5	20.40	600	27,7	
		506	52,0		690	35,0	
		633	58,0	21.24	368	23,6	
		700	68,0		535	32,6	
		885	81,0		702	39,2	
					870	43,4	
					1035	51,0	

зависимость  $R(x)$  может быть аппроксимирована прямой линией. Аналогичные результаты получены А. С. Мониным и А. Б. Казанским [4] для условий распространения примесей от наземного неизотермического источника примесей в области его пассивного участка.

На рис. 1 представлено изменение во времени толщины так называемых конденсационных следов за самолетами, образовавшихся на

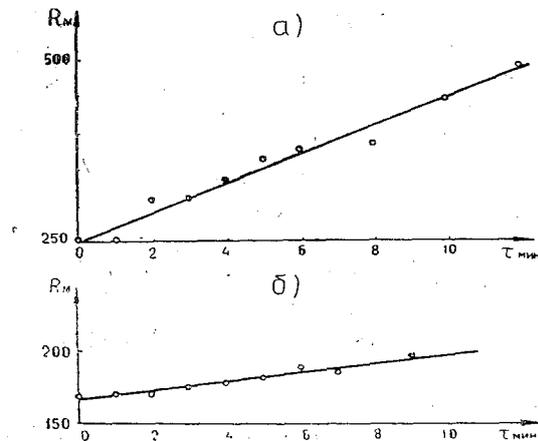


Рис. 1. Зависимость поперечных размеров конденсационных следов за самолетами.

а) 21/XI 1963 г. 10 час. 45 мин.; б) 21/XI 1963 г. 13 час. 37 мин.

высоте около 9000 м над поверхностью земли. Как видно из рис. 1, расширение следов под действием атмосферной турбулентности происходит в течение 10—12 мин практически равномерно.

Заметим, что факт прямолинейности видимых границ факелов примесей, прослеживаемый по независимым измерениям в слое воздуха непосредственно у земли [4], на высотах 150—200 м (см. табл. 1 и 2), а также на высоте около 9000 м, находится в противоречии с общепринятыми схемами расчета распределения примесей в атмосфере. Согласно этим схемам, изолинии равных концентраций в дымовых факелах имеют криволинейную форму.

По-видимому, в указанных выше случаях измерения производились в тех частях облаков примесей, где видимые границы облаков примесей близки к прямой линии. В этом случае параметры турбулентности, опре-

деляемые с помощью уравнений (3) — (5), не могут быть физически обоснованными, так как всегда будут отрицательными, а коэффициент турбулентной диффузии, рассчитываемый по формуле (9), должен зависеть от масштаба турбулентности.

В дальнейшем представляется целесообразным провести более детальное исследование закономерностей формирования видимых границ облаков примесей, распространяющихся в атмосфере.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд М. Е. Определение коэффициента турбулентного обмена по очертанию дыма от промышленных труб. Метеорология и гидрология, № 6, 1961.
2. Берлянд М. Е. Исследование эффективности открытого обогрева при заморозках. Труды ГГО, вып. 23, 1950.
3. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1956.
4. Казанский А. Б., Монин А. С. О форме дымовых струй. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1957.
5. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
6. Мушенко П. М. Определение характеристик атмосферной турбулентности по конденсационным следам (диффузионный метод). Труды ЛГМИ, № 14, 1963.

---

Б. Я. Толстобров

### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Приводится анализ некоторых результатов измерения пульсационных характеристик, относящихся к нижнему 100-метровому слою атмосферы. Данные получены по записям измерителей температуры (термометры сопротивления) и измерителей направления ветра (бифлюгарка).

Известно, что в некоторые уравнения турбулентной диффузии в качестве определяющих параметров входят характеристики температурных и ветровых полей. Эти характеристики определяются, как правило, с помощью малоинерционной аппаратуры. Однако при решении целого ряда проблем, скажем, при изучении распространения примесей, иногда можно использовать приборы и с большей постоянной времени, так как в этом случае уровни установки датчиков находятся над земной поверхностью на значительных расстояниях, где периоды измеряемых пульсаций велики. Так, например, при проведении экспериментальных работ по наблюдению за рассеянием примесей в районе Ленинграда и Прибалтийской ГРЭС ЛГМИ использовались румбографы [2] и термометры сопротивления с полупроводниковыми датчиками [4].

В работе анализируются результаты измерений направления ветра и температуры воздуха, полученные с помощью такой аппаратуры. Эти результаты следует рассматривать как частные примеры, полученные для определенных условий.

Для суждения о временной структуре ветровых характеристик регистрировались абсолютные значения вертикальных  $|\overline{\varphi_v}|$  и горизонтальных  $|\overline{\varphi_r}|$  пульсаций направления ветра, а также число  $K$ , позволяющее определять среднее время существования пульсаций одного знака  $\overline{\tau}$ :

$$\overline{\tau} = \frac{P}{K},$$

где  $P$  — период осреднения,  $K$  — число, показывающее, сколько раз за время осреднения текущие значения величины  $\varphi$  были равны  $\overline{\varphi}$ . Измере-

ния производились осенью 1962 г. на высотной 100-метровой метеорологической мачте под Ленинградом с помощью автоматических интегральных пульсациометров АИП [2]. Чувствительными элементами АИП служили бифлюгарки, устанавливаемые на уровнях 25 и 100 м.

В ряде случаев, в частности при постановке метеорологических измерений в приземном слое воздуха, весьма важно правильно оценить степень изотропности атмосферы. Будем характеризовать ее с помощью отношения средних абсолютных значений горизонтальных пульсаций направления ветра к средним абсолютным значениям вертикальных пульсаций

$\frac{|\varphi_v|}{|\varphi_r|}$ . График зависимости  $\frac{|\varphi_v|}{|\varphi_r|}$  от высоты, построенный по результатам измерений при стратификации атмосферы, близкой к безразличной (рис. 1), позволяет сделать заключение, что в рассматриваемом случае

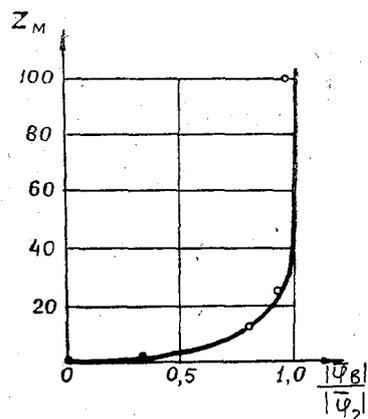


Рис. 1. График зависимости  $\frac{|\varphi_v|}{|\varphi_r|}$  от высоты.

ограничивающее влияние земной поверхности на развитие вертикальных движений существенно сказывается до высот порядка 25—30 м. Выше этого уровня оно практически прекращается. Точки, отмеченные на этом рисунке светлыми кружками, взяты из работы [3].

Что касается самих величин абсолютных значений вертикальных и горизонтальных пульсаций, то они для обоих уровней колеблются примерно в одинаковых пределах, от 1—2° до 7—8°, уменьшаясь незначительно с высотой. Преобладающее значение горизонтальных пульсаций для уровня 25 м составляет 2,5—5,5°, а для уровня 100 м — 1,0—4,0°; преобладающее значение вертикальных пульсаций приходится на 4,0—7,0° для уровня 25 м и 2,0—5,0° — для уровня 100 м.

Время существования пульсаций одного знака для вертикальных и горизонтальных пульсаций остается примерно одинаковым для обоих уровней и колеблется от 1,0 до 3,0 сек.

Зависимость величины  $K$  от скорости ветра для 10-минутного периода осреднения исследовалась в г. Нарве на высотной ретрансляционной мачте для уровня 70 м. Из графика, представленного на рис. 2, видно, что связь между указанными величинами довольно устойчивая.

Позже была предпринята попытка исследовать связь между пульсациями ветра и температуры воздуха. В связи с этим были проведены параллельные измерения пульсаций направления ветра с помощью румбографа с флюгаркой облегченного типа в качестве чувствительного элемента и пульсаций температуры воздуха с помощью полупроводникового термометра сопротивления.

Датчики обоих приборов были установлены на Нарвской телевизионной мачте на высоте 70 м. Измерения выполнялись в летний период времени (июнь — июль). По данным результатов измерений построен график связи между указанными пульсациями, осредненными по 10-минутным интервалам времени. График (рис. 3) свидетельствует о наличии довольно четкой связи между пульсациями ветра и температуры воздуха.

Выявление такой связи на более обширном материале наблюдений представляло бы значительный практический интерес. Так, например, в пульсационные формулы, описывающие диффузию примесей в атмос-

фере, в качестве определяющих параметров входят характеристики ветровых полей. Но известно, что точность показания ветроизмерительных приборов зависит от величины скорости ветра. При малых скоростях ветра показания приборов даются с большой погрешностью, в связи с чем измерения пульсаций становятся неопределенными. Поэтому при таких условиях целесообразно производить измерения пульсаций тем-

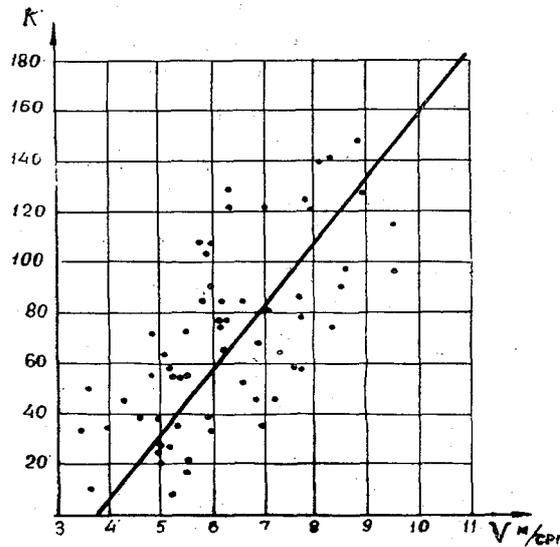


Рис. 2. Зависимость величины  $K$  от скорости ветра.

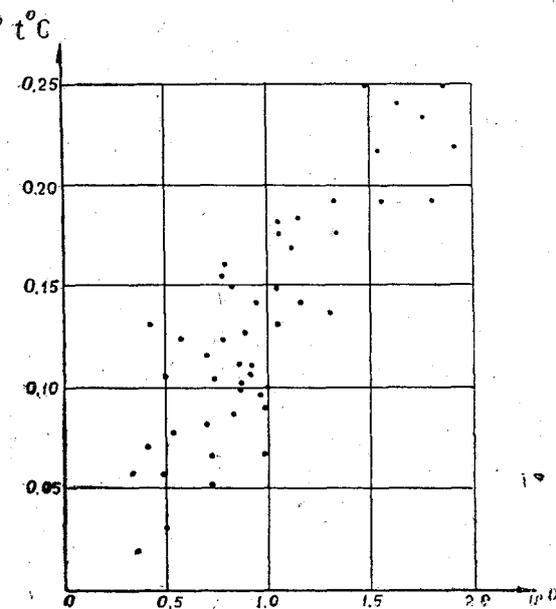


Рис. 3. Связь между пульсациями температуры воздуха и направления ветра.

