

26
778
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Труды, выпуск 14

ОБЛАКА, ОСАДКИ И ВОПРОСЫ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

175263

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

ЛЕНИНГРАД
1963

П. М. МУШЕНКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОЙ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО КОНДЕНСАЦИОННЫМ СЛЕДАМ
(ДИФфуЗИОННЫЙ МЕТОД)

Известно, что вопрос об определении интенсивности атмосферной турбулентности в свободной атмосфере остается до настоящего времени в значительной степени открытым. Хотя в опубликованной литературе можно встретить довольно значительное число работ, посвященных этому вопросу [1-6 и др.], следует, однако, отметить, что в большинстве случаев объектом исследования являлась не сама атмосферная турбулентность, а вызываемая ею болтанка самолетов.

Существующая связь между перегрузками самолета и атмосферной турбулентностью остается пока еще до конца не изученной. Как следует из целого ряда работ [1, 4, 5 и др.], число Ричардсона, используемое в качестве характеристики уровня атмосферной турбулентности, не всегда достаточно хорошо характеризует условия болтанки самолетов и тем не менее является до сих пор, пожалуй, единственной характеристикой, с помощью которой осуществляется диагноз и прогноз зон болтанки.

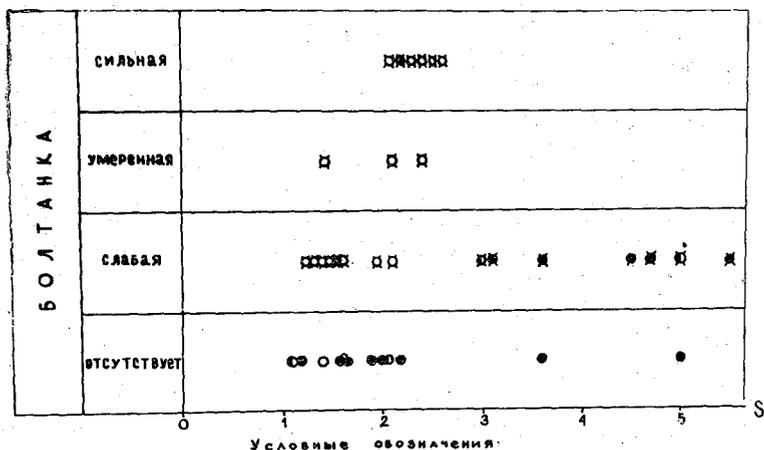
В настоящей работе рассматривается новый метод определения интенсивности атмосферной турбулентности по дисперсии конденсационного следа, образующегося за самолетом. Как нам представляется, непосредственное определение характеристик турбулентности атмосферы предлагаемым способом будет способствовать не только установлению связей между ними и перегрузками самолетов различных конструкций, но и позволит получить дополнительные сведения о строении тех слоев атмосферы, где образуются конденсационные следы.

Кроме того, представляет значительный интерес сравнение значений характеристик турбулентности, полученных различными независимыми способами.

Как сейчас установлено, основной причиной образования конденсационных следов за самолетами является конденсация водяного пара в свободной турбулентной струе выхлопных газов, образующейся в результате смешения продуктов сгорания авиационного топлива с атмосферным воздухом. При достаточно низких температурах и высокой относительной влажности атмосферного воздуха внутри струи

ТРД ^{1/} образуется зона, где пересыщение водяного пара превышает критическое. В работе [7] изложена методика расчета конденсационного факела и показано, что при прочих равных условиях устойчивые конденсационные следы значительной протяженности могут образоваться только при условиях высокой относительной влажности атмосферного воздуха. Наблюдения показывают, что при наличии облаков или дымки на уровне полета образуются более устойчивые конденсационные следы протяженностью от нескольких километров до нескольких сотен километров. Иногда такие следы, постепенно расширяясь, превращаются в перистообразные облака.

Кроме того, результаты наблюдений свидетельствуют о том, что устойчивость образовавшихся следов определяется не столько перенасыщением водяного пара в струе ТРД, сколько интенсивностью турбулентного перемешивания в атмосфере, о которой мы судим по наличию или отсутствию болтанки на уровне полета. На рис.1 представлена диаграмма наблюдений за плотностью и устойчивостью следов. По вертикали взяты градации интенсивности болтанки самолетов по наб-



Условные обозначения:
o - редкий, o - умеренный, o - густой; o o o - сведения об устойчивости отсутствуют.

