

26
778
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

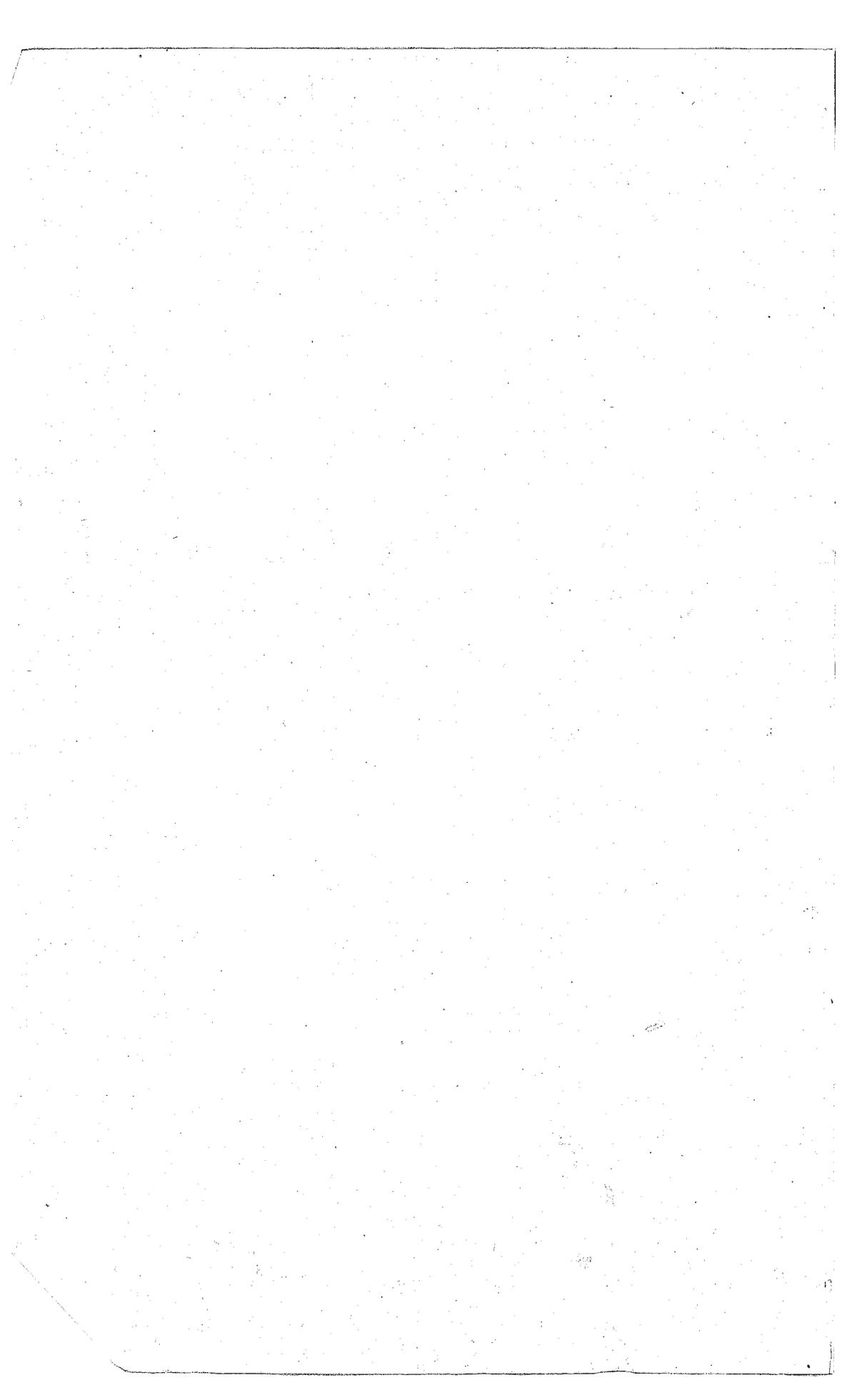
Труды, выпуск 14

ОБЛАКА, ОСАДКИ И ВОПРОСЫ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

175263

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

ЛЕНИНГРАД
1963



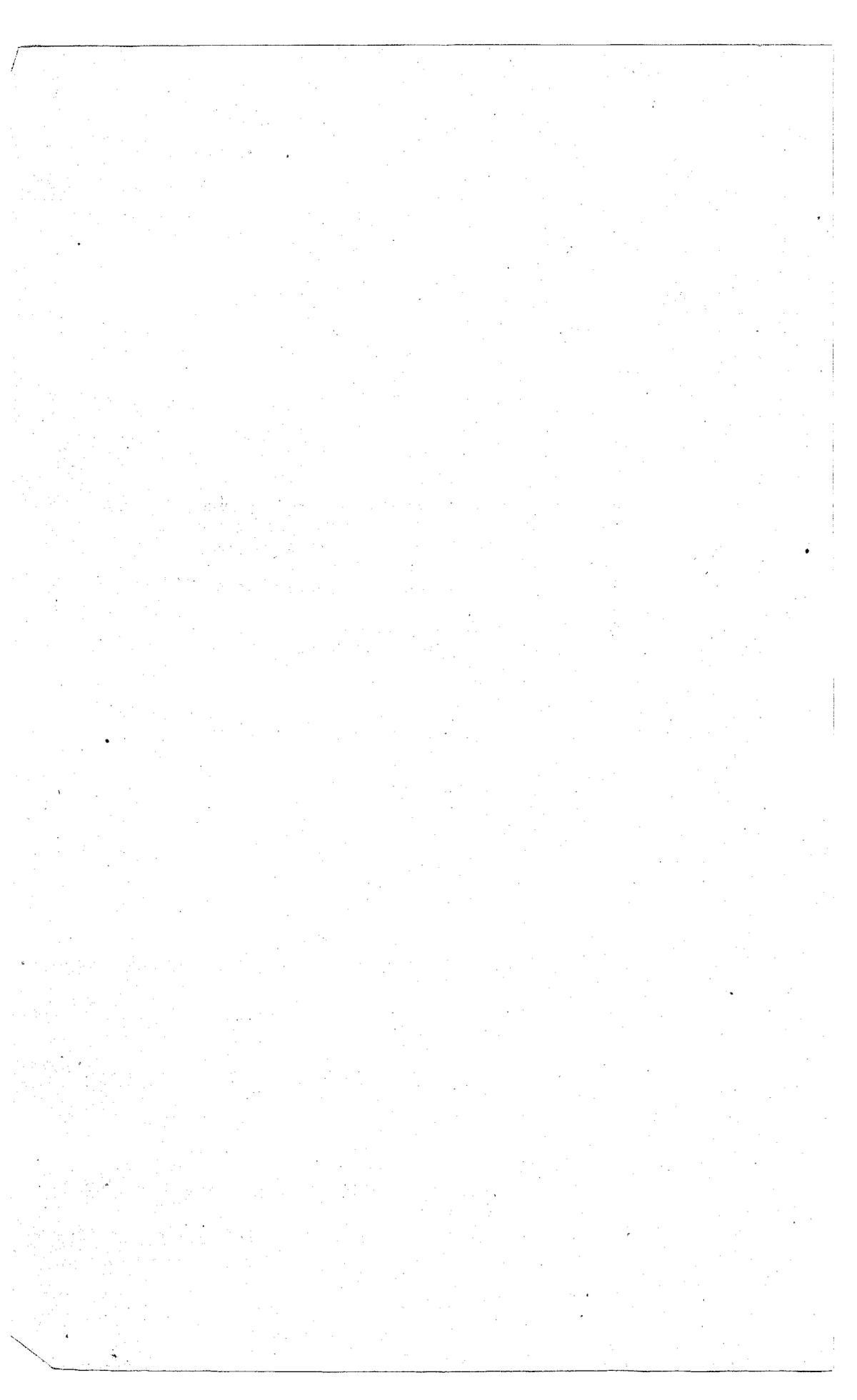
В сборнике освещаются актуальные вопросы физики облаков, осадков и атмосферной турбулентности; приводятся новые данные о пространственной структуре полей облачности, внутриоблачных физических процессах и количественных характеристиках турбулентного обмена.

Сборник рассчитан на научных работников и специалистов, работающих в области метеорологии а также на синоптиков-практиков.

Ответственные редакторы:

доцент, канд. физ.-мат. наук *С. В. Солюнин,*

доцент, канд. географ. наук *Г. Г. Тараканов*



В. С. АНТОНОВ

ОБ УЧЕТЕ ВНУТРИОБЛАЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ ДИАГНОЗЕ И ПРОГНОЗЕ ОБЛОЖНЫХ ОСАДКОВ

В настоящее время теоретические схемы фазовых превращений воды в атмосфере, описывающие образование осадков, представляют собой решение задачи о росте капли в облаке [1-5 и др.]. При практическом использовании этих схем в целях диагноза и прогноза осадков следует различать два основных случая: чисто водяные облака, из которых выпадают только жидкие осадки, и смешанные облака, состоящие из капелек воды и кристаллов льда. Из смешанных облаков могут выпадать как жидкие, так и твердые осадки.

Многочисленные наблюдения указывают, что в средних широтах в преобладающем большинстве заметные обложные осадки, исключая моросящие, выпадают из смешанных облаков.

В исследованиях [2,6,7] дается повторяемость осадков, выпадающих из слоистых облаков при различных значениях температуры на верхней границе и различных типах микроструктуры облака. В частности, Е.Г.Зак [7], обработав обширный материал самолетного зондирования атмосферы над территорией СССР, показала, что чисто водяные слоистые облака дают обложные осадки у поверхности земли только в 6% случаев, кристаллические - в 53%, а смешанные - в 83%.

Таким образом, в средних широтах смешанные облака являются коллоидально неустойчивыми и служат источником наиболее интенсивных осадков.

Подобные выводы были сделаны Пепплером [6], Мейсоном и Хауртом [2].

Рассмотрим прежде всего некоторые вопросы физики образования осадков в этих облаках.

1. Смешанные облака

Общезвестно, что существование в переохлажденном облаке капель воды совместно с кристаллами льда вызывает интенсивный рост последних, что даже при незначительной толщине облака и малых значениях влажности приводит к выпадению осадков [2,4,8,10 и др.].

Используя теоретические выводы и расчеты работ [4,8] о том, что мощность облака и температура на его верхней границе являют-

ся важными параметрами, определяющими процесс осадкообразования, в работе [11] был построен график связи между мощностью облака, температурой на его верхней границе и осадками.

Из этого графика было установлено, что при температурах на верхней границе слоистого облака от -16°C и ниже минимальная мощность облака, при которой наблюдаются осадки, 400 м. В области возрастающих от -16° значений температур идет прогрессирующее увеличение значений мощности облаков, причем наибольшее нарастание мощности идет от температуры $> -10^{\circ}$.

Из работ [1,2,6,12,13 и др.] известно, что повторяемость чисто водяных переохлажденных облаков с понижением температуры убывает с большой скоростью. Уже при температуре -8° она становится менее 50%, а при -20° - всего 10%. Таким образом, температура на верхней границе облака в какой-то степени может характеризовать существование твердой фазы в облаке, но такая характеристика недостаточно надежна. Из нее не следует, при каких условиях при данной температуре в переохлажденном облаке произойдет образование такого количества кристаллов, которое могло бы сказаться на коллоидальной устойчивости облака.

Поэтому зависимость между мощностью облака, температурой на его верхней границе и осадками может характеризовать процесс осадкообразования только в первом приближении, особенно в области температур, при которых равновероятно существование как жидкой, так и твердой фазы.

В работах Л.Г. Качурина [8,14,16] разработана теория кристаллизации переохлажденных водяных аэрозолей.

Для исследований нашего плана наибольший интерес представляет уравнение скорости кристаллизации облаков, полученное в [17]:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = 1,63\pi\psi(T) \left[\frac{g\chi}{2\rho_g} W \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (1)$$

где $\left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0}$ - относительное число капель, замерзающих в единицу времени (скорость замерзания); $\psi(T)$ - вероятность образования гетерофазных ледяных зародышей в единице объема переохлажденной воды в единицу времени при температуре T ; χ - коэффициент вязкости воздуха; g - ускорение силы тяжести; ρ_g - плотность воздуха; W - вертикальная скорость ветра.

Уравнение (1) устанавливает зависимость между скоростью замерзания облака, его температурой и вертикальными токами. Справедливо оно только для неконвективных развивающихся облаков типа $As-Ns-Sc$, в которых наблюдаются восходящие токи ~ 1 см/сек. Обычно такие облака в преобладающем большинстве своем отмечаются в циклонических областях.

В работе [8] было показано, что замерзающая капля в развивающемся переохлажденном облаке при вертикальных скоростях ветра

менее 10 см/сек. после своего замерзания может подняться на очень небольшую высоту, от нескольких сантиметров до нескольких метров, так как за счет сублимации водяного пара будет быстро укрупняться и падать вниз. Одновременно резко возрастает и роль коагуляции из-за увеличения разности скоростей падения капли и кристалла одного и того же веса и увеличения вероятности захвата растущей снежинкой соседних капель.

Таким образом, чем больше скорость кристаллизации, т.е. чем большее количество капель замерзает в единицу времени, тем при прочих равных условиях будут интенсивнее осадки. Если рассматривать только факт выпадения осадков, не рассчитывая их интенсивности, то необходимо установить такое минимальное число замерзших капель, которое было бы достаточным для образования заметных осадков:

$$\frac{dn}{dt} = \text{const.} \quad (2)$$

Температура, при которой осуществляется условие (2), названа Л.Г. Качуриным температурой интенсивной кристаллизации.

В работе [8] приводится график для расчета температуры интенсивной кристаллизации в облаках в зависимости от вертикальной скорости ветра при $\frac{dn}{dt} = 10^{-4} \frac{1}{\text{сек.}} = 10^{-2} \text{ \%/сек.}$ Насколько справедлив выбор именно такой минимальной скорости замерзания, могла определить только экспериментальная проверка.

На большом материале самолетного зондирования атмосферы было проведено исследование по выявлению зависимости между температурой интенсивной кристаллизации и вертикальными токами в слоистых переохлажденных облаках [17].

В результате обнаружилось, что между вертикальной скоростью в облаке и температурой интенсивной кристаллизации действительно имеется связь такого типа, как подсказывала теория [8].

Эмпирическая кривая [17] указанной связи при наличии восходящих токов от 0,1 до 5 см/сек. (от -5 до -250 мб/12 час.) может быть аппроксимирована уравнением

$$\lg \frac{dn}{dt} = 0,4343 \left[19,6 - \frac{1540}{T} - \frac{2,4T}{(273-T)^2} \right] - 8,4921 + \frac{3}{2} \lg W, \quad (3)$$

где $\frac{dn}{dt} = \text{const} = 2,3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/сек.}$, которое совпадает с уравнением (1) и отличается от последнего лишь численными коэффициентами.

Однако при получении эмпирической кривой зависимости температуры интенсивной кристаллизации от вертикальных токов учет мощности облаков производился лишь частично. Принимались во внимание только такие облака, мощность которых была 400 м и более, что вытекало из установленной ранее [11] критической мощности при осадках из смешанных слоистых облаков.

Такой учет мощности предполагал, что все интенсивные осадки выпадают только из смешанных облаков, что не совсем верно.

В настоящее время имеется немало примеров интенсивных осадков, выпадающих из чисто водяных слоистых облаков [2,5,7 и др.]. Несмотря на то, что процентное количество случаев выпадения осадков из таких облаков небольшое, все же и это заставляет признать принципиальную возможность нарушения коллоидальной устойчивости в водяных облаках. Теоретическое обоснование такой возможности приводится в работе [4]. К сожалению, при построении графика связи между осадками, температурой на верхней границе облака и вертикальными токами в нем [17] мы не имели возможности выделить осадки, которые выпадают из капельных облаков, так как методика построения графика не предполагала разделение осадков на выпадающие из чисто водяных или смешанных облаков, а наблюдения при самолетном зондировании атмосферы в ряде случаев непосредственно не характеризуют фазового состояния облака.

Очевидно, что исследование по выявлению связи между осадками, скоростью замерзания на верхней границе развивающегося переохлажденного слоистого облака и мощностью его позволит выявить те критические параметры облака, при которых оно переходит в дождевое.

Попутно выявится и тип микроструктуры облака, дающего осадки, так как скорость замерзания, согласно [8,17] характеризует фазовое состояние облака, а мощность отображает интегральное влияние суммы факторов, участвующих в конденсационно-коагуляционном процессе роста падающей в облаке капли. Из имеющихся в нашем распоряжении материалов более 4300 подъемов самолетов-зондировщиков атмосферы за 1959, 1960 и частично 1961 гг. Москвы, Ленинграда, Киева, Минска, Минеральных Вод, Одессы, Риги, Куйбышева, Львова, Свердловска, Волгограда, Ростова-на-Дону были взяты случаи только утреннего зондирования, когда наблюдалась облачность и восходящие вертикальные токи на уровне или близко к уровню верхней границы облаков.^{1/}

Всего таких случаев оказалось 787. Для каждого использованного нами самолетного зондирования атмосферы по данным о температуре и вертикальных токах на верхней границе облака вычислялся логарифм величины скорости замерзания ($\lg \frac{dn}{dt}$) и рассчитывалась мощность облака (ΔH). Вычисление $\lg \frac{dn}{dt}$ производилось по специально построенному для этой цели графику (рис.1), который рассчитан на основании уравнения (3).

^{1/} Были использованы вертикальные токи, которые ежедневно рассчитываются в Центральном институте прогнозов по формулам, опубликованным в [18].

Утреннее зондирование использовалось для того, чтобы избежать влияния дневного прогрева приземных слоев воздуха на облака.

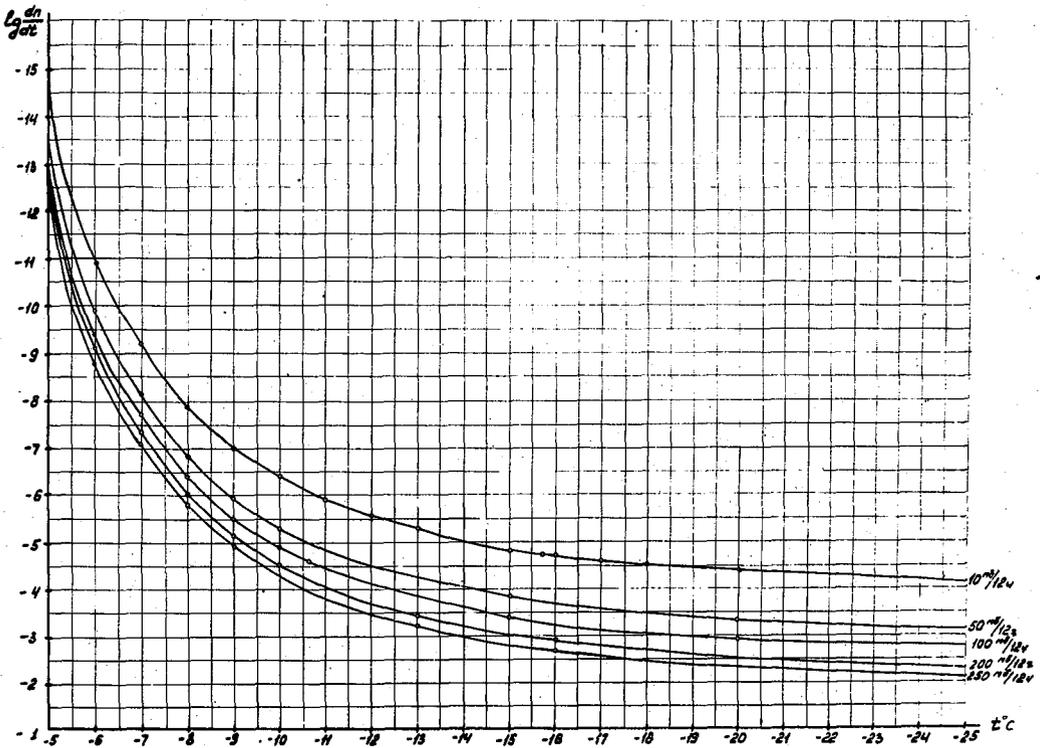


Рис.1. ГРАФИК ДЛЯ РАСЧЕТА СКОРОСТИ ЗАМЕРЗАНИЯ
ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО СЛОИСТОГО ОБЛАКА В
ФУНКЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОВ.

Затем результаты расчетов наносились на другой график, по оси абсцисс которого откладывалась величина $lg \frac{dn}{dt}$, а по оси ординат - ΔH .

Случаи зондирования, при которых наблюдались осадки (исключая морозящие), на графике отмечались значком "+", а без осадков - "0".

После того как были нанесены все данные, плавной кривой были разделены области "осадков" и "без осадков".

Полученный таким образом график, устанавливающий зависимость между осадками, температурой и вертикальными токами на верхней границе переохлажденного развивающегося слоистого облака и его мощностью, представлен на рис.2.

Рассмотрим подробно этот график. Видно, что существует очень четкое разделение областей "с осадками" и "без осадков", особенно при больших значениях $lg \frac{dn}{dt}$. Такое положение позволяет провести кривую связи с большой обеспеченностью и сделать выводы в достаточной степени надежными.

При больших значениях $lg \frac{dn}{dt}$ мощность облаков, из которых выпадают осадки, равна 400 м. и остается постоянной вплоть до

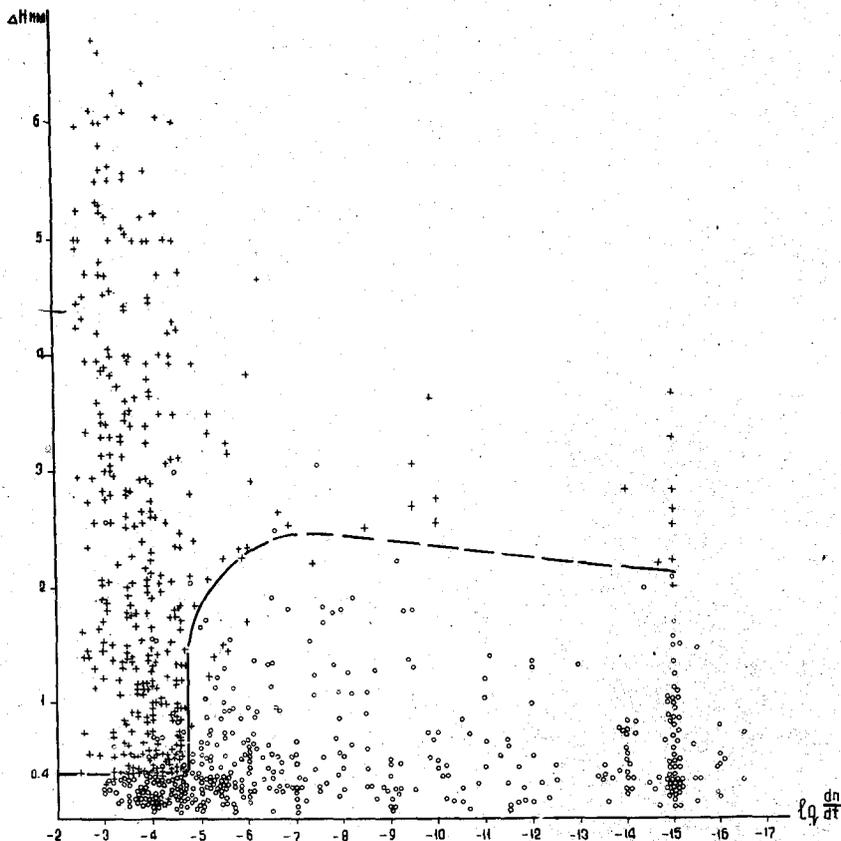


Рис.2. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ОСАДКАМИ, МОЩНОСТЬЮ ОБЛАКА И СКОРОСТЬЮ ЗАМЕРЗАНИЯ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО СЛОИСТОГО ОБЛАКА.

значений $\lg \frac{dn}{dt} = -4,65$, что соответствует $\frac{dn}{dt} = 2,3 \cdot 10^{-5} 1/\text{сек.}$

Эта величина скорости замерзания соответствует установленной в работе [17] минимальной скорости замерзания облака, которая достаточна для образования и выпадения заметных осадков. В области значений $\lg \frac{dn}{dt}$ несколько меньших $-4,65$ минимальная мощность облака, при которой выпадают осадки, скачкообразно возрастает до 1800 м. Затем при дальнейшем уменьшении $\lg \frac{dn}{dt}$ идет довольно быстрое, но не скачкообразное нарастание мощности "дождящих" облаков, и при $\lg \frac{dn}{dt} = -6,2$ она достигает наибольшей величины и равняется 2600 м. Далее, с уменьшением скорости замерзания на верхней границе облака, из которого выпадают заметные осадки,

идет медленное уменьшение мощности облака.

Следует указать, что этот участок кривой недостаточно обеспечен количеством точек.

Анализируя ход кривой указанной связи, можно сделать следующие выводы.

При скорости замерзания на верхней границе развивающегося переохлажденного слоистого облака, равной и большей $2,3 \cdot 10^{-5}$ 1/сек., существует постоянная критическая мощность облака, из которого могут выпадать осадки, которая равна 400 м. При $\frac{dn}{dt} < 2,3 \cdot 10^{-5}$ 1/сек. мощность облака, дающего осадки, скачкообразно возрастает, что указывает на качественно новый характер конденсационно-коагуляционного роста падающей в облаке капли.

Естественно считать поэтому скорость замерзания на верхней границе облака, равную $2,3 \cdot 10^{-5}$ 1/сек., критической скоростью замерзания, при которой происходят существенные изменения в фазовом состоянии облака.

Представляет особый интерес рассмотреть участок кривой при значениях $\lg \frac{dn}{dt}$ от -4,65 до -6,2, где увеличение необходимой мощности для "дождящего" облака происходит быстро, но не скачкообразно. Здесь, по всей вероятности, уменьшение числа замерзающих в единицу времени капель на верхней границе облака и, таким образом, числа "дождевых" капель восполняется их конечным размером, которого они достигают, выпадая из облака. Как визуально, так и инструментально такие осадки воспринимаются как существенные. Таким образом, облака при мощности более 1800 м могут переходить в другое фазовое состояние при скорости замерзания на верхней границе $\sim 10^{-6}$ 1/сек., что соответствует диапазону температур от -8 до -11° при колебаниях вертикальной скорости ветра соответственно от 5 до 0,1 см/сек. Сдвиг температуры интенсивной кристаллизации в сторону более высоких температур в облаках, имеющих мощность около 2000 м, не противоречит теории замерзания переохлажденных водных аэрозолей.

Согласно [16], расчет скорости кристаллизации переохлажденных облаков может быть проведен с помощью уравнения

$$\frac{dn}{dt} = \varphi(\tau) \int \eta(z) \frac{4}{3} \pi z^3 \exp \left[-\frac{4}{3} \pi z^3 \int \varphi(\tau) dt \right] dz, \quad (4)$$

где t - время, $\eta(z)$ - относительное число капель с радиусом z , остальные обозначения известны.

Если выполнить интегрирование (4) для $t = 0$, используя функцию распределения капель по размерам $\eta(z)$ в виде [4]

$$\eta(z) = \frac{z^2 \exp \left[\frac{2}{K} \left(\frac{z}{z_m} \right)^K \right]}{\frac{z_m^3}{K} \left(\frac{K}{2} \right)^{\frac{3}{K}} \Gamma \left(\frac{3}{K} \right)}, \quad (5)$$

где z_m - мода (радиус наиболее часто встречающихся капель) функции $\eta(z)$, Γ - полная гамма-функция, K - коэффициент ($1 \leq K \leq 4$), то получим

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = \frac{4}{3} \pi \psi(\tau) P(K) z_m^3, \quad (6)$$

где $P(K) = \left(\frac{K}{2}\right)^{\frac{3}{K}} \frac{\Gamma\left(\frac{6}{K}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{K}\right)}$.

Из (6) видно, что чем больше радиус наиболее часто встречающихся капель, тем больше скорость замерзания и тем при более высокой температуре достигается определенная скорость кристаллизации облака.

Вероятнее всего предположить поэтому, что при большой мощности облаков можно получить осадки при меньшей скорости кристаллизации на верхней границе облака и, как следует из теории [16] и рис. 1, при более высокой температуре. На рассматриваемом графике это довольно четко выражено участком кривой связи в области $\lg \frac{dn}{dt}$ от -4,65 до -6,2 и ΔH от 1800 до 2600 м.

Наконец, рассмотрим участок кривой связи между осадками, температурой и вертикальной скоростью на верхней границе облака и мощностью его при $\lg \frac{dn}{dt} < -6,2$.

Уменьшение мощности, необходимой для "дождящего" облака, с уменьшением скорости кристаллизации на его верхней границе может показаться на первый взгляд парадоксальным, так как все предыдущие рассуждения доказывали обратное. Однако такой ход кривой связи становится объяснимым, если предположить, что скорость кристаллизации, меньшая 10^{-6} 1/сек., уже не влияет на изменение фазового состояния облака. В этом случае мы имеем дело с чисто водяными облаками, в которых характер процессов конденсационно-коагуляционного роста падающей капли отличается от подобных процессов в смешанных облаках. Ниже это будет показано.

Заканчивая анализ графика, отметим его прогностическое значение. Зная мощность облака, температуру на его верхней границе и вертикальную скорость, можно рассчитать возможность выпадения осадков из слоистых облаков, не прибегая к громоздким и довольно сложным расчетам по формулам, описывающим скорость роста капель и скорость замерзания облака.

Большой практический интерес представляет выявление зависимости между фактом выпадения осадков у земли и высотой расположения нижней границы облака. В теоретическом плане этот вопрос подробно рассматривался в работах [1, 2, 8 и др.]. Из указанных работ следовало, что путь, который проходит капля под облаком до своего полного испарения, зависит от начального радиуса капли и дефицита влажности под облаком.

Так как мощность облака в какой-то степени может характеризовать размер выпадающих из него капель, а высота нижней гра-

ницы - путь падения капли и среднюю относительную влажность слоя воздуха под облаком, то естественно ожидать связь между осадками у земли, мощностью и высотой нижней границы облака.

Мейсон и Хаурт [20], а позднее Синглетон [19] построили графики зависимости между выпадением осадков у земли в соотношении мощности и высоты нижней границы облака. Из полученных ими графиков указанной зависимости, построенных по данным самолетного зондирования атмосферы, видно, что действительно существует связь между выпадением осадков у земли, мощностью и высотой нижней границы облака. Однако эти графики имеют, на наш взгляд, некоторые недостатки.