пературы и использовать их при расчете концентраций примесей по пульсационным формулам. Для этого надо каждый раз по графику от измеренных пульсаций температуры перейти к пульсациям направления ветра.

В ряде случаев требуется производить оценку погрешностей измерений пульсаций направления ветра, возникающих при определении средних по времени значений. Важно установить зависимость этих погрешностей от метода измерения, длительности интервала осреднения и свойств исследуемых пульсаций.

При выбранном методе измерения направления ветра весьма существенным является рассмотрение способов осреднения, которые в метеорологической практике обычно осуществляются тремя путями:

1. Непрерывное осреднение во времени

$$\bar{\varphi}(\tau) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \varphi(\tau) d\tau.$$

2. Дискретное суммирование отдельных отсчетов

$$\bar{\psi} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \psi_i.$$

3. Осреднение с помощью инерционных датчиков.

Вести непрерывную регистрацию этой величины на протяжении всего интервала весьма затруднительно. Практически приходится ограничиться сериями отсчетов, равномерно следующих друг за другом. Однако перед экспериментаторами часто встает вопрос, какова должна быть частота следования отсчетов, иными словами, каков должен быть шаг численного интегрирования?

Путь решения такой задачи известен. Построив кривую  $\psi = \psi(\tau)$ , необходимо, уменьшая шаг интегрирования, найти такое значение  $n$ , начавшая с которого средняя величина станет постоянной.

Увеличение числа  $n$ , практически не уточняющее среднее значение, должно считаться излишним, так как это приводит лишь к усложнению конструкции прибора и ненужному увеличению объема информации.

На отдельном примере произведем численную оценку погрешности, обусловленной заменой непрерывного интегрирования суммированием отдельных отсчетов.

Для решения указанной задачи воспользуемся записями осциллограмм румбографа с флюгаркой облегченного типа, полученными летом 1964 г. в г. Нарве Эстонской ССР. Осциллограммы представляют собой записи равноотстоящих друг от друга отметок, отображающих через 0,75 сек положение флюгарки, установленной на телевизионной мачте на уровне 70 м.

При анализе было снято с осциллограмм 20.000 значений направления ветра, которые затем статистически обработаны. Обработка сводилась к определению средних значений ординат, получаемых путем численного интегрирования с различным шагом: 0,75; 1,50; 3,00; 6,00 сек. Это соответствовало нахождению средних величин направления ветра по 106, 53, 26, и 13 отсчетам —  $\bar{\psi}_{106}$ ,  $\bar{\psi}_{53}$ ,  $\bar{\psi}_{26}$  и  $\bar{\psi}_{13}$ . Приняв  $\bar{\psi}_{106}$  за достоверное среднее значение, получим среднее квадратическое отклонение результата осреднения по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\bar{\psi}_i - \bar{\psi}_{106})^2}{n}}$$

где  $\bar{\psi}_i$  — текущие значения ( $\bar{\psi}_{53}, \bar{\psi}_{26}, \bar{\psi}_{13}$ ).

На рис. 4 представлен график зависимости  $\sigma$  от числа  $n$  (числа отсчетов). Этот график позволяет оценить погрешность интегрирования при различной величине его шага.

При постановке структурных измерений часто встает вопрос о выборе разумного периода осреднения. Вести непрерывную регистрацию и последующую обработку пульсаций направления ветра за 10-минутный период осреднения бывает не только трудно, но в ряде случаев по техническим причинам и невозможно.

Поскольку направление ветра является нестационарной величиной и соответственно непрерывно меняет свое спектральное содержание, то и пульсационные характеристики оказываются существенно связанными с выбранным интервалом осреднения.

Для изучения влияния периода осреднения на характеристики изменчивости направления ветра производились расчеты среднего квадратического отклонения для различных периодов осреднения внутри 10-минутного интервала. Для этого осциллограммы за 10-минутные периоды осреднения разбивались на 2, 3, 6 и 20 частей. По этим данным вычислялись средние значения направления ветра за 10, 100, 200, 300 и 600 сек, рассчитывались дисперсии этих величин от средней за 600 сек и данные для

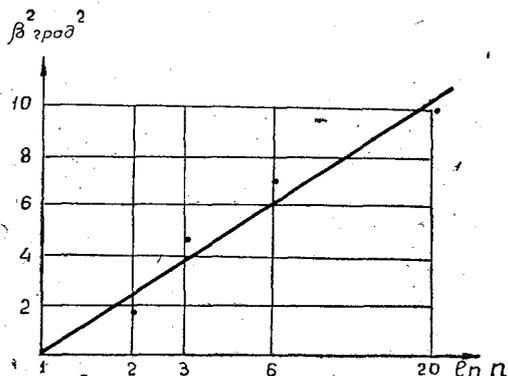


Рис. 5. Зависимость дисперсии от времени осреднения.

для 30 случаев. Выполненные расчеты показывают, что величина среднего квадратического отклонения менялась от 7 до 11° при скоростях ветра, меняющихся от 3—4 до 12 м/сек. Анализ распределения вероятностей пульсаций направления позволяет сделать заключение, что в большинстве случаев колебания направления ветра подчиняются нормальному закону Гаусса, хотя в отдельных случаях и наблюдалась правая или левая асимметрия.

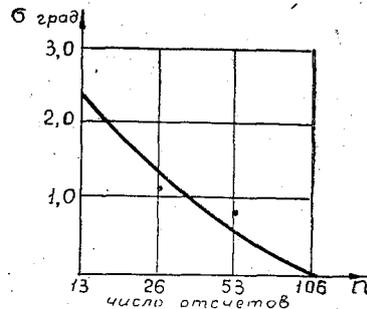


Рис. 4. Характер изменения  $\sigma$  от числа отсчетов.

соответствующих интервалов по всем сериям осреднялись. Результаты таких вычислений легли в основу построения графика, представленного на рис. 5. Как видно из графика, зависимость  $\beta^2$  от числа интервалов осреднения  $n$  аппроксимируется прямой линией в полулогарифмических координатах. Подобные выводы сделаны в работе [1] по измерениям пульсаций скорости ветра.

Были рассчитаны также средние квадратические отклонения для осциллограмм с 10-минутным осреднением

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев И. Д. Выбор оптимального интервала осреднения скорости ветра. Труды ГГО, вып. 83, 1958.
2. Гольденберг М. Л., Качурин Л. Г., Толстобров Б. Я. Автоматические интегральные пульсациометры и градиентографы. Труды Всесоюзной научной метеорологической конференции, том IX. Гидрометеониздат, Л., 1963.
3. Константинов А. Р. Исследование турбулентной структуры ветра в приземном слое атмосферы. Труды ГГО, вып. 16(78), 1949.
4. Ялынычев Н. С. Полупроводниковый термоградиентограф (кочующий термометр). См. настоящий сборник.

---

Э. Г. Палагин, Л. А. Молчанова

### О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ГИПОТЕЗ ТЕОРИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПРИ РАСЧЕТЕ АТМОСФЕРНОЙ ДИФФУЗИИ

Анализируется возможность использования некоторых гипотез о характере атмосферной турбулентности при расчете диффузии примеси в атмосфере.

В настоящей статье предпринята попытка, пользуясь материалами экспедиционных исследований, проанализировать по отношению к атмосфере ряд существовавших ранее гипотез о количественных соотношениях в турбулентном потоке. На этой основе предлагаются некоторые методические разработки, касающиеся расчетов распространения примесей в атмосфере.

#### Обозначения

- $x, y, z$  — пространственные координаты,  
 $\xi$  — расстояние между коррелируемыми точками,  
 $\tau$  — время корреляции,  
 $t$  — время,  
 $T$  — период осреднения,  
 $U$  — истинная скорость потока,  
 $\bar{U}$  — осредненная скорость,  
 $u'$  — компонента турбулентных пульсаций,  
 $\overline{u'^2}$  — среднеквадратичная величина компоненты турбулентной пульсации скорости,  
 $Q$  — мощность источника,  
 $S$  — концентрация примеси,  
 $\overline{y^2(t)}$  — средняя квадратичная величина рассеяния примеси перпендикулярно к оси  $y$ ,  
 $R_{\xi}^s, R_{\tau}^s$  — соответственно коэффициенты эйлеровой пространственной и временной корреляции,  
 $R_{\tau}^L$  — коэффициент лагранжевой временной корреляции,

$L_x^{\circ}$   $L_T^{\circ}$  — соответственно эйлеровы пространственный и временной интегральные масштабы,  
 $L_T^{\circ}$  — лагранжев интегральный масштаб времени.

### § 1. Гипотезы атмосферной турбулентности

Предполагаем, что:

1. Однородное течение имеет постоянную скорость  $\bar{U}$ , направленную вдоль оси  $x$ , и, кроме того,  $u' \ll \bar{U}$ . В этом случае справедлива гипотеза Тэйлора:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial}{\partial x}.$$

Это дает возможность утверждать, что мгновенное распределение  $u'$  вдоль  $x$  почти идентично с осциллограммой пульсаций в точке. Следовательно,

$$R_{\xi}^{\circ} \equiv R_{\tau}^{\circ},$$

так как теперь

$$L_x^{\circ} = \int_0^{\infty} R_{\xi}^{\circ}(\xi) d\xi = \int_0^{\infty} R_{\tau}^{\circ}(\tau) \bar{U} d\tau,$$

то отсюда следует, что

$$L_x^{\circ} = \bar{U} L_T^{\circ}. \quad (1)$$

2. Кривые  $R_{\tau}^{\circ}(\tau)$  и  $R_{\xi}^{\circ}(\xi)$  могут быть аппроксимированы экспоненциальными функциями:

$$R_{\tau}^{\circ}(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{L_T^{\circ}}\right), \quad (2)$$

$$R_{\xi}^{\circ}(\xi) = \exp\left(-\frac{\xi}{L_x^{\circ}}\right). \quad (3)$$

Это подтверждается рядом экспериментальных фактов [3, 4].