Рис.1. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ПЛОТНОСТЬЮ И УСТОЙЧИВОСТЬЮ СЛЕДОВ.

людениям бортаэролога, по горизонтали отложены величины максимальных пересыщений водяного пара в струе ТРД, рассчитанные по формулам [7]

$$S_n = \frac{\Delta q_0}{\Delta T_0} \left[(0,5N - T_h) - \sqrt{(0,5N - T_h)^2 - T_h^2 + q_h \frac{\Delta T_0}{\Delta q_0}} \right] + q_h, \quad (1)$$

$$\frac{M_1}{M_2} \frac{1}{P} e^{M - \frac{q}{P}}$$

где

$$T = 0,5 N - \sqrt{0,25 N^2 - N T_h + N q_h \frac{\Delta T_0}{\Delta q_0}}. \quad (2)$$

^{1/} В статье рассматривается конденсационный след за реактивным самолетом, хотя все сказанное будет справедливым и по отношению к следам за самолетами винтомоторной группы.

Здесь $\frac{\Delta q_c}{\Delta T_c}$ - отношение избыточной концентрации водяного пара на срезе сопла к избыточной температуре в том же сечении; P, T_h, q_h - соответственно давление, температура и удельная влажность атмосферного воздуха; μ_1, μ_2 - молекулярные веса водяного пара и воздуха; M, N - постоянные.

Как видим из диаграммы рис.1, при отсутствии болтанки, т.е. при слабом турбулентном обмене в атмосфере, следы всегда были устойчивыми и более плотными, в то время как при наличии слабой болтанки и при пересыщениях водяного пара, равным и превышающим $S_h = 4-5$, следы были неустойчивыми. По мере усиления болтанки даже при наличии 2-3-кратного пересыщения отмечены редкие следы. Следовательно, основную роль здесь играет интенсивность атмосферной турбулентности на уровне полета самолета.

Очевидно, что на поле атмосферной турбулентности накладывается влияние турбулентности, вызванной самим самолетом. Последняя складывается из турбулентности реактивной струи и аэродинамической турбулентности, т.е. турбулентных вихрей, сбегających с крыльев и фюзеляжа самолета.

Поскольку нас интересует главным образом атмосферная турбулентность, выделим ту часть следа, в которой энергия реактивной струи исчерпывается. При дальнейшем изложении нам потребуется использовать понятие о "весовой кратности увлечения", под которой будем понимать отношение секундного расхода газа в рассматриваемом сечении реактивной струи к его секундному расходу в начальном сечении:

$$n = \frac{G_0 + G}{G_0}, \quad (3)$$

где G_0 и G кг/сек. - секундный расход истекающей и увлекаемой жидкости. Здесь под G понимается секундный расход, достигнутый на данной длине затопленной струи.

Экспериментально установлено [8], что для осесимметричной струи при $\Pi = 3$ кг/кг имеет место переходное сечение; от $\Pi = 3$ кг/кг до $\Pi = 9$ кг/кг образующая струи строго прямолинейна; от $\Pi = 9$ кг/кг до $\Pi = 27$ кг/кг струя начинает терять выраженную устойчивую форму и при $\Pi = 81$ кг/кг ее энергия исчерпывается. Отсюда, однако, не следует, что выравнивание поля осредненных скоростей приводит одновременно к полному исчезновению пульсаций скорости, т.е. к полному затуханию турбулентности. Опыты показывают, что на значительных расстояниях от среза сопла вдоль по потоку сохраняются турбулентные возмущения, энергия которых сравнительно медленно рассеивается. Так, например, потребное для полного успокоения потока расстояние от сетки аэродинамической трубы практически достигает тысячи калибров отверстий решетки [9]. Для конденсационного следа таким критерием явится расстояние порядка 500 м. Уже по этой причине на более близких расстояниях рассчитанный по видимому расширению следа коэффициент турбулентной диффузии вихрей в атмосфере будет заведомо завышенным.

Предварительно определим ту область следа, в которой весовая кратность увлечения $\Pi = 81$ кг/кг, т.е. выделим ту часть следа, в которой энергия струи исчерпывается.