Во-первых, они не обеспечены достаточным количеством данных, особенно при значительной высоте нижней кромки облака, и, во-вторых, не произведено разделение облаков, дающих осадки, на смешанные и чисто водяные, что сделать было необходимо.

Из теории образования осадков следует, что для чисто водяных облаков зависимость выпадения осадков у земли от соотношения мощности и нижней границы облака должна быть сильной, для смешанных облаков - слабой, что объясняется большими по сравнению с каплями размерами снежинок, наличием отрицательной температуры под облаком, повышенной относительной влажностью воздуха в пограничном слое атмосферы в холодное полугодие и другими причинами.

Располагая значительно большим числом данных самолетного зондирования атмосферы, чем авторы [20, 19], мы получили возможность исследовать зависимость между выпадением осадков у земли, мощностью и высотой нижней границы облака, разделив осадки на выпадающие из смешанных и чисто водяных облаков. В основу деления облаков на чисто водяные и смешанные была положена скорость замерзания на верхней границе облака.

Указанная зависимость для чисто водяных облаков будет обсуждена ниже, при рассмотрении физики образования осадков в капельных облаках. Здесь же мы изложим результаты исследования для смешанных облаков.

Прежде всего было произведено определение повторяемости осадков у земли при различных градациях мощности и высоты нижней границы смешанного облака.

Из данных самолетного зондирования атмосферы на Европейской территории СССР за 1959, 1960 гг. отбирались случаи выпадения осадков из смешанных облаков, как достигающих, так и не достигающих земной поверхности. Таких случаев оказалось около 400.

Затем по градациям подсчитывалась повторяемость выпадения осадков у земли, как процентное отношение осадков, достигающих земной поверхности, ко всем выпадающим из облаков осадкам при данной градации мощности и высоты нижней границы облака.

Результаты расчетов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Высота нижней границы облака, дающего осадки, $H_{н.г.}$ м	Мощность облака, дающего осадки, ΔH м						> 4400
	0-200	200-400	400-800	800-1200	1200-2000	2000-4400	
0-1300	0 %	72 %	95 %	96 %	97 %	99 %	100 %
1300-2200	0	0	76	88	91	91	100
> 2200	0	0	20	25	25	25	нет данных

Видно, что при высоте нижней границы облаков от 0 до 1300 м почти все выпадающие осадки достигают земной поверхности, если толщина смешанного облака 400 м и более. При мощности облаков 800 м и более осадки в преобладающем большинстве случаев достигают земли уже при высоте нижней границы облака около 2200 м.

Существенно важно отметить, что высокие облака, нижнее основание которых располагается на высотах более 2200 м, очень редко, в 20-25% случаев, приносят осадки, достигающие земной поверхности.

Объясняется это, по-видимому, тем, что высокие облака большей частью бывают смешанными при небольшой своей толщине (400-800 м) и при положительных температурах в приземном 400-метровом слое воздуха. Это приводит к резкому возрастанию скорости испарения тающих снежинок, и выпадающие из данных облаков осадки до земли не доходят.

При отрицательных температурах в приземном слое воздуха слоистые облака, которые располагаются на высотах более 2200 м, при мощности 400 м и более чаще всего бывают кристаллическими. Известно, что в чисто ледяных облаках скорость роста кристаллов значительно меньше, чем в смешанных, количество их в единице объема облака мало.

Таким образом, выпадающие из кристаллических облаков осадки, как правило, бывают разреженными, а их элементы имеют малую массу и небольшую скорость падения. Они легко уносятся горизонтальным потоком воздуха на большие расстояния, образуя полосы падения - *visga* [1,2]. Что же касается повторяемости осадков при мощности облаков от 200 до 400 м, то к этим данным надо подойти особо. Дело в том, что при мощности смешанного облака меньше 400 м осадки выпадают только в 4% случаев, из которых 72% достигают земли, в то время как при мощности слоистого облака от 400 до 800 м вероятность выпадения осадков составляет 91%.

Из этого следует, что при расчетах осадков тонкие облака ($\Delta H < 400$ м) следует считать облаками, не дающими осадков, даже если они и являются смешанными.

Наблюдения показывают, что выпадающие из таких облаков осадки

представляют собой небольшие, отдельно летящие снежинки.

В литературе приводится схема образования осадков в *St, Sc*, когда облако "заражается" ледяными элементами извне, например, при выпадении зародышей снежинок и кристаллов из вышележащего слоя *As* [9,10,21,22 и др.] .

Как показал анализ материала самолетного зондирования атмосферы, такая схема для конкретных расчетов непригодна, так как не во всех случаях переохлажденные облака типа *St, Sc*, даже если они и "заражаются" ледяными элементами извне, дают осадки.

В этом случае мы имеем полную аналогию с опытами по искусственному воздействию на переохлажденные устойчивые слоистые облака.

В справке [23] указывается, что искусственные осадки могут быть стимулированы в тех случаях, когда облако имеет толщину не менее 300 м и температуру у его верхней границы не выше -4° .

Опыты по искусственному воздействию на переохлажденные слоистые облака и наши данные показали, что положительный результат воздействия или, для наших случаев, выпадение осадков из таких облаков может быть только при определенном сочетании мощности и средней температуры переохлажденного слоистого облака.

Приведем несколько примеров.

К а з а н ь. 27/X 1959 г. 3,3 ч.

Погода у земли 10/10 *Sc*, без осадков. $t = 2,7^{\circ}$, $u = 82\%$.

Зондаж: 1-й слой облаков - 10 б., *Sc*, нижняя граница около 640 м, верхняя - 1400 м, температура на нижней границе $+0,4^{\circ}$; на верхней $-4,4^{\circ}$; 2-й слой облаков - 10 б., *As*, нижняя граница 2470 м, $t = -11,7^{\circ}$, верхняя граница 2870 м, $t = -14,1^{\circ}$.

Из *As* выпадает снег. Снег прекращается на высоте 630 м.

В этом примере слой облаков, в который попадают ледяные элементы из вышележащего слоя *As*, имеет мощность $\Delta H = 800$ м и среднюю температуру $\bar{t} = -2^{\circ}$. При таком сочетании указанных параметров облака рост элементов осадков в нем незначительный, т.е. выпадающие снежинки имеют небольшой размер и быстро испаряются под облаком, проходя незначительный слой, хотя облако, "заразившись" ледяными элементами извне, стало смешанным и коллоидально неустойчивым.

М и н с к. 8/IV 1959 г. 4,7 ч.

Погода у земли 10/10 *Ns*, умеренный дождь, $t = +5,9^{\circ}$, $u = 92\%$.

Зондаж: 1-й слой облаков - 10 б., *Ns*, нижняя граница 690 м, температура на нижней границе $t = +2,1^{\circ}$, верхняя граница 1280 м, $t = +1,6^{\circ}$; 2-й слой - 10 б., *Sc*, нижняя граница 1620 м, $t = -0,7^{\circ}$, верхняя граница 2430 м, $t = -3,8^{\circ}$; 3-й слой - 10 б., *As*, нижняя граница 3060 м, $t = -7,2^{\circ}$, верхняя граница 5630 м, $t = -26,6^{\circ}$.

Из *As* выпадает снег, достигая слоя *Sc*. Параметры этого облака $\Delta H = 810$ м, $\bar{t} = -2,3^{\circ}$. В этом случае укрупнение снежинок в *Sc* более значительное. Выпадая из облака, они проходят безоб-

лачную прослойку в 400 м еще настолько крупными, что обуславливают у поверхности земли умеренные осадки. Этому несколько способствует и нижележащий слой теплых капельных облаков. Однако влияние этого слоя, как будет показано ниже при рассмотрении вопроса образования осадков в теплых облаках, не является определяющим. Можно утверждать, что и без наличия этого сравнительно тонкого ($H = 590$ м) облачного слоя теплых капельных облаков у земли наблюдались бы существенные осадки.

Другие примеры представлены нами в табл.2.

Отметим, что при отборе подобных случаев был использован материал зондирования атмосферы за 1959 г. Москвы, Минска, Казани, Минеральных Вод, Волгограда, Львова, Ростова-на-Дону, Риги, при обязательном выполнении следующих условий:

1) нижняя граница облаков, из которых выпадают ледяные элементы, должна располагаться на высоте не менее 2300 м, что, как следует из предыдущего, гарантирует в подавляющем большинстве отсутствие осадков у земной поверхности;

2) выпадающие из этих облаков снежинки должны достигать верхней границы капельного переохлажденного облака;

3) облака, в которые попадают ледяные элементы, должны быть переохлажденными полностью или частично, но так, чтобы средняя температура такого облака была меньше 0° ;

4) температура на верхней границе такого облака должна быть выше -8° , что указывает на отсутствие заметной спонтанной кристаллизации.

Зависимость между осадками, которые достигают земли, мощностью переохлажденного облака и его средней температурой может быть объяснена тем, что скорость роста снежинки в смешанном облаке в огромной степени зависит от разности в давлении пара над водой и льдом при температурах ниже 0° . Эта разность в свою очередь сильно зависит от температуры, возрастая в сторону понижения температуры и достигая максимального значения при $t = -12^{\circ}$.

Такое положение приводит к уменьшению скорости роста падающей снежинки при повышении температуры, а следовательно, и к увеличению пути, который должна пройти падающая снежинка, чтобы вырасти до некоторого размера R .

Покажем это.

Кинетика процесса сублимационного роста падающей замерзшей капли определяется уравнением диффузии, которое по [8] может быть записано

$$\frac{dR}{dz_{\text{кнд}}} = - \frac{D \mu \Delta E (1 + \alpha \sqrt{Re})}{\rho k N T R [\nu(R) - w]}, \quad (?)$$

где R - радиус капли; z - путь, который проходит падающая капля в облаке; D - коэффициент диффузии водяного пара; μ - молекулярный вес воды; ΔE - пересыщение пара относительно поверхности капли, равное разности между упругостями насыщения пара над

Таблица 2

Пункт	Дата	Параметры пере- охлажденного облака			Высота н.г.верх- него об- лака да- ющего снег, м	Мощ- ность без- облач- ной про- слойки, м	Погода у земли		
		мощ- ность ΔH м	темпе- рату- ра на верх- ней границе	сред- няя темпе- ратура град.			t°	u %	явле- ния
Москва	20/У 1959	680	-2,7	-0,1	2930	430	+10,8	60	без осадков
Волго- град	6/Ш	1000	-7,3	-5,3	2970	1080	+ 0,4	92	уме- ренный дождь
"-	26/1Х	590	-3,0	-2,5	2730	170	+10,7	94	то же
"-	12/Х	920	-4,2	-2,7	3520	1940	+2,0	93	"-
"-	19/Х	190	-2,4	-1,9	3440	1590	+2,4	91	без осадков
"-	18/ХП	1150	-5,3	-6,2	2400	400	-5,9	92	умерен- ный снег
Мине- ральные Воды	30/1Х	2320	-7,2	-2,1	4720	1150	+7,2	96	то же
"-	4/Х	530	-4,4	-3,8	2430	220	+5,1	78	полоса паде- ния
Ростов- на-Дону	5/ХП	920	-5,2	-2,7	3660	400	-0,7	98	слабый дождь
Львов	3/1	410	-7,5	-4,1	2790	1320	-0,6	84	слабый снег
"-	20/1У	410	-7,8	-6,5	3680	2050	+1,2	91	умерен- ный дождь
Рига	23/Х1	1310	-1,5	-0,4	4560	3240	+1,4	98	очень слабый дождь
Минск	8/1У	1400	-3,8	-0,8	3060	630	+5,9	92	умерен- ный дождь

водой и надо льдом ($E = E_B - E_A$); ρ - плотность воды; K - постоянная Больцмана; N - число Авогадро; $v(R)$ - скорость падения капли; W - вертикальная скорость ветра; Re - число Рейнольдса; a - коэффициент, зависящий от размера капли.

Уравнение коагуляционного роста крупных капель, падающих в монодисперсном облаке, при вертикальной скорости ветра, соизмеримой со скоростью падения облачных капель, с достаточной точностью можно записать

$$\frac{dR}{dz_{кг}} = - \frac{\gamma}{4\rho} \tilde{E}(R), \quad (8)$$

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

175263

где q - водность облака, $\tilde{E}(R)$ - коэффициент захвата.

Уравнение для суммарного роста имеет вид

$$-\frac{dR}{dz} = \frac{4\varrho_m \Delta E (1 + \alpha \sqrt{Re}) + q \tilde{E}(R) \kappa N T R [v(R) - w]}{4\rho \kappa N T R [v(R) - w]} \quad (9)$$

Знак минус в (7), (8) и (9) указывает, что мы следим за падающей в облаке каплей.

Решая относительно z и интегрируя (9), получим

$$-\Delta z = \int_{R_1}^{R_2} \frac{4\rho \kappa N T R [v(R) - w] dR}{4\varrho_m \Delta E (1 + \alpha \sqrt{Re}) + q \tilde{E}(R) \kappa N T R [v(R) - w]} \quad (10)$$

Уравнение (10) выражает путь, который проходит падающая капля, вырастая от начального радиуса R_1 до конечного R_2 . Было произведено численное интегрирование (10) при различных температурах от начального радиуса $R_1 = 5$ мк до конечного $R_2 = 100$ мк при $q = 0,4$ г/м³, $w = 0,5$ см/сек.

Полученные значения Δz при температуре T наносились на график, по оси абсцисс которого откладывались значения температуры в °С, что соответствует средней температуре облака, а по оси ординат - значения Δz в метрах, что соответствует мощности облака, через которое проходит падающая капля, вырастая до размера $R = 100$ мк. Считалось при этом, что снежинка, равновеликая по массе сферической капле $R = 100$ мк, выпадая из облака, полностью не испарится, а дойдет до земной поверхности. Соединив плавной кривой точки, получим график зависимости между осадками, мощностью переохлажденного смешанного облака и его средней температурой. На рис.3 представлен этот график, на котором также нанесены данные опытов по искусственному воздействию на переохлажденные слоистые облака твердой углекислотой и данные из анализа самолетного зондирования атмосферы (табл.2).

Видно, что теоретическая кривая в основном правильно описывает термодинамику процесса осадкообразования в слоистых переохлажденных смешанных облаках.

Искусственное вызывание осадков может с такой же успешностью осуществляться и при температурах на верхней границе облака выше -4° , но для этого необходимы более значительные мощности облака.

Процессы осадкообразования в переохлажденных слоистых облаках совершенно одинаковы как при искусственном воздействии на них твердой углекислотой, так и при естественном засеивании их ледяными элементами извне.

Анализ графика подтверждает также достоверность разделения облаков на смешанные и чисто водяные по значению скорости замерзания на верхней границе облака, если эти облака не "заражаются" извне ледяными элементами.

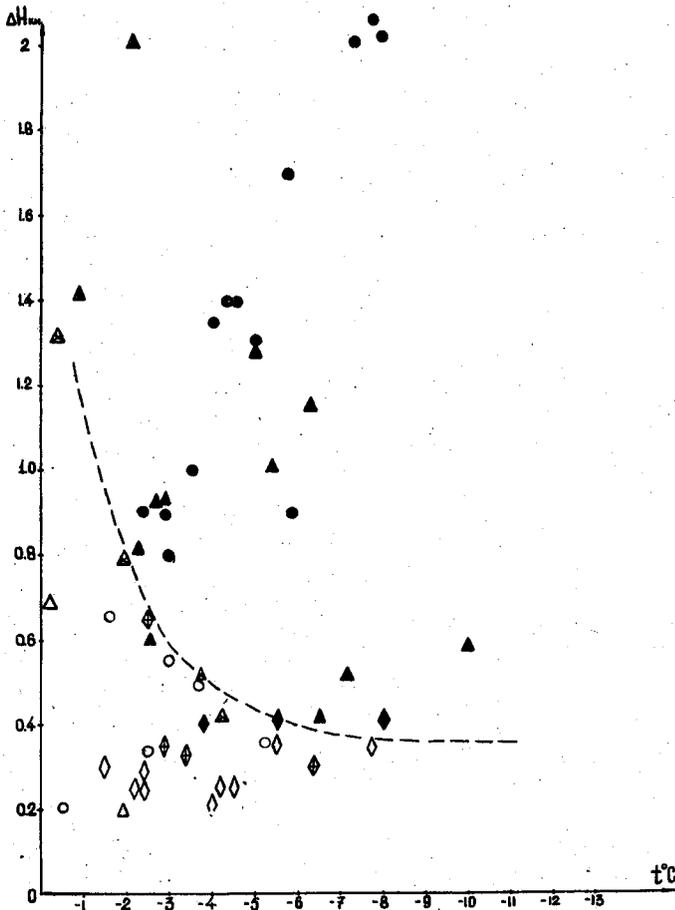


Рис.3. ЗАВИСИМОСТЬ МИНИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО КАПЕЛЬНОГО СЛОИСТОГО ОБЛАКА, ДАЮЩЕГО ОСАДКИ У ЗЕМЛИ, ОТ ЕГО СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ, ПРИ ИСКУССТВЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЭТО ОБЛАКО ТВЕРДОЙ CO_2 ИЛИ "ЗАРАЖЕНИИ" ЕГО ЛЕДЯНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ИЗВНЕ.

□ - данные ААНИИ [25], ○ - данные ГГО [24], △ - данные самолетного зондирования. Значок затушеван - осадки, крест - полосы падения или отдельные снежинки, чисто - без осадков.

При естественном, спонтанном замерзании облака в области более высоких температур на верхней границе облака, чем температура интенсивной кристаллизации, повышение необходимой мощности облака, при котором могут образоваться осадки, происходит скачкообразно от 400 до 1800 м, при искусственной кристаллизации облака в этой области температур нарастание необходимой мощности идет плавно. Это еще раз свидетельствует о том, что установленная ранее критическая скорость кристаллизации определяет переход облака из чисто водяного в смешанное.

Перейдем теперь к рассмотрению некоторых вопросов физики образования осадков в чисто водяных облаках.

2. Чисто водяные облака

Аналитическое решение задачи о пересыщении пара и скорости конденсационного и коагуляционного роста капель в водяных облаках с небольшими вертикальными токами было получено Л.Г. Качуриным в работах [4, 8, 26, 27].

Частное решение задачи конденсационно-коагуляционного роста капли для случая установившегося пересыщения согласно [4, 31] имеет вид

$$-\frac{dR}{dz} = \frac{2\mathcal{D}\mu^2\mathcal{E}}{(\rho k T)^2 R [\bar{v}(R) - w]} \left[\left(1 - \frac{dS}{dt} \frac{\rho (k T)^2}{8\pi n \mathcal{E} \mu^2 E_\infty} \right) \frac{1}{\bar{r}} - \frac{1}{R} \right] + \frac{q}{4\rho} \frac{\int_z \eta(z) E(R, z) z^3 \left[\frac{v(R) - v(z)}{v(R) - w} \right] dz}{\int_z \eta(z) z^3 dz}, \quad (11)$$

где \mathcal{E} - удельная поверхностная энергия на границе вода-водяной пар, E_∞ - упругость насыщения пара при температуре T , \bar{r} - средний радиус капель в облаке, n - концентрация капель в единице массы, $\frac{dS}{dt}$ - изменение удельной влажности насыщения в единицу времени, другие обозначения известны.

С целью выяснения роли различных факторов, влияющих на рост капель, в работах [4, 8] был произведен расчет ряда примеров, которые отличались друг от друга величиной исходных параметров облака.

Расчеты показали, что для диагноза осадков из чисто водяных облаков необходимо точно знать распределение капель по размерам, температуру, водность, вертикальную мощность облака и дефицит влажности воздуха под облаком.

Основой для решения вопроса о том, каков в действительности внутренний механизм развития водяных облаков для превращения их в дождевые, должны послужить, как считает Л.Г. Качурин [4], материалы сопоставления фактических данных с результатами расчетов укрупнения частиц в водяных облаках.

В частности, в [4] указывается, что необходимо выяснить, какие характеристики облаков являются наиболее изменчивыми в процессе их развития, какие, наоборот, наиболее консервативными. Без этого попытки предвычисления осадков из водяных облаков останутся в значительной степени безрезультатными.

Чтобы облегчить задачу по выявлению природных зависимостей между осадками и параметрами чисто водяных облаков, имеет смысл получить теоретические зависимости между скоростью роста капли и последовательными изменением каждого параметра облака.

Упростим прежде всего уравнение (11) для случая монодисперсного развивающегося облака. Это может несколько изменить численный результат, однако, что самое важное, существенно не повлияет на выявление характера искомых зависимостей.

Для монодисперсного облака первое слагаемое уравнения (11), описывающее скорость роста за счет конденсации пара на капле,

может быть представлено

$$-\frac{dR}{dz_{\text{кнз}}} = -\frac{dS}{dt} \frac{1}{R^2 4\pi n [v(R) - w]} \quad (12)$$

Переходя от концентрации капель в единице массы к водности облака с помощью соотношения

$$n = \frac{3q}{4\pi R^2 \rho \rho_e} \quad (13)$$

где q - водность облака, выраженная в г/см³, ρ - плотность воздуха, получим

$$\frac{dR}{dz_{\text{кнз}}} = \frac{dS}{dt} \frac{R \rho \rho_e}{3q [v(R) - w]} \quad (14)$$

Преобразуем уравнение (14) следующим образом. В [1,28] показано, что, если мы следим за судьбой отдельной частицы, т.е. рассматриваем $\frac{dT}{dt}$, то основными факторами образования облаков будут адиабатическое, трансформационное и радиационное охлаждения.

Так как нас интересуют капельножидкие и притом достаточно мощные облака типа $As - Ns$, которые в основном располагаются выше пограничного слоя атмосферы и в теплую половину года, то можно принять условие адиабатичности и считать, что изменение температуры за счет вертикальных движений намного больше трансформационных и радиационных изменений.

Исходя из такого предположения, можно записать, что

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS}{dT} \frac{dT}{dt} = \frac{dS}{dT} \frac{dT}{dz} \frac{dz}{dt} = -\frac{dS}{dT} \sigma W, \quad (15)$$

так как $\frac{dz}{dt} = W$ - вертикальная скорость ветра, $\frac{dT}{dz} = -\sigma$ - вертикальный температурный градиент в облаке.

Согласно [29] величина $\frac{dS}{dT}$ может быть представлена

$$\frac{dS}{dT} = \frac{\mu_1}{\mu} \frac{\rho_e E_\infty}{PT^2 A R_n} \quad (16)$$

где μ_1 - молекулярный вес водяного пара, P - давление воздуха, R_n - удельная газовая постоянная водяного пара, A - тепловой эквивалент работы, отношение $\frac{\mu_1}{\mu} \approx 0,622$.

Решая совместно (14), (15) и (16), получим

$$\frac{dR}{dz_{\text{кнз}}} = -0,622 \frac{\rho_e E_\infty R \rho \rho_e \sigma W}{PT^2 A R_n 3q [v(R) - w]} \quad (17)$$

Второе слагаемое уравнения (11), описывающее коагуляционный рост капли в облаке для случая монодисперсного облака, можно представить в виде

$$\frac{dR}{dz_{\text{кнз}}} = -\frac{q}{4\rho} \tilde{E}(R) \left[\frac{v(R) - v(z)}{v(R) - w} \right] \quad (18)$$

Окончательно упрощенное уравнение для суммарной скорости роста капли, падающей в монодисперсном развивающемся облаке, имеет вид

$$-\frac{dR}{dz} = \frac{4 \cdot 0,622 \alpha E_{\infty} \rho_s^2 R \sigma W + 3 q^2 T^2 \rho A R_n \tilde{E}(R) [v(R) - v(z)]}{12 q P T^2 A R_n [v(R) - w] \rho} \quad (19)$$

Разделив переменные и интегрируя (19) от z_1 до z_2 и от R_1 до R_2 , получим

$$\Delta z = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{12 q P T^2 A R_n \rho [v(R) - w] dR}{4 \cdot 0,622 \alpha E_{\infty} \rho_s^2 R \sigma W + 3 q^2 T^2 \rho A R_n \tilde{E}(R) [v(R) - w]} \quad (20)$$

Результаты численного интегрирования уравнения (20) при различных значениях T, W, q и при $R_1 = 7$ мк, $R_2 = 150$ мк, $P = 800$ мб представлены на рис. 4.

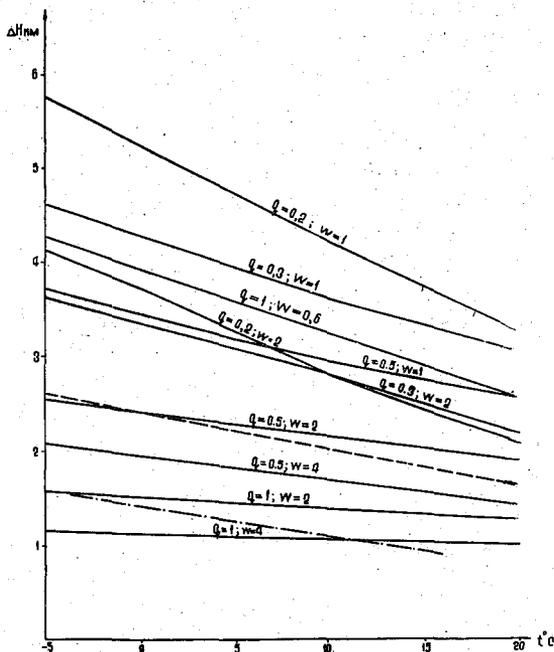


Рис. 4. ЗАВИСИМОСТЬ МИНИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИ СЛОИСТОГО КАПЕЛЬНОГО ОБЛАКА, КОТОРАЯ ТРЕБУЕТСЯ ДЛЯ ТОГО, ЧТОБЫ ПАДАЮЩАЯ КАПЛЯ, ПРОХОДЯ ЕЕ, ВЫРОСЛА ДО $R = 150$ мк, ОТ СРЕДНЕЙ ВЛАЖНОСТИ И СРЕДНИХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОВ В ОБЛАКЕ.

Коэффициент захвата рассчитывался по формулам Н.С.Шихкина [5].

Так как величина σ в облаках $As-Ns$ меняется незначительно [1,30], ее мы приняли постоянной и равной $0,5^\circ/100$ м. Из рис. 4 видно, что для того, чтобы капля, падая в чисто водяном облаке, выросла от начального радиуса 7 мк до конечного 150 мк при различных значениях T, W и q , ей необходимо проходить различ-

ные отрезки пути. Так, при средней водности $0,2 \text{ г/м}^3$, средней температуре облака 0° и средней вертикальной скорости 1 см/сек. падающая капля вырастет до $R_2 = 150 \text{ мк}$ в облаке толщиной не менее 5200 м , в то время как при $q = 0,5 \text{ г/м}^3$, $W = 2 \text{ см/сек.}$ и $T = 0^\circ$ потребуется мощность облака только 2400 м . Существенно будет меняться мощность облака и в зависимости от изменения средней температуры. Выполненные нами расчеты находятся в хорошем согласии с расчетами работ [4,8].

К сожалению, отсутствие регулярных и надежных данных о водности облаков и вертикальных токах не позволяет построить природные зависимости между осадками и этими параметрами для чисто водяных облаков. Данные о температуре и мощности облаков, если они наблюдаются, имеются в протоколах каждого самолетного подъема. Это дает возможность выявить естественную связь между осадками, мощностью и средней температурой чисто водяных облаков.

Выше, рассматривая рис.2, мы не остановились на анализе хода кривой связи при значениях $\lg \frac{dn}{dt} < -6,2$, указав только, что в этом случае мы имеем дело с чисто водяными облаками. Из графика рис.1 видно, что при малых значениях $\lg \frac{dn}{dt}$ влияние вертикальных токов на величину скорости замерзания уменьшается. Таким образом, $\lg \frac{dn}{dt} \sim f(T)$. Это значит, что с уменьшением $\lg \frac{dn}{dt}$ происходит повышение температуры на верхней границе облака, а следовательно, и повышение его средней температуры. В таком случае участок кривой на рис.2 при значениях $\lg \frac{dn}{dt} < -6,2$ можно рассматривать как зависимость между осадками, температурой и мощностью чисто водяного облака. Для этого дополнительно к имеющимся данным были привлечены самолетные подъемы в указанных выше пунктах за теплое полугодие с 1954 по 1958 г. Данные отбирались при следующем условии: облака должны быть капельные, что при отрицательных температурах характеризовалось критерием $\lg \frac{dn}{dt}$, видом осадков, если они наблюдались, и визуальной оценкой наблюдателя. При положительных температурах это условие автоматически выполнялось.

Дополнительно были включены данные самолетных подъемов из работ [2,5,6]. Всего было использовано около 1000 самолетных подъемов в чисто водяных облаках.

Для каждого случая рассчитывалась средняя температура облака как полусумма температур на верхней и нижней границах и мощность облака. Затем эти данные наносились на график, по оси абсцисс которого откладывались значения средней температуры облака $t^\circ \text{C}$, а по оси ординат мощность $\Delta \text{ Н км}$. Если при этом наблюдался умеренный дождь, ставился значок \blacktriangle , если очень слабый дождь $-+$, если морось $- \bullet$, без осадков $- \circ$.