3. Поскольку функционально (2) и (3) совпадают, то это дало возможность Микельсену [3] предположить, что коэффициенты лагранжевой и эйлеровой корреляции и в общем случае могут быть представлены одними и теми же зависимостями. Тогда должно выполняться условие

$$\frac{\tau L_x^{\circ}}{\xi L_T^{\circ}} = 1$$

или

$$\tau = \frac{\sqrt{u'^2} L_T^{\circ} \xi}{\sqrt{u'^2} L_x^{\circ}} = \frac{1}{\beta} \frac{\xi}{\sqrt{u'^2}},$$

где

$$\beta = \frac{L_x^{\circ}}{\sqrt{u'^2} L_T^{\circ}}. \quad (4)$$

При рассмотрении диффузии некоторой скалярной субстанции, выделяемой постоянно действующим в пстоке источником, будем полагать

турбулентность однородной и изотропной. Тогда концентрация примеси будет даваться выражением [1]

$$S(y, z, t) = \frac{Q}{2\pi y^2(t) \bar{U}} \exp \left[ -\frac{y^2 + z^2}{2y^2(t)} \right]. \quad (5)$$

Для среднеквадратичного рассеяния Кампе де Ферье [4] получено выражение

$$\overline{y^2(t)} = 2\bar{u}'^2 \int_0^t (t - \tau) R_\tau^2(\tau) d\tau. \quad (6)$$

Из (6) легко видеть, что если  $t$  мало, то

$$\overline{y^2(t)} = \bar{u}'^2 t^2, \quad (7)$$

а при больших периодах времени

$$\overline{y^2(t)} = 2\bar{u}'^2 L_T^2 t. \quad (8)$$

Дифференцируя (5) по  $x$  (после замены  $t = \frac{x}{\bar{U}}$ ) и приравнявая значение производной нулю, получаем точку максимальной концентрации, которую можно найти из выражения

$$z^2 = 2\overline{y^2(t)}. \quad (9)$$

При этом  $z = h$  — высота источника над поверхностью земли.

## § 2. Оценка гипотез. Расчет диффузии примесей в атмосфере

В нашем случае примесь, выходя вместе с перегретым воздухом, устремляется вверх и одновременно сносится ветром. На некоторой высоте ( $H_{эф} \equiv h$ ) архимедова сила, определяющая конвективный подъем газа относительно масс окружающего воздуха, перестает действовать, и тогда процесс распространения примеси полностью определяется турбулентной диффузией. К этому моменту поперечные размеры струи достигают конечных, иногда значительных ( $\sim 100$  м и более) размеров. Однако мы с целью упрощения будем полагать, что вся масса газа сосредоточена в точке.

Итак, физическая модель явления может быть представлена следующим образом. Имеет место постоянно действующий точечный источник на высоте  $H_{эф}$ , выделяющий примесь в среду, где, помимо турбулентной диффузии, существует поле скоростей ветра, направленных параллельно земной поверхности. Координатную систему располагаем так, чтобы ось  $x$  совпадала с направлением ветра, а начало координат находилось в самом источнике.

Тогда для расчета концентрации примеси следует воспользоваться формулой (5). Но предварительно нам потребуется величина  $\overline{y^2(t)}$ , для определения которой необходимо знать лагранжев масштаб.

Мы, однако, располагаем лишь данными, позволяющими рассчитывать только эйлеровы временные коэффициенты корреляции и, следовательно, те же интегральные масштабы. Поэтому встает вопрос о возможности перехода от  $L_T^3$  к  $L_T^2$ . Кроме того, точный подсчет эйлеровых масштабов чрезвычайно трудоемкая операция, которая в повседневной практике не может быть использована. Отсюда, естественно, вытекает необходимость аппроксимации корреляционных кривых.

С этой целью проверялась возможность использования для расчета эйлеровых временных масштабов в атмосфере второй гипотезы. Был обработан ряд осциллограмм, для каждой из которых точно определялся  $L_T^2$ , и, кроме того, параллельно проводился подсчет масштабов турбулентности по формуле

$$R_z^2(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{L_T^2}\right).$$

При этом брались три значения  $R_z^2$ , для которых соответственно вычислялись  $L_T^2$ . За истинное принималось их среднее. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	Время, час, мин	По точной формуле	По приближенной формуле
22/VI	16 <sup>30</sup> —16 <sup>40</sup>	20,85	22,8
23/VI	12 <sup>30</sup> —12 <sup>40</sup>	11,82	12,09
23/VI	11 <sup>30</sup> —11 <sup>40</sup>	16,97	15,07
22/VI	18 <sup>30</sup> —18 <sup>40</sup>	16,81	20,06
23/VI	10 <sup>00</sup> —10 <sup>10</sup>	29,82	32,1
Среднее		19,25	20,42

Таким образом, можно констатировать, что результаты отличаются друг от друга в среднем приблизительно на 7%, что дает вполне удовлетворительную для наших целей точность.

В силу (1) это справедливо и для эйлерова пространственного масштаба, а с учетом (2), (3) и для лагранжева. Тогда для расчета среднеквадратичного отклонения может быть использовано соотношение [1]

$$\begin{aligned} \overline{y^2(t)} &= 2\overline{u'^2} \int_0^t d\tau \int_0^\tau \exp\left(-\frac{x}{L_T^2}\right) dx = \\ &= 2\overline{u'^2} L_T^2 \left\{ \frac{t}{L_T^2} - \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{L_T^2}\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Считая вторую гипотезу оправданной, мы в дальнейшем обратимся к третьему предположению и будем априори предполагать, что оно выполняется в атмосфере. Произведя таким образом подсчеты, мы в дальнейшем путем сравнения с экспериментальными наблюдениями за ходом концентраций можем проверить ее справедливость.

Итак, полагаем, что выполняется соотношение

$$\beta = \frac{L_x^2}{\sqrt{\overline{u'^2}} L_T^2}$$

или с учетом (1)

$$L_T^4 = \frac{\bar{U} L_T^3}{\sqrt{u'^2}} \frac{1}{\beta}$$

Так как в наших условиях  $Re_{L_x}$  колеблется в пределах  $10^5 \div 10^6$ , можно, опираясь на данные Микельсена [3], в качестве первого приближения принять  $\beta = 1$ .

Тогда окончательно

$$L_T^4 = L_T^3 \frac{\bar{U}}{\sqrt{u'^2}} \quad (12)$$

и (10) переписется в виде

$$\overline{y^2(t)} = 2\bar{u}'^2 \left( \frac{\bar{U}}{\sqrt{u'^2}} L_T^3 \right)^2 \left\{ \frac{t \sqrt{u'^2}}{\bar{U} L_T^3} - \left[ 1 - \exp\left( -\frac{t \sqrt{u'^2}}{\bar{U} L_T^3} \right) \right] \right\} \quad (12)$$

Затем были обработаны 13 осциллограмм. При этом определялись значения для каждого 10-минутного интервала  $\bar{U}$ ,  $\sqrt{u'^2}$ ,  $L_T^3$  и по формуле (12) рассчитывались среднеквадратичные отклонения.

С учетом (12) из (9) после ряда простых преобразований можно получить для  $x_{\max}$  выражение

$$x_{\max} = \frac{h^2 + 4\bar{U}^2 (L_T^3)^2}{4L_T^3 \sqrt{u'^2}} \quad (13)$$

По этой формуле были найдены точки максимальной концентрации. Сопоставление расчетных и экспериментальных точек  $x_{\max}$  позволило оценить возможность использования третьей гипотезы в нашем случае.

В табл. 2 и на рис. 1 представлены соответствующие данные. Из их анализа можно сделать вывод, что существенные расхождения наблюдаются при больших значениях  $x_{\max}$ , но в общем ход экспериментальной и теоретически рассчитанной кривых совпадают.

Таблица 2

Ч а с ы	$x_{\text{расчет}}$ КМ	$x_{\text{эксперимент}}$ КМ
9 <sup>00</sup> —9 <sup>10</sup>	2,4	7,0
10 <sup>00</sup> —10 <sup>10</sup>	5,8	9,0
10 <sup>20</sup> —10 <sup>30</sup>	3,7	1,5
11 <sup>00</sup> —11 <sup>10</sup>	2,5	7,0
11 <sup>20</sup> —11 <sup>30</sup>	3,4	6,0
12 <sup>00</sup> —12 <sup>10</sup>	2,9	6,5
12 <sup>20</sup> —12 <sup>30</sup>	3,7	> 15,0
13 <sup>00</sup> —13 <sup>10</sup>	5,4	9,5
13 <sup>20</sup> —13 <sup>30</sup>	1,6	7,5
14 <sup>00</sup> —14 <sup>10</sup>	1,8	7,5
14 <sup>20</sup> —14 <sup>30</sup>	5,0	9,0
15 <sup>00</sup> —15 <sup>10</sup>	5,5	> 15,0
15 <sup>20</sup> —15 <sup>30</sup>	5,6	> 15,0

С целью дополнительной проверки также подсчитывались концентрации примеси в фиксированных точках, в которых непосредственно

проводились измерения содержания примеси. Сопоставление экспериментальных ( $S_э$ ) и расчетных ( $S_p$ ) данных (табл. 3) подтверждает возможность использования наших предположений. Ограниченное число обработанных данных не дает возможности сделать окончательные выводы о

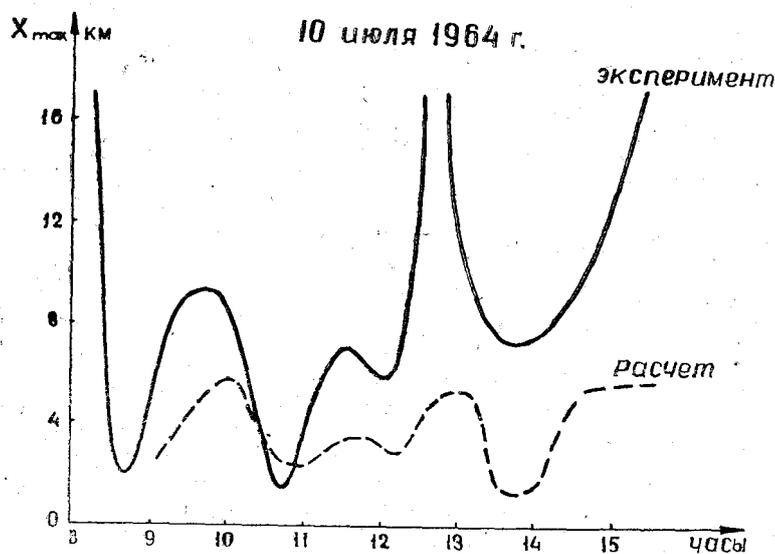


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных  $x_{max}$ .