Вообще говоря, существует несколько схем расчета турбулентности свободных струй сжимаемой жидкости [10,11,12]. В зависимости от выбора той или иной схемы для расчета конденсационного факела формулы, используемые при решении поставленной задачи, будут различными. На примере схемы Г.Н.Абрамовича [10] покажем, как определяется расстояние от среза сопла, на котором достигается условие $\Pi = 81$ кг/кг. Согласно этой схеме относительный объемный расход жидкости в любом сечении струи определяется соотношением

$$q = 2,18 \left(\frac{cS}{R_0} + 0,29 \right), \quad (4)$$

где q - отношение объемного расхода жидкости в рассматриваемом сечении, отстоящем на расстоянии S от среза сопла, к объемному расходу истекающей жидкости на срезе сопла с радиусом R_0 ; c - константа.

Используя уравнение состояния для газа, получим следующую зависимость между весовой кратностью увлечения Π и относительным объемным расходом жидкости:

$$\Pi = q \frac{T_0}{T_{cp}}, \quad (5)$$

где T_0 и T_{cp} - соответственно температура газа на срезе сопла и средняя по расходу температура газа в рассматриваемом сечении.

Здесь

$$T_{cp} = T_h + \frac{0,46 \Delta T_0}{\frac{cS}{R_0} + 0,29}, \quad (6)$$

где в свою очередь $\Delta T_0 = T_0 - T_h$, а T_h - температура окружающей среды.

Подставив (4) и (6) в (5), получим

$$\Pi = 2,18 \frac{T_0 \left(\frac{cS}{R_0} + 0,29 \right)^2}{0,46 \Delta T_0 + T_h \left(\frac{cS}{R_0} + 0,29 \right)}. \quad (7)$$

Из уравнения (?), положив в нем $\Pi = 81$ кг/кг, можно найти расстояние S_u , на котором энергия струи исчерпывается. Начиная с этого расстояния, можно вести, например, расчеты диффузии конденсата, из которого состоит след.

Если на уровне полета относительная влажность воздуха близка к 100%, что будет гарантировать отсутствие изменения концентрации во времени в результате испарения или конденсации (сублимации), то процесс диффузии конденсата из бесконечно протяженного конденсационного следа в однородную изотропную атмосферу можно описать следующим уравнением:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = k \nabla a, \quad (8)$$

где K - коэффициент диффузии, a - объемная концентрация конденсата t - время.

Решение уравнения (8) применительно к метеорным следам было получено О.В.Добровольским [13] при следующих условиях:

- 1) диффузия следа обладает осевой симметрией и происходит в бесконечно протяженную однородную и изотропную атмосферу;
- 2) на оси следа решение должно быть конечным;
- 3) начальные условия одинаковы вдоль всего следа;
- 4) начальное распределение частиц задано.

Решение получено в следующем виде:

$$a(\rho, t) = \frac{C_0 z_0}{z_0^2 + 4Kt} e^{-\frac{\rho^2}{z_0^2 + 4Kt}} \quad (9)$$

Здесь a - объемная концентрация, ρ - расстояние от оси следа, t - время, C_0 - концентрация на оси следа в начальный момент времени, z_0 - начальный радиус следа, K - коэффициент турбулентной диффузии.

Заметим, кстати, что решение (9) принципиально не изменится, если вместо начальной функции распределения частиц в следе вида

$$f(z) = C_0 e^{-\frac{z^2}{z_0^2}} \quad (10)$$

возьмем другое, в частности,

$$\begin{aligned} f(z) &= C_0 = \text{const}, & z &\leq R_{\text{ч}}, \\ f(z) &= 0, & z &> R_{\text{ч}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку, как мы видим, начальные и граничные условия для конденсационных и метеорных следов аналогичны друг другу, полученное решение (9) может быть использовано при расчетах концентрации конденсата в любой точке ρ бесконечно длинного конденсационного следа через промежуток времени t , если в начальный момент времени $t_0 = 0$ известно распределение концентрации конденсата в поперечном сечении последнего.

В соответствии с поставленной задачей для нас более важным в практическом отношении является использование полученного выше решения для определения коэффициента турбулентной диффузии по видимому расширению конденсационного следа. С этой целью необходимо прежде всего дать определение видимой границы следа.