Разделив области умеренного дождя от очень слабого дождя и мо-

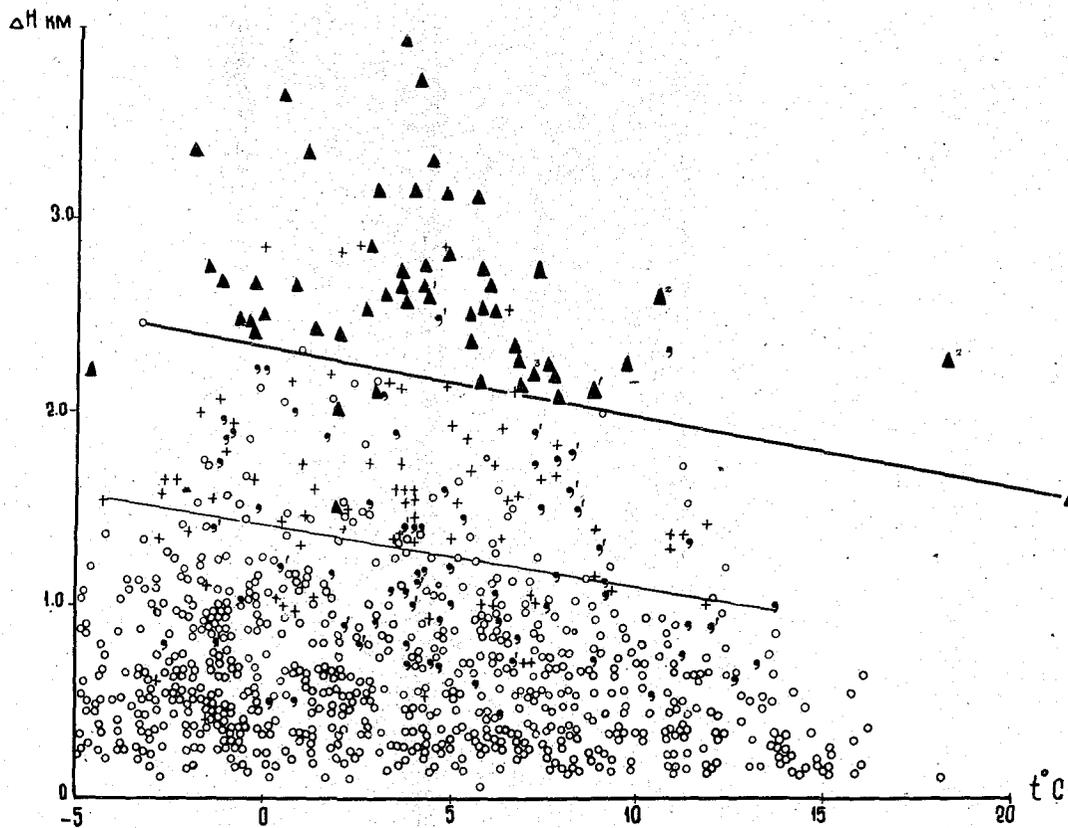


Рис.5. ЗАВИСИМОСТЬ МИНИМАЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ЧИСТО
 ВОДЯНОГО СЛОИСТОГО ОБЛАКА, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЗА-
 МЕТНОГО ДОЖДЯ, ОТ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЛАКА

роси, а последнюю от области отсутствия осадков, мы получили график зависимости между осадками, мощностью и средней температурой облака.

Этот график представлен на рис.5.

Видно, что, если параметры облака таковы, что точка на графике окажется выше кривой, разделяющей умеренные осадки от очень слабых или морозящих, то в этом случае мы в 95% случаев будем наблюдать осадки у земной поверхности, из которых 90% будут умеренными или сильными. Кривая, разделяющая область отсутствия осадков от области мороси или очень слабого дождя, определяет 50% вероятность этих явлений.

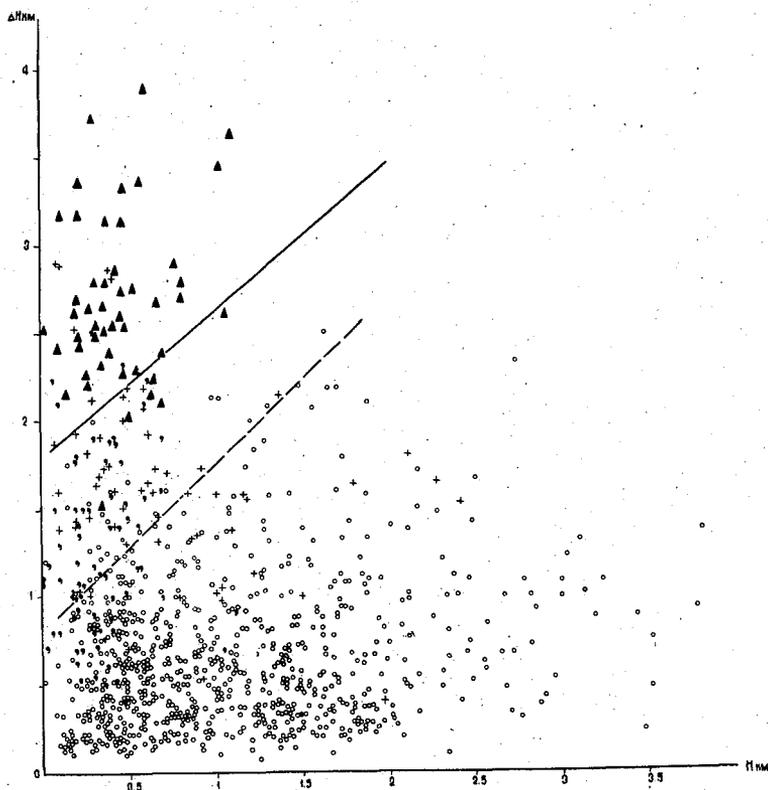


Рис.6. ВЕРОЯТНОСТЬ ВЫПАДЕНИЯ ОСАДКОВ ДО ЗЕМЛИ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ВЕРТИКАЛЬНОЙ МОЩНОСТЬЮ
И ВЫСОТОЙ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЧИСТО ВОДЯНОГО СЛОЙСТОГО ОБЛАКА.

Сравнение полученных природных кривых связи между осадками, мощностью облака и его средней температурой с расчетными (см. рис. 4, на котором природные кривые проведены пунктирными линиями) показывает, что в природе действительно имеется зависимость между параметрами облака и осадками такого типа, как подсказывает теория [4,8]. Более строгий учет параметров облака позволил бы производить и более точный расчет осадков, но в настоящее время сделать это не представляется возможным, так как мы не располагаем надежными и регулярными данными о водности, величине и характере распределения вертикальных скоростей в облаке.

Однако полученный результат позволяет уже сейчас использовать его в синоптической практике в целях диагноза и прогноза обложных осадков.

В заключение остановимся на зависимости выпадения осадков у земли от соотношения между вертикальной мощностью и высотой нижней границы чисто водяного слоистого облака, что обсуждалось ранее в § 1. На рис. 6 представлена эта зависимость. График построен по материалам самолетного зондирования атмосферы в чисто водяных облаках, которые использовались при построении графика рис. 5.

Из рис. 6 видно, что между выпадением осадков у земли, мощностью и высотой нижней границы чисто водяного облака обнаруживается четкая зависимость. Рисунок 6 подтверждает выводы работ [2,4,8 и др.] о характере процессов осадкообразования в чисто водяных облаках и влиянии влажности и мощности подоблачного слоя на выпадение осадков у земли.

З а к л ю ч е н и е

Как известно, в настоящее время синоптик делает заключение о вероятности выпадения осадков по характеру ожидаемой формы облаков, исходя из сложившейся к моменту составления прогноза конкретной синоптической обстановки. Это очень часто не приносит положительного результата, и поэтому прогноз осадков даже при правильном прогнозе синоптического положения имеет более низкую оправдываемость, чем другие метеорологические элементы.

А.С.Зверев [21] указывает, что прогнозы осадков затруднены, помимо прочего, и невозможностью учета микрофизического строения облаков и тех процессов, которые влияют на укрупнение элементов облака.

В настоящей работе показано, что некоторые закономерности физики обложных осадков, разработанные теоретически, правильно отображают природу этого явления.

Полученные эмпирические зависимости между доступными для измерения и предвычисления параметрами облака и осадками уже сейчас могут быть использованы в синоптической практике, так как они позволяют качественные соображения заменить количественным расчетом.

Л и т е р а т у р а

1. Б о р о в и к о в А.М. и др. Физика облаков. Гидрометеоздат, Л., 1961.
2. М е й с о н Б.Дж. Физика облаков. Гидрометеоздат, Л., 1961.
3. J. Podzimek. Fyzika oblaku a srážek. nakladatelství Československé akademie věd. Praha, 1959
4. К а ч у р и н Л.Г. Образование осадков в облаках с малыми вертикальными токами. Изв.АН СССР, серия геофиз., № 2, 1956.
5. Ш и ш к и н Н.С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гостехтеориздат, М., 1954.
6. Peppler W. Unterkülte Wasserwolken und Eiswolken. Forsch. u. Erfahr. Reichsanst. f. Wetterdienst B. I, 1940.
7. З а к Е.Г. Микроструктура фронтальных облаков. Метеорология и гидрология, № 6, 1949.
8. К а ч у р и н Л.Г. и др. Анализ вон осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ЛГМИ, вып.5-6, Л., 1956.
9. Б е р ж е р о н Т. Физика облаков и осадков. Сб. "Физика образования осадков", ИЛ, М., 1951.
10. Ф и н д а й з е н В. Коллоидально-метеорологические явления при образовании осадков. Сб. "Физика образования осадков", ИЛ, М., 1951.
11. А н т о н о в В.С. Анализ условий выпадения осадков на облаках слоистых форм. Сб. работ по региональной синоптике, № 6, Гидрометеоздат, М., 1962.
12. Б о р о в и к о в А.М. Некоторые результаты исследований структуры кристаллических облаков. Труды ЦАО, вып.10, 1958.
13. З а в а р и н а М.В. Аэроклиматические факторы обледенения самолетов. Гидрометеоздат, Л., 1960.
14. К а ч у р и н Л.Г. Замерзание монодисперсных водных аэрозолей. Изв.АН СССР, серия геофиз., № 2, 1951.
15. К а ч у р и н Л.Г. Замерзание полидисперсных водных аэрозолей. Там же.
16. К а ч у р и н Л.Г. Сравнение различных уравнений замерзания переохлажденных водных

- аэрозолей. Изв.АН СССР, серия гео-
физ., № 1, 1959.
17. Антонов В.С. О зависимости между вертикальными
токами и температурой интенсивной
кристаллизации во фронтальных об-
лаках слоистых форм. Метеорология
и гидрология, № 6, 1962.
18. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, часть 1. Гид-
рометеиздат, Л., 1955.
19. Singleton F. Aircraft observations of rain and drizzle
from layer clouds. Quart. J.R. Met. Soc.,
v. 86, N 368, 1960
20. B.J. Mason, B.P. Howorth. Some characteristics of stratiform clouds
over North Ireland in relation to their
precipitation. Quart. J. R. Met., Soc.,
vol. 78, N 336, 1952.
21. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Гид-
рометеиздат, Л., 1957.
22. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, часть II.
Гидрометеиздат, Л., 1954.
23. Искусственное воздействие на облака и осадки. Техническая
справка № 13 (перевод с английского). Гидрометеиздат, Л.,
1957.
24. Никандров В.Я., Чуваев А.П. Сводные данные
об опытах по воздействию на об-
лака сухим льдом. Труды ГГО,
вып.20, 1958.
25. Морачевский В.Г., Никандров В.Я. Эффек-
тивность частиц CO_2 и дыма AgI
для рассеивания переохлажденных
низких облаков. Труды ААНИИ,
т.228, 1959.
26. Качурин Л.Г., Алантьева Л.Е., Ся Юй-
жень. Концентрация пара и скорость рос-
та капель конденсата в водных аэ-
розолях. Изв.АН СССР, серия гео-
физ., № 9, 1961.
27. Качурин Л.Г. О пересыщении пара и конденса-
ционном росте капель в водяных об-
лаках. Метеорология и гидрология,
№ 8, 1958.
28. Абрамович К.Г., Хргиан А.Х. Исследование ус-
ловий возникновения слоистообраз-
ной облачности нижнего яруса. Тру-
ды ЦАО, вып.28, 1960.
29. Качурин Л.Г. О связи между вертикальными дви-
жениями в атмосфере и интенсив-

30. 3 а к Е.Г.

ностью осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ГГО, вып. 76, 1958.

Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов. Метеорология и гидрология, № 8, 1937.

М. А. ГЕРМАН

НЕКОТОРЫЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В ОБЛАКАХ

В ряде исследований, выполненных в последние годы, рассмотрен вклад турбулентного переноса влаги в формирование пространственной и внутренней структуры облаков. Однако, несмотря на это, количественные характеристики турбулентного обмена в облаках до сих пор изучены мало, поскольку до последнего времени отсутствовали надежные методы определения этих характеристик.

Появление работ А.С.Дубова [7,8], Л.Т.Матвеева [15], Д.Л.Лайхмана [11,12] позволило в определенной степени восполнить пробел в изучении турбулентного состояния свободной атмосферы и облаков. Вместе с тем еще далеко не все вопросы являются решенными окончательно.

В настоящее время по данным научно-исследовательских полетов накоплен уже довольно обширный материал, позволяющий охарактеризовать турбулентное состояние свободной атмосферы и различных облаков. Используя данные этих полетов, автором была предпринята попытка исследовать турбулентный обмен в облаках.

Для изучения турбулентного режима были использованы акселерографические записи перегрузок самолетов в облаках, полученные во время специальных полетов ЦАО, Гос.НИИ ГВФ, ГГО, АНИИ. В полетах 1957-58 и 1962 гг. принимал непосредственное участие автор.

В качестве дополнительного материала использованы бортовые журналы визуальных наблюдений за формой и количеством облаков, проводившихся бортаэрологами, а также данные температурно-ветрового зондирования в этих пунктах.

1. Материал и методика исследования

Изучение турбулентного обмена в облаках производилось на специально оборудованных самолетах. Основным прибором, с помощью которого регистрировалась турбулентность (перегрузки самолета), был акселерограф, состоящий из потенциометрического датчика перегрузок, установленного в центре тяжести самолета, и оптического само-

писца К4-51.

В качестве индикатора времени в схему прибора обычно включались электрические часы, производящие отметку времени через 1,0 сек. Самописцем К4-51 регистрировалась также температура воздуха, прозрачность облаков (атмосферы), влажность и температурные пульсации. С этой целью на самолете устанавливалось два самописца.

Для большинства полетов температура воздуха измерялась с помощью самолетного экранированного термометра конструкции В.А.Зайцева и А.А.Ледоховича или электрометеорографа ЦАО (с введением соответствующих поправок) [9, 24].

Количество и форма облаков определялись визуально бортаэрологами.

Вход и выход из облаков регистрировался с помощью измерителя прозрачности Г.М.Забродского [9], а при отсутствии приборов - визуально.

Отбору акселерографических записей для их последующей обработки предшествовала критическая оценка условий получения данных. В частности, обязательным требованием являлось сохранение постоянной скорости и высоты полета для каждого случая (горизонтальной площадки). Вмешательство летчика в управление самолетом на горизонтальной площадке обычно было минимальным (в пределах, необходимых для обеспечения безопасности полета).

Продолжительность полета по горизонтали в момент исследования в среднем была 120 сек. В некоторых случаях полетов на больших высотах такой временной интервал не всегда был осуществим, что связано со спецификой полета в облаках. В таких случаях использовались акселерографические записи продолжительностью не менее 50 сек. Количество записей на таких площадках составляет примерно 6% всех случаев, рассмотренных в работе.

Исследования, выполненные А.П.Суренсоном [25], показывают, что интервал времени в 120 сек. достаточно хорошо обеспечивает изучение ряда важных характеристик турбулентного режима свободной атмосферы.

Выбор указанного интервала времени вполне обеспечивает исследование турбулированного слоя с горизонтальной протяженностью от 7000 до 25 000 м.

Время и районы исследовательских полетов, типы самолетов, количество горизонтальных площадок в облаках и вне облаков приведены в табл.1.

Всего было исследовано 1120 записей с болтанкой самолетов; 60,0% записей получены при полетах в облаках и 40,0% записей - вне облаков.

Облака нижнего, среднего ярусов и частично облака вертикального развития исследовались с помощью винтомоторных самолетов Ли-2 и Ил-12. Облака верхней тропосферы и нижней стратосферы прозондированы скоростными самолетами Ту-104, Ту-104Б и Ил-18.

Маршруты полетов охватывают многие географические районы страны с разными климатическими условиями формирования облаков. Это обеспечивает возможность сравнения полученных выводов о турбулентности в облаках в тех или иных районах.

Таблица 1

Исходные данные научно-исследовательских полетов,
использованных при изучении турбулентного режима
в облаках

№ п/п	Географический район, сезон и год исследо- вания	Тип самоле- тов	Число случаев		Общее число случаев
			в обла- ках	вне облаков	
1	ЕТС, Средняя Азия, зима, 1957 г.	Ту-104	-	28	28
2	Арктика, лето, 1957 г.	Ил-12	87	136	223
3	Северо-западная часть ЕТС, осень-зима, 1957 г.	Легкий истре- битель	-	44	44
4	Центральная часть ЕТС, зима, 1957-58 г.	Ли-2	54	-	54
5	Центральная часть ЕТС, Средняя Азия, лето, 1958 г.	Ту-104	44	5	49
6	Арктика, лето, 1959 г.	Ил-12	37	-	37
7	Центральная часть АТС, лето-осень, 1959 г.	Ил-14	26	-	26
8	Северо-западная часть ЕТС, осень, 1960 г.	Ли-2	51	10	61
9	Дальний Восток, Средняя Азия, весна-лето, 1960 г.	Ил-18, Ту-104Б	65	85	150
10	Дальний Восток, Сред- няя Азия, лето-осень, 1960 г.	Ту-104Б	93	49	142
11	Северо-западная и юго- западная части ЕТС, зима, весна, лето, 1961 г.	Ли-2	88	36	124
12	Северо-западная часть ЕТС, лето, 1962 г.	Ли-2	126	56	182

Применение различных типов самолетов является недостатком ис-
пользованного материала, что в некоторой степени осложняло его
обработку.

Распределение количества случаев по ярусам и полугодиям пред-
ставлено в табл.2. В теплое полугодие в облаках исследовано 519
случаев, из них 124 в арктических районах. В холодное полугодие
в Арктике облака не исследовались, а в умеренных широтах рассмот-
рено 152 случая.

Число площадок, на которых производились измерения, было боль-
шим и поэтому результаты, полученные при обработке, можно считать
более или менее надежными.

П. Методика обработки акселерографических записей
болтанки самолетов в облаках

В качестве исходных данных для анализа были использованы зна-
чения ординат h_i , снятых с акселерограмм через промежутки вре-

Таблица 2

Количество горизонтальных площадок в облаках
в зависимости от полугодия

Полу- годие	Умеренные широты					Арктика				Всего случа- ев
	обл. верт. разви- тия	ниж- ний ярус	сред- ний ярус	верх- ний ярус	вне обла- ков	облака верт. разви- тия	ту- ман	ниж- ний ярус	вне обла- ков	
Теплое	128	87	36	144	211	11	9	104	136	866
Холод- ное	15	107	30	-	102	-	-	-	-	254
Общее число случаев	143	194	66	144	313	11	9	104	136	1120

мени $\tau = 0,5$ сек. с точностью до $0,1$ мм. В тех случаях, когда скорость развертки самописца была недостаточно большой, проводилось дополнительное построение нового графика, но при более "растянутом" масштабе времени, чем на акселерограмме. После снятия ординат вычислялись абсолютные значения разностей Δh между произвольной величиной ординаты h_i и средней ординатой \bar{h} на горизонтальной площадке.

Переход от абсолютных значений разностей ординат к значениям перегрузок Δn (где $\Delta n = n - 1$ в долях g) осуществлялся при помощи тарировочных графиков, приданных к каждому датчику перегрузок. Осреднение перегрузок, необходимое для дальнейших расчетов, проводилось по 120 мгновенным значениям Δn .

Для интервала времени менее 120 сек. количество мгновенных значений, использованных при осреднении, было соответственно меньше.

Для датчика типа МП-66, которым фиксировались перегрузки в полете, зависимость между значениями ординат и перегрузок является линейной. Тарировка датчика перегрузок во всех случаях производилась до и после окончания полетов (экспедиции) при фиксированном напряжении. Для характеристики турбулентного режима облаков можно использовать данные о величинах вертикальной пульсации скорости ветра, коэффициента турбулентности, энергетического спектра и т.д. В данной работе приводятся коэффициенты турбулентности в основных формах облаков. В работе также рассматриваются перегрузки современных самолетов и размеры турбулентных вихрей, вызывающих их болтанку.

В настоящее время известен ряд методов [8, 11, 12 и 15] для определения коэффициента турбулентности в свободной атмосфере. В нашем случае наиболее удобно пользоваться расчетными формулами, предложенными в работе [8].

В основу выполненного расчета положена структурно-кинематическая формула Ляпина-Дубова

$$K = \frac{u_z \tau \bar{v}}{2} \quad (1)$$

Величина u_z определяется по данным акселерографических записей с помощью соотношения

$$u_z = v \Delta n, \quad (2)$$

где $v = \frac{v_0}{\Delta}$ - коэффициент, характеризующий летно-технические данные самолета,

$$v_0 = \frac{2 \frac{G}{s}}{\rho_0 C_y^a}, \quad (2)$$

τ - среднее время сохранения вертикальной пульсации одного знака, в сек., $\frac{G}{s}$ - удельная нагрузка на несущие поверхности самолета, ρ_0 - плотность воздуха, C_y^a - коэффициент, характеризующий изменение подъемной силы самолета в зависимости от угла атаки.

Величины, входящие в формулу (1), могут быть легко определены с помощью акселерографических записей и данных из технических описаний самолетов.

Величина τ определялась как разность времен начала и конца перегрузки одного знака и осреднялась для всей горизонтальной площадки.

В тех случаях, когда при исследовании акселерографом фиксировалось отсутствие перегрузок самолета, т.е. турбулизованные слои чередовались со спокойными участками полета (в пределах чувствительности акселерографа), определение времени сохранения перегрузки одного знака производилось по методике, предложенной А.С.Дубовым [8].

В подобных случаях в начале коэффициент турбулентности находился только по участкам записи, где были возмущения, а для характеристики турбулентного состояния всей исследуемой области полученное значение множилось на отношение длины участков записи с наличием ускорений к общей длине записи.

Современные исследования показывают, что в свободной атмосфере наблюдается широкий спектр турбулентных возмущений, от размеров вихрей в несколько миллиметров до сотен и тысяч километров.

При использовании самолета для исследования атмосферы из этого широкого спектра оказываются исключенными самые мелкие и самые крупные вихри. На первые самолет не реагирует в силу значительности инерции. Вихри очень больших размеров, т.е. очень большие поднимающиеся и опускающиеся массы воздуха, либо просто "захватывают" самолет и переносят его без изменения угла атаки, либо эти изменения оказываются настолько незначительными, что при существующей точности акселерографов не могут быть выявлены на записи [8]. Так как величина турбулентного обмена определяется в первую очередь большими вихрями, то пренебрежение влиянием малых вихрей

практически не скажется на величине полученных характеристик обмена.

Ограниченность спектра вихрей сверху может в определенной степени приводить к уменьшению коэффициента турбулентности.

Для исследования этого вопроса обратимся к соотношению (2), которое учитывает переход от перегрузок, испытываемых самолетом, к вертикальным пульсациям скорости ветра. Входящий в соотношение (2) коэффициент β , строго говоря, является функцией частоты возмущений. В этой целью рассчитаны значения функции $\beta'(\omega)$ по формуле

$$\beta'^2(\omega) = \frac{(\omega^4 + 2D_1\omega^2 + D_2) + (2D_3\omega^2 + 2D_4)^2 \omega^2}{(2D_8\omega^2 + 2D_9)\omega^4 + (2D_{10}\omega + 2D_2)^2 \omega^2} \quad (3)$$

Вид кривой зависимости величины β от частоты для самолета Ли-2 представлен на рис.1.

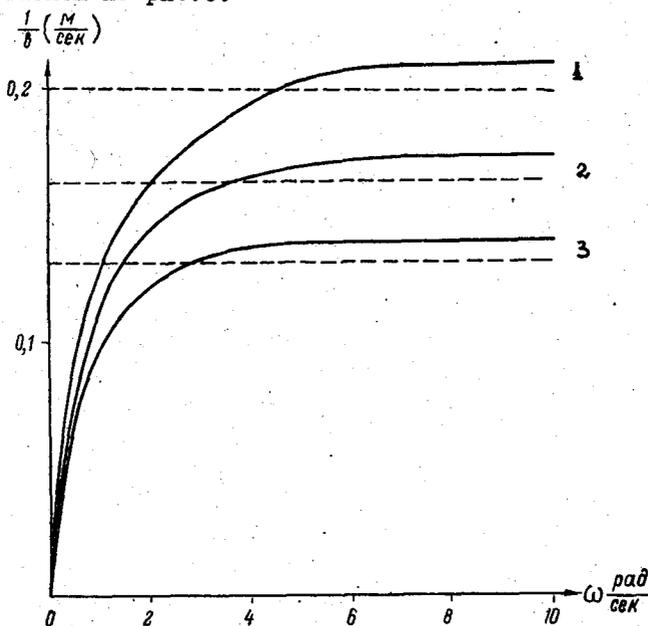


Рис.1. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ КОЭФФИЦИЕНТОВ β И β_1 ДЛЯ САМОЛЕТА Ли-2.

1 - 1000 м, 2 - 3000 м, 3 - 5000 м.

Из рис.1 видно, что особенно сильно меняется величина коэффициента при малых частотах, однако при расчетах коэффициента турбулентности используется постоянное, асимптотическое значение величины β . Это, естественно, приводит к рассмотрению только высокочастотного участка спектра возмущений, а следовательно, и к определенным погрешностям расчета.

Прежде чем оценить погрешность принятого в выражении (2) приближения, рассмотрим повторяемость значений среднего времени со-

хранения перегрузки одного знака, которое связано с частотой соотношением

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (4)$$

где $T = 2\tau$ - время полного периода, в сек.

Повторяемость величины среднего времени сохранения перегрузки одного знака в турбулизированных слоях атмосферы ^{1/} для различных типов самолетов приведена в табл.3.

Таблица 3

Повторяемость (в %) величин среднего времени сохранения перегрузки одного знака

Тип самолета	τ сек.	$\leq 0,60$	0,61-1,00	1,01-1,40	1,41-1,80	1,81-2,20	2,21-2,60	2,61-3,00	Общее число случаев
		ω рад/сек	$\geq 5,23$	5,16-3,14	3,13-2,24	2,23-1,74	1,73-1,43	1,42-1,21	
Легкий истребитель	52,2	47,8	-	-	-	-	-	-	44
Ли-2	-	0,5	31,1	49,2	17,3	1,7	0,2	-	421
Ил-12	-	1,5	10,0	49,2	30,0	5,8	3,5	-	260
Ил-14	-	-	15,4	69,2	15,4	-	-	-	26
Ил-18	-	-	-	19,0	76,2	4,8	-	-	21
Ту-104	-	2,0	6,9	38,7	44,6	7,5	0,3	-	348

Просмотр данных табл.3 показывает, что наибольшая повторяемость величины τ ограничивается пределами от 1,00 до 2,60 сек., что соответствует частотам 3,14-1,21 рад/сек.

Исключением является повторяемость τ для истребителя, где значение времени ограничено сверху величиной $\tau = 1,00$ сек.

Таким образом, на участок большой изменчивости коэффициента падает наибольшая повторяемость частот атмосферных возмущений, на которые реагируют современные самолеты.

Погрешность за счет использования в расчетах асимптотического значения коэффициента ν может быть определена из соотношения

$$\eta = \frac{\nu}{\nu'}, \quad (5)$$

где $\nu' = \nu(\omega)$.

Величина η в этом случае в определенной степени зависит от конструкции самолета, в частности, для большинства самолетов с "жесткой" конструкцией в рассмотренном выше диапазоне частот она обычно меньше единицы, для "нежестких" самолетов - больше единицы.

Рассмотрим это на примере. Для самолета Ли-2, летящего со ско-

^{1/} В этом случае рассмотрены полеты в облаках и внеоблачном пространстве вместе, в дальнейшем они исследуются раздельно.

ростью $V = 218$ км/час на высоте $H = 2000$ м, $\eta = 0,668$ (при $\omega = 1,05$ рад/сек.), а для самолета Ту-104 при полете на высоте $H = 8000$ м со скоростью $V = 775$ км/час при одинаковом значении частоты $\eta = 3,23$.

Таким образом, выполненные в работе расчеты показывают, что для самолетов с "жесткой" конструкцией использование коэффициента δ будет приводить к заниженным значениям, а для "нежестких" конструкций результаты расчета коэффициента турбулентности окажутся завышенными.

Учитывая это обстоятельство, в работе были рассчитаны поправочные множители для всех типов самолетов, на которых производилось зондирование.

Результаты расчета для самолета Ли-2 представлены на рис.2.

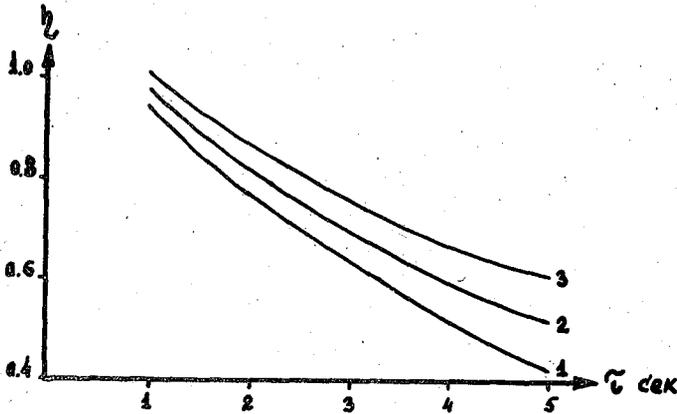


Рис.2. ЗАВИСИМОСТЬ ПОПРАВОЧНОГО МНОЖИТЕЛЯ η ОТ ВЫСОТЫ (САМОЛЕТ ЛИ-2).

1 - 1000 м, 2 - 3000 м, 3 - 5000 м.

Для "нежестких" самолетов поправочный множитель рассчитан из экспериментальных данных.

С учетом этих замечаний выражение для коэффициента турбулентности принимает вид

$$K_1 = \frac{v_0 \bar{v}}{2 \eta \Delta} \Delta n, \quad (6)$$

Используя материалы акселерографических записей, по формуле (6) рассчитаем коэффициенты турбулентности в различных формах облаков.

Размеры турбулентных вихрей, вызывающих болтанку современных самолетов, определялись из соотношения

$$\bar{L} = v \tau, \quad (7)$$

где L - размер турбулентного вихря, в метрах; v - воздушная

скорость, в м/сек.

Рассмотрим турбулентный обмен и его характеристики в основных формах облаков.