Ч а с ы	Концентрация		Номер точки
	$S_p, \text{мг/м}^3$	$S_э, \text{мг/м}^3$	
9 <sup>00</sup> —9 <sup>10</sup>	0,198	0,308	8
10 <sup>00</sup> —10 <sup>10</sup>	0,326	0,103	9
10 <sup>30</sup> —10 <sup>30</sup>	0,218	0,103	9
11 <sup>00</sup> —11 <sup>10</sup>	0,135	0,294	8
11 <sup>30</sup> —11 <sup>30</sup>	0,324	0,294	8
12 <sup>00</sup> —12 <sup>10</sup>	0,002	0,277	4
12 <sup>30</sup> —12 <sup>30</sup>	0,305	0,290	6
13 <sup>00</sup> —13 <sup>10</sup>	0,334	0,196	7
13 <sup>30</sup> —13 <sup>30</sup>	0,176	0,161	6
14 <sup>00</sup> —14 <sup>10</sup>	0,042	0,228	3
14 <sup>30</sup> —14 <sup>30</sup>	0,403	0,218	6
Среднее	0,224	0,219	

возможности использования предлагаемых методов при практических расчетах. Однако относительно невысокая точность в какой-то мере компенсируется уменьшением объема вычислительных работ. Это позволяет при расчете распространения примеси в турбулентной атмосфере, в случае отсутствия повышенных требований к точности рекомендовать использование формул:

$$L_T^0 = - \frac{\tau}{\ln R_T^0} \quad \text{— для расчета эйлерова временного масштаба (жела-$$

тельно брать несколько  $R_T^0$  и  $L_T^0$  брать как среднее из полученных значений);

$L_T^2 = L_T^2 \frac{\bar{U}}{\sqrt{u'^2}}$  — для перехода от лагранжева масштаба к эйлерову

временному;

$$\overline{y^2(t)} = 2\bar{u'^2} \left( \frac{\bar{U}}{\sqrt{u'^2}} L_T^2 \right)^2 \left\{ \frac{t\sqrt{u'^2}}{UL_T^2} - \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t\sqrt{u'^2}}{UL_T^2}\right) \right] \right\} -$$

— для расчета среднеквадратичного отклонения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хинце И. О. Турбулентность, ее механизм и теория. ГИФМЛ, М., 1963.
2. Kampé de Fériet J. Ann. soc. sci. Bruxelles, Ser. I, 59, 145, 1939.
3. Mickelsen W. R. Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech Notes, № 3570, 1955.
4. Uberoi M. S. and Corrsin S. Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Repts., № 1142, 1953.

---

*Л. А. Козаков, Э. В. Сергеева*

**ОБ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ БОРЬБЫ  
С ЗАГРЯЗНЕНИЕМ В КАРЬЕРАХ  
С ПОМОЩЬЮ СВОБОДНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУИ**

В работе приведены расчеты вовлечения загрязненного воздуха вертикальной неизотермической струей при различных метеорологических условиях. Расчеты выполнены для случаев устойчивой (инверсия) и безразличной стратификаций в атмосфере и различных вертикальных профилей ветра.

Выявлено существенное влияние метеорологических факторов на результаты оценки эффективности использования струй для проветривания карьеров.

Проблема борьбы с загрязнением карьеров по мере углубления открытых горных разработок, как справедливо отмечается в ряде работ, в частности в работе [8], приобретает все большее значение. В связи с этим за последние 6—7 лет выдвинуты [2—6, 8—11] различные проекты искусственной вентиляции карьеров при особо неблагоприятных метеорологических условиях (штиль или слабые ветры у поверхности земли, инверсия температуры). В различных статьях [2, 8 и др.] указывается также на необходимость отыскания способов утилизации природной энергии (солнечной радиации, энергии ветра) с целью использования для интенсификации воздухообмена в карьерах. В вопросах утилизации природной энергии дело не пошло пока далее приближенных оценок. Активная работа исследователей по искусственной вентиляции привела большинство из них к предложениям использовать для очистки карьеров свободные турбулентные струи. Этот вывод был сделан благодаря наличию технических средств, создающих мощные струи, таких как: 1) вертолеты или специальные вентиляционные установки с вертолетными винтами [6]; 2) турбореактивные самолетные двигатели, создающие струи непосредственно, или являющиеся побудителями тяги в газовых ижекторах [5]; 3) тепловые установки типа «метеотрон». Выдвигая один из перечисленных методов создания турбулентных струй в качестве наиболее эффективного или сравнивая их между собой, большинство авторов опирается на расчеты количества воздуха (расхода), протекающего через попереч-

ное сечение струи на заданном уровне. Расход  $\Pi$  (в  $\text{м}^3/\text{сек}$ ) при условии постоянства плотности может быть найден по выражению

$$\Pi = \pi R^2 \bar{W}, \quad (1)$$

где  $\bar{W}$  — средняя (по сечению) вертикальная скорость в струе,  $R$  — радиус струи на заданном уровне.

Если известны расход  $\Pi$ , геометрические характеристики карьера, величина и высота слоя загрязнения, можно, используя существующие формулы (например, формулу В. Н. Воронина), найти время действия струи, необходимое для снижения уровня концентраций до предельно допустимого значения (пример подобного расчета имеется в работе [11]). Необходимые же для расчета расхода  $\Pi$  значения средней вертикальной скорости определяются на основании теории Г. Н. Абрамовича [1] для затопленных турбулентных (изотермических или неизотермических) струй. Радиус на любом уровне находится как известная функция высоты, а  $W_m$  считают равным  $5,1 \bar{W}$  [1].

Отсутствие учета профиля температуры и ветра в атмосфере может приводить к существенным ошибкам в оценке целесообразности использования или эффективности того или другого метода.

Этот учет тем более важен, что, как правило, при наличии инверсии должно наблюдаться увеличение скорости ветра с высотой. Обычно над равнинной местностью скорость ветра от поверхности земли до нескольких сот метров возрастает до  $5-10 \text{ м/сек}$ . Развита в последнее время теория турбулентных струй [7] позволяет провести расчеты расхода с учетом скорости ветра и градиента температуры и тем самым уточнить имеющиеся оценки.

Для расчетов расхода воздуха с учетом ветра и стратификации атмосферы нами были использованы формулы из работы [7]. Они были преобразованы к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dW}{dz} &= \frac{W}{T' + \frac{W^2 + V^2}{W^2}} \left[ \frac{g}{W^2} \left( \frac{T' - T}{T'} \right) - \frac{g}{C_p T} - \frac{2 \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \frac{V^2}{W^2}}}{r} \right], \\ \frac{dT'}{dz} &= \frac{T' - T}{T' + \frac{W^2 + V^2}{W^2}} \left[ \frac{g(T' - T)}{T(W^2 + V^2)} + \frac{gT'(2W^2 + V^2)}{C_p T(T' - T)(W^2 + V^2)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2 \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \frac{V^2}{W^2}}}{r} \right], \\ dr &= \operatorname{tg} \alpha \sqrt{1 + \frac{V^2}{W^2}} dz, \\ \operatorname{tg} \alpha &= 0,22, \end{aligned} \right\} (2)$$

где  $W$  — средняя вертикальная скорость в струе в  $\text{м/сек}$ ,  $T'$  и  $T$  — температуры струи и окружающего воздуха,  $V$  — скорость ветра в  $\text{м/сек}$  (остальные обозначения общепринятые).

По формулам (2) рассчитывался ряд примеров. Вычисления проводились на электронно-вычислительной машине УРАЛ-4 для струи, образованной реактивным двигателем, имеющим следующие параметры: радиус сопла  $r_0 = 0,308 \text{ м}$ , начальную скорость  $W_0 = 500 \text{ м/сек}$  и перегрев  $(T' - T)_0 = 400^\circ$ .

Таблица 1

## Распределение температуры и ветра в атмосфере

	<i>z</i> (м)																	
	2		25		50		100		150		200		300		400		500	
	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>	<i>T</i>	<i>V</i>
<i>A</i>	19,0	3,1	18,3	4,2	17,8	4,6	17,2	5,0	16,8	5,3	16,3	5,7	15,6	6,3	14,6	6,7	13,7	7,1
<i>Б</i>	19,0	1,6	21,7	5,2	23,3	5,9	24,5	7,6	25,1	8,3	25,8	8,5	25,9	8,3	25,5	8,0	25,0	7,6
<i>В</i>	13,4	1,5	15,6	4,0	17,0	4,3	18,7	4,3	20,5	4,2	22,1	4,5	23,8	4,9	25,1	4,8	26,0	4,2
<i>Г</i>	$T = 280^\circ = \text{const}; V = 0$																	

Расчеты выполнялись для трех состояний (*A*, *Б*, *В*) приземного слоя воздуха, полученных при аэростатных измерениях для конкретных случаев (табл. 1): *A* — неустойчивое состояние, температура воздуха с высотой уменьшается, скорость ветра растет от 3,1 м/сек у поверхности земли до 7,1 м/сек на 500 м; *Б* — устойчивое состояние, инверсия достигает высоты 300 м, скорость ветра возрастает от 1,6 м/сек у поверхности земли до 8 м/сек на высотах 100—500 м; *В* — устойчивое состояние — высота инверсии 500 м, скорость ветра от 1,5 м/сек у земли растет до 4 м/сек на высоте 25—500 м; и для случая *Г* — ветер отсутствует, температура с высотой не меняется.

В результате вычислений были получены значения  $W$ ,  $r^1$ ,  $x$  — горизонтальное смещение струи на разных уровнях и  $\Pi$ . Результаты определения вертикальной скорости на оси струи и расхода воздуха  $\Pi$  для рассматриваемых случаев приведены в табл. 2.

Таблица 2

Вертикальные скорости ( $w$ , м/сек) и расход воздуха ( $\Pi$ , м<sup>3</sup>/сек)

<i>z</i> , м		2	10	20	50	100	150	200	300
<i>A</i>	$W$	160	42	22	8,4	3,2	1,3	0,4	
	$\Pi$	286	830	1540	3660	7640	13320	26400	
<i>Б</i>	$W$	160	42	22	7,9	1,2			
	$\Pi$	286	830	1540	3640	5990			
<i>В</i>	$W$	160	42	22	8,5	3,2	2 (120)		
	$\Pi$	286	830	1530	3660	7150	7780 (120)		
<i>Г</i>	$W$	160	42	22	9,0	5,0	3,7	2,9	1,9
	$\Pi$	286	830	1530	3720	7900	12900	18200	26100

Как следует из табл. 2, в случае *В* высота подъема струи составляет около 150 м; а конечный расход порядка 7150 м<sup>3</sup>/сек, а в случае *Г* высота подъема превышает 300 м, а расход воздуха составляет на высоте

<sup>1</sup>  $r$  — на высотах есть радиус окружности равновеликой площади горизонтального сечения струи.

300 м более 26000 м<sup>3</sup>/сек. Таким образом, рассматриваемый реактивный двигатель мощностью около 600 квт при одних метеорологических условиях обеспечивает вынос воздуха из карьера, значительно превышающего 300 м по высоте, и имеет расход > 26000 м<sup>3</sup>/сек, а при других условиях уже на высоте 100—120 м загрязненный воздух будет распространяться по ветру и при определенных условиях может образовывать вторичные максимумы концентраций загрязнения внутри карьера за счет опускания. Максимальный расход составляет около 6000 м<sup>3</sup>/сек.

Как правило, все авторы ограничиваются рассмотрением величины расхода  $\Pi$ , которая является интегральной характеристикой; они не показывают, с каких уровней какое количество воздуха вовлекается в струю. Приближенное представление о вовлечении в различных слоях можно получить (полагая течения вне струй горизонтальными), определив потоки в слоях заданной толщины  $\Delta \Pi = \frac{\Pi_z - \Pi_{z-1}}{\Delta z}$  (табл. 3).