Совершенно очевидно, что граница лишь условно характеризует поперечные размеры следа. На практике обычно под граничным радиусом облака примесей подразумевают такое расстояние от центра или соответственно от оси симметрии, на котором относительная концентрация равна заранее выбранному значению.

Еще более неопределенным в количественном отношении является определение видимой границы следа.

Известно, что видимость следа определяется многими факторами, из которых, в частности, относятся:

- а) свойства самого следа - его угловые размеры, концентрация и размер частиц конденсата, его фотометрическая яркость и т.д.;
- б) свойства фона;
- в) свойства атмосферы;
- г) свойства аппарата, с помощью которого производятся наблюдения, и т.д.

Учесть все перечисленные факторы при определении видимой поверхностной яркости следа не представляется возможным. Из наблюдений же известно, что вначале при образовании след имеет довольно отчетливые границы, которые становятся все более неопределенными по мере рассеивания следа.

По данным, приведенным в работе [14], минимальная концентрация конденсата, при которой туман становится видимым, колеблется от 0,002 до 0,01 г/м³. При этом считается, что туман хорошо виден если $\alpha_{\text{мин}} = 0,01 \text{ г/м}^3$, и еще заметен для глаза, если $\alpha_{\text{мин}} = 0,004 \text{ г/м}^3$.

Поскольку минимальная концентрация видимого тумана нам неизвестна, а указанные выше значения $\alpha_{\text{мин}}$ колеблются в довольно широких пределах, то непосредственное использование уравнения (9) для определения коэффициента К не представляется возможным из-за значительных вероятных погрешностей расчета, связанных с выбором $\alpha_{\text{мин}}$. Считая по-прежнему концентрацию конденсата на видимой границе следа неизвестной, примем следующее допущение: в процессе дисперсии эта концентрация и коэффициент турбулентной диффузии К постоянны.

Если наблюдения за конденсационным следом осуществляются с земли, то суммарная концентрация конденсата вдоль оси зрения будет равна

$$C = \int_{-\infty}^{+\infty} a(\rho, t) d\rho. \quad (12)$$

Подставив (9) в (12) и выполнив интегрирование, получим

$$C = \frac{\sqrt{\pi} C_0 Z_0^2}{(Z_0^2 + 4Kt)^{1/2}} e^{-\frac{\rho^2}{Z_0^2 + 4Kt}}, \quad (13)$$

где $\rho^2 = (y^2 + z^2)^{1/2}$.

В таком случае расчет К мы будем осуществлять, как бы следя за перемещением изолиний равной концентрации. В моменты времени t_1 и t_2 какая-то неизвестная пока нам концентрация будет связана с расстоянием от оси симметрии или, иначе говоря, с граничными радиусами следа R_1 и R_2 соотношениями вида

$$C_1 = \frac{\sqrt{\pi} C_0 Z_0^2}{(Z_0^2 + 4Kt_1)^{1/2}} e^{-\frac{\rho_1^2}{Z_0^2 + 4Kt_1}}, \quad (14)$$

$$C_2 = \frac{\sqrt{\pi} C_0 Z_0^2}{(Z_0^2 + 4Kt_2)^{1/2}} e^{-\frac{\rho_2^2}{Z_0^2 + 4Kt_2}}$$

Поскольку мы положили

$$C_1 = C_2,$$

то после деления левых и правых частей уравнений (14) друг на друга, мы получим

$$1 = \left(\frac{z_0^2 + 4kt_2}{z_0^2 + 4kt_1} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{R_2^2}{z_0^2 + 4kt_2} - \frac{R_1^2}{z_0^2 + 4kt_1}} \quad (15)$$

Таким образом, с помощью полученного соотношения (15) можно определить коэффициент турбулентной диффузии K , если известны геометрические параметры следа. Тем самым мы избавились от необходимости определять концентрацию конденсата на его видимой границе.

Итак, для расчета коэффициента K по видимому расширению конденсационного следа достаточно замерить поперечные радиусы следа R_1 и R_2 в соответствующие моменты времени t_1 и t_2 , предварительно рассчитав начальный радиус следа z_0 , т.е. радиус следа в том месте конденсационного следа, где энергия реактивной струи исчерпывается. Тем не менее в дальнейшем необходимо детальнее изучить вопрос о минимальной концентрации тумана на его видимой границе. В этом отношении представляют определенный интерес результаты предварительных опытов по истечению свободной турбулентной струи насыщенного водяного пара в затопленное пространство, проведенных автором совместно с Н.В.Подбельцевой, А.С.Донде и С.Ф.Цыбулькиным.