III. Перистые и перисто-слоистые облака

Интенсивное развитие авиационной техники в последнее десятилетие поставило перед метеорологией задачу детального изучения облаков верхнего яруса. Это, очевидно, определило то, что усилия ряда научно-исследовательских организаций направлены на изучение и решение этой задачи. Большое количество исследовательских полетов обеспечило накопление обширного материала, содержащего данные о температурном режиме, турбулентной структуре и т.д. По результатам полетов выполнен ряд интересных и оригинальных работ [2, 6, 10, 18, 19, 22 и 29], в которых подробно рассматриваются вопросы пространственной структуры и условия полетов в облаках верхнего яруса, синоптическая обстановка, благоприятствующая образованию этих облаков, и другие вопросы.

Вопросы турбулентного обмена в облаках верхнего яруса рассмотрены в работах [6, 10, 18, 22 и 29], которые являются одними из первых в этом направлении, так как до последнего времени исследования турбулентного режима в указанных облаках не производились. Так, в работе С.М.Шметера [22] по данным полетов Ту-104 впервые рассмотрены пространственные характеристики турбулентных зон в облаках верхнего яруса. Получены средние и максимальные значения перегрузок современных самолетов. С.М.Шметер указал на существенное различие в интенсивности турбулентного обмена в облаках в зависимости от скорости ветра (струйного течения).

Г.Д.Решетов [18] по данным 1664 наблюдений исследовал вопрос интенсивности болтанки самолетов в облаках верхнего яруса в зависимости от синоптического положения. По его данным в верхних облаках холодных фронтов и фронтов окклюзий, особенно в летнее время года, обычно наблюдается умеренная болтанка, что обусловлено, по его мнению, наличием неупорядоченных вертикальных движений, вызванных действием термического фактора в зонах этих фронтов.

Результаты, полученные этими авторами, в определенной степени восполняют пробел в изучении турбулентного режима облаков верхнего яруса. Но все же многие вопросы, в частности, такие, как количественные характеристики турбулентного обмена, масштабы турбулентных возмущений, энергетический спектр турбулентности, вызывающей болтанку самолетов в облаках, и другие, не получили освещения в специальной литературе.

Ниже приводятся результаты расчетов характеристик турбулентного обмена в перистых и перисто-слоистых облаках.

По данным акселерографических записей болтанки самолетов Ту-104 и Ил-18 рассчитаны значения величины коэффициента турбулентности и масштабы турбулентных возмущений, вызывающих болтанку современных самолетов.

Для выполнения этих расчетов использованы материалы научно-исследовательских полетов ЦАО и Гос.НИИ ГВФ за 1958 г. (июль - август) и 1960 г. (май-июнь, август-сентябрь). Одной из задач этих полетов являлось изучение облаков верхнего яруса и струйных течений. Исследования производились на скоростных самолетах Ту-104, Ту-104Б и Ил-18 над Центральной частью ЕТС, Средней Азией и районами Дальнего Востока.

Для изучения турбулентного режима было проанализировано 208 случаев, из них 144 случая в облаках и 64 вне облачного слоя (табл.4).

Таблица 4
Количество случаев с болтанкой самолета в различных формах облаков верхнего яруса

Год и месяц исследования	В облаках		Вне облаков		Общее число случаев
	Ci	Cs	под облаками	над облаками	
Июль-август 1958 г.	41	-	5	-	46
Май-июнь 1960 г.	18	32	12	39	96
Август-сентябрь 1960 г.	3	55	1	7	66

Полеты производились только в теплую половину года, это в некоторой степени ограничивает исходные данные и лишает возможности выполнить сравнение турбулентных характеристик в облаках по полугодиям. В работе исследованы перистые и перисто-слоистые облака. На борту самолета было установлено специальное оборудование для определения скорости и направления ветра. Это позволило рассмотреть случаи полетов в облаках при малых и больших скоростях воздушного потока. В тех случаях, когда ветер измерялся не достаточно надежно (при полетах 1958 г.) использовались данные, снятые с карт барической топографии.

В облаках струйных течений исследовано 77 случаев (табл.5), в перистых и перисто-слоистых облаках соответственно 32 и 45.

Таблица 5
Количество случаев с болтанкой самолета в облаках при различной скорости воздушного потока

Вне струйного течения				В струйном течении				Общее число случаев
под облаками	Ci	Cs	над облаками	под облаками	Ci	Cs	над облаками	
6	25	42	21	12	32	45	25	208

Акселерографические записи в перисто-кучевых облаках в работе не рассматривались из-за отсутствия надежных данных.

1. Перегрузки самолетов. Перегрузки, которые испытывают современные скоростные самолеты в облаках верхнего яруса, изменяются в широких пределах - от 0,05 до 0,60 g. Известны случаи, когда максимальные значения Δn достигали 0,80g [22].

В работе приводятся средние значения перегрузок при горизонтальном полете того или иного типа самолета. Эти величины обычно характеризуют турбулизованный слой в пределах 15 000-25 000 м. Эти пределы ограничены горизонтальными размерами облака.

Перегрузки, которые испытывают современные самолеты, в облаках Ci и Cs резко различаются по величине в зависимости от скорости воздушного потока (табл.6).

Таблица 6
Повторяемость (в %) средних перегрузок самолетов
Ту-104 и Ил-18 в облаках Ci и Cs

Форма облаков	Перегрузки Δn (в долях g)						Число случаев
	0,00-0,05	0,06-0,10	0,11-0,15	0,16-0,20	0,21-0,25	0,26-0,30	
	<u>Вне струйных течений</u>						
Под облаком	33,3	66,7	-	-	-	-	6
Ci	28,0	52,0	8,0	12,0	-	-	25
Cs	9,6	40,4	35,6	9,6	4,8	-	42
Над облаком	61,8	33,4	4,8	-	-	-	21
	<u>В струйном течении</u>						
Под облаком	8,3	33,3	16,7	41,7	-	-	12
Ci	-	6,2	21,9	40,6	21,9	9,4	32
Cs	-	13,3	17,8	24,5	35,5	8,9	45
Над облаком	-	16,0	48,0	28,0	8,0	-	25

В облаках струйных течений резко увеличивается повторяемость перегрузок со значениями 0,20 g и более. Заметим, что в перистых облаках при небольших скоростях воздушного потока такие перегрузки отсутствовали. В Cs повторяемость таких значений составляет всего 4,8%.

Сравнивая повторяемость перегрузок в перистых и перисто-слоистых облаках, необходимо указать на следующий факт. В облаках Ci повторяемость перегрузок более 0,10 g составляет 20%, а в Cs - почти 50%, т.е. в два с половиной раза больше. В случае струйных течений можно заметить обратное, т.е. здесь в облаках Ci повторяемость перегрузок более 0,15 g составляет почти 72%, а в Cs 68,9%. Анализ акселерографических записей и данные повторяемости Δn позволяют считать, что в перистых облаках при небольших скоростях ветра турбулентность менее интенсивна, чем в перисто-слоистых, а в случае струйных течений - наоборот.

Турбулентность (болтанка) вне облачного слоя при больших скоростях воздушного потока также увеличивается. В этом случае над облачным слоем C_s она более интенсивна, чем под облаками. Вне струйных течений под облаками турбулентный обмен развит сильнее, чем над облаками. Этот факт становится ясным, если учесть, что обычно верхней границей рассматриваемых облаков является слой тропопаузы.

2. Коэффициент турбулентности. Коэффициент турбулентности в облаках верхнего яруса в сильной степени зависит от скорости воздушного потока и от структуры облачного слоя. Поэтому величина K в таких облаках меняется в широких пределах. Так, например, в случае полета 18/УШ 1958 г. на $H = 10\ 000$ м в облаке C_i при скорости ветра $U = 80$ м/сек. было $K = 8,1$ м²/сек., а для случая 23/УШ 1958 г. на $H = 9450$ м в облаке C_i при $U = 160$ м/сек. было $K = 111$ м²/сек., при перегрузках, соответственно равных 0,05 и 0,25 g.

Особенно четко выявляется различие в интенсивности турбулентности, если рассмотреть повторяемость значений коэффициента турбу-

Таблица 7

Повторяемость (в %) коэффициента турбулентности в облаках C_i и C_s

Форма облаков	Коэффициент турбулентности, м ² /сек.								Число случаев
	0,00-10,0	10,1-20,0	20,1-30,0	30,1-40,0	40,1-50,0	50,1-75,0	75,1-100,0	100,1-125,0	
	<u>Вне струйных течений</u>								
Под облаком	-	83,5	16,5	-	-	-	-	-	6
C_i	12,0	56,0	20,0	8,0	-	4,0	-	-	25
C_s	-	31,0	33,3	11,9	11,9	7,1	2,4	2,4	42
Над облаком	19,0	57,2	19,0	4,8	-	-	-	-	21
	<u>В струйном течении</u>								
Под облаком	-	-	25,0	41,7	8,3	25,0	-	-	12
C_i	-	-	6,2	-	21,9	46,9	21,9	3,1	32
C_s	-	2,2	8,9	15,5	17,8	31,2	20,0	4,4	45
Над облаком	-	-	40,0	44,0	12,0	4,0	-	-	25

лентности в этих формах облаков (табл. 7). При небольших скоростях ветра на уровне облаков относительно развитая турбулентность наблюдается в перисто-слоистых облаках. Повторяемость значений коэффициента 40 м²/сек. и более составляет в них 23,8% случаев, в перистых же она равна лишь 4,0%. Максимальная повторяемость коэффициента турбулентности в C_s приходится на градацию 20,1-30,0 м²/сек. и равна 33,2%. В облаках же C_i максимум повторяемости дает градация 10,1-20,0 м²/сек. Он равен 56%. Эти данные

подтверждают, что в C_s в этом случае турбулентность более интенсивна, чем в C_i .

В облаках струйных течений максимум повторяемости значений K как в C_i , так и в C_s приходится на одну и ту же градацию 50,1-75,0 м²/сек., но для C_i он равен 46,9%, для C_s - 35,4%. Анализ табл. 7 показывает, что в последнем случае в перистых облаках наблюдается более интенсивный турбулентный обмен, чем в перисто-слоистых. Отчетливо намечается сдвиг максимума повторяемости и вне облачного слоя в зависимости от скорости ветра.

Сравнение средних значений коэффициента турбулентности (табл. 8) дополняет ранее приведенные сведения о турбулентном режиме.

Таблица 8

Средние значения коэффициента турбулентности K м²/сек. в облаках C_i и C_s

	Перистые облака				Перисто-слоистые облака			
	под облаком	в облаке	в безоблачной прослойке	над облаком	под облаком	в облаке	в безоблачной прослойке	над облаком
Вне струйного течения	15	19	11	12	18	31	13	15
В струйном течении	46	66	22	36	28	60	21	31

Из табл. 8 видно, что вне струйного течения наименьшая интенсивность турбулентного обмена наблюдалась в безоблачных прослойках и над облаками. При больших скоростях ветра турбулентность в безоблачных прослойках возрастает примерно в два раза, но все же остается слабой по сравнению с обменом в облаках. В перистых облаках струйных течений коэффициент турбулентности увеличился более чем в три раза по сравнению с значением вне этих течений. В перисто-слоистых же облаках соответствующий рост составил примерно 1,9 раза.

Анализ полученных значений коэффициента турбулентности позволяет выявить некоторые особенности интенсивности турбулентного обмена в облаках C_i и C_s . Так, при скоростях ветра на высоте облака менее 100 км/час переход из подоблачного слоя в облако C_s почти не выявляется (табл. 9), в то же время при выходе из облака на верхней границе отмечается усиление интенсивности турбулентного обмена, а затем уменьшение ее по мере роста превращения над облачным слоем. В перистых облаках такая закономерность не обнаруживается.

В облаках струйных течений пересечение нижней и верхней границ облаков обычно сопровождается усилением турбулентного обмена (болтанки самолета) по сравнению с полетом внутри облачного слоя, что хорошо согласуется с результатами С.М. Шметера [22].

Таблица 9
Средние значения коэффициента турбулентности на
нижней и верхней границах C_i и C_s

Вне струйных течений				В струйном течении			
нижняя	граница	верхняя	граница	нижняя	граница	верхняя	граница
C_i	C_s	C_i	C_s	C_i	C_s	C_i	C_s
16	30	20	34	67	72	77	76

Представляет интерес сравнение полученных данных с результатами других авторов.

Так, например, по данным П.М.Мушенко средний коэффициент турбулентности в облаках C_s тас. равен $30,0 \text{ м}^2/\text{сек}$. Коэффициенты турбулентности были рассчитаны П.М.Мушенко для достаточно большого числа наблюдений при отсутствии струйных течений по видимому расширению конденсационного следа за самолетом.^{1/} Нетрудно видеть, что полученные результаты находятся в хорошем согласии между собой.

3. Размеры турбулентных образований. Повторяемость различных размеров турбулентных вихрей, вызывающих перегрузки самолетов Ту-104 и Ил-18, приведена в табл.10. С увеличением скорости воздушного потока отмечается некоторое увеличение масштабов турбулентных образований, вызывающих болтанку указанных самолетов.

Так, повторяемость размеров более 500 м в облаках струйных течений C_i возросла на 34,8%, а в C_s - на 25,8%. Под облаками наблюдается также аналогичное увеличение на 8,3%, над облаками число случаев для рассматриваемых градаций примерно одинаково, поэтому существенных изменений подметить не удалось.

Средние размеры турбулентных вихрей, вызывающих болтанку Ту-104 и Ил-18 в облаках C_i и C_s , в зависимости от скорости ветра на высоте полета представлены в табл.11.

В облаках струйных течений наблюдается резкое увеличение размеров турбулентных образований.

Таким образом, в облаках верхнего яруса в теплое полугодие наблюдается достаточно хорошо выраженный турбулентный обмен. В облаках струйных течений отмечается резкое усиление интенсивности турбулентности, а также увеличение перегрузок самолета и размеров вихрей, вызывающих их болтанку. Максимальные по средним значениям коэффициенты турбулентности, зафиксированные в C_i и C_s , соответственно равны 111 и $109 \text{ м}^2/\text{сек}$.

^{1/} Конденсационные следы за самолетами (C_s тас.), как показала практика рейсовых полетов самолетов Ту-104 и Ил-18, по своим турбулентным характеристикам близки к перисто-слоистым облакам.

Таблица 10
Повторяемость (в%) различных размеров турбулентных вихрей, вызывающих перегрузки самолетов Ту-104 и Ил-18

Форма облаков	Размеры турбулентных вихрей, м.						Общее число случаев
	200,0-300,0	300,1-400,0	400,1-500,0	500,1-600,0	600,1-700,0	700,1-800,0	
	<u>Вне струйного течения</u>						
Под облаком	-	50,0	50,0	-	-	-	6
	8,0	40,0	40,0	12,0	-	-	25
	2,4	38,1	47,6	11,9	-	-	42
Над облаком	-	14,2	81,1	4,7	-	-	21
	<u>В струйном течении</u>						
Под облаком	-	8,3	75,0	16,7	-	-	12
	-	18,8	84,4	25,0	21,8	-	32
	2,2	17,8	42,3	28,9	4,4	4,4	45
Над облаком	-	4,0	72,0	24,0	-	-	25

Таблица 11
Средние размеры турбулентных вихрей \bar{L} м, вызывающих перегрузки самолетов Ту-104 и Ил-18

Вне струйных течений		В струйных течениях	
C_1	C_2	C_1	C_2
410	430	490	480

У1. Слоисто-дождевые, высокослоистые и высококучевые облака

Исследование облаков среднего яруса представляет определенные трудности. Это объясняется тем, что границы этих облаков часто находятся на таких уровнях, которые не представляется возможным исследовать с помощью одного самолета.

Для винтомоторных самолетов верхняя граница N_5 и N_3 очень часто находится за пределами "практического потолка" самолета. Наоборот, высота нижней границы этих облаков представляет определенные трудности для полета скоростных самолетов.

К исследованию турбулентного режима облаков N_5 , N_3 и N_2 были привлечены 193 случая акселерографических записей болтанки самолета. Районы исследования, типы самолетов и количество случаев приведены в табл. 12.

Полеты производились в теплое и холодное полугодия в различ-

Таблица 12
Количество случаев с акселерографическими записями в облаках *Ns*, *As* и *Ac*

Географический район, год и сезон исследования	Тип самолета	В облаках			Вне облаков		Общее число случаев
		<i>Ns</i>	<i>As</i>	<i>Ac</i>	под облаком	над облаком	
Центральная часть ЕТС, зима, 1957-58 гг.	Ли-2	10	11	14	-	-	35
Центральная часть АТС, лето, 1959 г.	Ил-14	5	8	5	-	-	18
Арктика, лето-осень, 1959 г.	Ил-12	6	-	-	-	-	6
Дальний Восток, Средняя Азия, весна, лето, 1960 г.	Ty-104Б	-	9	6	-	24	39
Северо-западная часть ЕТС, осень, 1960 г.	Ли-2	12	-	5	1	-	18
Дальний Восток Средней Азии, лето-осень, 1960 г.	Ty-104Б	-	1	4	1	6	12
Северо-западная и юго-западная части ЕТС, зима, лето, весна, 1961 г.	Ли-2	-	-	1	7	-	8
Северо-западная часть ЕТС, лето, 1962 г.	Ли-2	47	2	-	8	-	57

ных фронтальных облачных системах, а также и во внутримассовых облаках.

Как видно из табл.11, совместно с облаками среднего яруса в этой части работы рассматриваются и слоисто-дождевые облака. Целесообразность такого рассмотрения основана на том, что облака *Ns* и *As* очень часто представляют единый облачный массив, при этом их турбулентные характеристики оказываются близкими.

Внеоблачное пространство представлено 47 случаями, это акселерографические записи полетов под и над облаками.

1. Перегрузки самолетов. Многочисленные полеты показывают, что в облаках среднего яруса обычно наблюдается слабая и умеренная болтанка винтомоторных самолетов. Случаи сильной болтанки встречаются сравнительно редко, при этом чаще в высококучевых, чем в высокостойстых, облаках.

Средние перегрузки самолета Ли-2 в облаках *Ns*, *As* и *Ac* изменяются в пределах от 0,05 до 0,25g. Максимум повторяемости $\Delta \Pi$ в слоисто-дождевых облаках в теплое полугодие приходится на градацию 0,11-0,15g. В холодное полугодие в *Ns* и *As*

Таблица 13

Повторяемость (в %) средних перегрузок самолета
Ли-2 в облаках N_s , A_s и $Лс$

Форма облаков	Перегрузки Δn (в долях g)					Число случаев
	0,00- 0,05	0,06- 0,10	0,11- 0,15	0,16- 0,20	0,21- 0,25	
N_s	<u>Теплое полугодие</u>					47
	4,3	23,4	46,8	19,1	6,4	
N_s	<u>Холодное полугодие</u>					22
	4,6	18,2	45,5	27,1	4,6	
A_s	-	36,4	54,5	9,1	-	11
$Лс$	15,8	21,0	15,8	36,9	10,5	19
Под облаками	6,3	31,3	56,1	6,3	-	16

максимум падает на эту же градацию.

Предварительный анализ повторяемостей показывает, что в теплое время года интенсивность турбулентного обмена в слоисто-дождевых облаках ниже, чем в холодное. Этот результат несколько противоречит существующим представлениям о механизме и интенсивности турбулентности в этих облаках. Но дело в том, что данные о перегрузках в холодное полугодие являются завышенными. Анализ материалов самолетного зондирования, а также наблюдения автора в полетах 1957-1958 гг. показывает, что в ряде случаев одновременное с N_s зондирование производилось также $Св$. В облачных системах фронтов окклюзии часто можно наблюдать, что слоисто-дождевые облака пронизаны отдельными массивами $Св$. Средние перегрузки, которые испытывали самолеты Ту-104 и Ил-18 в облаках среднего яруса, достигали до 0,21 g . Небольшое число случаев полетов в этих облаках не позволяет привести в настоящей работе их повторяемость.

Акселерографические записи показывают, что в небольшой части полетов над облачным слоем отмечается увеличение интенсивности турбулентности, а вместе с этим и перегрузок самолета. При изучении синоптической обстановки и данных ветрового зондирования оказалось, что некоторое увеличение болтанки самолетов в этом случае объясняется наличием на высоте полета сильного ветра.

Соотношение между интенсивностью турбулентного обмена в облаке и вне облачного слоя примерно такое же, как в случае облаков верхнего яруса. В те дни, когда над облаками $Лс$ наблюдались сильные ветры (струйные течения), отмечалось резкое увеличение интенсивности турбулентности.

2. Коэффициент турбулентности. В облаках N_s , A_s и $Лс$ в теплую половину года наблюдается хорошо выраженная турбулентность. Наиболее интенсивный турбулентный обмен, как видно из табл. 14,

зарегистрирован в высококучевых облаках. Повторяемость значений K более $50,0 \text{ м}^2/\text{сек.}$ составляет в них $62,5\%$. В облаках струйных течений C_1 и C_2 она равнялась соответственно $71,9$ и $55,6\%$. Это позволяет считать, что в облаках A_c турбулентный обмен

Таблица 14

Повторяемость (в %) коэффициента турбулентности в облаках N_s , A_s и A_c

Форма облаков	Коэффициент турбулентности, $\text{м}^2/\text{сек.}$								Число случаев
	0,00-10,0	10,1-20,0	20,1-30,0	30,1-40,0	40,1-50,0	50,1-75,0	75,1-100,0	100,1-125,0	
Теплое полугодие									
N_s	1,9	7,7	9,6	19,3	25,0	25,0	11,5	-	52
A_s	-	10,0	10,0	5,0	20,0	15,0	40,0	-	20
A_c	-	6,2	6,3	12,5	12,5	25,0	25,0	12,5	16
Холодное полугодие									
N_s	-	22,7	13,7	31,8	22,7	9,1	-	-	22
A_s	-	-	-	63,7	27,2	9,1	-	-	11
A_c	-	15,8	5,3	15,8	15,8	42,0	5,3	-	19
Под облаками	5,9	17,7	23,5	23,5	29,4	-	-	-	17
Над облаками	-	46,7	26,7	3,3	10,0	10,0	3,3	-	30

по своей интенсивности близок к облакам струйных течений. Однако необходимо указать, что в работе рассмотрены только случаи с A_c , когда скорости воздушного потока на исследуемой высоте не превышали $60-80 \text{ м/сек.}$ В это время года максимум повторяемости коэффициента турбулентности в облаках A_c размыт и приходится на градации $50,1-100,0 \text{ м}^2/\text{сек.}$ В высокостроистых облаках максимум повторяемости выражен четко и падает на градацию $75,1-100,0 \text{ м}^2/\text{сек.}$ Наиболее слабая турбулентность среди рассматриваемых форм наблюдается в слоисто-дождевых облаках.

В холодную половину года для всех форм максимум повторяемости коэффициента турбулентности сдвинут в сторону меньших градаций, хотя турбулентность в облаках и остается достаточно интенсивной. Вне облаков также отмечается хорошо выраженная турбулентность.

Дополнительное представление об интенсивности турбулентного обмена в облаках N_s , A_s и A_c дает средние значения K в разные полугодия (табл.15).

В теплую половину года во всех облаках коэффициент турбулентности примерно в $1,3-1,4$ раза больше, чем в холодное полугодие. В арктических районах в слоисто-дождевых облаках интенсивность турбулентности летом в два раза меньше, чем зимой, что вполне естественно, если учесть синоптические условия формирования этих облаков.

Таблица 15

Средние значения коэффициента турбулентности
в облаках *Ns*, *As* и *Ac*

Полу- годие	Слоисто-дождевые облака		Высокослоистые облака			Высококучевые облака			Число случаев
	под облаком	в облаке	над облаком	в облаке	над облаком	под облаком	в облаке	над облаком	
Теплое	21	46	44	58	18	36	63	27	129
Холодное	-	34	40	42	-	37	46	-	58
Теплое (Арктика)	-	23	-	-	-	-	-	-	6

В холодную часть года в слоисто-дождевых облаках интенсивность турбулентного обмена наиболее правильно характеризуется значением $K = 30 \text{ м}^2/\text{сек}$. (здесь случаи зондирования *Ns* - *Cb* исключены).

В безоблачных прослойках, наблюдавшихся в облаках *Ns*, *As* и *Ac* обычно отмечается ослабление турбулентного обмена. Средние значения коэффициента K здесь соответственно равны 12, 13 и $16 \text{ м}^2/\text{сек}$.

3. Размеры турбулентных вихрей. Турбулентные вихри, которые вызывают болтанку самолетов Ли-2 и Ту-104 в рассматриваемых облаках, можно определить пределами от 70 до 460 м. Средние значения их приводятся в табл.16.

Таблица 16

Средние размеры турбулентных вихрей, вызывающие болтанку самолетов Ли-2 и Ту-104 в облаках *Ns*, *As* и *Ac*

Тип самолета	Слоисто-дождевые облака		Высокослоистые облака			Высококучевые облака		
	под облаком	в облаке	под облаком	в облаке	над облаком	под облаком	в облаке	над облаком
Ли-2	80	90	80	100	-	80	100	-
Ту-104	-	-	-	380	420	-	400	460

В облаках среднего яруса размеры вихрей, вызывающих болтанку Ли-2, оказались одинаковыми, несколько меньшими были размеры в слоисто-дождевых облаках. В случае Ту-104 отмечается разница между *As* и *Ac*, в последнем случае вихри по своим размерам больше. Для самолета Ту-104 турбулентные образования по своим размерам больше в 3,8-4,0 раза. Заметим, что соотношение аэродинамических коэффициентов для этих самолетов равно примерно 4,0.

Итак, в облаках *Ns*, *As* и *Ac* наблюдается хорошо выраженный турбулентный обмен, интенсивность которого меняется в зави-

сности от сезона, синоптических условий формирования облаков, а также от географического района. Максимальные значения коэффициентов турбулентности, полученные в этих формах облачности, равны в № 92,5 м²/сек. летом и 66,5 м²/сек. зимой, в № 89,3 и 62,4 м²/сек. и в № - 108,9 и 79,3 м²/сек. В безоблачных прослойках интенсивность турбулентного обмена уменьшается примерно в 4-5 раз.

В высококучевых облаках в течение всего года турбулентность остается наиболее интенсивной по сравнению со всеми ранее рассмотренными формами облаков, исключая лишь облака струйных течений. Сильный ветер над высококучевыми, а иногда и высокослоистыми облаками приводит к увеличению интенсивности турбулентного обмена по сравнению с турбулентностью в подоблачном слое.

IV. Слоистые и слоисто-кучевые облака

Относительно низкое расположение этих облаков и большая их горизонтальная протяженность способствуют тщательному их изучению с помощью самолетов и вертолетов.

В настоящее время создана теория образования слоистообразных облаков [14], в которой существенная роль отводится вертикальным токам и турбулентному обмену.

Исследованиям слоистых и слоисто-кучевых облаков посвящены работы [1,4, 13 и 19]. Эти облака наиболее изучены по сравнению с другими формами облаков. Турбулентность в St и Sc также изучалась многими авторами [1,4, 19 и 20]. Так, в работе М.П. Чуриновой [20] приводятся значения коэффициента турбулентности в слоистых и слоисто-кучевых облаках, полученные по материалам ветрового и самолетного зондирования.

Л.Т. Матвеев и В.С. Кожарин [13] рассмотрели уровни турбулентной энергии в облаках. Они установили, что в облаках St и Sc наблюдается турбулентность, усиленная по сравнению с безоблачной атмосферой. Коэффициенты турбулентности, рассчитанные Л.Т. Матвеевым [4] для облаков Арктики, подтверждают теоретические положения работы [14].

Несмотря на наличие указанных работ, сведения о турбулентном обмене в облаках нижнего яруса являются далеко еще не полными. Поэтому целесообразно снова вернуться к турбулентным характеристикам этих облаков. Для изучения турбулентного режима в слоистых и слоисто-кучевых облаках в настоящей работе использовано 303 акселерографические записи болтанки самолетов Ли-2 и Ил-12^{1/}. Распределение случаев в зависимости от формы облаков, времени года и района исследования представлено в табл. 17. 75% всех слу-

^{1/} Акселерографические записи болтанки самолета в облаках арктических районов и некоторые результаты их обработки были любезно предоставлены профессором Л.Т. Матвеевым.

чаев относятся к полетам в облаках и только 25% - к полетам вне облаков. К случаям слоистых облаков отнесены также полеты в тумане арктических районов в 1959 г. (9 случаев). Для теплого полугодия рассмотрено 195, а для холодного 108 случаев. Если исключить полеты в арктических широтах, то для теплого полугодия рассмотрено лишь 49 случаев, из них 35 в облаках.

Таблица 17
Количество случаев с болтанкой самолетов Ил-12 и Ли-2 в облаках St и Sc

Географический район	Теплое полугодие				Холодное полугодие				Число случаев
	под облаком	St	Sc	над облаком	под облаком	St	Sc	над облаком	
Умеренные широты	9	8	27	5	8	55	30	15	157
Арктика	33	81	26	6	-	-	-	-	146
Всего случаев	42	89	53	11	8	55	30	15	303

1. Перегрузки самолета. Средние перегрузки самолетов Ил-12 и Ли-2 в теплое и холодное полугодия в облаках St и Sc заметно различаются (табл.18).

В теплое время года в слоистых облаках максимум повторяемости перегрузок Ли-2 приходится на градацию 0,11-0,15 g и достигает 50%, в холодное же полугодие максимум сдвинут на более низкую градацию 0,06-0,10 g. Повторяемость значений Δn 0,21 g и более в St в теплую половину на 10,3% больше. Данные табл.18 показывают, что в слоистых облаках намечается существенное различие в интенсивности турбулентности для разных полугодий. Такого же различия для слоисто-кучевых облаков из этой таблицы установить не удастся. Однако, если рассмотреть только внутримассовую облачность Sc (в работе этого раздела не сделано из-за небольшого числа случаев), то вновь намечается хорошо выраженное различие такого же характера, как и в случае слоистых облаков. Акселерографические записи, а также визуальные наблюдения бортаэрологов и автора, позволяют утверждать, что в облаках St и Sc, которые связаны с фронтами (в особенности с холодными), турбулентный обмен выражен более ярко, чем во внутримассовых облаках.

Инверсия (или изотермия) над облаками приводит к резкому ослаблению турбулентности, а вместе с этим к уменьшению перегрузок, испытываемых самолетом. Над облаками средние перегрузки самолета Ли-2 более 0,10 g в рассмотренных материалах не зафиксированы. В то же время под облачным слоем они представляют основную часть повторяемости Δn для обоих полугодий.

Турбулентность (болтанка) в тумане и облаках St - Sc арктических районов развита слабо, максимум повторяемости для всех рассмотренных случаев приходится на значения $\Delta n = 0,05 g$.