Таблица 3

Величины потоков ( $\Delta \Pi$  м<sup>3</sup>/сек) в различных слоях при  $\Delta z = 10$  м

	z, м				
	2—50	50—100	100—150	150—200	200—300
А	710	800	1130	2620	—
Б	700	800	—	—	—
В	710	700	320 (120)	—	—
Г	710	830	1000	1060	790

В данном случае влияние ветра и стратификации сказывается на величине вовлечения в струю с высоты 100 м. Однако следует иметь в виду, что при малых начальных скоростях струй наличие даже слабого ветра и инверсии приведет к значительному снижению высоты подъема струи и вызовет уменьшение количества вовлекаемого в струю воздуха.

Приведенные в настоящей работе примеры уточненных методов расчета расхода воздуха в струях свидетельствуют, что оценка эффективности очистки карьера с помощью струй любым из методов, указанных в начале статьи, не может производиться без учета метеорологических факторов, а также, очевидно, без учета микроклимата и геометрии конкретного карьера. Поэтому следует более широко поставить метеорологические наблюдения в карьерах, классифицировать их по сходным для очистки условиям и использовать для расчетов теорию, учитывающую профиль ветра и температуры.

С другой стороны, эффективность любого метода очистки зависит от величины, характера действия источников загрязнения и общих условий погоды (дождь, снег и т. п.). Следует отметить, что и использованная нами методика расчетов расхода воздуха требует дальнейших уточнений, а именно: необходимо учесть особенности изменения вертикальных скоростей струй на начальном участке, оценить погрешности, связанные с допущением постоянства величины угла расширения струи, характера вертикальных движений в окрестности струи (возможные опускания загрязненного воздуха в карьер), рассмотреть особенности струй в ограниченном пространстве и др.

Расчеты, проделанные в процессе подготовки настоящей статьи, приводят к выводу о том, что наиболее эффективной могла быть струйная установка, которая позволяет получить 20—30 отдельных струй, расположенных на большой площади при слабой инверсии и отсутствии ветра

(мощность каждой струи в 20—30 раз меньше мощности двигателя, рассмотренного в примерах). В этом случае эффект очистки увеличится пропорционально числу струй. В случае же углубления инверсии и появления ветра следует иметь возможность объединять отдельные струи в единый мощный источник, обеспечивающий подъем струи на необходимую высоту, пробивание инверсии, хотя и при меньших величинах расхода и вовлечения в струю загрязненного воздуха.

Сложность рассматриваемой проблемы требует дальнейшего развития теоретических работ, лабораторного моделирования и опытно-экспериментальных работ в карьерах, позволяющих оценивать количественно результаты снижения уровня загрязнений при обязательном измерении параметров струй и метеорологических характеристик.

Все эти работы должны позволить разработать эффективные способы очистки с помощью специальных струйных установок. В заключение следует указать, что надо с осторожностью относиться к попыткам перенести рассматриваемые здесь методы очистки карьеров для очистки городов или больших объектов от загрязнения. Об этом же убедительно говорят и оценки, сделанные в работе [12], из-за слишком больших необходимых для этой цели затрат энергии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз М., 1960.
2. Битколов Н. З. К вопросу о проветривании глубоких карьеров. Изв. вузов. Горный журнал, № 4, 1959.
3. Битколов Н. З. Исследование схем проветривания карьеров. Всесоюзная научно-техническая конференция по шахтной вентиляции и вентиляторостроению. Тезисы докладов. Углетехиздат, М., 1959.
4. Быховский А. В., Козаков Л. А. Активные воздействия на приземный слой атмосферы для борьбы с локальными загрязнениями воздуха. Гигиена и санитария, № 2, 1966.
5. Вершинин А. А. Проветривание карьеров мощным газовым ижектором. Труды института Горного дела, вып. 10, Свердловск, 1964.
6. Вершинин А. А., Филатов С. С. О возможности использования несущих винтов вертолетов для проветривания карьеров. Труды института Горного дела, вып. 10, Свердловск, 1964.
7. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
8. Кочнев Е. В. Очередные задачи научных исследований по вентиляции горнорудных шахт и карьеров. Труды института Горного дела, вып. 10, Свердловск, 1964.
9. Кузнецов И. П. О возможности проветривания глубоких карьеров. Всесоюзная научно-техническая конференция по шахтной вентиляции и вентиляторостроению. Тезисы докладов. Углетехиздат, М., 1959.
10. Семенов Б. А., Богаевский О. А., Кибальников В. Г. Проветривание карьеров турбореактивным двигателем. Горный журнал, № 1, 1962.
11. Филатов С. С., Вершинин А. А. Искусственное проветривание глубоких карьеров свободными турбулентными струями. Труды института Горного дела, вып. 10, Свердловск, 1964.
12. Neiburger M. Industrial Wastes. Weather modification and Smog, m 5, 1960.

М. И. Рузля

## О ДВИЖЕНИИ В АТМОСФЕРЕ НАГРЕТОЙ СТРУИ ГАЗА ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Дан вывод интегральных соотношений, с помощью которых анализируется ряд существующих уравнений, описывающих движение затопленной струи нагретого газа. Предложен метод для вычисления траектории струи в первой фазе ее движения при произвольных метеорологических условиях.

Движение струи газа в атмосфере связано с турбулентностью внутри струи и в атмосфере. Внутренняя турбулентность возникает в связи с убыванием относительной скорости частиц струи от оси ее к периферии и благодаря наличию внутренней термической неустойчивости.

Основная трудность задачи о движении струи заключается в отсутствии замкнутой системы уравнений, в которой характеристики турбулентности — потоки количества движения и тепла выражались бы через искомые и заданные величины: скорость и перегрев струи, ветер, температуру воздуха. Это обстоятельство заставляет искать такие решения, в которых недостающие соотношения заменяются эмпирическими величинами, сравнительно слабо меняющимися от случая к случаю. Такой величиной оказывается, например, угол раствора струи. Большие осложнения вносит в решение учет ветра, в связи с чем задача о движении струи, изогнутой ветром, менее разработана, чем для вертикальной струи.

1. Анализ опубликованных работ [1—9] показывает, что основными соотношениями, используемыми в них (независимо от конкретного вида исходных положений авторов), является уравнение вертикального движения

$$\rho \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g - \left( \frac{\partial \overline{\rho u' w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho v' w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho w'^2}}{\partial z} \right), \quad (1)$$

уравнение притока тепла

$$\rho \left( u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta}{\partial y} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) = - \left( \frac{\partial \overline{\rho u' \vartheta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho v' \vartheta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho w' \vartheta'}}{\partial z} \right) \quad (2)$$

и уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где  $u, v, w$ , и  $u', v', w'$  — проекции вектора  $\vec{c}$  скорости в струе, осредненной по времени, и вектора  $\vec{c}'$  пульсации скорости соответственно на горизонтальные оси  $ox, oy$  и вертикальную ось  $oz$  декартовой системы координат;  $p, \vartheta, \rho$  — соответственно осредненные значения давления, потенциальной температуры и плотности газа в струе,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\vartheta'$  — пульсация потенциальной температуры,  $\rho u' w', \rho u' \vartheta'$  и т. п. — турбулентные потоки количества движения и температуры.

Подставим в уравнение (2)  $\vartheta = \vartheta_r + \vartheta_e$ , где  $\vartheta_r$  — перегрев струи относительно окружающего невозмущенного струей воздуха;  $\vartheta_e$  — температура последнего. Умножая после этого уравнение (3) сперва на  $w$ , потом на  $\vartheta_r$  и складывая результаты умножения соответственно с уравнениями (1) и (2), получим

$$\operatorname{div} (\rho w \vec{c} + \overline{\rho w' c'}) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} (\rho \vartheta_r \vec{c} + \overline{\rho \vartheta_r' c'}) = - \rho w \frac{d\vartheta_e}{dz}, \quad (5)$$

причем

$$w \frac{d\vartheta_e}{dz} = u \frac{\partial \vartheta_e}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta_e}{\partial y} + w \frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}.$$

Полагая на одной и той же высоте  $z$  давление в струе и в атмосфере одинаковым (условие квазистатичности процессов в струе), применяя к (4) уравнение статики  $\frac{\partial p}{\partial z} = - \rho_e g$  и уравнение состояния идеального газа  $p = R \rho T$ , будем иметь вместо (4)

$$\operatorname{div} (\rho w \vec{c} + \overline{\rho w' c'}) = \rho \frac{\vartheta_r}{\vartheta_e} g, \quad (4')$$

где  $\rho_e$  — плотность окружающего воздуха,  $R = 287 \text{ м}^2/\text{сек}^2$  — удельная газовая постоянная.

Движение атмосферного невозмущенного струей воздуха в дальнейшем считаем горизонтальным.

2. Выделим в струе элементарный объем  $\Delta V$ , ограниченный ее боковой поверхностью, на которой  $w = \vartheta_r = 0$ , и двумя произвольно ориентированными, но параллельными друг другу сечениями. Проинтегрируем уравнения (4'), (5) по этому объему, представляющему собой в первом приближении усеченный конус элементарной высоты  $d\sigma$ . При помощи теоремы Остроградского — Гаусса получим тогда после несложных преобразований

$$\frac{d}{d\sigma} \iint_S (\rho w c_n + \overline{\rho w' c'_n}) dS = g \iint_S \rho \frac{\vartheta_r}{\vartheta_e} dS - \oint \frac{(\rho w c_n + \overline{\rho w' c'_n})}{\cos \alpha} dl, \quad (6)$$

$$\frac{d}{d\sigma} \iint_S (\rho \vartheta_r c_n + \overline{\rho \vartheta_r' c'_n}) dS = - \iint_S \rho w \frac{d\vartheta_e}{dz} dS - \oint \frac{(\rho \vartheta_r c_n + \overline{\rho \vartheta_r' c'_n})}{\cos \alpha} dl, \quad (7)$$

$$\frac{d}{d\sigma} \iint_S \rho c_\sigma dS = - \oint \rho \frac{c_n}{\cos \alpha} dl, \quad (8)$$

где  $c_\sigma$  и  $c'_\sigma$  — проекции соответственно вектора  $\vec{c}$  и  $\vec{c}'$  на направление нормали к основанию конуса,  $S$  — площадь основания,  $dl$  — элемент дуги направляющей конуса,  $c_n$  и  $c'_n$  — нормальные проекции векторов  $\vec{c}$  и  $\vec{c}'$ , отнесенных к боковой поверхности конуса. При этом  $c_\sigma > 0$  и  $d_\sigma > 0$ ;  $c_n < 0$  и  $c'_n < 0$ , если векторы  $\vec{c}_n$  и  $\vec{c}'_n$  направлены к оси струи;  $\alpha$  — угол полураствора конуса.