Опыты показали, что при относительных влажностях атмосферного воздуха $\phi_h < 100\%$ видимая граница факела конденсата располагается в том месте поперечного сечения струи, где градиенты скорости потока имеют максимальное значение. По-видимому, здесь сказывается влияние образовавшихся частичек конденсата на газодинамические процессы в струе, и внутри последней как бы образуется зона, в которой сосредоточена основная масса образовавшегося конденсата. Эта зона ограничена слоем максимальных градиентов скоростей и представляет собой закрученную струю.

Как известно, профиль избыточных скоростей в поперечном сечении осесимметричной свободной турбулентной струи описывается соотношением [10]

$$\frac{\Delta u}{\Delta u_m} = \left[1 - \left(\frac{z}{R_{cp}} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2, \quad (16)$$

где Δu , Δu_m - соответственно избыточная скорость в рассматриваемой точке поперечного сечения, отстоящей на расстоянии z от оси струи, и избыточная скорость в центре сечения; R_{cp} - внешний радиус струи.

Условие максимальности градиентов скорости потока в поперечном сечении струи получим, взяв вторую производную от функции $u = f(z, u_m, R_{cp})$ по z и приравняв ее нулю:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = u_m^2 \left[\frac{2z}{R_{cp}^3} - \frac{1}{2\sqrt{z} R_{cp}^{3/2}} \right]_{z=R} \quad (17)$$

или

$$\frac{2R}{R_{cp}^3} - \frac{1}{2\sqrt{R} R_{cp}^{3/2}} = 0 \quad (18)$$

Решив (18) относительно R , получим

$$R = 0,397 R_{cp} \quad (19)$$

Не останавливаясь на методике расчета R_{cp} , весьма подробно изложенной в работах [7,10,11,12], приведем окончательные результаты одного из 8 приведенных опытов. Насыщенный водяной пар истекал из сопла диаметром 3,0 см со скоростью 10,2 м/сек. Температура воздуха, окружающего струю, была равна 314°К, его влажность - 85%, атмосферное давление 765,7 мм. На рис.2 представлено продольное сечение струи. По оси абсцисс, совпадающей

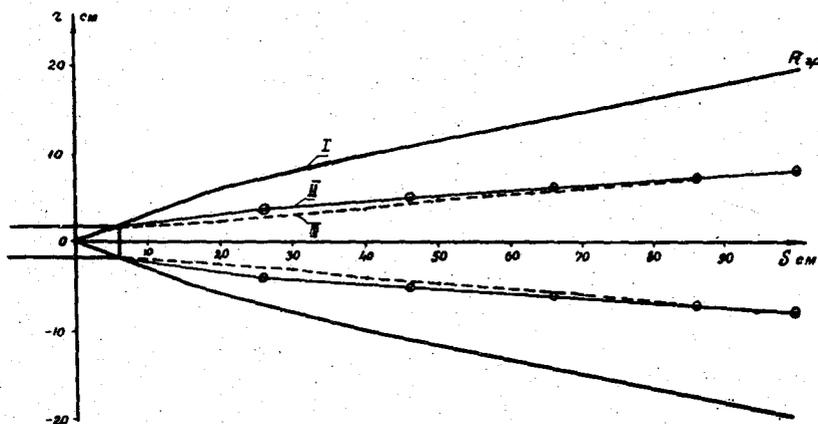


Рис.2. РАЗРЕЗ КОНДЕНСАЦИОННОГО ФАКЕЛА.

с осью симметрии струи, отложены расстояния от полюса струи, по оси ординат - внешний радиус струи R_{cp} , наблюдаемая видимая граница конденсационного факела $R_{виз}$ и расстояние от оси струи до слоя максимальных градиентов скоростей потока R . Как следует из рассмотрения рис.2, видимые границы конденсационного факела $R_{виз}$ по всей длине струи располагаются в зоне максимальных градиентов скоростей в поперечных сечениях струи. Аналогичные результаты получены и в остальных 7 опытах.