Таблица 18
Повторяемость (в %) средних перегрузок самолетов
Ил-12 и Ли-2 в облаках St и Sc

Форма облаков	Перегрузки Δn (в долях g)						Число случаев
	0,00-0,05	0,06-0,10	0,11-0,15	0,16-0,20	0,21-0,25	0,26-0,30	
	<u>Теплое полугодие</u>						
Под облаками	-	44,4	55,6	-	-	-	9
St	-	-	50,0	37,5	12,5	-	8
Sc	3,7	18,5	22,2	37,1	18,5	-	27
Над облаками	-	100,0	-	-	-	-	5
	<u>Холодное полугодие</u>						
Под облаками	-	50,0	50,0	-	-	-	8
St	1,8	41,8	32,8	21,8	1,8	-	55
Sc	3,3	23,4	16,7	33,3	20,0	3,3	30
Над облаками	40,0	60,0	-	-	-	-	15
	<u>Теплое полугодие (Арктика) (Ил-12)</u>						
Под облаками	51,5	48,5	-	-	-	-	33
Туман	100,0	-	-	-	-	-	9
St	77,8	22,2	-	-	-	-	72
Sc	73,1	26,9	-	-	-	-	26
Над облаками	83,3	16,7	-	-	-	-	6

Анализ акселерографических записей показывает, что на границах слоистых и слоисто-кучевых облаков наблюдается более интенсивная болтанка, чем в облачном слое. Особенно следует указать на интенсивность болтанки на верхней границе облаков St - Sc, где перегрузки достигают относительно больших размеров по сравнению с нижней кромкой и самим облачным слоем.

2. Коэффициент турбулентности. Повторяемость значений коэффициента турбулентности, рассчитанных по рассмотренным ранее перегрузкам, приведена в табл.19.

В теплую половину года в слоистых и слоисто-кучевых облаках отмечается увеличение интенсивности турбулентного обмена по сравнению с холодным временем года. Из табл.19 видно, что повторяемость больших градаций коэффициента турбулентности резко возрастает по сравнению с более низкими градациями. Так, например, повторяемость значений K более $40 \text{ м}^2/\text{сек.}$ для теплого полугодия в слоистых облаках увеличилась на 31,6%, а в слоисто-кучевых на 25%, при этом в Sc в 7,4% случаев были $K = 75 \text{ м}^2/\text{сек.}$

Максимум повторяемости коэффициента турбулентности в облаках St - Sc арктических районов приходится на градацию $20,1-30,0 \frac{\text{м}^2}{\text{сек.}}$ Он оказался сдвинутым в сторону низких значений по сравнению со значениями K в теплое и холодное полугодие в умеренных широтах.

Таблица 19

Повторяемость (в %) коэффициента турбулентности
в облаках St и Sc

Форма облаков	Коэффициент турбулентности, м ² /сек.							Число случаев
	0,0-10,0	10,1-20,0	20,1-30,0	30,1-40,0	40,1-50,0	50,1-75,0	75,1-100,0	
	<u>Теплое полугодие</u>							
Под облаками	-	-	55,6	33,1	11,1	-	-	9
St	-	-	12,5	25,0	50,0	12,5	-	8
Sc	-	-	7,4	11,0	37,1	37,1	7,4	27
Над облаками	-	80,0	20,0	-	-	-	-	5
	<u>Холодное полугодие</u>							
Под облаками	-	25,0	50,0	25,0	-	-	-	8
St	-	16,4	23,6	29,1	23,6	7,3	-	55
Sc	-	13,4	10,0	20,0	33,3	20,0	3,3	30
Над облаками	-	73,5	26,5	-	-	-	-	15
	<u>Теплое полугодие (Арктика)</u>							
Под облаками	-	24,2	39,4	27,3	9,1	-	-	33
Туман	22,2	66,7	11,1	-	-	-	-	9
St	5,6	38,8	41,7	9,7	2,8	1,4	-	72
Sc	3,8	19,2	46,3	26,9	-	3,8	-	26
Над облаками	-	83,5	16,5	-	-	-	-	6

Повторяемость разных значений коэффициента турбулентности в облаках St - Sc в зависимости от географического района и полугодия представлена графически на рис.3. Из рис.3 видно, что в слоистых и слоисто-кучевых облаках наиболее интенсивная турбулентность наблюдается в теплое время года. Максимум кривой лежит в пределах 40-50 м²/сек. и составляет около 32% случаев. В холодное время года он лежит в этих же пределах, но составляет 27% случаев. В облаках St - Sc арктических районов максимум кривой повторяемости сдвинут левее в сторону низких градаций и находится в пределах 20-30 м²/сек.

Характеристику интенсивности обмена в облаках St и Sc дополняют данные о средних значениях коэффициента турбулентности (табл.20). Анализ данных, помещенных в табл.20, указывает на хорошо выраженные различия интенсивности обмена в зависимости от формы облаков и времени года. В рассматриваемых облаках, в особенности на их верхних границах, отмечается определенное увеличение обмена. Так, например, по средним данным для теплого времени года в Sc коэффициент турбулентности на верхней границе увеличился на 15,7% по сравнению с холодным полугодием. На нижней границе усиление обмена выражено менее ярко. В холодное полугодие в St и Sc на верхней границе рост величины K соответственно равен 3 и 22%. Однако в отдельных случаях на нижней

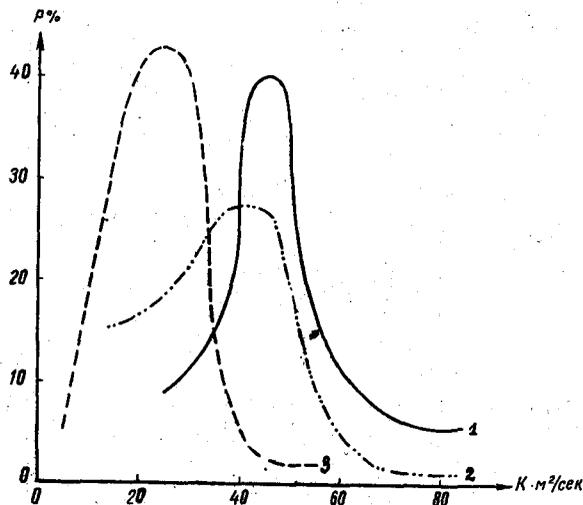


Рис.3. ПОВТОРЯЕМОСТЬ (в %) КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКАХ ДЛЯ РАЗНЫХ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ РАЙОНОВ:

- 1 - умеренные широты (теплое полугодие),
- 2 - умеренные широты (холодное полугодие),
- 3 - Арктика (теплое полугодие).

Таблица 20

Средние значения коэффициента турбулентности в облаках St и Sc

Полуго- дие	Слоистые облака			Слоисто-куче- вые облака			На границах облаков			
	над обла- ком	в обла- ке	над обла- ком	под обла- ком	в обла- ке	над обла- ком	нижняя		верхняя	
							St	Sc	St	Sc
Теплое	28	39	15	32	51	19	-	52	-	59
Холодное	23	33	16	26	40	17	31	40	34	49

и верхней кромках облаков отмечается более интенсивная турбулентность, чем это следует из данных табл.20. Средние значения коэффициента турбулентности в облаках St и Sc арктических районов здесь не приводятся, так как они опубликованы в работе Л.Т.Матвеева [4]. В тумане K составляет 14 м²/сек.

3. Размеры турбулентных вихрей. Турбулентные вихри, которые вызывают болтанку самолета Ли-2 в облаках нижнего яруса, изменяются в относительно небольших пределах - от 60 до 140 м.

Средние их размеры приведены в табл.21.

Анализ данных табл.21 показывает, что средние размеры \bar{L} в слоистых облаках в теплую половину года меньше, чем в слоисто-кучевых облаках. В холодную половину года размеры вихрей оказались одинаковыми.

Над облачным слоем размеры вихрей в течение года для слоистых облаков остаются постоянными, в то же время над слоисто-кучевыми отмечается небольшой рост размеров турбулентных образований. Этот

Таблица 21
Средние размеры турбулентных вихрей, вызывающих
болтанку самолета Ли-2

Полугодие	Слоистые облака			Слоисто-кучевые облака		
	под облаком	в облаке	над облаком	под облаком	в облаке	над облаком
Теплое	90	100	80	90	110	80
Холодное	80	90	80	80	90	90

интересный факт, по мнению автора, должен быть исследован на более обширном материале.

Итак, в слоистых и слоисто-кучевых облаках по сравнению с внеоблачным пространством наблюдается усиленная турбулентность, наиболее интенсивная в теплое полугодие и менее развита в холодную часть года. В слоисто-кучевых облаках коэффициент турбулентности больше, чем в слоистых. Вне облаков турбулентность более развита под облачным массивом и несколько слабее над облачным слоем.

Анализ исходных материалов указывает на существенное различие турбулентного обмена на верхней и нижней границах облаков. Если рассмотреть интенсивность болтанки самолета при переходе из подоблачного слоя в облако, то для слоистых облаков различие почти не обнаруживается, а для слоисто-кучевых наблюдается увеличение интенсивности турбулентности. Иная картина наблюдается при выходе из облака или полете по самой верхней кромке облаков, в тех и других облаках при этом отмечается резкое увеличение турбулентного обмена, в особенности в слоисто-кучевых облаках.

Рассмотрение времени суток, в которые производился каждый полет, раскрывает еще одну особенность турбулентного обмена в слоистых и слоисто-кучевых облаках. В S_c в любое время года наблюдается хорошо выраженный суточный ход коэффициента турбулентности (табл.22).^{1/}

Таблица 22
Средние значения коэффициента турбулентности в
слоисто-кучевых облаках в зависимости от времени
суток

Время суток	Теплое полугодие	Холодное полугодие
Первая половина дня	54,3	42,1
Вторая половина дня	47,9	34,2

Данные табл.22 показывают, что в первую половину дня в облаке коэффициенты турбулентности больше, чем во вторую часть дня. Это

^{1/} Под первой половиной дня имеется в виду время до 14 час. 00 мин.

позволяет считать, что турбулентный обмен в облаках достигает максимального развития после полудня и уменьшается во второй половине дня.

У. Кучевые и кучево-дождевые облака

Среди большого многообразия облаков, наблюдающихся в свободной атмосфере, наиболее сложным объектом для изучения являются облака вертикального развития. Большая вертикальная мощность этих облаков, интенсивные конвективные и турбулентные движения резко ограничивают возможности использования самолета для исследования кучевых и в особенности кучево-дождевых облаков. Перегрузки, которые испытывают самолеты при полете в этих облаках, настолько велики, что полет часто становится небезопасным. Так, по данным С.М. Шметера [23], в верхней части кучево-дождевых облаков приращение перегрузки самолета Ту-104 может достигать $\pm 1,0 g$, а иногда и больше. Несмотря на эти трудности, в настоящее время в Гос.НИИГВФ, ЦАО, ГГО, ЛГМИ и других учреждениях собран обширный материал по изучению упорядоченных движений и турбулентности в кучевых и кучево-дождевых облаках.

По материалам научно-исследовательских полетов выполнен ряд работ [5, 19, 23, 26 и 27], в которых исследованы конвективные движения, интенсивность и распределение турбулентных зон внутри и за пределами облака, а также зависимость турбулентного обмена от стадии развития облака.

В настоящей работе использованы акселерографические записи болтанки самолетов в указанных облаках при горизонтальном их пересечении. При этом следует заметить, что для исследования были взяты лишь случаи пролета самолета над наковальной и в отдельных случаях в нижних и верхних частях кучево-дождевых облаков.

Средние части кучево-дождевых облаков в работе не рассматриваются.

Всего рассмотрено 185 случаев, из них 154 случая в облаках и 31 вне облачного массива (под и над облаками). Основная часть полетов производилась в теплое время года над континентом и только в 15 случаях в Арктике. Для холодного времени года были исследованы 16 случаев над ЕТС (табл.23). Большая вертикальная мощность облаков, а также применявшаяся методика исследования не позволили провести изучение Св с помощью одного самолета. Обычно верхняя часть облаков обследовалась скоростными самолетами, а низкие облака и нижняя часть Св - винтомоторными.

Исходный материал не лишен некоторых недостатков, связанных с методикой исследования и ограничениями в производстве полетов в облаках вертикального развития. Поэтому результаты исследования носят ориентировочный характер, а полученные количественные характеристики турбулентного обмена являются несколько заниженными. Несмотря на это, можно полагать, что полученные в работе сведения

Таблица 23

Количество горизонтальных площадок пересечений,
на которых регистрировалась турбулентность в обла-
ках

Географический район, год и сезон исследования	Тип самолета	В облаках		Вне облаков		Общее число случаев
		Си	Св	под облаком	над облаком	
Арктика, лето, 1957 г.	Ил-12	11	-	3	1	15
Центральная часть ЕТС, зима, 1957-58 гг.	Ли-2	1	5	-	-	6
Центральная часть ЕТС, Средняя Азия, лето, 1958 г.	Ту-104	1	2	-	-	3
Центральная часть АТС, лето, 1959 г.	Ил-14	8	-	-	-	8
Дальний Восток, Средняя Азия, весна-лето, 1960 г.	Ту-104Б Ил-18	4	1	-	8	13
Дальний Восток, Средняя Азия, лето-осень, 1960 г.	Ту-104Б	1	29	-	13	43
Северо-западная и юго-западная части ЕТС, зима-лето 1961 г.	Ли-2	17	4	6	-	27
Северо-западная часть ЕТС, лето, 1962 г.	Ли-2	50	20	-	-	70

о турбулентном режиме указанных облаков будут все же представлять некоторый интерес, поскольку в литературе таких сведений практически не имеется.

1. Перегрузки самолетов. Многочисленные исследования [5, 19, 23, 26 и 30] показывают, что наиболее опасным для современных самолетов является полет в кучево-дождевых облаках, так как в этих облаках наблюдаются перегрузки, которые по своим значениям близки к критическим величинам.

Однако повышенная турбулентность, а следовательно, и большие перегрузки самолетов могут наблюдаться и в кучевых облаках. Определяющим фактором в этом случае является стадия развития облака. Так, например, по данным автора, летом в *Си med* наблюдались случаи, когда перегрузка самолета Ли-2 на высоте 2300 м была близка к единице. Данные о перегрузках современных самолетов, приводимые в настоящей работе, являются средними и могут быть в три-четыре раза меньшими, чем их максимальные значения.

Ниже отдельно рассмотрены низкие и высокие кучевые облака, как это рекомендуется в работах [19] и [23]. Основой такого деления является расположение облаков по высоте. В настоящей работе такое деление является удобным в связи с ограниченностью потол-

ка полета винтомоторных самолетов.

Низкие кучевые облака. К этому случаю отнесены полеты в облаках *Cu hum.*, *Cu med.*, а также частично в *Cb*. Отнесение кучево-дождевых облаков в эту группу связано с тем, что на этих высотах ^{1/} они часто очень близки по своим характеристикам к кучевым облакам. Повторяемость средних перегрузок самолетов Ли-2 и Ил-12 в облаках *Cu - Cb* приведена в табл.24.

Таблица 24

Повторяемость (в %) средних перегрузок самолетов Ли-2 (ЕТС) и Ил-12 (Арктика) в облаках *Cu - Cb*

Форма облаков	Перегрузки Δn (в долях g)						Число случаев
	0,00-0,05	0,06-0,10	0,11-0,15	0,16-0,20	0,21-0,25	0,26-0,30	
<i>Cu - Cb</i>	<u>Теплое полугодие</u>						82
	-	-	12,2	32,9	43,9	11,0	
<i>Cu - Cb</i>	<u>Холодное полугодие</u>						15
	-	-	13,4	53,2	20,0	12,4	
<i>Cu</i>	63,6	36,4	-	-	-	-	11

Из таблицы видно, что в теплое время года турбулентность в облаках вертикального развития резко возрастает по сравнению с холодной частью года. Повторяемость средних перегрузок самолета Ли-2 более 0,20 g в теплый сезон достигает почти 55%, в холодное же полугодие она составляет 33%.

Сравнивая данные о перегрузках в умеренных широтах и в Арктике, можно заметить, что в последнем случае турбулентный обмен в рассматриваемых облаках развит слабо.

Отдельные данные о перегрузках под и над облаками свидетельствуют о том, что вне облаков, в особенности над кучевыми облаками, турбулентность не достигает значительной интенсивности.

Высокие кучевые облака. Диапазон изменения перегрузок здесь примерно такой же, как и в низких облаках, но в данном случае исследования производились на более тяжелых скоростных самолетах и поэтому данные, помещенные в табл.25, указывают на довольно сильно развитую турбулентность.

Данные табл.25 показывают, что в случае высоких кучевых облаков повторяемость перегрузок более 0,20 g достигает 68,4%, это дает возможность считать турбулентный обмен в этих облаках более интенсивной по сравнению с формами, лежащими на более низких уровнях. Если выделить отдельно повторяемость перегрузок в кучево-дождевых

^{1/} Здесь имеются в виду высоты порядка 2000-3000 м.

Таблица 25
Повторяемость (в %) средних значений перегрузок
самолета Ту-104 в облаках $C_{II}-C_{\Sigma}$ в теплое
полугодие

Форма облаков	Перегрузка Δn (в долях g)					Число случаев
	0,06- 0,10	0,11- 0,15	0,16- 0,20	0,21- 0,25	0,26- 0,30	
Над облаками	-	14,3	80,9	4,8	-	21
$C_{II} - C_{\Sigma}$	2,6	2,6	26,4	39,4	29,0	38
В том числе C_{Σ}	-	3,1	25,0	37,5	34,4	32

облаках, как это сделано в таблице, то повторяемость больших градаций возрастает.

Рассматривая отдельные значения перегрузок в кучево-дождевых облаках, находящихся в разной стадии развития (стадии роста и диссипации), можно заметить ослабление турбулентности в $C_{\Sigma} inc.$ по сравнению с $C_{\Sigma} calv.$ К таким же выводам пришел С.М.Шметер [23] по данным непосредственных наблюдений за болтанкой самолета Ту-104 в этих облаках.

Над облаками турбулентность слабее, чем в облаках, и она ослабевает по мере увеличения превышения исследуемого слоя над облачным массивом.

2. Коэффициент турбулентности. Если при рассмотрении перегрузок сравнение турбулентного обмена в низких и высоких облаках было недостаточно полным, то этот пробел можно восполнить, если рассмотреть коэффициент турбулентности. Повторяемость коэффициента турбулентности в облаках вертикального развития приводится в табл.26. Таблица 26 не подтверждает высказанного ранее предположения о более интенсивном турбулентном обмене в высоких кучевых облаках по сравнению с низкими.

Приводимые средние значения коэффициента турбулентности хорошо дополняют приведенные выше данные о зависимости интенсивности обмена от времени года. Для холодного времени года значения K осреднены только для низких кучевых облаков, так как для высоких облаков такие данные отсутствовали.

Рассмотрение данных о стадии развития того или иного облака позволяет получить ориентировочные средние значения коэффициента турбулентности в облаках $C_{\Sigma} calv.$ и $C_{\Sigma} inc.$ Эти значения равны соответственно 76 и 64 м²/сек.

Сравнение значений K для разных географических районов, в частности для районов Арктики, показывает, что турбулентный обмен в облаках $C_{II} - C_{\Sigma}$ в умеренных широтах почти в два с половиной раза интенсивнее. Этот результат подтверждает влияние подстилающей поверхности (ее термического режима) на интенсивность турбулентного обмена в облаках.

В теплое полугодие отмечается резкий рост интенсивности тур-

булентного обмена в облаках вертикального развития по сравнению с ее интенсивностью в холодное время года. Повторяемость значений коэффициента турбулентности, превышающих $75 \text{ м}^2/\text{сек.}$, возрастает более чем в два раза, хотя максимум кривой повторяемости остается в тех же пределах, что и в холодное полугодие. Турбулентный обмен в кучевых облаках арктических районов развит слабо.

Таблица 26

Повторяемость (в %) коэффициента турбулентности в облаках $C_u - C_b$

Форма облаков	Коэффициент турбулентности, $\text{м}^2/\text{сек.}$							Общее число случаев
	20,0-30,0	30,1-40,0	40,1-50,0	50,1-75,0	75,1-100,0	100,1-125,0	125,1-150,0	
	<u>Теплое полугодие</u>							
Низкие	-	3,3	8,9	32,2	41,2	13,8	1,1	90
Высокие	2,6	2,6	13,1	50,1	23,7	7,9	-	38
Под $C_u - C_b$	-	20,0	-	80,0	-	-	-	5
$C_u - C_b$	0,8	3,1	10,1	37,6	35,9	11,7	0,8	128
Над $C_u - C_b$	19,1	38,0	23,8	19,1	-	-	-	21
	<u>Холодное полугодие</u>							
$C_u - C_b$	-	-	13,4	59,9	20,0	6,7	-	15
	<u>Теплое полугодие (Арктика)</u>							
C_u	63,7	27,2	-	9,1	-	-	-	11

Значения коэффициентов турбулентности здесь невелики. Максимум кривой повторяемости приходится на градацию $20-30 \text{ м}^2/\text{сек.}$ Максимальная повторяемость K над облаками приходится на градацию $30-40 \text{ м}^2/\text{сек.}$ Под облачным слоем турбулентность оказалась интенсивнее, чем над облаками.

Некоторым дополнением к этим результатам являются средние величины коэффициенты турбулентности в облаках (табл. 27).

Таблица 27 показывает, что средние коэффициенты турбулентности в облаках $C_u - C_b$ в умеренных широтах почти в два с половиной раза больше, чем в арктических районах. Следует заметить, что значения коэффициента турбулентности в Арктике, как это следует по данным наблюдений, взаимствованным из бортовых журналов, в основном относятся к облакам C_u и med .

3. Размеры турбулентных вихрей. Средние размеры турбулентных образований Ил-12 и Ли-2 представлены в табл. 28.

Данные табл. 28 показывают, что с увеличением удельной нагрузки самолетов отмечается и увеличение размеров турбулентных вихрей, вызывающих болтанку самолетов.

В холодное полугодие характерные размеры турбулентных образований, которые вызывают болтанку самолетов, уменьшаются (самолет Ли-2).

Таблица 27

Средние значения коэффициента турбулентности в облаках вертикального развития

Полугодие	Под облаками	С _и -С _в	Над облаками
Теплое	57	74	37
Холодное	37	65	-
Теплое (Арктика)	25	32	-

Таким образом, турбулентный обмен в облаках вертикального развития во все сезоны года развит значительно сильнее, чем в других формах облаков (рис.4). В кучевых облаках отдельные значения коэффициента обмена превышают $125 \text{ м}^2/\text{сек.}$, а повторяемость значений величины $K \gg 100 \text{ м}^2/\text{сек.}$ достигает почти 13%.

Таблица 28

Средние размеры турбулентных вихрей, вызывающих болтанку самолетов в облаках С_и - С_в

Форма облаков	Ту-104	Ил-14	Ил-12	Ли-2
	<u>Теплое полугодие</u>			
Под облаками	-	-	120	120
С _и -С _в	440	140	130	120
Над облаками	400	-	-	-
	<u>Холодное полугодие</u>			
Под облаками	-	-	-	100
С _и -С _в	-	-	-	110

Отсутствие исследований в центральной части кучево-дождевого облака не позволяет дать определенной оценки интенсивности турбулентного обмена таких облаков, хотя есть основание считать, что коэффициенты турбулентности там могут достигать значения $200 \text{ м}^2/\text{сек.}$ и более.

У1. Турбулентный обмен в атмосфере

К исследованию турбулентного обмена в атмосфере привлечены материалы полетов Гос.НИИ ГВФ, ААНИИ и ГГО. Для удобства анализа исходные данные разбиты на три группы, соответствующие слоям атмосферы 0-2, 2-8 и 8-12 км. Такое деление на слои связано с физическими процессами, обуславливающими обмен в том или ином слое. Распределение рассмотренных случаев по географическим районам и слоям представлено в табл.29.

Из 231 случая, приведенного в табл.29, более 50% относится к самому нижнему слою атмосферы и только 87 случаев - к более высоким слоям.

Таблица 29
Количество случаев с акселерографическими записями
в зависимости от географического района и слоя ат-
мосферы

Географичес- кие районы	Высота , км					Общее число случаев
	< 2	2-8	2-8 ^{1/2}	8-12	8-12 ^{1/2}	
Умеренные широты (теплое полугодие)	32	17	-	8	9	66
Умеренные широты (холодное полугодие)	21	16	14	16	5	72
Арктика (теплое полугодие)	91	2	-	-	-	93
Всего случаев по слоям	144	35	14	24	14	231

69% проанализированных случаев характеризуют турбулентность в теплое полугодие в умеренных и арктических широтах, остальные случаи относятся к холодной части года и к умеренным широтам.

Повторяемость коэффициента турбулентности по слоям и географическим районам приведена в табл.30.

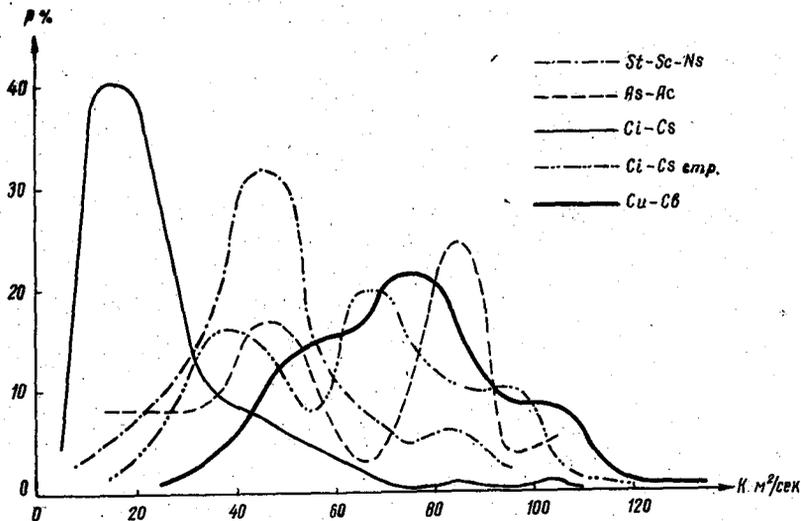


Рис.4. ПОВТОРЯЕМОСТЬ (в %) КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУ-
ЛЕНТНОСТИ В ОБЛАКАХ НИЖНЕГО, СРЕДНЕГО, ВЕРХНЕГО ЯРУСОВ
И ВЕРТИКАЛЬНОГО РАЗВИТИЯ ДЛЯ ТЕПЛОГО ПОЛУГОДИЯ.

Таблица 30 показывает, что наиболее интенсивная турбулентность в оба полугодия наблюдается в нижнем слое атмосферы. В

^{1/} Случаи, когда наблюдались большие скорости воздушных потоков (струйные течения).

Таблица 30
Повторяемость (в %) коэффициента турбулентности в атмосфере

Слой атмосферы, км	Коэффициент турбулентности, м ² /сек.									Число случаев
	<10	10,1-20,0	20,1-30,0	30,1-40,0	40,1-50,0	50,1-75,0	75,1-100,0	100,1-125,0	125,1-150,0	
	Теплое полугодие									
<2,0	-	21,8	68,8	9,4	-	-	-	-	-	32
<2,0 ^{1/}	1,1	36,3	45,1	16,4	1,1	-	-	-	-	91
2-8	-	64,7	11,7	5,9	17,7	-	-	-	-	17
8-12	-	62,5	25,0	12,5	-	-	-	-	-	8
8-12 ^{1/}	-	-	-	-	22,2	55,6	22,2	-	-	9
	Холодное полугодие									
<2	4,8	52,4	19,0	14,3	9,5	-	-	-	-	21
2-8	50,0	16,6	-	11,2	16,6	5,6	-	-	-	18
2-8 ^{1/}	-	-	-	16,7	41,7	33,3	8,3	-	-	12
8-12	87,5	12,5	-	-	-	-	-	-	-	16
8-12 ^{1/}	-	-	-	20,0	20,0	40,0	20,0	-	-	5

тех случаях, когда в верхней тропосфере и нижней стратосфере наблюдаются большие скорости воздушного потока, турбулентность в этих слоях резко усиливается и максимум повторяемости сдвигается в сторону более высоких градаций величины К. В этом случае он находится в пределах 40,1-75,0 м²/сек.

В Арктике существенного различия интенсивности турбулентности по сравнению с умеренными широтами не обнаруживается.

Представляется интересным рассмотреть средние значения коэффициента турбулентности по слоям атмосферы в зависимости от времени года, географического района и скорости воздушного потока (табл.31).

Из табл.31 следует, что существенного различия в средних значениях коэффициента обмена в слоях < 2 и 2-8 км для обоих полугодий не наблюдается. В верхней тропосфере и нижней стратосфере отмечается значительное ослабление интенсивности обмена, в особенности в холодное полугодие. С увеличением скорости ветра возрастают и средние коэффициенты турбулентности. Так, в слое 2-8 км (холодное полугодие) К = 52 м²/сек., а в слое 8-12 км средняя величина К увеличилась в 10 раз и равна 60 м²/сек.

В Арктике интенсивность обмена в нижнем слое атмосферы оказалась примерно такой же, как и в умеренных широтах. Однако этот

1/ Рассматриваются случаи с большими скоростями воздушного потока (струйные течения).

2/ Рассматриваются случаи, относящиеся к арктическим широтам.

Таблица 31
Средние значения коэффициента турбулентности по слоям атмосферы в зависимости от географического района и скорости воздушного потока

Географический район	Слой атмосферы, км				
	< 2	2-8	2-8 ^V	8-12	8-12 ^V
Умеренные широты (теплое полугодие)	24	22	-	18	61
Умеренные широты (холодное полугодие)	22	20	52	6	60
Арктика (теплое полугодие)	23	27	-	-	-

результат, по-видимому, не вполне правильно отражает фактическую картину.

В заключение следует указать, что полученные характеристики турбулентного обмена в атмосфере следует считать ориентировочными. Недостаточное количество рассмотренных случаев для нижнего слоя атмосферы не позволяет сделать каких-либо определенных выводов, в особенности для холодного полугодия. Для выяснения особенностей обмена в атмосфере требуется тщательное исследование на более обширном материале, чем это сделано в настоящей работе. Такое исследование выходит за пределы поставленной здесь задачи.