Уравнение (6) показывает, что изменение потока вертикального количества движения  $\rho w$  в направлении, нормальном к сечению  $S$ , связано с действием силы плавучести на рассматриваемый участок струи (первый интеграл в правой части), упорядоченным и турбулентным переносом вертикального количества движения через боковую поверхность (контурный интеграл) и турбулентным переносом его через основания конуса. Аналогичным образом анализируются уравнения (7) и (8). С помощью уравнений (6) — (8) можно получить или проверить основные соотношения, использованные в [1—9] для определения зависимости  $w$  и  $\vartheta_r$  от координат и высоты поднятия дыма над источником. Зная распределение  $w$ , с помощью уравнения (3) находят также нормальную к оси скорость  $c_\perp$ , которая характеризует, в частности, засасывающую способность струи. На границе струи  $w = 0$ ,  $\vartheta_r = 0$ , и, следовательно, в формулах (6) — (7)

$$\oint \frac{\rho w c_n}{\cos \alpha} dl = \oint \frac{\rho \vartheta_r c_n}{\cos \alpha} dl = 0.$$

С удалением от источника, по мере убывания собственных градиентов скорости и перегрева струи, усиливается влияние на нее атмосферной турбулентности. Поэтому различают [7, 5, 3] две фазы движения: первую, или активную, соответствующую нижней части струи, и вторую, или пассивную, фазу, соответствующую верхней ее части. При изучении первой фазы или в случае отсутствия ветра (вертикальная струя) влиянием атмосферной турбулентности на струю пренебрегают. Это соответствует пренебрежению интегралами  $\oint \rho \frac{w' c'_\sigma}{\cos \alpha} dl$  и  $\oint \rho \frac{\vartheta_r' c'_n}{\cos \alpha} dl$  в уравнениях (6), (7).

Положим в (6) и (7) плоскости сечений струи горизонтальными ( $S = S_H$ ). В этом случае  $\sigma = z$ ,  $c_\sigma = w$ ,  $c'_\sigma = w'$ , а интегралы, содержащие  $\rho w'^2$  и  $\rho \vartheta_r' w'$ , характеризуют изменения количества движения и тепла, связанные с вертикальным турбулентным переносом в струе. Пренебрегая последним, получим для первой фазы

$$\frac{d}{dz} \bar{\rho}^s (\bar{w}^s)^2 S_H = g \bar{\rho}^s \frac{\bar{\vartheta}_r^s}{\bar{\vartheta}_e^s} S_H, \quad (6')$$

$$\frac{d}{dz} \bar{\rho}^s \bar{\vartheta}_r^s \bar{w}^s S_H = - \bar{\rho}^s \bar{w}^s \frac{d\bar{\vartheta}_e^s}{dz} S_H, \quad (7')$$

где  $\bar{\rho}^s$ ,  $\bar{\vartheta}_r^s$ ,  $\bar{w}^s$ ,  $\frac{d\bar{\vartheta}_e^s}{dz}$  — осредненные значения  $\rho$ ,  $\vartheta_r$ ,  $w$  и  $\frac{d\vartheta_e}{dz}$  по сечению  $S_H$ . Последнее при наличии ветра представляет в первом приближении вытянутый по ветру эллипс, а в отсутствие ветра — круг.

Формулы (6') и (7') используются для вертикальной конвективной струи при  $\frac{d\vartheta_e}{dz} = 0$  в [8].

Сеттон [4] для такого же случая использует формулы, две из которых легко получить с помощью уравнений (7') и (8). Третья же из его основных формул имеет вид

$$\omega^2 = \text{const } g \frac{\bar{\vartheta}_r^s}{\bar{\vartheta}_e^s} R, \quad (9)$$

где

$$R = 1,5 c z^{0,88} \quad (10)$$

( $c = 0,26 \text{ см}^{1/8}$ ). Из уравнений (6') и (10) следует, однако, вместо (9) соотношение

$$\omega^2 = \frac{0,23}{c^{1,14}} g \frac{\bar{\vartheta}_r^s}{\bar{\vartheta}_e^s} \left( R^{1,14} - 0,45 \frac{R_c^{0,14}}{c^2} \right),$$

где  $\bar{\vartheta}^s$  — осредненное по высоте  $z$  значение  $\bar{\vartheta}_r^s$ ,  $R_c$  — радиус выходного отверстия.

С другой стороны, подстановка в уравнение (6') выражений для  $\omega$  и  $\vartheta_r$ , полученных в [4], приводит к равенству  $z = (6,3c)^{8,3} = 0,6 \text{ м}$ , т. е. приближенное решение [4] удовлетворяет уравнению (6'), а следовательно, и уравнению движения (1), всегда на одной высоте 0,6 м. Поэтому для  $z > 0,6 \text{ м}$  погрешность решения должна существенно меняться с изменением параметров источника.

Для струи, изогнутой ветром, формулы (6') и (7') использованы в [3]<sup>1</sup>.

Положим теперь плоскости сечений  $S$  в (6) и (7) нормальными к оси струи ( $S = S_N$ ). Пренебрегая контурными интегралами и интегралами, содержащими  $\overline{\rho\omega'c'}$  и  $\overline{\rho\vartheta'c'}$ , полагая  $\frac{d\vartheta_e}{dz} = 0$ , можно с помощью уравнений (6), (7) при некоторых дополнительных упрощениях получить основные соотношения из [5] для всей струи, включая и самый верхний ее участок, а также соотношения из [9] (явный учет атмосферной турбулентности в [5] отсутствует).

Более детальную картину распределения характеристик струи в отсутствие ветра получают с помощью соотношений:

$$\omega = \omega_m(z) \varphi_1 \left( \frac{r}{z} \right) = \omega_m(z) f_1 \left( \frac{r}{R} \right), \quad (11)$$

$$\vartheta_r = \vartheta_{rm}(z) \varphi_2 \left( \frac{r}{z} \right) = \vartheta_{rm}(z) f_2 \left( \frac{r}{R} \right), \quad (11')$$

выражающих собой условие автомодельности струи и внутреннего ее подобия. Здесь  $\omega_m$  и  $\vartheta_{rm}$  — значения  $\omega$  и  $\vartheta_r$  на оси струи,  $r$  — горизонтальное расстояние от оси,  $R = zlg \alpha$  — радиус или (в [4]) среднее квадратичное расстояние рассеяния (дисперсия) струи;  $\alpha$  — угол раствора струи, соответствующий данному  $R$ .

Шмидт находит  $\varphi_1 \left( \frac{r}{z} \right)$  и  $\varphi_2 \left( \frac{r}{z} \right)$  из уравнений (1), (2) в виде разложения в ряд [8], Абрамович задает  $f_1$  и  $f_2$  в виде эмпирических зависи-

<sup>1</sup> Оператор  $\frac{d}{dz}$  характеризует при этом изменение данной величины с высотой при перемещении вдоль оси струи.

ностей  $f_1 = f_2^2 = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{1.5}$ , где  $R = 0,22z$ , а  $0 \leq r \leq R$  [1]. Пристли и

Болл [6], задавая  $f_1$  и  $f_2$  в виде закона  $f_1 = f_2 = e^{-\frac{r^2}{2R^2}}$  и полагая струю бесконечно широкой ( $0 \leq r \leq \infty$ ), находят зависимость  $R = z \operatorname{tg} \alpha$  с помощью уравнений (1) и (3), предварительно подвергнув последние новому преобразованию; величина  $\operatorname{tg} \alpha = 0,1$  определяется из опыта. Все авторы пренебрегают при этом направленным вдоль струи турбулентным переносом.<sup>1</sup> Подставив (11) и (11') в (6), (7) и пренебрегая зависимостью  $\rho$  от горизонтальных координат, получим тогда

$$\frac{d}{dz} \rho \omega_m^2 R^2 = a \rho R^2 \frac{\partial \omega_m}{\partial z} g, \quad (6'')$$

$$\frac{d}{dz} \rho \omega_m \partial_{rm} = -b \rho R^2 \omega_m \frac{d \partial_r}{dz}, \quad (7'')$$

где, например, по [6]  $a = b = 2$ ;  $\frac{d}{dz} = \frac{\partial}{\partial z}$ . Из сопоставления (6''), (7''),

где  $\pi R^2 = S_N = S_n$ , с (6'), (7') видно, что замена  $\bar{\omega}^s$  и  $\bar{\partial}_r^s$  на максимальные значения  $\omega = \omega_m$  и  $\partial_r = \partial_{rm}$  приводит к появлению коэффициентов  $a > 1$  и  $b > 1$ .

Для расчета характеристик струи, изогнутой ветром, Пристли [7] предложил описывать распределение  $\omega$  и  $\partial_r$  по горизонтальному сечению зависимостями, обобщающими соотношения (11), (11').

В частности, функции  $f_1$  и  $f_2$  заменяются функциями  $\tilde{f}_1 = \tilde{f}_2 = e^{-\frac{r^2}{2A^2} \cos^2 \varphi} e^{-\frac{r^2}{2B^2} \sin^2 \varphi}$ , где  $A$  и  $B$  — средние квадратичные расстояния рассеяния струи соответственно по ветру и по нормали к направлению ветра;  $r$  и  $\varphi$  — горизонтальные полярные координаты с полюсом в данной точке оси струи. С помощью (6) и (7) получим в этом случае снова уравнения вида (6''), (7''), но  $R$  в (6''), (7'') должно быть заменено величиной  $R_n = \sqrt{AB}$ , а оператор  $\frac{d}{dz}$  приобретает тот же смысл, что и в (6'), (7').

Тот же результат можно получить, если положить  $\tilde{f}_1 = \tilde{f}_2 = e^{-\frac{r^2}{2R_n^2}}$ , рассматривая  $R_n(z)$  как радиус круга, равновеликого эллипсу с полуосями  $A(z)$  и  $B(z)$ . Пристли считает, что  $A \sim V$  (где  $V$  — скорость ветра),  $R_n = \lambda(V)z$  и, следовательно,  $\lambda \sim V^{1/2}$ . Последнее вызывает серьезные возражения, одно из которых состоит в том, что  $\lambda$  как безразмерная величина может быть функцией только безразмерного аргумента, а таким, естественно, можно считать отношение  $\frac{V}{\omega_m}$ .<sup>2</sup>

3. Результаты анализа существующих исследований по рассматриваемому вопросу позволяют считать целесообразной разработку следующего, учитывающего ветер, метода для вычисления характеристик струи в первой фазе движения. Положим в первом приближении сечение  $S_N$

<sup>1</sup> В [1] вместо  $\partial$  рассматривается обычная молекулярная температура. Несмотря на указанные различия работ [1] и [6], значения  $\omega$  и  $\partial_r$ , вычисленные по формулам из [1] и [6], практически не отличаются между собой, если в обеих работах задать одинаковые крайние условия при интегрировании уравнений по высоте.