Из теории свободных турбулентных струй следует, что между профилями избыточных концентраций и скоростей существует следующая связь [10]:

$$\frac{\Delta a}{\Delta a_m} = \sqrt{\frac{\Delta u}{\Delta u_m}} \quad (20)$$

Здесь Δa и Δa_m соответственно избыточная концентрация в рассматриваемой точке поперечного сечения и на оси струи.

Поскольку опыты свидетельствуют о совпадении видимой границы факела конденсата с зоной максимальных градиентов скоростей, очевидно, что в таком случае максимальный градиент поверхностной яркости конденсационного факела по местоположению совпадает с максимальным градиентом скоростей. Поэтому с учетом (20) поверхностную яркость следа l выразим через концентрацию конденсата C следующим образом:

$$l = \alpha C^2(\rho, t), \quad (21)$$

где α - коэффициент пропорциональности.

Тогда видимый радиус следа $R_{\text{виз}}$ определится из условия

$$\left(\frac{\partial^2 l}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=R_{\text{виз}}} = 0 \quad (22)$$

Подставив (13) в (21), получим

$$l = \alpha \frac{\pi C_0^2 z_0^4}{(z_0^2 + 4kt)} e^{-\frac{2\rho^2}{z_0^2 + 4kt}} \quad (23)$$

Вторая производная от l по ρ равна

$$\frac{\partial^2 l}{\partial \rho^2} = -4\alpha \frac{\pi C_0^2 z_0^4}{(z_0^2 + 4kt)^2} \left[e^{-\frac{2\rho^2}{z_0^2 + 4kt}} - 4\rho^2 \frac{1}{z_0^2 + 4kt} e^{-\frac{2\rho^2}{z_0^2 + 4kt}} \right] \quad (24)$$

Решив (24) при условии (22) относительно $R_{\text{виз}}$, получим

$$R_{\text{виз}}^2 = \frac{z_0^2}{4} + kt \quad (25)$$

С помощью соотношения (25) для двух замеров видимых диаметров следа d_1 и d_2 в моменты времени t_1 и t_2 имеем

$$k = \frac{d_2^2 - d_1^2}{4(t_2 - t_1)} \quad (26)$$

Напомним, что выведенные соотношения (15) и (26) получены в предположении, что диффузия конденсата происходит в однородное изотропное и стационарное турбулентное поле. Очевидно, что атмосферное турбулентное поле нельзя рассматривать как однородное и изотропное. Однако для отдельных отрезков следа, согласно колмогоровской теории локальной изотропии [16], можно принять такие условия. Так как при выводе соотношений (15) и (26) исходным было уравнение турбулентной диффузии (8), то, как показал

Ф.Н.Френкль [15], даже если бы атмосферное поле было идеально однородным и изотропным, значения K , определенные с помощью этих соотношений, будут изменяться в зависимости от времени дисперсии до тех пор, пока время t не станет намного больше некоторого значения τ . В статистической теории турбулентности τ носит название лагранжева масштаба турбулентности [15].

Если $u'_A(t), v'_A(t), w'_A(t); u'_A(t+\Delta t), v'_A(t+\Delta t)$ и $w'_A(t+\Delta t)$ — компоненты скоростей в точке A в моменты времени t и $t+\Delta t$, то коэффициенты корреляции соответственно равны

$$R_x = \frac{u'_A(t) u'_A(t+\Delta t)}{\sqrt{u'^2_A(t)} \sqrt{u'^2_A(t+\Delta t)}}, \quad (27)$$

$$R_y = \frac{v'_A(t) v'_A(t+\Delta t)}{\sqrt{v'^2_A(t)} \sqrt{v'^2_A(t+\Delta t)}}. \quad (28)$$

Временные же масштабы турбулентности в лагранжевом представлении определяются следующим образом:

$$\tau_x = \int_0^{\infty} R_x(\alpha) d\alpha, \quad (29)$$

$$\tau_y = \int_0^{\infty} R_y(\alpha) d\alpha. \quad (30)$$

В нашем случае можно записать

$$R_x = R_y = R(\alpha) \quad (31)$$

и масштаб турбулентности

$$\tau = \int_0^{\infty} R(\alpha) d\alpha. \quad (32)$$

Если условие $t \gg \tau$ не выполняется, то экспериментальное определение K при помощи выведенных соотношений будет неправильным.