Итак, в работе дана оценка интенсивности обмена в основных формах облаков и в атмосфере. Сводная таблица средних величин коэффициента турбулентности в зависимости от формы облака, времени года и слоя атмосферы (табл. 32) была бы неполной, если бы в ней не были представлены максимальные значения этого коэффициента. Сравнение средних и максимальных величин показывает, что в отдельных случаях, например, в перистых облаках среднее значение исследуемой величины оказывается более чем в три раза меньше максимальной.

Представляет определенный интерес сравнение результатов, полученных в работе, с данными других авторов.

Таблица 32 показывает, что средние величины коэффициента турбулентности, вычисленные в настоящей работе, оказались большими, чем величины, вычисленные М.П.Чуриновой [20], но меньшими, чем полученные Н.З.Пинусом и В.Д.Литвиновой [16]. Одной из возможных причин расхождения является то, что для расчета коэффициента турбулентности М.П.Чуриновой и в настоящей работе использованы различные методы [11 и 8]. Другая причина, и может быть основная, - качество и методика получения исходных данных. Однако следует указать, что средние величины коэффициента обмена, полученные в данной работе и в [16] на достаточно большом исходном

Таблица 32

Средние и максимальные значения коэффициента турбулентности в
облаках и внеоблачном пространстве

Исходные данные	Верхний ярус				Средний ярус		Нижний ярус				Облака верт. развития	Внеоблачное пространство км				
	Ci	Cs	Ci ^{1/}	Cs ^{1/}	Ac	As	Ns	Sc	St	туман ^{2/}	Cu - Cb	< 2	2-8	2-8 ^{1/}	8-12	8-12 ^{1/}
<u>Теплое полугодие</u>																
По данным М.П.Чуриновой	-	-	-	-	-	-	-	28	-	-	-	-	-	-	-	-
По данным Н.З.Пинуса и Д.Л.Литвино- вой	-	-	227	-	98	111	54	-	-	-	-	-	-	-	-	-
По данным автора (средн.)	19	31	66	60	63	58	46	51	39	14	74	24	22	-	18	61
По данным автора (макс.)	39	101	111	109	109	89	92	88	54	18	145	35	42	-	34	85
<u>Холодное полугодие</u>																
По данным М.П.Чуриновой	-	-	-	-	-	-	18	21	21	-	-	18	-	-	-	-
По данным автора (средн.)	-	-	-	-	46	43	34	40	40	-	65	22	20	52	6	60
По данным автора (макс.)	-	-	-	-	79	62	66	85	56	-	113	38	55	76	14	96

1/ Случаи с большими скоростями воздушного потока (струйные течения).

2/ Арктические широты.

материале, для пограничного слоя оказались близкими и соответственно равны 18 и 22 м²/сек. Этот факт в некоторой степени делает реальными рассмотренные предположения.

Относительно небольшое число случаев, использованных в работе [16] для определения коэффициента турбулентности в облаках, а также привлечение более широкого спектра турбулентных вихрей затрудняет сравнение величин, представленных в табл.32.

Таким образом, в рассмотренных формах облаков в течение всего года наблюдается хорошо выраженная турбулентность, обычно усиливающаяся в теплую половину года. Сравнение обмена в облачных слоях и вне облаков позволяет утверждать, что более интенсивна турбулентность в облаках. Обычно значения K в облаках оказываются в 1,5-2,0 раза больше, чем над облаками.

В безоблачных прослойках обмен развит слабо, коэффициенты турбулентности в этих случаях лежат в пределах 10-15 м²/сек., а большие значения K встречаются довольно редко.

Результаты расчета коэффициента обмена показывают, что в облаках и внеоблачном пространстве отмечается резкое усиление обмена при больших скоростях воздушного потока. K повышению интенсивности турбулентности приводят также и отдельные мезоуструи, наблюдающиеся в свободной атмосфере.

Данные акселерографических записей болтанки самолета и результаты расчета коэффициента турбулентности показывают, что у большинства из рассмотренных форм облаков на верхней границе отмечается резкое увеличение интенсивности турбулентного обмена. На нижней же границе такое усиление отмечается не всегда.

Следует считать, что в основной части случаев (за исключением облаков струйных течений) под облачным слоем турбулентность развита сильнее, чем над облаками. Это факт является одновременно подтверждением теории образования облаков.

В отношении турбулентности во фронтальных облачных системах и во внутримассовых облаках следует указать, что в первом случае она развита более значительно.

Сравнение значений коэффициента турбулентности в равное время суток показывает, что обычно во второй половине дня турбулентность ослабевает. Особенно хорошо это прослеживается по акселерографическим записям болтанки самолетов в слоистых и слоисто-кучевых облаках.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность старшему научному сотруднику ГГО А.С.Дубову, консультациями и советами которого он пользовался, и доценту А.М.Баранову, принявшему участие в обсуждении рукописи.

Баранов

Л и т е р а т у р а

1. А б р а м о в и ч К.Г. Характеристика турбулентности атмосферы в дни с низкой облачностью. Метеорология и гидрология, № 9, 1958.
2. Б а р а н о в А.М. Облака верхнего яруса и условия полета в них. Гидрометеиздат, Л., 1960.
3. В е р о н ц о в П.А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, 1960.
4. В о с к р е с е н с к и й А.И. и М а т в е е в Л.Т. Водность и турбулентный режим слоистообразных облаков Арктики. Метеорология и гидрология, № 11, 1960.
5. В у л ь ф с о н Н.И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1961.
6. Г е р м а н М.А., М а з у р и н Н.И., С о л о н и н С.В. К вопросу об условиях полетов в перистых облаках. Труды ЛГМИ, вып.12, 1961.
7. Д у б о в А.С. К вопросу определения вертикальных скоростей ветра по данным самолетного акселерографа. Труды ГГО, вып. 81, 1959.
8. Д у б о в А.С. Определение коэффициента турбулентного обмена по ускорению самолета. Труды ГГО, вып.98, 1959.
9. З а й ц е в В.А. и Л е д о х о в и ч А.А. Приборы и методика исследования облаков с самолета. Гидрометеиздат, Л., 1960.
10. К у р м л о в а Ю.В. Исследование струйных течений в Центральной аэрологической обсерватории. Труды ЦАО, вып.26, 1959.
11. 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.
12. Л а й х т м а н Д.Л., Ш н а й д м а н В.А. Критерии установившейся турбулентности в струйных течениях. Метеорология и гидрология, № 12, 1960.
13. М а т в е е в Л.Т., К о ж а р и н В.С. Роль турбулентного перемешивания в формировании структуры слоистообразных обла-

14. М а т в е е в Л.Т. ков. Изв.АН СССР, сер.геофиз., № 11, 1956.
Некоторые вопросы теории образования и эволюции слоистообразной облачности. Вопросы физики облаков и туманов. Труды ААНИИ, т.228, вып.1, 1959.
15. М а т в е е в Л.Т. Структурная функция вертикальной скорости воздушного потока и новый способ расчета коэффициента турбулентности в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып.78, 1958.
16. П и н у с Н.З. и Л и т в и н о в а В.Д. Об интенсивности турбулентности в облаках. Изв. АН СССР, сер.географ., № 1, 1962.
17. П и н у с Н.З. Современное состояние вопроса о турбулентности атмосферы, вызывающей болтанку самолетов. Труды ЦАО, вып.34, 1960.
18. Р е ш е т о в Г.Д. Облачность в верхней тропосфере. Труды ЦИПа, вып.81, 1961.
- ✓ 19. "Физика облаков" под ред.А.Х.Х р г и а н а . Гидрометеиздат, Л., 1961.
20. Ч у р и н о в а М.П. Некоторые характеристики турбулентности в дни со слоистыми облаками. Труды ГГО, вып.54 (116), 1955.
21. Ш в е ц М.Е. О конденсации водяного пара в атмосфере. Изв.АН СССР, сер.геофиз., № 6, 1955.
22. Ш м е т е р С.М. Турбулентность в облаках верхней тропосферы. Труды ЦАО, вып.34,1960.
- ✓ 23. Ш м е т е р С.М. Высокие кучевые облака. Труды ЦАО, вып.35, 1960.
24. Ш у р Г.Н. Метод и приборы для получения некоторых характеристик турбулентности атмосферы с самолета. Труды ЦАО, вып.24, 1958.
25. Ю р г е н с о н А.Н. Исследование структуры турбулентных движений, вызывающих болтанку современных самолетов. Метеорология и гидрология, № 10, 1960.
- ✓ 26. Аскегман В., Turbulence around tropical cumuli. J. Meteorol., v. 15., N I , 1958.

27. Andersen W., Turbulence in cb, Flight, v.65, N 2366, 1954.
28. Best. A., Effect of turbulence and condensation on drop-size distribution in cloud., J.Roy. Met. Soc. 78, 1952
29. Shaefer V., Cloud forms in the jet streams, Tellus, v.I N 5. 1953.

В. С. АНТОНОВ, Л. С. ОРЛОВА, В. С. ФИОНОВА

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ОСАДКОВ ПО УПРОЩЕННОЙ СХЕМЕ
ЛГМИ

1. В работе [1] на основе теоретических разработок [2,3,4] изложена методика расчета зон осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Из указанных работ следовало, что при диагнозе осадков следует различать два основных случая: чисто водяные облака и облака, в верхней части которых имеет место заметная кристаллизация.

Для диагноза осадков из чисто водяных облаков необходимо точно знать распределение капель по размерам, температуру, водность, вертикальную мощность облаков и дефицит влажности воздуха под облаком.

В смешанных облаках доминирующее значение приобретает фактор кристаллизации капель в верхней части облака, так как снежинки растут с большой скоростью за счет перегонки пара с капли на кристалл и, таким образом, замерзшая капля преодолевает область замедленного роста в сравнительно короткое время.

Для расчета осадков из смешанных облаков в методе [1] используются в основном данные самолетного зондирования атмосферы.

Однако, несмотря на довольно строгую научную концепцию, предложенная в работе [1] методика расчета зон осадков встретила на пути внедрения в практику серьезные препятствия. Во-первых, отсутствие данных о водности облаков, распределении капель по размерам в них и другое не позволяет сделать диагностические расчеты осадков для чисто водяных облаков, не говоря уже о прогностических расчетах, так как прогноз перечисленных выше параметров облака совершенно не разработан. Поэтому автор работы [1], говоря о диагнозе и прогнозе осадков из капельных облаков, считает, что проблема прогноза осадков из таких облаков (хотя бы только самого факта выпадения или невыпадения) находится пока в такой стадии, что нет решения даже для такого случая, когда изменения температуры и вертикальной мощности облака заданы.

Это привело к тому, что в методике [1] диагностические расчеты осадков из чисто водяных облаков не делались. Правда, это существенно не ухудшило расчеты, так как были использованы такие случаи, когда достаточно мощные капельные облака не наблюдались.

Возникла необходимость на экспериментальном материале рассмотреть водяные облака и, упрощая схему расчета, найти связи между такими параметрами облака, которые бы характеризовали процесс осадкообразования и были бы доступны для практического использования на оперативной сети службы погоды.

Во-вторых, для расчета осадков из смешанных облаков по методу [1], помимо распределения по вертикали температуры воздуха, необходимо знать высоты нижней и верхней границы облаков, что возможно было получить только из данных самолетного зондирования атмосферы.

Незначительная сеть такого зондирования не обеспечивает достаточно надежного диагноза зон осадков, так как при существующем в настоящее время расстоянии между пунктами самолетного зондирования атмосферы могут выпасть из анализа зоны осадков, которые находятся между этими пунктами.

Наконец, диагноз зон осадков с помощью вертикальных разрезов и переход от разреза к синоптической карте занимают много времени.

Все это привело к необходимости отказа от вертикальных разрезов. Расчеты зон осадков выполнялись по данным самолетного зондирования атмосферы и более многочисленным данным радиозондирования.

Некоторые результаты исследований по расчету обложных осадков опубликованы в работах [5,6]. Ниже излагается упрощенная схема расчета зон осадков из облаков слоистых форм, которая отвечает предъявленным выше требованиям. Схема разработана В.С.Антоновым, расчеты конкретных случаев и проверка схемы были выполнены в Ленинградском бюро погоды инженерами Л.С.Орловой и В.С.Финоновой.

П.Рассмотрим прежде всего смешанные облака, так как в средних широтах в подавляющем большинстве случаев обложные осадки выпадают из таких облаков.

В работах [1,2] показано, что учет внутриоблачных физических процессов при расчете осадков из смешанных облаков типа $As-Ns$, St и Sc в первую очередь будет сводиться к расчету условий, при которых наступает кристаллизация в верхней части облака, так как в этом случае замерзшие вблизи верхней границы облака капли начинают падать вниз, практически почти не поднимаясь выше уровня замерзания, и укрупняются при своем падении до размера "дождевых", проходя незначительный слой переохлажденного облака.

Как было показано в работе [5], для смешанных облаков, а они, как правило, наблюдаются при температурах на верхней границе облака ниже -8° , мощность облака, равная 400 м, является критической мощностью, при которой выпадают заметные для наблюдателя осадки. Такие мощности в обширных зонах переохлажденных облаков слоистых форм встречаются постоянно, поэтому основным условием, характеризующим коллоидальную устойчивость облаков и, таким образом, выпадение осадков, будет являться процесс

кристаллизации в верхней части переохлажденного облака.

В работах [1,3] показано, что замерзание облаков, влияющее на развитие их коллоидальной неустойчивости (образование осадков), начинается при достижении верхней границей облака температуры интенсивной кристаллизации (T_L)^{1/}.

Из сказанного нетрудно записать условия выпадения осадков из переохлажденных облаков слоистых форм.

Пусть K - некоторый параметр, характеризующий эти условия $Z_{\text{вго}}$ - высота верхней границы облака, Z_{T_L} - высота температуры интенсивной кристаллизации, тогда

$$K = Z_{\text{вго}} - Z_{T_L} \quad (1)$$

Из (1) видно, что, если $Z_{\text{вго}} \geq Z_{T_L}$ (кристаллизация в верхней части облака) и, следовательно, $K \geq 0$, то существуют условия для выпадения осадков, если $K < 0$ - то без осадков.

Исходя из работ [7,8,9] и исследований, выполненных студентами ЛГМИ, можно принять, что при разности

$$T - \tau \leq 2^\circ, \quad (2)$$

где T - температура воздуха, τ - температура точки росы на взятом уровне, имеются благоприятные условия для существования облаков. В этом случае диагноз зон осадков можно производить с использованием данных о температуре воздуха и точке росы по высотам, полученных из наблюдений методом радиозондирования атмосферы.

Если использовать только данные T и τ на главных изобарических поверхностях из карт барической топографии, то для расчета превышения $Z_{\text{вго}}$ над Z_{T_L} необходимо получить экстраполяционные формулы.

Совместное решение уравнений кривых стратификации температуры воздуха и температуры точки росы относительно $Z_{\text{вго}}$ при

$$T - \tau = 2^\circ = \Delta$$

дает

$$Z_{\text{вго}} = H_0 + \left(\frac{T_0 - T_0 + \Delta}{\bar{\gamma}_\tau - \bar{\gamma}} \right). \quad (3)$$

Здесь H_0 - высота исходного уровня изобарической поверхности, где $T - \tau \leq 2^\circ$, $\bar{\gamma}$ - средний вертикальный температурный градиент в слое воздуха между исходным уровнем H_0 и первым вышележащим уровнем, где $T - \tau \geq 3^\circ$; $\bar{\gamma}_\tau$ - средний вертикальный гра-

^{1/} Термин "температура интенсивной кристаллизации" был введен Л.Г.Кацуриным в 1956 г. [1]. Им была предложена формула для расчета T_L и построен теоретический график. Позднее этот график был подтвержден и уточнен материалами радио- и самолетного зондирования атмосферы [6].

диент точки росы в том же слое. Для $\bar{\tau}$ и $\bar{\tau}_c$ можно записать

$$\bar{\tau} = \frac{T_o - T_h}{H \frac{P_h}{P_o}}, \quad (4)$$

$$\bar{\tau}_c = \frac{\tau_o - \tau_h}{H \frac{P_h}{P_o}}, \quad (5)$$

где значок h означает, что данные относятся к первому вышележащему уровню, $H \frac{P_h}{P_o}$ - толщина слоя между рассматриваемыми изобарическими поверхностями в геопотенциальных метрах (г.п.м.).

Подставляя в (3) $\bar{\tau}$ и $\bar{\tau}_c$ из (4) и (5), получим

$$Z_{\text{вго}} = H_o + \left(\frac{\tau_o - \tau_o + \Delta}{\tau_o - \tau_h - \tau_o + \tau_h} \right) H \frac{P_h}{P_o}. \quad (6)$$

Решая уравнение кривой стратификации температуры воздуха относительно $Z_{\text{тл}}$, при заданном значении T_i имеем

$$Z_{\text{тл}} = \left(\frac{T_o - T_i}{T_o - T_h} \right) H \frac{P_h}{P_o} + H_o, \quad (7)$$

где T_i - температура интенсивной кристаллизации, которая рассчитывается по графику, изображенному на рис.1.

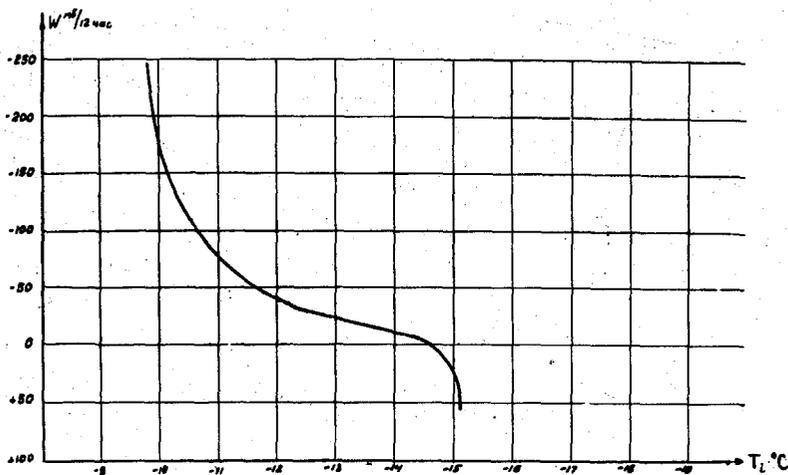


Рис.1. ГРАФИК ДЛЯ РАСЧЕТА T_i (график зависимости между температурой на уровне, где $T - \tau = 2^\circ$, $W = 700$ и осадками по [6]).

Подставив (6) и (7) в (1), окончательно получим

$$K = \left(\frac{\tau_o - \tau_o + \Delta}{\tau_o - \tau_h - \tau_o + \tau_h} - \frac{T_o - T_i}{T_o - T_h} \right) H \frac{P_h}{P_o}. \quad (8)$$

Так как нам важен только знак K , то (8) упрощается:

$$K = \left(\frac{T_0 - T_0 + 2}{T_0 - T_h - T_0 + T_h} - \frac{T_0 - T_h}{T_0 - T_h} \right). \quad (9)$$

Формула (9) позволяет быстро рассчитать по данным температуры и точки росы на главных изобарических поверхностях знак K и, таким образом, определить подготовленность атмосферы к выпадению осадков на каждой отдельно взятой станции.

Рассмотрим теперь условия осадкообразования в капельных облаках. Анализ уравнения для суммарной скорости роста падающей капли, взятого из [2], если его упростить для случая монодисперсного облака и постоянства влажности облака, вертикального градиента температуры в нем и вертикальной скорости, показал, что основными параметрами, характеризующими процесс образования осадков в таких облаках, будут являться вертикальная мощность и средняя температура облака [13].

Делая такие упрощения, мы исходим из того, что в природе достаточно развитые по вертикали слоистые облака обычно наблюдаются в хорошо выраженных циклонах, где порядок величины упорядоченных вертикальных движений один и тот же. Изменение вертикального температурного градиента в облаках $\Delta s - Ns$ с высотой незначительное [11], что позволяет принять δ постоянным.

Что же касается влажности облака, то изменение ее, по всей вероятности, будет пропорционально изменению мощности и средней температуры облака, что должно более четко подчеркнуть связь между осадками, мощностью и температурой облака.

Анализ данных около 1000 самолетных подъемов в слоистых чисто водяных облаках подтвердил теоретические выводы.

Была обнаружена хорошо выраженная зависимость между мощностью, средней температурой облака и умеренными осадками (морозящие или очень слабые дожди во внимание не принимались).

В частности, для районов Европейской территории СССР получены следующие данные: при средней температуре облака $+5^\circ$ умеренные осадки могут выпадать только при мощности облака 2200 м, при $t = +0^\circ$ необходима мощность облака 2400 м, при $t = -5^\circ$

$$\Delta H = 2600 \text{ м.}$$

На основании вышеизложенного схему диагностического расчета можно представить следующим образом.

1. С карт AT_{850} , AT_{700} и AT_{500} для каждой станции снимаются данные о температуре и точке росы.

2. Для этих станций вычисляются вертикальные скорости для уровня поверхности 700 мб.^{1/}

^{1/}Данные о вертикальных скоростях также передаются в сводках передач радиометеорологических центров [10].

3. По графику рис.1, используя вычисленную вертикальную скорость, рассчитывается значение температуры интенсивной кристаллизации T_i .

4. По формуле (9) рассчитывается K .

- 5. Если $K > 0$ - осадки,
- $K < 0$ - без осадков,
- $K = 0$ - осадки,
- $K = +\infty$ - осадки,
- $K = -\infty$ - без осадков.

6. Все расчеты K производятся только тогда, когда существуют облака, что соответствует наличию на одной из главных изобарических поверхностей условия $T - \tau \leq 2^\circ$.

7. Если на всех главных изобарических поверхностях $T - \tau \geq 3^\circ$, то расчет не производится и считается что осадков не будет, так как предполагается, что облака отсутствуют.

8. Если $T - \tau \leq 2^\circ$ имеет место на уровне изобарической поверхности 850 мб, а T_i - на уровне изобарических поверхностей 700 или 500 мб и на этих уровнях $T - \tau \geq 3^\circ$, то расчет не производится, так как явно видно, что верхняя граница облаков лежит ниже уровня температуры интенсивной кристаллизации. В этом случае по (1) $K < 0$ - "без осадков".

9. Если на двух главных изобарических поверхностях, следующих одна за другой, $T - \tau \leq 2^\circ$ и уровень, где находится T_i , лежит между ними, то независимо от знака K , полученного по (9), осадки будут. Это такой случай расчета, когда от нижней к верхней изобарической поверхности разность $T - \tau$ уменьшается. Так как (9) получено только при увеличении или постоянстве разности $T - \tau$ с высотой, то при уменьшении этой разности с высотой мы будем иметь не превышение $Z_{\text{вгб}}$ над Z_{T_i} , а превышение $Z_{\text{нго}}$ (нижней границы облака) над Z_{T_i} . В этом случае из (1) очевидно, что $K > 0$.

10. Учет мощности облаков производится следующим образом:

а) если разность $T - \tau = 2^\circ$ наблюдается только на одной из трех главных изобарических поверхностей, то даже при $K > 0$ следует считать, что осадков не будет, так как в этом случае мощность облаков незначительная, менее 400 м [5];

б) если на уровнях поверхностей 850 и 500 мб $T - \tau \leq 2^\circ$, а на уровне поверхности 700 мб $T - \tau = 3^\circ$ и T_i отмечается вблизи уровня поверхности 700 мб, то в этом случае даже при получении $K < 0$ осадки будут (безоблачная прослойка незначительной толщины);

в) если на уровнях поверхностей 850 и 500 мб $T - \tau \leq 2^\circ$, на уровне поверхности 700 мб $T - \tau \geq 4^\circ$, а T_i наблюдается не выше уровня поверхности 700 мб, осадки определяются по знаку K .

Если же T_i наблюдается выше уровня поверхности 700 мб, то независимо от знака K следует считать, что осадков не будет. В этом случае

наблюдается значительная по вертикали безоблачная прослойка. Имеет место кристаллизация облаков, которые располагаются вблизи уровня поверхности 500 мб. Хотя они и дают осадки, но, проходя значительный и сухой безоблачный коридор, испаряются, не вызывая коллоидальной неустойчивости нижележащего облачного слоя;

г) если $T - \tau \leq 2^\circ$ отмечается только на уровне поверхности 500 мб, на уровнях поверхностей 700 и 850 мб $T - \tau \geq 3^\circ$, осадков не будет при любых значениях K .

(Большая высота расположения нижней границы облаков. Осадки испаряются, не доходя до земли).

д) если $T - \tau < 2^\circ$ находится на уровнях поверхностей 700 и 500 мб, а на уровне поверхности 850 мб $T - \tau \geq 3^\circ$, то следует рассчитать высоту нижней границы $T - \tau = 2^\circ$. Если $H \geq 2500$ м, осадков не будет, если меньше, то следует ожидать осадки [13].

11. Если $T - \tau < 2^\circ$ имеется только на уровне поверхности 850 мб, а на уровнях поверхностей 700 и 500 мб $T - \tau \geq 3^\circ$ и температура на уровне поверхности 850 мб ниже температуры интенсивной кристаллизации, следует привлечь для расчета нижележащую изобарическую поверхность (например 900 или 1000 мб), с которой снять данные T и τ , и по формуле (10) произвести расчет мощности облаков

$$\Delta H = \left(\frac{\tau_0 - T_0 + 2}{\tau_0 - \tau_h - T_0 + T_{h+}} \right) H_{h+} + \left(\frac{\tau_0 - T_0 + 2}{\tau_0 - \tau_h - T_0 + T_{h-}} \right) H_{\frac{0}{h-}}, \quad (10)$$

[0 - данные относятся к поверхности 850 мб, h_+ - к вышележащей поверхности (700 мб), h_- - к нижележащей поверхности (900 или 1000 мб)]. Если расчет ΔH дает величину 400 г.п.м. и более, следует считать, что осадки будут, если менее 400 м - то без осадков.

12. Если $T - \tau < 2^\circ$ имеет место на уровнях поверхностей 850 и 700 мб одновременно, а T_c располагается выше уровня поверхности 700 мб, K будет меньше нуля. Однако здесь мы имеем дело с мощными водяными облаками. Поэтому необходимо рассчитать мощность их и по значению ΔH и \bar{t} решить вопрос о выпадении осадков [13].

При реальных для Европейской территории СССР средних температурах облаков и при мощности их более 2500 м будут выпадать осадки. В наших расчетах эти условия выполняются при существовании разности $T - \tau < 2^\circ$ одновременно на уровнях поверхностей 850 и 700 мб.

Для более оперативного использования изложенных правил диагноза осадков разработана и прилагается специальная таблица, где в удобную для работы форму сведены эти правила.

III. По описанной выше схеме в расчетной группе Ленинградского бюро погоды в 1961 г. были произведены как диагностические, так и прогностические расчеты осадков для четырех пунктов: Ленинград,

Таблица
для расчета осадков по значениям разностей $T - T_c$ и T_c
на уровнях изобарических поверхностей

№ п/п	T - T град.			Слой между изобарическими поверхностями, где располагается T _c			Необходимость расчета K	Ожидаемое явление
	850 мб	700 мб	500 мб	земля-850 мб	850 - 700 мб	700 - 500 мб		
1	≥ 3	≥ 3	≥ 3	-	-	-	нет	без осадков
2	≤ 2	≥ 3	≥ 3	-	-	+	"	"
3	≤ 2	≤ 2	≥ 3	+	-	-	"	осадки
	≤ 2	≤ 2	≥ 3	-	+	-	"	"
	≤ 2	≤ 2	≥ 3	-	-	+	да	K ≥ 0 - осадки, K < 0 - без осадков
4	≥ 3	≤ 2	≤ 2	+	-	-	нет	осадки
	≥ 3	≤ 2	≤ 2	-	+	-	"	"
	≥ 3	≤ 2	≤ 2	-	-	+	"	"
5	= 2	≥ 3	> 3	в любом слое +			"	без осадков
6	> 3	= 2	≥ 3	То же			"	"
7	> 3	≥ 3	≤ 2	"			"	"
8	> 3	< 2	< 2	"			надо рассчитать H, где T - T _c = 2°	если H > 2500 м - без осадков, H < 2500 м - осадки
9	≤ 2	= 3	≤ 2	"			нет	осадки
10	≤ 2	≥ 4	≤ 2	+	-	-	"	"
	≤ 2	≥ 4	≤ 2	-	+	-	да	K ≥ 0 - осадки, K < 0 - без осадков
11	≤ 2	≥ 4	≤ 2	-	-	+	нет	без осадков
12	< 2	≥ 3	≥ 3	-	+	+	"	"
				+	-	-	надо рассчитать ΔH	H ≥ 400 м - осадки, H < 400 м - без осадков
13	< 2	< 2	≥ 3	без учета T _c				осадки

1/ " + " - температура интенсивной кристаллизации наблюдается в этом слое, " - " - не наблюдается.

Хельсинки, Рига, Петрозаводск за период с 14/IX по 10/XII 1961 г. Дополнительно для Ленинграда диагностические расчеты были сделаны с сентября по декабрь 1960 г. и с января по март 1961 г.^{1/} Всего, таким образом, было сделано для всех пунктов 295 диагностических и 239 прогностических расчетов. Отдельно для Ленинграда - 141 диагностических и 73 прогностических расчета. Результаты диагностических расчетов представлены в табл.1.

Таблица 1

	Общее число расчетов	Из них оправдалось	Не оправдалось	% оправдываемости
По 4 пунктам без учета п.12	295	247	48	84
По г. Ленинграду без учета п.12	141	120	21	85
По г. Ленинграду с учетом п.12	141	125	16	89

Для оценки по всем пунктам фактические данные об осадках брались из приземной карты в 3 часа, что соответствовало данным о температуре воздуха, точке росы и вертикальных токах карт барической топографии в этот же срок. Данные об осадках для Ленинграда брались в интервале времени 3 часа + 30 мин. по наблюдениям метеорологической станции Ленинград-город.

Для того, чтобы составить прогноз осадков, необходимо на срок любой заблаговременности (12 или 24 часа) предвычислить значения T , τ и W и по схеме рассчитать осадки.

Нами производился такой расчет для указанных пунктов с заблаговременностью 24 часа, т.е. к 3 час. следующих суток от исходных данных в 3 часа текущих суток.

Использовались прогностические карты, передаваемые ЦИПОм для земной поверхности, а также для уровней поверхностей 700 и 500 мб. Исходные данные снимались с карт барической топографии, которые составлялись в Ленинградском бюро погоды.