<sup>2</sup> Обозначения и аналитическое оформление предложений Пристли — автора.

кругом радиуса  $R_N$ , а сечение  $S_n$  — эллипсом с полуосями  $A$  и  $B$ , причем первая ориентирована по ветру. Если считать струю бесконечно широкой, то величины  $R_N$ ,  $A$  и  $B$  представляют собой соответствующие дисперсии:  $R_N$  — в плоскости сечения  $S_n$ , а  $A$  и  $B$  — в горизонтальной плоскости. Основываясь на изложенных в п. 2 представлениях Пристли и результатах их анализа, примем

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \omega_m(z) \tilde{f}_1\left(\frac{r}{R_n}\right) \\ \vartheta_r &= \vartheta_{rm}(z) \tilde{f}_2\left(\frac{r}{R_n}\right), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где  $R_n = \sqrt{AB}$ . В случае бесконечно широкой струи функции распределения  $\tilde{f}_1$  и  $\tilde{f}_2$  должны убывать с увеличением  $r$  настолько быстро, чтобы на границе струи ( $r = \infty$ )

$$\frac{1}{\cos \alpha} \oint \rho f_1\left(\frac{r}{R_n}\right) c_n dl = \frac{1}{\cos \alpha} \oint \rho f_2\left(\frac{r}{R_n}\right) c_n dl = 0.$$

В остальном  $\tilde{f}_1$  и  $\tilde{f}_2$  произвольны.

В отсутствие ветра  $R_n = A = B = R_N$  и  $\tilde{f}_1 = \tilde{f}_1$ ;  $\tilde{f}_2 = \tilde{f}_2$ .

Пренебрежением в (6), (7) членами  $\rho \omega'^2$  и  $\rho \omega' \vartheta_r'$  игнорируется факт превращения части потенциальной и кинетической энергии подъема газа в энергию пульсаций, что должно приводить в конечном счете к завышению высоты подъема. Учтем эти члены приближенно, пренебрегая атмосферными пульсациями температуры, т. е. полагая  $\vartheta_r' \cong \vartheta_r'$ , где  $\vartheta_r'$  — пульсация перегрева. Очевидно, что  $\omega'$  и  $\vartheta_r'$  тем значительнее, чем больше перепад скорости  $\omega$  и температуры между осью струи и окружающим воздухом, т. е. чем больше  $\omega_m$  и  $\vartheta_{rm}$ . Естественно поэтому предположить, что

$$\left. \begin{aligned} \overline{\omega'^2} &= \omega_m^2(z) \tilde{f}_3\left(\frac{r}{R_n}\right) \\ \overline{\vartheta_r' \omega'} &= \vartheta_{rm}(z) \omega_m(z) \tilde{f}_4\left(\frac{r}{R_n}\right), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где  $\tilde{f}_3\left(\frac{r}{R_n}\right)$  и  $\tilde{f}_4\left(\frac{r}{R_n}\right)$  — некоторые новые безразмерные функции.

Из геометрических соображений ясно, что

$$A \cong \frac{R_N}{\sin \beta}, \quad (14)$$

а

$$B = R_N. \quad (15)$$

Полагая, что частицы струи переносятся ветром пассивно и учитывая, что ось струи совпадает с осредненными линией тока и траекторией, будем иметь:

$$\sin \beta = \frac{dz}{d\sigma} = \frac{\omega_m}{\sqrt{V^2 + \omega_m^2}}. \quad (16)$$

Тогда для данного поперечного сечения струи получим, как в [3],

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dR_N}{d\sigma} = \frac{dR_N}{dz} \frac{dz}{d\sigma} = \frac{\omega_m}{\sqrt{V^2 + \omega_m^2}} \frac{dR_N}{dz}. \quad (17)$$

Отсюда

$$R_N = \int_{\delta}^z \sqrt{1 + \frac{V^2}{w_m^2}} \operatorname{tg} \alpha \, dz + R_0, \quad (18)$$

где высота  $z$  отсчитывается от полюса, соответствующего вертикальной струе,  $\delta$  — расстояние от полюса до устья трубы,  $R_0 = \delta \operatorname{tg} \alpha_0$  — соответственно радиус  $R_N$  и угол  $\alpha$  при  $z = \delta$ <sup>1</sup>. Если  $R_N$  считать радиусом струи конечной ширины, то  $R_0 = R_c$ , где  $R_c$  — радиус выходного отверстия. Если же  $R_N$  — дисперсия бесконечно широкой струи, то  $R_0 \neq R_c$ . В первом случае, согласно эмпирическим данным из [1] и [5],  $R_0 = R_c \cong 0,2\delta$ . В последнем же случае, пренебрегая влиянием ветра на  $R_0$  и  $\alpha_0$ , можно, согласно [6], считать  $R_0 \cong 0,1\delta$ . Подставив (14) — (16) и (18) в  $R_N = \sqrt{AB}$ , получим

$$\tilde{R}_N = \left(1 + \frac{V^2}{w_m^2}\right)^{1/4} \left(\int_1^z \sqrt{1 + \frac{V^2}{w_m^2}} \operatorname{tg} \alpha \, d\tilde{z} + \operatorname{tg} \alpha_0\right), \quad (19)$$

где  $\tilde{z} = \frac{z}{\delta}$ ;  $\tilde{R}_N = \frac{R_N}{\delta}$ .

Положим в (6) и (7)  $\sigma = z$ ,  $c_\sigma = w$ ,  $c'_\sigma = w'$ , подставим (12), (13) в (6), (7) и проведем интегральное преобразование уравнений (6), (7), удовлетворяющее краевым условиям

$$w|_{z=\delta} = w_0, \quad (20)$$

$$c_p \int_0^{R_c} \int_0^{2\pi} \rho (w \vartheta_r + \overline{w' \vartheta_r'}) r \, dr \, d\varphi|_{z=\delta} = Q, \quad (21)$$

где  $Q$  — мощность выброса тепла (поток теплосодержания) из трубы,  $c_p = 0,24 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ . Если струю считать бесконечно широкой, то в (21) нужно положить  $R_c = \infty$ .

Учтя (19), полагая  $\frac{d\vartheta_e}{dz} = \frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$  и пренебрегая зависимостью  $\rho$  от координат, получим окончательно

$$\tilde{w}_m = \sqrt{\sqrt{\frac{\tilde{V}^4}{4} + F^4} - \frac{\tilde{V}^2}{2}}, \quad (22)$$

где

$$F = \frac{\left[2 \int_1^{\tilde{z}} \tilde{R}_N \left(1 - \int_1^{\tilde{z}} \tilde{R}_N^2 \tilde{w}_m \frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} \, d\tilde{z}\right) d\tilde{z} + \left(1 + \frac{\tilde{V}_0^2}{\tilde{w}_{m0}^2}\right)^{3/4} \tilde{w}_{m0}^3 (\operatorname{tg} \alpha_0)^3\right]^{1/3}}{\operatorname{tg} \alpha_0 + \int_1^{\tilde{z}} \left(1 + \frac{\tilde{V}^2}{\tilde{w}_m^2}\right) \operatorname{tg} \alpha \, d\tilde{z}}, \quad (23)$$

<sup>1</sup> Полюсом струи называется точка пересечения изолиний  $\frac{w}{w_m} = \operatorname{const}$  и  $\frac{\vartheta_r}{\vartheta_{rm}} = \operatorname{const}$ .

$$\tilde{\vartheta}_{rm} = \frac{M}{\tilde{R}_n^2 \tilde{\omega}_m} \left( 1 - \int_1^z \tilde{\omega}_m \tilde{R}_n^2 \frac{\partial \tilde{\vartheta}_e}{\partial z} dz \right), \quad (24)$$

$\tilde{\omega}_m = \frac{\omega_m}{W}$ ;  $\tilde{V} = \frac{V}{W}$ ;  $\tilde{\vartheta}_{rm} = \frac{\vartheta_{rm}}{\theta}$ ;  $\tilde{\vartheta}_e = \frac{\vartheta_e}{\theta}$  — безразмерные величины;

$$W = \left( \frac{3Qg}{2\pi r \vartheta_e c_p \delta} \right)^{2/3} N, \quad (25)$$

$$\theta = \left( \frac{Q^2 \vartheta_e}{12\pi^2 \rho^2 c_p^2 g \delta^5} \right)^{1/3} L \quad (26)$$

— масштабы соответственно вертикальной скорости и температуры;  $M$ ,  $N$ , и  $L$  — универсальные постоянные, представляющие собой сочетание опре-

деленных интегралов от комбинации функций  $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2, \tilde{f}_3, \tilde{f}_4$ , и подлежащие определению на опыте. При  $V = 0$   $\text{tg } \alpha = \text{tg } \alpha_0 \cong 0,1$  и  $M = N = L = 1$  формулы (22) — (26) превращаются в решение из [6]. Заменим в (19) и (23)  $\text{tg } \alpha$  некоторым средним по высоте значением этой величины и на основе измерений [3] и результатов из [6] приближенно примем, что угол  $\alpha$  не зависит от скорости ветра и градиента температуры  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$ .

В таком случае, исходя из представлений статьи [6], нужно положить  $\text{tg } \alpha = \text{tg } \alpha_0 \cong 0,1$ , а исходя из представлений работ [1] и [5],  $\text{tg } \alpha = \text{tg } \alpha_0 \cong 0,2$ . Это различие в углах  $\alpha$ , как указано выше, практически не отражается на результатах решения, поскольку оно компенсируется возникающими при этом различиями между масштабами  $W$  и масштабами  $\theta$ . В предлагаемом методе оно вызовет различие в оценке величин  $N$ ,  $L$  и  $M$ .

Скорость  $\tilde{\omega}_m$  определяется из (22), (23) и (19) методом последовательных приближений. Для этого сперва полагаем  $\frac{\partial \tilde{\vartheta}_e}{\partial z} = 0$  и  $\tilde{V} = 0$ .

Тогда из (22), (23) и (19) следует формула

$$\tilde{\omega}_m = \frac{1}{(\text{tg } \alpha)^{2/3}} \left[ \frac{\tilde{\omega}_{m0} \text{tg}^2 \alpha - 1}{z^3} + \frac{1}{z} \right]^{1/3},$$

представляющая собой по содержанию решение из [1] и [6]. Из нее определяем  $\tilde{\omega}_m(z)$  при различных  $\tilde{\omega}_{m0}$  и полученные значения  $\tilde{\omega}_m(z)$  используем в качестве первого приближения для вычисления  $\tilde{\omega}_m(z)$  при  $\tilde{V} \neq 0$ . Для этого подставляем их в правую часть формул (19) и (23), полагая сперва  $\tilde{V}$  равным некоторой малой и постоянной по высоте величине  $\tilde{V}_1 = \text{const}$ . Найденные из (22), (23) новые значения  $\tilde{\omega}_m$  снова

<sup>1</sup> Согласно [6],  $\text{tg } \alpha$  не зависит от  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$ , а согласно [3],  $\text{tg } \alpha$  сравнительно слабо зависит от ветра.