Лагранжев масштаб τ может быть выражен через средний квадрат турбулентной скорости $\overline{v^2}$ и средний квадрат радиуса следа R_s^2 при большом времени дисперсии в виде [15]

$$\tau = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \frac{\overline{R_s^2}}{\overline{v^2}} \quad (t \gg \tau). \quad (33)$$

Величина $\overline{v^2}$ определяется в свою очередь при помощи измерений радиуса следа R_s при очень малых значениях времен дисперсии

$$\overline{v^2} = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{R_s^2}{t^2} \quad (t \ll \tau). \quad (34)$$

Таким образом, $\sqrt{\gamma^2}$ может быть измерено по наклону кривой $\sqrt{R_s^2(t)}$ при малых значениях t , а лагранжев масштаб турбулентности - по наклону кривой $R_s^2(t)$ при больших значениях t . Если окажется, что $t \approx \tau$, то вместо действительного коэффициента турбулентной диффузии мы получим кажущийся, который может быть завышенным или заниженным по сравнению с действительным в зависимости от вида корреляционных кривых и времен дисперсии t . При $t \gg \tau$ действительные коэффициенты диффузии K и кажущиеся $K_{\text{каж}}$ равны.

Ф.Н.Френкель показал [15], что для некоторых наиболее распространенных кривых корреляции K может быть в 1,2-2,5 раза меньше $K_{\text{каж}}$.

По данным измерений, выполненных студентами ЛГМИ Г.М.Концевич, М.Х.Колобовой, И.Г.Бармакиной и Т.В.Ниловой, коэффициенты турбулентности на высотах 9-12 км, вычисленные по формуле (26), оказались равными 21-30 м²/сек., что согласуется с данными, приведенными в работе [17] и др.

Замеры видимых границ конденсационных следов осуществлялись с помощью аэрологических теодолитов ШТ.

Приведенные значения коэффициента турбулентности следует считать приближенными вплоть до получения более точного и обширного материала наблюдений.

Л и т е р а т у р а

1. П и н у с Н.З. Об экспериментальном исследовании вертикальных движений воздуха в свободной атмосфере. Труды ЦАО, вып.5, 1952.
2. Л а й х т м а н Д.Л. Новый метод определения коэффициента турбулентной вязкости в пограничном слое атмосферы. Труды ГГО, вып.37 (99), 1952.
3. Ч у р и н о в а М.П. Опыт вычисления коэффициента турбулентности по температурно-ветровому зондированию. Труды ГГО, вып.63 (125), 1956.
4. В о р о н ц о в П.А. Вертикальные пульсации в атмосфере по наблюдениям с самолета. Труды ГГО, вып. 54 (116), 1955.
5. С е л е з н е в а Е.С. и Ч у р и н о в а М.П. Некоторые характеристики состояния атмосферы при развитии кучевых и кучево-дождевых облаков. Труды ГГО, вып.102, 1960.
6. М а т в е е в Л.Т. Структурные функции вертикальной скорости воздушного потока и новый способ расчета коэффициента турбулентности в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып.78, 1958.

7. Мушенко П.М. Конденсация водяного пара в свободной турбулентной струе. Труды ЛГМИ, вып.8, 1958.
8. Голеевский А.А. Механика свободных струй. Машгиз, Л., 1956.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газов. ГИТТЛ, М.-Л., 1950.
10. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. Госэнергоиздат, М.-Л., 1961.
11. Бородачев В.Я. и Калихман Л.Е. Турбулентные свободные газовые струи при высоких температурах и больших скоростях истечения. Б.Н.Т. М., 1947.
12. Булис Л.А. О турбулентных газовых струях. Изв. АН Казах.ССР, сер.энерг., № 6, 1952.
13. Добровольский О.В. Диффузия метеорных следов. Бюллетень астрономической обсерватории, № 1. Изд.АН Таджикской ССР, Душанбе, 1952.
14. Appleman H. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. Bull.Amer.meteorol.Soc., 34, 1953.
15. Френкиль Ф.Н. Турбулентная диффузия: распределение средней концентрации в поле однородного турбулентного потока. Сб.пер.ст. под ред.Л.Г.Лойцянского и др., ИЛ, 1955.
16. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, 30, 1941.
17. Шнайдман В.А. О стационарных волнах в области тропопавзы. Труды ГГО, вып.107, 1961.