Данные о вертикальных токах как в исходный момент, так и к моменту прогноза брались из сводок, передаваемых ЦИПОм. Для уровня поверхности 500 мб вертикальные токи вычислялись, исходя из предположения, что с высотой они изменяются линейно и, таким образом, величина вертикальных токов на этом уровне может быть рассчитана по формуле.

$$W_{500} = W_{700} + (W_{700} - W_{850}) \cdot \quad (11)$$

^{1/} Пункт 12 изложенных выше правил учитывался только при диагностических расчетах осадков для Ленинграда.

Так как в сводках ЦИПа значения величин W передаются в миллибарах за 12 час., а мы составляли прогноз на 24 часа, то для расчета температуры величины будущих вертикальных токов удваивались. Для определения T_1 будущие W , как и для диагностических расчетов, брались для уровня поверхности 700 мб неудвоенными.

Прогноз температуры осуществлялся методом переноса с учетом только вертикальных движений. Трансформационные изменения не учитывались. Траектории частиц строились так, как это рекомендуется в работе [9].

Предполагалось далее, что удельная влажность воздуха до момента конденсации остается неизменной. При дальнейшем охлаждении всегда остается постоянным равенство $T = T_c$. Результаты prognostических расчетов представлены в табл.2.

Таблица 2

	Общее число расчетов	Из них оправдалось	Не оправдалось	% оправданности
Для 4 пунктов	239	173	66	72
Для г. Ленинграда	73	56	17	76
Диагностические расчеты для г. Ленинграда	73	64	9	88

В табл.2 в последней графе приведены данные диагностических расчетов для тех же 73 случаев прогноза осадков по Ленинграду.

Из сравнения этих данных видно, что результат улучшился на 12% и равен 88%. Таким образом, при достаточно точном прогнозе температуры воздуха, точки росы и вертикальных токов мы бы имели высокообеспеченный прогноз осадков.

Как показали выполненные расчеты, прогноз вертикальных токов, если учитывать только знак их, имеет удовлетворительную оправданность, с учетом не только знака, но и величины прогнозов вертикальных движений на 24 часа остается все еще недостаточно надежным, а это в свою очередь вызывает значительные ошибки в прогнозе температуры и влажности. Поэтому нами была произведена оценка прогноза величины и знака вертикальных движений. Допускалась в этой оценке ошибка $\pm 30\%$ от ожидаемой величины W при совпадении знака. Для случаев с оправдавшимися таким образом вертикальными токами в указанных пунктах была произведена оценка прогноза осадков.

Результат значительно улучшился. Так, для 4 пунктов оправданность повысилась до 82%, а для г. Ленинграда - до 80%.

1У. В последние годы для расчета осадков многими исследователями используется график из работы [12].

Этот график был построен на материале радиозондирования атмосферы и устанавливает связь между осадками, разностью $T - T_c$ на уровнях поверхностей 700 или 850 мб и вертикальными токами на соответствующей изобарической поверхности. Используя уже имеющийся у нас материал, мы провели сравнение методов расчета осадков ЛГМИ и американского метода [12] (диагностические расчеты) для г. Ленинграда.

Результаты этого сравнения даны в табл.3.

Таблица 3

Метод	Число случаев	Оправдалось	Не оправдалось	% оправданности
Метод [12]	141	115	26	82
ЛГМИ без учета мощности облаков, п.12	141	120	21	85
ЛГМИ с учетом мощности облаков, п.12	141	125	16	89

Из таблицы видно, что качество расчета осадков по методу [12] несколько ниже (на 7%), чем по методу ЛГМИ.

Особенно плохие результаты при использовании американского метода получаются тогда, когда на уровне изобарической поверхности, по которой производится расчет, наблюдаются нисходящие движения воздуха. Этот метод совершенно не оценивает условия для выпадения осадков из облаков, расположенных ниже или выше уровня той изобарической поверхности, по которой производится расчет даже и при наличии восходящих токов.

Совершенно очевидно, что при наличии капельножидких облаков толщиной менее 2000 м при восходящих токах по методу [12] будут ожидать осадки, в то время как из таких облаков осадки не выпадают.

В табл.4 приведено несколько примеров, которые характеризуют те условия, при которых по методу [12] нельзя оценить правильно процесс осадкообразования. В первом примере - мощные облака, простирающиеся вплоть до уровня поверхности 500 мб. Облака смешанные, так как их верхняя часть находится при температурах более низких, чем температура интенсивной кристаллизации. Несмотря на имеющиеся слабые нисходящие движения воздуха, такая облачность дает осадки. Расчет по методу ЛГМИ также дает "осадки". По методу [12] в этом случае осадков не ожидалось, что не соответствовало действительности.

Во втором примере облачность менее мощная, толщина ее была несколько больше 400 м, однако эти облака лежали в области температур интенсивной кристаллизации, что вызывало коллоидальную неустойчивость и выпадение осадков даже при нисходящих токах около 70 мб /12 час. Очевидно, что в данном случае по методу [12]

Таблица 4

№ п/п	Дата	850 мб		700 мб		500 мб		W мб/12 час.		Расчет		Фактическая погода
		T	τ	T	τ	T	τ	850 мб	700 мб	ЛГМИ	[12]	
1	28/IX 1960	+1	0	-8	-8	-23	-25	+10	+10	осадки	без осадков	осадки
2	16/I 1961	-21	-22	-28	-33	-32	-46	+70	+50	"	"	"
3	31/X 1960	-6	-7	-12	-18	-22	-32	-30	-40	без осадков	осадки	без осадков
4	10/XI	-1	-2	-6	-8	-22	-30	-90	-100	"	"	"
5	29/IX	-2	-2	-10	-11	-28	-32	-30	-40	осадки	"	осадки
6	17/XI	-2	-2	-7	-7	-26	-28	-10	-30	"	"	"

осадков не следовало ожидать. Фактически наблюдался снегопад, образование которого предсказывается методом ЛГМИ.

В третьем и четвертом примерах приведены случаи с облачностью толщиной менее 2000 м, верхняя граница которой не достигла температур интенсивной кристаллизации. Это говорит о том, что облака были капельными. По методу ЛГМИ для этих примеров, несмотря на значительные восходящие движения, нет условий для выпадения осадков, что в действительности и наблюдалось. По методу [12] при разности на уровне поверхности 850 мб $T - T_c = 1^\circ$ и $W_{850} = -30$ и -90 мб/12 час. расчеты указывали "осадки". Нагонец, в последних двух примерах приведены случаи, когда по обоим методам расчеты совпадают. Видно, что это совпадение бывает тогда, когда имеются восходящие движения воздуха и верхняя граница облаков располагается на уровне температуры интенсивной кристаллизации или выше его.

Таким образом, приходим к следующим выводам.

1. Для диагноза и прогноза осадков в одинаковой степени важен не только учет термодинамических процессов, приводящих к насыщению воздуха водяным паром и образованию облаков, но и учет внутривлажных физических процессов, которые непосредственно формируют осадки в существующем облаке.

2. Метод, построенный только на чисто статистических зависимостях, в среднем при большом числе испытаний может давать удовлетворительный результат, однако при конкретных расчетах не отображает действительной картины процесса осадкообразования.

3. Восходящие вертикальные движения воздуха сами по себе еще не могут характеризовать условия выпадения осадков даже при наличии облаков, что хорошо видно из примеров сравнения метода ЛГМИ с методом [12]. Однако точность прогностических расчетов осадков зависит главным образом от точности прогностических расчетов вертикальных токов, так как характер и величина последних, за исключением случаев мощной адвекции и трансформационного изменения температуры воздуха, обуславливает формирование облаков и вертикальное распределение облаков и температуры воздуха.

Л и т е р а т у р а

1. Качурин Л.Г., Алешина Г.И., Беляшова М.А., Заливина В.И., Кудрявцева В.И., Нестерова М.И., Серебрякова А.А., Серякова Л.П. Анализ зон осадков из фронтальных облаков слоистых форм. Труды ЛГМИ, вып.5-6, 1956.
2. Качурин Л.Г. Образование осадков в облаках с малыми вертикальными токами. Изв.АН СССР, серия геофиз., № 2, 1956.
3. Качурин Л.Г. О пересыщении пара и конденсационном росте капель в водяных облаках. Метеорология и гидрология, № 8, 1953.

4. Качурин Л.Г. Замерзание переохлажденных водных аэрозолей. Изв.АН СССР, серия геофиз., № 2, 1951.
5. Антонов В.С. Анализ условий выпадения осадков из облаков слоистых форм. Сб. работ по региональной синоптике, № 6, М., 1962.
6. Антонов В.С. О зависимости между вертикальными токами и температурой интенсивной кристаллизации во фронтальных облаках слоистых форм. Метеорология и гидрология, № 5, 1962.
7. Абрамович К.Г. и Хргиан А.Х. Исследование условий возникновения слоистообразной облачности нижнего яруса. Труды ЦАО, вып.28, 1960.
8. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Гидрометеонадат, Л., 1957.
9. Мерцалов А.И. Вычисление и использование данных об ожидаемых вертикальных движениях воздуха. Методические указания ЦИПа, вып.33, 1959.
10. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, часть 1. Гидрометеонадат, Л., 1955.
11. Боровиков А.М., Грайворонский И.И., Зак Е.Г., Костарев В.В., Мазин И.П., Минервин В.Е., Хргиан А.Х., Шметер С.М. Физика облаков. Гидрометеонадат, Л., 1961.
12. Lewis W. Forecasting 700 mb dewpoint depression by a 3-dimensional trajectory technique. Monthly Weather Review. vol.85,9,1957.
13. Антонов В.С. Об учете внутриоблачных физических процессов при диагнозе и прогнозе обложных осадков. См.в настоящем сборнике.

Б. М. ГАЛЬПЕРИН, Л. П. СЕРЯКОВА

**ДНЕВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ЗА
БЕССНЕЖНЫЙ ПЕРИОД ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ОБЛАЧНОСТИ**

Данные о величине радиационного баланса используются в климатологии, гидрологии, океанологии, гидромелиорации и при решении ряда вопросов физики приземного слоя воздуха. В связи с запросами практики рядом авторов [3,4,11] разрабатывалась методика приближенных климатологических расчетов отдельных составляющих радиационного баланса. С помощью такой методики в ГГО построены карты средних месячных сумм радиационного баланса континентов и океанов. Но при исследованиях теплового баланса деятельной поверхности за короткие периоды, когда необходимо оценить радиационный баланс при конкретных условиях погоды, исходя из совокупности наблюдаемых или прогнозируемых метеорологических факторов, методика климатологических расчетов уже неприменима. Особенно важна подобная оценка при решении задач, связанных с трансформацией воздушных масс, при расчетах суточного хода тепло- и влагообмена подстилающей поверхности с атмосферой. Однако до сих пор такие данные отсутствуют. Это обусловлено тем, что измерения радиационного баланса по единой методике на сети станций начаты сравнительно недавно и лишь за последние годы появились работы, обобщающие эти наблюдения, но носящие в основном климатологический характер [9,10].

В настоящей работе была поставлена задача получить количественные характеристики дневных величин радиационного баланса поверхности суши за бесснежный период при различных метеорологических условиях. Ночные величины радиационного баланса невелики и для приближенной их оценки можно пользоваться и расчетными методами.

С этой целью были использованы материалы срочных дневных измерений радиационного баланса и альбедо естественной поверхнос-

ти, покрытой травой, в течение бесснежного периода, а также сопутствующие им метеорологические наблюдения на следующих двух группах станций СССР, находящихся в резко отличающихся климатических условиях:

Европейская территория СССР

- 1) Воейково (1955-1957 гг.);
- 2) Каунас (1957-1959 гг.);
- 3) Минск (1956-1960 гг.);
- 4) Рига (1956-1958, 1960 гг.);
- 5) Тарту (1956-1958, 1960 гг.);

Азиатская территория СССР

- 1) Владивосток (1956-1957 гг.);
- 2) Высокая Дубрава (1956-1957, 1960 гг.);
- 3) Иркутск (1955, 1958-1960 гг.);
- 4) Новосибирск (1957-1960 гг.);
- 5) Омск (1957-1960 гг.);
- 6) Якутск (1956-1960 гг.);

Обработка и анализ материалов для каждой из указанных групп станций проводились отдельно.

Для исследования основных причин изменений радиационного баланса были обработаны также данные срочных измерений суммарной и рассеянной солнечной радиации по первой группе станций, но за более длительный период.

В обработке материалов принимали участие студенты ЛГМИ: Л.Сурыгина, Л.Пушкарева, Х.Уразаева и др.

В результате проведенного анализа оказалось, что при одинаковых высоте солнца и метеорологических условиях нет отчетливо выраженного различия в интенсивности солнечной радиации и радиационного баланса на равных станциях одной группы. Это позволило объединить наблюдения на разных станциях одной группы. Можно лишь отметить, что несколько заниженные величины баланса наблюдаются при облаках нижнего яруса (St , Ns , CB) во Владивостоке.

Дневные величины радиационного баланса подстилающей поверхности определяются большим количеством факторов, влияющих на его отдельные составляющие, среди которых основными являются: высота солнца, количество, форма, высота, вертикальная мощность и водность облаков, интенсивность солнечного сияния, прозрачность атмосферы, альбедо поверхности и разность температур почвы и воздуха (Δt°). Как показала Е.П.Барашкова [1,2], непосредственное влияние изменений температуры поверхности почвы и воздуха в отдельности на величину длинноволнового баланса невелико по сравнению с влиянием их разности.

Для оценки влияния этих факторов на величины радиационного баланса по данным срочных измерений балансомером Янишевского строились графики зависимости радиационного баланса от высоты солнца. По эмпирическим точкам с учетом их кучности проводилась корреля-

ционная кривая $B=f(h_0)$. Такие графики составлялись для нескольких интервалов значений альbedo поверхности почвы для безоблачного неба и при наличии облаков. Поскольку ошибка в определении количества облаков составляет + 1 балл, были взяты следующие градации: 2-3, 4-5, 6-7, 8-9, 10 и 10 баллов при различной интенсивности солнечного сияния ($\phi^2, \phi, \phi^0, \Gamma$). Рассматривались основные формы облаков и их наиболее часто встречающиеся сочетания. Аналогичные графики, только без учета альbedo, были получены для суммарной и рассеянной радиации. Для безоблачного неба они строились за отдельные месяцы, а при наличии облаков - по сезонам.

Следует указать, что не для всех облачных форм и баллов облачности удалось получить зависимости $B=f(h_0)$. Некоторые из облаков вообще редко наблюдаются, как, например Cc , другие же большей частью наблюдаются в сочетании с другими формами. Так, например, Ac , Sc и Cs в "чистом виде" встречаются преимущественно при облачности 10 баллов. Поскольку процессы образования Ac и Sc одинаковы, то для получения характеристики радиационного баланса при "волнистых облаках" и облачности меньше 8-9 баллов наблюдения при Ac и Sc были объединены. Cb также наблюдаются в основном при значительной облачности, причем обычно в сочетании с $Fznb$ или Sc , а при наличии прямой солнечной радиации, чаще с Cu . Для облачности 10 и 10 баллов составлены отдельно графики для случаев, когда Cb преобладают ($Cb, Fznb; Cb, Sc; Cb, Cu$) и Cb не преобладают ($Sc, Cb; Cu, Cb$).

Вследствие разного количества данных точность полученных в работе средних значений радиационного баланса при разной облачности и интенсивности сияния солнца неодинакова и некоторые из них нуждаются в уточнении. В табл.1 эти величины даны в скобках.

Необходимо отметить, что при неизменной высоте солнца и прочих равных условиях интенсивность радиационного баланса может меняться в значительных пределах. Это характерно также для суммарной и особенно для рассеянной солнечной радиации и обусловлено колебаниями вертикальной мощности, микроструктуры облаков, их распределением по небосводу и относительно солнца. В случае преобладания прямой солнечной радиации при $h_0 = 45^\circ$ отклонения крайних величин от средних менее 20%, а при $h_0 = 25^\circ$ составляют 20-35%. При отсутствии солнечного сияния, когда величины баланса малы, абсолютные значения отклонений меньше, но относительные очень велики, приближаясь в отдельных случаях к 100%.

1. В процессе выполнения работы прежде всего исследовалась роль факторов, определяющих расходные составляющие радиационного баланса. Для выяснения того, насколько отчетливо наблюдения по балансомеру позволяют выявить влияние изменений разности температур почва-воздух на дневные величины радиационного баланса, были специально обработаны наблюдения при безоблачном небе, когда колебания в приходе радиации минимальны, а разности темпера-

тур почва-воздух (Δt°) велики.

Все наблюдения были разделены по следующим интервалам значений разности температур почва-воздух:

-5,1 - 0,0° ;	10,1 - 15,0° ;
0,1 - 5,0° ;	15,1 - 20,0° ;
5,1 - 10,0° ;	20,1 - 25,0° и выше .

По данным наблюдений как на БТС, так и на АТС зависимости радиационного баланса от Δt° обнаружить не удалось; при одной и той же высоте солнца, альbedo поверхности и градации Δt° колебания радиационного баланса больше, чем при изменении Δt° от одной градации к другой. Это обстоятельство можно объяснить тем, что, помимо свойств почвы, дневные величины Δt° определяются в основном приходом солнечной радиации, и изменения Δt° , обусловленные изменением высоты солнца при данном альbedo, значительно превосходят колебания, вызванные изменением состояния почвы. Кроме того, величина Δt° определена по измерениям термометром, установленным на обнаженной почве, а наблюдения по балансомеру проводятся над естественной поверхностью, покрытой растительностью, где разность Δt° значительно меньше, особенно при хорошо развитом травостое.

Эти результаты позволили при построении графиков $B=f(h_s)$ не производить разделения их по значениям Δt° : косвенным образом влияние Δt° уже учитывается зависимостью радиационного баланса от высоты солнца.

Для количественной оценки влияния изменений альbedo подстилающей поверхности на ее радиационный баланс, как было уже указано, все графики $B=f(h_s)$ составлялись для разных интервалов значений альbedo, встречающихся в бесснежный период: 11-15, 16-20, 21-25 и 26-30%. Наиболее часто на рассматриваемых станциях наблюдаются величины альbedo 16-20%. Альbedo 11-15% встречается преимущественно весной, когда почва влажная и растительный покров слабо развит; значения $A > 25\%$ наблюдаются очень редко и главным образом при безоблачном небе.

Сравнение средних значений радиационного баланса при разных градациях альbedo, но прочих одинаковых условиях показало, что влияние изменений альbedo от одной градации к другой (на 5%) на величину баланса можно обнаружить лишь при сильном или умеренном сиянии солнца, т.е. при большой роли коротковолновой радиации. В этом случае изменение баланса составляет 7-8%. При отсутствии прямой солнечной радиации, т.е. при небольшом приходе коротковолновой радиации, не удалось выявить закономерных изменений средних величин радиационного баланса с изменением альbedo.

Для косвенной оценки влияния изменения альbedo поверхности на радиационный баланс были вычислены величины эффективного излучения при разной облачности путем сопоставления соответствующих средних значений B и Q при альbedo 18% и соотношения $\frac{B_{18\%}}{Q}$.

При безоблачном или облачном небе, что при значительной роли прямой солнечной радиации это соотношение уменьшается с увеличением высоты солнца, особенно при малых высотах солнца. При $h_0 > 25^\circ$ изменение его уже сравнительно невелико. Используя средние величины α при $h_0 > 25^\circ$, можно оценить влияние изменений альбедо (A) для разных условий, исходя из соотношения $B = Q(1 - A - \alpha_{cp})$. При сплошном покрове облаков нижнего яруса $E_{эфф} \approx 0$ и можно считать, что $B \approx Q(1 - A)$. Использование этих соотношений позволило получить следующие результаты.

При любой облачности разных форм, за исключением сплошного покрова облаков нижнего яруса, изменение альбедо на 5% (при $h_0 > 25^\circ$) вызывает изменение радиационного баланса на 7-8%, а при изменении на 10% отклонение величины баланса составляет 16-17%, что согласуется с приведенными выше выводами. При облачности 10/10 Сб, Ns, St, когда эффективное излучение мало, эти изменения несколько меньше и составляют 6-7 и 12-14%.

Влияние изменения альбедо на высоту солнца, при которой радиационный баланс меняет свой знак, не обнаружено.

При безоблачном небе радиационный баланс переходит через нулевое значение при высоте солнца 8-10°. При наличии облаков смена знака радиационного баланса происходит при меньшей высоте солнца, но вследствие сравнительно малого количества данных и небольшой точности измерений при малых высотах солнца не получается простой четкой зависимости между этой высотой солнца и количеством облаков. В связи со сказанным выше в дальнейшем мы приводим средние значения радиационного баланса, наиболее характерные для альбедо 16-20%.

Таким образом, факторы, влияющие на расходную часть радиационного баланса, - равенство температур почва-воздух и альбедо поверхности - на дневные величины радиационного баланса в бесснежный период оказывают небольшое влияние, часто меньшее точности измерений балансосмером.

2. Основными факторами, определяющими приходную часть дневного радиационного баланса, являются высота солнца, облачность, интенсивность сияния солнца и прозрачность атмосферы.

Зависимость дневных величин радиационного баланса от высоты солнца при $h_0 < 50^\circ$ практически линейна. Это обусловлено соответствующей зависимостью суммарной радиации от высоты солнца. При $h_0 > 50^\circ$ возрастание суммарной радиации и радиационного баланса с увеличением высоты солнца замедляется.

Как видно из рис. 1, вследствие годового хода коэффициента прозрачности атмосферы радиационный баланс при безоблачном небе (B_0) испытывает отчетливо выраженные изменения от месяца к месяцу, соответствующие изменениям суммарной солнечной радиации (Q_0). При наличии облаков, даже при открытом диске солнца, не выявляется влияние годового хода коэффициента прозрачности на средние величины радиационного баланса. Не обнаруживается в большинстве случаев и

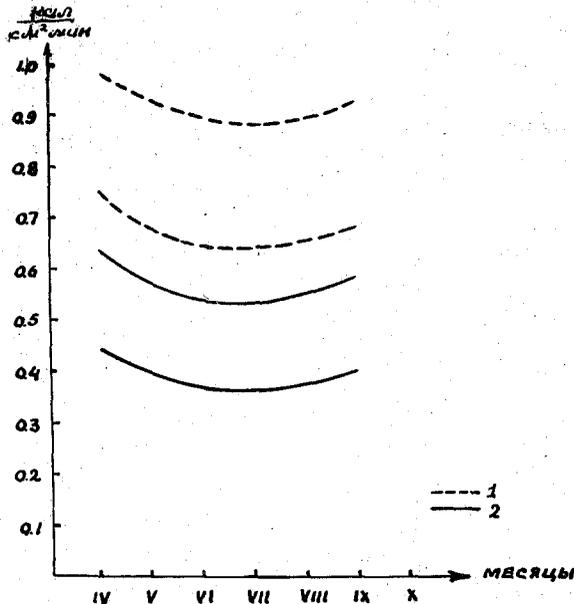


Рис. 1. ГОДОВОЙ ХОД ИНТЕНСИВНОСТИ СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ И РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ПРИ ЯСНОМ НЕБЕ И ВЫСОТЕ СОЛНЦА 30 И 40°.

1 - суммарная солнечная радиация,
2 - радиационный баланс.

влияние изменений свойств облачного покрова в течение бесснежного периода. Лишь при St , Ns и As происходит понижение радиационного баланса от весны к лету, обусловленное соответствующим уменьшением рассеянной радиации вследствие увеличения водности и вертикальной мощности облаков. От лета к осени радиационный баланс мало меняется. При тумане, наоборот, рассеянная радиация и радиационный баланс летом больше, что, вероятно, обусловлено меньшей вертикальной протяженностью ночных радиационных инверсий.

Все указанные выводы были получены для каждой из рассматриваемых групп станций в отдельности. Сравнение средних для каждой из групп станций величин радиационного баланса при равных высотах солнца и прочих одинаковых условиях показало их практическое совпадение. Поэтому в дальнейшем эмпирические графики обеих групп, относящиеся к одинаковым условиям, были объединены. Очевидно, различие в радиационных свойствах облаков одной и той же формы в разных районах умеренных широт СССР в бесснежный период невелико. Этот результат хорошо согласуется с выводами, полученными нами при сопоставлении отношения действитель-

ных суточных сумм солнечной радиации к возможным при различных облаках в Павловске и Свердловске [6] и подтверждается также сравнением интенсивности суммарной и рассеянной солнечной радиации в Павловске и обсерватории Блю-Хилл по данным Н.Н.Калитина [7] и Б.Гаурвица [12].

В табл.1 приведены средние величины радиационного баланса при различных условиях облачности и интенсивности солнечного сияния для разных высот солнца, соответствующие альбедо поверхности 16-20%. Данные этой таблицы позволяют исследовать влияние формы облаков, их количества и интенсивности сияния солнца на дневные величины радиационного баланса.

Сопоставление радиационного баланса при облачности 10 баллов равных форм и отсутствии сияния солнца (рис.2) показывает, что минимальные значения наблюдаются при N_s .

При высотах солнца, больших 20° , радиационный баланс при N_s составляет 20% от среднего за бесснежный период баланса при безоблачном небе.

Наибольший средний радиационный баланс при облачности 10/10 Γ получается при S_c (31% от B_0). Промежуточные и близкие между собой значения радиационного баланса наблюдаются при St и S_b (27 и 26% от B_0). При облаках среднего яруса - 10/0 A_c ср. и A_s ср. радиационный баланс больше, чем при облаках нижнего яруса, и составляет в среднем соответственно 35 и 31% от баланса при отсутствии облаков.

Обработка данных наблюдений по пиранометру показала, что по величине рассеянной радиации все указанные облака располагаются в таком же порядке. Лишь при St рассеянная радиация меньше, чем при S_b . Очевидно, сближение средних величин баланса при St и S_b обусловлено большим излучением атмосферы при более низких, чем S_b , и сопровождающихся температурной инверсией, St .

Как видно из рис.2, при $h_0 < 25^\circ$ радиационный баланс при тумане больше, чем при сплошном облачном покрове нижнего и среднего ярусов, что частично обусловлено повышенной рассеянной радиацией при тумане (лишь при A_c рассеянная радиация больше, чем при тумане). Кроме того, как показывает сопоставление данных по балансу и рассеянной радиации, это должно быть связано и с меньшим эффективным излучением при наличии тумана. При высотах солнца, больших 30° , наблюдений при тумане мало и провести такое же сопоставление нельзя.

При появлении просветов в сплошном облачном покрове A_c , S_c , S_b и их сочетаний (отметка 10 Γ) радиационный баланс возрастает

1/ Заметное отклонение зависимости $B = f(h_0)$ при этих облаках от линейной обусловлено тем, что на рис.2 представлены средние значения за весь бесснежный период, а при больших высотах солнца они преимущественно относятся к лету, когда радиационный баланс минимальный.