ставляем в (19) и (23) и последовательными приближениями уточняем  $\tilde{w}_m$  при заданном  $\tilde{V}$ . Последние значения  $\tilde{w}_m$  используем для аналогичного вычисления вертикальных скоростей  $\tilde{w}_m$ , соответствующих несколько большей скорости  $\tilde{V} = \tilde{V}_2 > \tilde{V}_1$  и т. д.

Значения  $\tilde{w}_m$ , полученные для различных  $\tilde{w}_0$  и  $\tilde{V} = \text{const}$  при  $\frac{\partial \theta_e}{\partial z} = 0$ , используются в качестве первого приближения для вычисления  $\tilde{w}_m$  при  $\frac{\partial \theta_e}{\partial z} = \text{const} \neq 0$  способом, аналогичным описанному. По результатам всех вычислений можно построить номограммы или таблицы для приближенного вычисления  $\tilde{w}_m$  при произвольной зависимости  $\tilde{V}$  и  $\frac{\partial \theta_e}{\partial z}$  от высоты. Снятые с них значения  $\tilde{w}_m$  можно тоже уточнить тем

же итерационным методом. Далее, по заданным значениям  $Q$ ,  $\theta_e$ ,  $\rho$  и  $R_e$  определяются величины  $\delta = \frac{R_e}{0,2}$ ,  $\frac{W}{N} = W_0$  и  $\frac{\theta}{L} = \theta_0$ . Для вычисления  $N$  производится сопоставление реальных траекторий, наблюдаемых в термически однородной атмосфере, с траекториями, вычисленными при помощи очевидной формулы  $x = \int_0^z \frac{\tilde{V}}{\tilde{w}_m} dz$ , где  $x$  — горизонтальное

расстояние данной точки оси струи от оси трубы. Величину  $N$  находим методом подбора: по заданным значениям  $V$  определяем значения  $\tilde{V} = \frac{V}{W} = \frac{V}{NW_0}$  сначала, например, при  $N = 1$ ; находим соответ-

ствующие значения  $\tilde{w}_m$  для ряда уровней  $z$  и расстояния  $x$ . Далее, меняя  $N$ , добиваемся сближения обеих траекторий и находим окончательное значение  $N$ , при котором траектории совпадают.

Определение  $L$  производится при известном уже  $N$  путем аналогичного сопоставления траекторий для неравновесных условий в атмосфере

$\left( \frac{\partial \theta_e}{\partial z} \neq 0 \right)$ : по заданным значениям  $\frac{\partial \theta_e}{\partial z}$  определяется  $\frac{\partial \tilde{\theta}_e}{\partial z} = \frac{\delta}{\theta} \frac{\partial \theta_e}{\partial z} = \frac{\delta}{L\theta_0} \frac{\partial \theta_e}{\partial z}$  сначала, например, при  $L = 1$ , затем вычисляются значения  $\tilde{w}_m(z)$  и  $x$  и т. д.

Для определения  $M$  сопоставляются измеренные и рассчитанные перегревы при известных  $N$  и  $L$ .

Предварительные результаты сопоставления десяти фактических и вычисленных (при  $\text{tg } \alpha = 0,1$ ,  $N = 0,3$ ,  $\frac{\partial \tilde{\theta}_e}{\partial z} = 0$ ) траекторий оказались

довлетворительными.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Для сопоставления были использованы фактические струи, изученные в [3]. В вычислениях участвовали Л. А. Козаков, Б. М. Ильин, Э. В. Сергенёва и С. С. Цеханская.

1. Абрамс

11

подставляем в (19) и (23) и последовательными приближениями уточняем  $\tilde{\omega}_m$  при заданном  $\tilde{V}$ . Последние значения  $\tilde{\omega}_m$  используем для аналогичного вычисления вертикальных скоростей  $\tilde{\omega}_m$ , соответствующих несколько большей скорости  $\tilde{V} = \tilde{V}_2 > \tilde{V}_1$  и т. д.

Значения  $\tilde{\omega}_m$ , полученные для различных  $\tilde{\omega}_0$  и  $\tilde{V} = \text{const}$  при  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} = 0$ , используются в качестве первого приближения для вычисления  $\tilde{\omega}_m$  при  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} = \text{const} \neq 0$  способом, аналогичным описанному. По результатам всех вычислений можно построить номограммы или таблицы для приближенного вычисления  $\tilde{\omega}_m$  при произвольной зависимости  $\tilde{V}$  и  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$  от высоты. Снятые с них значения  $\tilde{\omega}_m$  можно тоже уточнить тем

же итерационным методом. Далее, по заданным значениям  $Q$ ,  $\vartheta_e$ ,  $\rho$  и  $R_c$  определяются величины  $\delta = \frac{R_c}{0,2}$ ,  $\frac{W}{N} = W_0$  и  $\frac{\theta}{L} = \theta_0$ . Для вычисления  $N$  производится сопоставление реальных траекторий, наблюдаемых в термически однородной атмосфере, с траекториями, вычисленными при помощи очевидной формулы  $x = \int_0^z \frac{\tilde{V}}{\tilde{\omega}_m} dz$ , где  $x$  — горизонтальное

расстояние данной точки оси струи от оси трубы. Величину  $N$  находим методом подбора: по заданным значениям  $V$  определяем значения  $\tilde{V} = \frac{V}{W} = \frac{V}{NW_0}$  сначала, например, при  $N = 1$ ; находим соответ-

ствующие значения  $\tilde{\omega}_m$  для ряда уровней  $z$  и расстояния  $x$ . Далее, меняя  $N$ , добиваемся сближения обеих траекторий и находим окончательное значение  $N$ , при котором траекторий совпадают.

Определение  $L$  производится при известном уже  $N$  путем аналогичного сопоставления траекторий для неравновесных условий в атмосфере

( $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} \neq 0$ ): по заданным значениям  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$  определяется  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} = \frac{\delta}{\theta} \frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} = \frac{\delta}{L\theta_0} \frac{\partial \vartheta_e}{\partial z}$  сначала, например, при  $L = 1$ , затем вычисляются значения  $\tilde{\omega}_m(z)$  и  $x$  и т. д.

Для определения  $M$  сопоставляются измеренные и рассчитанные перегревы при известных  $N$  и  $L$ .

Предварительные результаты сопоставления десяти фактических и вычисленных (при  $\text{tg } \alpha = 0,1$ ,  $N = 0,3$ ,  $\frac{\partial \vartheta_e}{\partial z} = 0$ ) траекторий оказались удовлетворительными.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Для сопоставления были использованы фактические струи, изученные в [3]. В вычислениях участвовали Л. А. Козаков, Б. М. Ильин, Э. В. Сергеева и С. С. Цеханская.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, М., 1962.
2. Берлянд М. Е., Генихович Е. Л., Демьянович В. К. Некоторые актуальные вопросы исследования атмосферной диффузии. Труды ГГО, вып. 172, 1965.
3. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Дыдина Г. П. Траектории турбулентных нагретых затопленных струй в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1964.
4. Сеттон О. Г. Микрометеорология. Гидрометеиздат, Л., 1958, стр. 328—331.
5. Скорер Р. С. Всплывание нагретых струй. Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха. ИЛ, М., 1962.
6. Priestley C. H. B. a. Ball Continuous convection from an isolated source of heat, Q. J. of Royal Meteorological Society, vol. 81, No 348, 1955.
7. Priestley C. H. B. A working theory of the bent plume of hot gas; Q. J. of Royal Meteorological Society, vol. 82, № 352, 1956.
8. Schmidt W. Turbulente Ausbreitung eines stroms erhitzter Luft. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, B. 21, Nr. 6, 1941.
9. Scorer R. S. Natural Aerodynamics. Pergamon Press, London, 1958.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
<i>Л. Г. Качурин, П. М. Мушенко.</i> Методика экспериментального исследования рассеяния примесей в атмосфере	6
<i>Л. Г. Качурин, В. И. Бекряев, Г. П. Дыдина.</i> Исследование траекторий турбулентных струй в сносящем потоке	15
<i>Л. Г. Качурин, З. Б. Ваксенбург.</i> Расчет распространения примесей из непрерывных источников в приземном слое атмосферы по измеренным значениям ветра и сопоставление результатов расчета с опытами	36
<i>П. М. Мушенко, Л. И. Гашии.</i> Измерение концентраций сернистого газа и пыли в атмосферном воздухе в полевых условиях	50
<i>Н. С. Ялынычев.</i> Полупроводниковый термоградиентограф («кочующий термометр»)	57
<i>И. А. Фомичев, В. Ф. Псаломщиков.</i> Радиозонд с автоматической регистрацией градиентов температуры	63
<i>М. Л. Гольденберг.</i> Автоматическое измерение пульсаций с использованием фиксированного и непрерывного интегрирования	66
<i>Н. С. Ялынычев.</i> Электронная приставка к прибору ЭПП-09	75
<i>Ю. А. Курпаков.</i> Фотоэлектронный анемометр с полупроводниковой счетной схемой	79
<i>А. И. Мержеевский, Ю. А. Курпаков.</i> Феррит-транзисторное счетное устройство	83
<i>Е. В. Зарубин.</i> Высокочастотный искровой анемометр	89
<i>Ю. А. Курпаков, В. В. Пятаков, В. Ф. Псаломщиков.</i> Исследование фотоэлектрического анализатора сернистого газа	94
<i>О. С. Оболенский.</i> Исследование аэродинамики датчиков термоградиентографа	98
<i>Л. И. Гашии.</i> Измерение и расчет характеристик гололеда на мачте	104
<i>П. М. Мушенко.</i> Фазовое состояние конденсата при различных термодинамических условиях	111
<i>Г. Ф. Попов.</i> Результаты исследования некоторых структурных характеристик поля ветра в нижнем 100-метровом слое	126
<i>П. М. Мушенко.</i> К вопросу об определении коэффициента турбулентного обмена по очертанию дымовых струй от промышленных труб	134
<i>Б. Я. Толстобров.</i> Некоторые результаты исследования пульсационных характеристик	141
<i>Э. Г. Палагин, Л. А. Молчанова.</i> О возможности использования некоторых гипотез теории турбулентного потока при расчете атмосферной диффузии	147
<i>Л. А. Козаков, Э. В. Сергенева.</i> Об оценке эффективности борьбы с загрязнением в карьерах с помощью свободных турбулентных струй	154
<i>М. И. Рузин.</i> О движении в атмосфере нагретой струи газа от точечного источника	159

Редактор *И. Г. Максимова*

Типография ВВМУП им. Ленинского комсомола. Под. к печати 8.02.67 г. М-22037.  
Заказ № 1059. Тираж 500 экз. печ. л. 10,5.