Таблица 1

Средние значения радиационного баланса (кал/см²мин.) при различных условиях

Облава		Сия- ние	Период	$\frac{h_0}{h_0 \text{ при } B=0}$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
Беллы	форма				6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
0/0	-	☉ ²	IУ	9	-0,05	0,03	0,12	0,23	0,34	0,44	0,54	0,64	0,74	-	-	-
			У	9	-	0,01	0,09	0,19	0,30	0,39	0,48	0,57	0,67	0,74	0,80	-
			УI	-	-	-	0,09	0,19	0,28	0,37	0,46	0,55	0,65	0,73	0,79	0,84
			УII	-	-	0,01	0,09	0,18	0,27	0,36	0,44	0,53	0,62	0,70	0,78	0,83
			УIII	8	-0,04	0,04	0,12	0,21	0,30	0,38	0,48	0,56	0,65	0,74	0,82	0,88
			IX	8	-0,03	0,04	0,12	0,21	0,31	0,40	0,50	0,58	0,67	0,75	0,82	-
			X	8	-0,01	0,02	0,12	0,23	0,34	-	-	-	-	-	-	-
2-3	Ci и Ca, Cs	☉ ²	Средн. за бес- снежный период	-	-	0,03	0,12	0,21	0,29	0,38	0,47	0,55	0,64	0,72	0,80	0,90
			То же	9	-0,04	0,01	0,10	0,20	0,29	0,38	0,47	0,55	0,64	0,72	0,80	-
	Ci, Ac и Ac, Ci	☉, ☉ ²	"	10	-0,03	0,02	0,11	0,20	0,29	0,38	0,47	0,55	0,64	0,73	0,81	-
		☉ ²	"	8	-	0,03	0,11	0,20	0,29	0,38	0,48	0,57	0,66	0,75	-	-
	Ac и Sc	☉	"	9	-	0,01	0,10	0,20	0,29	0,39	0,48	0,56	-	-	-	-
		☉ ²	"	-	-	-	0,11	0,21	0,31	0,40	0,49	0,59	0,68	0,76	0,82	-
4-5	Ci и Ca, Cs	☉ ²	"	-	-	-	0,22	0,32	0,40	0,48	0,56	0,64	0,72	0,80	-	
		☉	"	9	-0,03	0,01	0,09	0,18	0,28	0,37	0,46	0,55	0,63	0,68	0,70	-
	Ci, Ac и Ac, Ci	☉, ☉ ²	"	8	-	0,03	0,12	0,21	0,30	0,39	0,48	0,57	0,66	0,75	-	-
		☉ ²	"	9	-	0,02	0,12	0,24	0,34	0,44	0,55	0,65	0,74	0,82	0,88	0,92

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
4-5	Ac и Sc	⊙	Средн. за бес- снежн. период	7	-0,02	0,03	0,12	0,21	0,30	0,39	0,48	0,57	-	-	-	-
	Cu	⊙		7	-0,03	0,05	0,15	0,24	0,33	0,42	0,52	0,61	0,71	0,80	0,88	-
		(⊙°)		-	-	-	-	0,05	0,07	0,09	0,11	0,13	0,14	0,16	0,18	0,20
		(□)	-	-	0,00	0,01	0,03	0,05	0,07	0,08	0,10	0,11	0,13	0,14	-	
6-7	Ci и Ci, Cs	⊙	то же	10	-0,04	0,00	0,08	0,17	0,28	0,37	0,47	0,56	0,68	0,69	0,74	-
	Ac, Ac и Ac, Ci	⊙, ⊙²	"	9	-	0,02	0,11	0,21	0,30	0,40	0,50	0,59	0,68	0,75	-	-
	Ac и Sc	(⊙)	"	-	-	-	0,13	0,22	0,31	0,40	0,48	0,55	0,62	-	-	-
	Cu	(⊙²)	"	-	-	-	-	-	0,34	0,47	0,57	0,68	0,78	0,86	0,92	-
		⊙	"	-	-	-	0,15	0,25	0,35	0,46	0,56	0,66	0,76	0,82	0,88	0,92
		(⊙°)	"	-	-	-	0,06	0,09	0,12	0,14	0,17	0,20	0,23	0,25	-	-
		□	"	-	-	-	0,08	0,06	0,08	0,11	0,13	0,16	0,18	0,20	0,22	-
8-9	Ci и Ci, Cs	(⊙²)	"	-	-	0,08	0,14	0,21	0,30	0,39	0,50	0,60	0,70	0,80	-	-
		⊙	"	10	-0,05	0,00	0,08	0,18	0,28	0,37	0,47	0,56	0,64	0,70	0,74	-
	Ci, Ac и Ac, Ci	⊙, ⊙²	"	7	-0,05	0,05	0,13	0,22	0,30	0,39	0,50	0,57	0,66	0,72	0,77	-
		⊙°	"	10	-0,04	0,00	0,05	0,10	0,15	0,20	0,24	0,27	0,31	0,33	-	-
		□	"	9	-0,02	0,00	0,04	0,08	0,13	0,18	0,23	0,27	0,31	0,33	-	-
	Sc	(⊙)	"	5	0,00	0,03	0,10	0,17	0,26	0,38	0,49	0,59	0,70	0,80	-	-
Cu и Cu, Cs	⊙	"	-	-	0,06	0,15	0,25	0,34	0,44	0,54	0,63	0,73	0,81	0,88	-	
	(⊙°)	"	7	-0,01	0,02	0,05	0,09	0,12	0,16	0,19	0,23	0,26	0,30	0,33	-	
	□	"	-	-	0,01	0,03	0,06	0,08	0,11	0,13	0,16	0,18	0,20	0,22	-	
10 - 10	Ci и Ci, Cs	⊙	"	8	-0,04	0,02	0,10	0,19	0,27	0,36	0,44	0,52	0,61	0,68	0,74	-
	Cs и Cs, Ci	(⊙)	"	6	-0,01	0,03	0,09	0,17	0,26	0,34	0,42	0,49	0,56	0,62	0,65	-
10	Ac, Ci и Ci, Ac	⊙	"	8	-0,02	0,02	0,09	0,17	0,25	0,33	0,41	0,49	0,57	0,65	-	-
		⊙°	"	10	-	0,00	0,04	0,10	0,15	0,20	0,25	0,29	0,33	0,37	-	-

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
10		□	Ср. за бесснежный период	10	-0,03	0,00	0,04	0,07	0,11	0,15	0,18	0,22	0,25	0,29	0,33	-
	Sc; Sc, Ac и Ac, Sc	□	то же	5	0,00	0,03	0,07	0,10	0,14	0,17	0,21	0,25	0,28	-	-	-
	Св с Си или Sc	(°) □	" "	6 8	-0,01 -	0,02 0,02	0,06 0,05	0,11 0,08	0,15 0,10	0,20 0,13	0,24 0,16	0,28 0,19	0,33 0,21	0,37 0,24	- 0,26	- -
10	Ac = Sc	(°)	"	-	-	-	-	0,11	0,18	0,24	0,30	0,36	0,42	0,48	-	-
	Ac; Ac, Sc и Sc, Ac	□	"	7	0,00	0,01	0,04	0,07	0,10	0,14	0,17	0,20	0,23	0,26	-	-
	Sc	□	"	5	0,00	0,02	0,04	0,07	0,10	0,13	0,15	0,17	0,20	0,22	0,25	0,28
	Св (не преобл.)	□	"	-	0,01	0,02	0,04	0,06	0,09	0,11	0,13	0,15	0,18	0,20	0,23	-
	Св (преобл.)	□	"	6	-	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	-
	As	(□)	1У-У	-	-	0,01	0,04	0,07	0,10	0,13	0,16	0,20	0,23	0,26	-	-
			У1-УШ	-	-	0,02	0,04	0,06	0,09	0,11	0,13	0,16	-	-	-	-
	≡	□	У1-УШ	-	-	0,03	0,07	0,10	0,14	-	-	-	-	-	-	-
			1Х-Х	-	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	-	-	-	-	-	-
	St	□	1У-У	-	-	0,02	0,04	0,07	0,10	0,12	0,15	0,17	0,18	-	-	-
У1-УШ			-	0,01	0,03	0,05	0,07	0,08	0,10	0,12	0,13	0,15	0,16	-	-	
1Х-Х			-	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,11	-	-	-	-	-	
Ns	□	1У-У	-	0,01	0,02	0,04	0,06	0,08	0,09	0,11	0,12	0,13	0,14	-	-	
		У1-Х	-	0,02	0,02	0,04	0,05	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12	0,13	0,13	

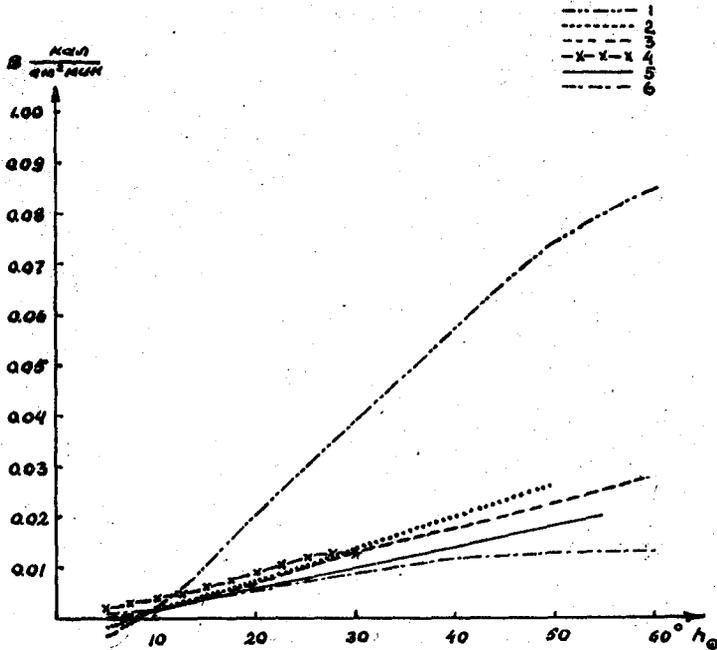


Рис.2. ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ОТ ВЫСОТЫ СОЛНЦА ПРИ ОБЛАЧНОСТИ 10 БАЛЛОВ РАЗНЫХ ФОРМ.

1 - ясно, 2 - A_c , 3 - S_c , 4 - туман, 5 - C_b , 6 - N_s .

за счет увеличения рассеянной солнечной радиации.

При облачности 10 баллов любых форм радиационный баланс меньше, чем при безоблачном небе, но при таких тонких облаках, как C_i и C_s , при которых наблюдается умеренное сияние солнца, он достигает в среднем 91 и 85% от наблюдающегося при безоблачном небе. При слабом сиянии солнца радиационный баланс гораздо меньше (при C_b - 50% и при A_c - 59% от B_0).

Вследствие малого числа измерений балансомером графики $B=f(h_0)$ при отметках 0° и Π и облачности, меньшей 10 баллов, удалось получить лишь для C_i . Но на основании результатов обработки более длительных рядов наблюдений суммарной (0°) и рассеянной (Π) радиации можно предполагать, что, как и при облачности 10 баллов, в случае основной роли рассеянной радиации максимальный баланс будет при A_c и S_c . При преобладании прямой солнечной радиации

наибольшая суммарная радиация и радиационный баланс наблюдаются при Cu ; наиболее отчетливо это проявляется при умеренном сиянии солнца (рис.3). Сравнение соответствующих средних значе-

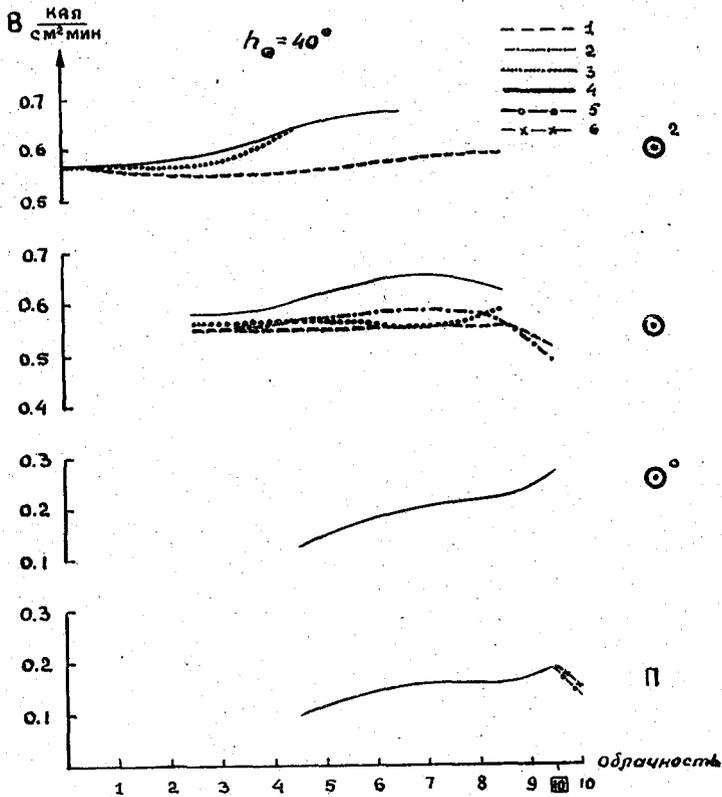


Рис.3. ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ОТ КОЛИЧЕСТВА ОБЛАКОВ РАЗНЫХ ФОРМ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО СИЯНИЯ.

1 - Ci и Ci , Cs ; 2 - Ac , Ci и Ci, Ac ; 3 - Sc и Ac ;
 4 - Cu и Cb ; 5 - Sc , Cb и Cu , Cb ; 6 - Cb ; Sc ,
 Sc и Cb , Cu .

ний суммарной и рассеянной радиации показало, что в данном случае при Cu прямая радиация больше, чем при Ac , Sc и Ci . Это, очевидно, связано с тем, что Cu являются наиболее плотными облаками и отметка об умеренном сиянии солнца ставится тогда, когда край облака лишь коснется диска солнца.

Наименьшие значения суммарной солнечной радиации и радиационного баланса при отметках о сильном и умеренном сиянии солнца наблюдаются при облаках верхнего яруса, что обусловлено ми-

нимальной рассеянной и атмосферной радиацией при этих облаках.

Сопоставление средних значений радиационного баланса при неизменных количестве и форме облаков, но при различной интенсивности солнечного сияния показывает, что при умеренном сиянии солнца в среднем радиационный баланс лишь немного меньше, чем при открытом диске солнца. Это же подтверждается и для суммарной солнечной радиации и объясняется тем, что параллельно с уменьшением интенсивности прямой солнечной радиации при прохождении ее сквозь облако возрастает рассеянная радиация в около-солнечной области в связи с различием в индикатрисе рассеяния на молекулах воздуха и каплях или кристаллах.

Наименьшее снижение суммарной радиации и радиационного баланса при переходе от сильного к умеренному сиянию солнца по указанным ранее причинам происходит при кучевых облаках - на 2-3%, тогда как при остальных облаках на 10-13%.

Особенно сильно уменьшаются суммарная солнечная радиация и радиационный баланс при переходе от умеренного к слабому солнечному сиянию. Последующее снижение их при полном исчезновении прямой солнечной радиации значительно меньше (рис.3).

Исследуя с помощью полученных эмпирических данных зависимость радиационного баланса от количества облаков при неизменных прочих условиях можно прийти к выводу, что наиболее отчетливо она выражена при слабом сиянии солнца и его отсутствии, т.е. тогда, когда основную роль в приходе солнечной радиации играет рассеянная радиация (рис.3). Возрастание радиационного баланса с увеличением количества облаков идет в основном в соответствии с результатами, полученными для суммарной (при Θ^0) и рассеянной (при Π) радиации. Некоторое различие в изменениях радиационного баланса и рассеянной радиации наблюдается при переходе от облачности 8-9 баллов к $\boxed{10}$; рассеянная радиация при Su , Sv уже немного уменьшается, а радиационный баланс еще продолжает возрастать (рис.3), что обусловлено увеличением излучения атмосферы. При менее мощных облаках - Ac и Sc - возрастание рассеянной радиации происходит непрерывно до облачности $\boxed{10}$ и, очевидно, то же должно происходить с радиационным балансом.

При преобладании прямой солнечной радиации (отметки Θ^2 и Θ) возрастание радиационного баланса с увеличением количества облаков отчетливо выражено лишь при Su (рис.3).

Изменения радиационного баланса в связи с изменением количества волнистых облаков и облаков верхнего яруса менее отчетливы, чем для суммарной радиации.

Из табл.2 и рис.3 можно видеть, что при облачности, меньшей 10 баллов, радиационный баланс может быть больше, чем при безоблачном небе. При открытом диске солнца это наблюдается при всех облачных формах за счет большей, чем при безоблачном небе, рассеянной и атмосферной радиации, а при умеренном его сиянии - лишь при конвективных облаках, когда, как уже указывалось, прямая солнечная

радиация мало снижается. Так, при облачности 6-7 и 8-9 баллов S_{Σ} (S_{Σ}) радиационный баланс в среднем на 13% больше, чем при безоблачном небе.

Полученные результаты показывают, что изменения дневных величин радиационного баланса в бесснежный период определяются в основном изменениями в приходе солнечной радиации.

Сопоставляя роль различных факторов, можно прийти к выводу, что лишь при преобладании рассеянной радиации необходимо учитывать форму и количество облаков. При основной роли прямой солнечной радиации (отметки \ominus^2 и \ominus) недоучет этих факторов вносит уже малую относительную погрешность в определение радиационного баланса. Основную роль наряду с высотой солнца играет наличие прямой солнечной радиации.

Интересно было сопоставить полученные нами средние величины радиационного баланса естественной поверхности с данными других авторов. С этой целью в табл.3 приведены средние величины радиационного баланса поверхности тундры (альбедо 13-17%) при безоблачном небе и облачности 10/10 (без указания формы облаков) из статьи Л.Ф.Овчинникова [8]. К сожалению, в литературе нет других данных по зависимости радиационного баланса от высоты солнца при различных условиях. В эту же таблицу внесены результаты настоящей работы: радиационный баланс при безоблачном небе за апрель и при нижней облачности, средний за бесснежный период, для St и Sc , поскольку в Арктике эти облака являются преобладающими.

Таблица 2

Радиационный баланс (в кал/см² мин.) при различных высотах солнца на о.Котельном [1] и в умеренных широтах СССР [2]

Облачность	h_0 район	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°
0/0	1	-0,04	0,05	0,15	0,26	0,36	0,47	0,57
	2	-0,05	0,03	0,12	0,23	0,34	0,44	0,54
10/10 (?)	1	0,0	0,02	0,07	0,11	0,16	0,21	0,26
10/10 St	2	0,01	0,02	0,04	0,07	0,09	0,11	0,13
10/10 Sc	2	0,0	0,02	0,04	0,07	0,10	0,13	0,15

Можно видеть, что, несмотря на различное влагосодержание атмосферы, температуру и температурную стратификацию нижних слоев атмосферы, радиационный баланс естественной поверхности при безоблачном небе в Арктике сравнительно мало отличается от наблюдаемого в умеренных широтах. Аналогичный результат был получен и при сравнении суммарной радиации при безоблачном небе [5]. Наоборот, при облаках нижнего яруса радиационный баланс в высоких широтах гораздо выше, чем в умеренных, что обусловлено в первую очередь большей рассеянной радиацией при менее плотном, чем в

умеренных широтах, облачном покрове в Арктике [5].

Совпадение средних величин радиационного баланса, полученных для запада и северо-запада Европейской территории Союза и для Сибири, позволяет предполагать, что эти значения радиационного баланса могут быть использованы и для других районов СССР. По-видимому, наибольшая погрешность при этом будет допущена для юга и особенно юго-востока СССР, где почва сухая, вертикальная мощность облаков меньше, а альбедо выше, чем в рассмотренных нами районах.

Л и т е р а т у р а

1. Барашкова Е.П. Длинноволновый баланс подстилающей поверхности по наблюдениям в Карадаге. Труды ГГО, вып.100, 1960.
2. Барашкова Е.П. Длинноволновый баланс в некоторых пунктах СССР. Труды ГГО, вып.109, 1961.
3. Браславский А.П. и Викулина З.А. Нормы испарения с поверхности водохранилищ. Гидрометеоздат, 1954.
4. Будыко М.И., Берлянд Т.Г. и Зубенок Л.И. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып.48, 1954.
5. Гальперин Б.М. О суммарной и рассеянной радиации в Арктике. Труды ААНИИ, т.229, 1961.
6. Гальперин Б.М. Суточный приход суммарной солнечной радиации при различных облаках. Труды ГГО, вып.125, 1962.
7. Калитин Н.Н. Суммарная радиация в Павловске. Труды ГГО, вып.19, 1949.
8. Овчинников Л.Ф. Радиационный баланс Новосибирских островов. Труды ААНИИ, т.229, 1961.
9. Пивоварова З.И. Радиационный баланс деятельной поверхности и методика его обработки. Труды ГГО, вып.61, 1956.
10. Пивоварова З.И. Основные характеристики радиационного режима Европейской территории СССР. Труды ГГО, вып.115, 1960.
11. Самойленко В.С. Формирование температурного режима морей. Гидрометеоздат, М., 1959.
12. Haurwitz В. Insolation in relation to cloud type. Journal of meteorology, vol.5, N 3, 1948.

М. А. ГЕРМАН

К ВОПРОСУ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
В ОБЛАКАХ ПО ДАННЫМ АКСЕЛЕРОГРАФИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ
С ПОМОЩЬЮ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ „УРАЛ“

Изучению энергетического спектра турбулентности свободной атмосферы посвящен ряд работ [1,3,9,10,12 и 13].

В настоящей работе рассматривается методика расчета структурных и энергетических характеристик турбулентности в облаках по материалам акселерографических записей болтанки самолета с помощью универсальной автоматической цифровой машины "Урал".

Известно, что определение спектральной плотности $S(\omega)$ может быть выполнено несколькими методами. Наиболее распространенными из них являются те, которые дают возможность вычислить величину $S(\omega)$ путем несложных расчетов непосредственно по экспериментальным данным.

Так, например, при исследовании характеристик систем автоматического регулирования часто используют метод, который заключается в определении коэффициентов a_k и b_k ряда Фурье исследуемой функции и вычислении значений по формуле

$$S(\omega_k) \approx \frac{1}{2T} (a_k^2 + b_k^2), \quad (1)$$

где T - некоторый конечный промежуток времени.

Точность полученной величины в этом случае в определенной степени зависит от интервала времени T , для которого вычисляется спектральная плотность. Определить же заранее оптимальный интервал времени для подобных расчетов не всегда удается.

Для определения энергетического спектра турбулентности наиболее удобным является метод, основанный на предварительном определении вида корреляционной зависимости рассматриваемой функции и получении $S(\omega)$ с помощью преобразования Фурье:

$$\bar{S}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} p(\tau) \cos \omega \tau d\tau, \quad (2)$$

где $\bar{S}(\omega) = \frac{S(\omega)}{R_0}$ - нормированная спектральная плотность, $p(\tau) = \frac{R(\tau)}{R(0)}$ - нормированная или автокорреляционная функция, $R(\tau)$ - значение корреляционной функции для временного интервала τ , $R(0)$ - значение корреляционной функции для нулевого промежутка времени.

При исследовании турбулентности в свободной атмосфере с помощью самолета самолет можно рассматривать как динамическую систему. Входными сигналами этой системы являются вертикальные порывы ветра, а выходными - вертикальные колебания самолета. В этом случае спектральная плотность турбулентности с учетом выражения (2) может быть записана в виде следующего соотношения:

$$S_{\omega}(\omega) = \frac{\bar{S}_n(\omega) R(0)}{|F(i\omega)|^2}, \quad (3)$$

где $\bar{S}_n(\omega)$ - нормированная спектральная плотность перегрузок самолета, $|F(i\omega)|^2$ - передаточная функция для самолета.

Не останавливаясь на способах определения передаточной функции для самолета, которые достаточно полно изложены в работе [4], рассмотрим подробно методику определения параметров турбулентности по данным акселерографических записей.

Спектральную плотность перегрузки будем искать через корреляционную функцию. Этот метод по сравнению с методом, основанным на определении коэффициентов разложения заданной экспериментальной кривой в ряд Фурье, имеет некоторые преимущества. В частности, зная вид корреляционной функции, можно правильно выбрать длительность интервала времени T , достаточную для получения требуемой точности, в то время как не зная этой функции, величину T необходимо брать с большим запасом.

Анализ большого числа корреляционных функций турбулентности, полученных по данным акселерографических записей болтанки самолета, показывает, что при $T \geq 10$ сек. корреляционная функция удовлетворяет неравенству

$$\left| \frac{R(\tau)}{R(0)} \right| \leq 0,05.$$

Это означает, что функцию $R(\tau)$ вполне достаточно вычислять для значений τ 20-25 сек., тогда, согласно работе [8], интервал T можно выбрать равным 100-125 сек.

Исходя из этих соображений, в работе использованы интервалы времени 120-180 сек.

Рассмотрим связь между указанными функциями, которая может быть получена из преобразования выражения структурной функции для стационарного процесса:

$$D_f(\tau) = [f(t+\tau) - f(t)]^2 = [f(t+\tau)]^2 + [f(t)]^2 - 2f(t+\tau)f(t). \quad (5)$$

Для случая стационарности функции $f(t)$ можно записать

$$[f(t)]^2 = [f(t+\tau)]^2 = R_f(0).$$

Тогда окончательно

$$D_f(\tau) = 2[R_f(0) - R_f(\tau)]; \quad (6)$$

с учетом соотношения $\rho_f(\tau) = \frac{R_f(\tau)}{R_f(0)}$ нормированная корреляционная функция может быть представлена в виде выражения

$$\rho_f(\tau) = \frac{2R_f(0) - D_f(\tau)}{2R_f(0)}. \quad (7)$$

Переходя непосредственно к ординатам, снятым с акселерограммы, формулу нормированной корреляционной функции можно записать в следующем виде:

$$\rho(\tau) = \frac{2\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h_i^2 - \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h_i\right)^2\right] - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m [h(t_i+\tau) - h(t_i)]^2}{2\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h_i^2 - \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h_i\right)^2\right]}, \quad (8)$$

где h_i - значение ординаты, снятой с акселерограммы, в мм;
 n и m - количество реализаций рассматриваемой величины.

Нетрудно видеть, что при необходимости, используя отдельные элементы формулы (8), можно получить не только автокорреляционную функцию, но также среднее значение вертикальной пульсации скорости ветра, структурную и корреляционную функции.

С учетом этого формула (8) была запрограммирована для производства расчетов на универсальной автоматической цифровой машине "Урал-1". Исходными данными для этих расчетов явились материалы самолетных зондирований в облаках различных форм, [2].

Для производства расчетов отобраны акселерографические записи с временным интервалом 120 сек. и более. Распределение случаев по формам облаков представлено в табл.1.

Таблица 1

Количество акселерографических записей с болтанкой самолетов в различных облаках

Верхний ярус		Средний ярус		Нижний ярус			Облака вертикально-го развития С _у -С _в	Нижняя стратосфера	Общее число случаев
C ₁	C ₂	A _s	A _c	N _s	St	Sc			
22	36	21	30	24	67	61	28	16	305

В работе было построено и проанализировано 305 кривых автокорреляционных и структурных функций.

Анализ такого большого числа кривых потребовался для решения вопроса их типизации и сведения в родственные по конфигурации группы. В результате исследования оказалось возможным всю совокупность кривых разделить на три группы. Типовые кривые этих групп представлены на рис.1.

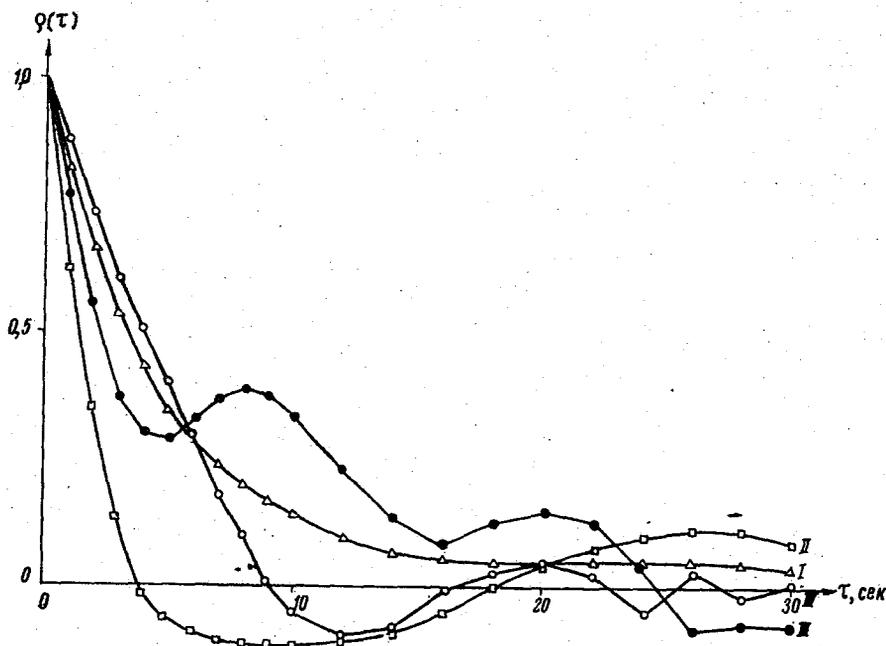


Рис.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В ОБЛАКАХ.

1 - тип монотонно убывающей функции, не пересекающей ось абсцисс; II - тип функции, резко убывающей при малых значениях временного интервала; III - тип убывающей функции с несколькими промежуточными максимумами.

Принятая типизация корреляционных функций удобна для дальнейшего подбора аналитических выражений, с помощью которых можно будет произвести аппроксимацию, необходимую для интегрирования выражения спектральной плотности.

Рассмотрим некоторые выражения, которые оптимально аппроксимируют корреляционные функции вертикальных пульсаций скорости ветра.

Наиболее простым способом представления экспериментальной кривой функции $\rho(\tau)$ является аппроксимация несколькими экспонентами

$$\rho(\tau) = R(0) \left[A_1 e^{-\alpha\tau} + A_2 e^{-\beta\tau} + A_3 e^{-\gamma\tau} \right], \quad (9)$$

1/ В этом и в других случаях аппроксимируется нормированная корреляционная функция, что вызвано возможностью дальнейшего сопоставления данных о распределении энергии по спектру при различной интенсивности турбулентности в облаках.

где λ , α , β и σ - коэффициенты, зависящие от вида кривой, рассчитанной непосредственно по данным вертикальных пульсаций скорости ветра, определяются методом наименьших квадратов.

На рис.2 дано аналитическое представление средней кривой автокорреляционной функции для случая полета в высококучевом облаке на высоте 3000 м. Значения коэффициентов для рассчитанной кривой приведены в табл.2.

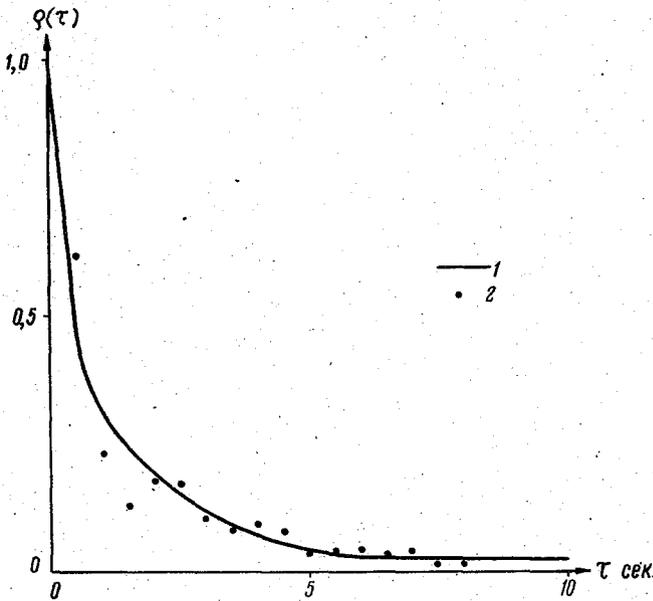


Рис.2: КРИВАЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ ВЕТРА В ВЫСОКОКУЧЕВОМ ОБЛАКЕ.

1 - аналитическое представление, 2 - расчеты непосредственно по акселерографическим записям.

Таблица 2

Значения коэффициентов аппроксимированной автокорреляционной функции

λ_1	λ_2	λ_3	α	β	σ
0,415	0,865	0,975	0,523	0,633	1,150

Аналитическая кривая (рис.2) достаточно хорошо стилизует данные, полученные по непосредственным расчетам, однако несколько экспонент, употребленных при расчете, могут быть заменены одной при условии дробного показателя степени.

Подставляя соотношение (9) в выражение для спектральной плотности (2) и учитывая переход к пространственной частоте, получим следующую формулу:

$$\bar{S}_n(\Omega) = \frac{V R(0)}{\pi \beta^2} \int_0^{\infty} (\lambda_1 e^{-\alpha\tau} + \lambda_2 e^{-\beta\tau} - \lambda_3 e^{-\sigma\tau}) \cos \omega\tau d\tau, \quad (10)$$

или после взятия квадратур можно записать

$$\bar{S}_n(\Omega_j) = c_1 \left[\lambda_1 \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega_j^2} + \lambda_2 \frac{\beta}{\beta^2 + \omega_j^2} - \lambda_3 \frac{\sigma}{\sigma^2 + \omega_j^2} \right], \quad (11)$$

где $c_1 = \frac{V R(0)}{\pi \beta^2}$, V - воздушная скорость полета самолета, β - тангенс угла наклона тарировочной кривой датчика перегрузок.

Однако заметим, что рассмотренный тип автокорреляционной функции встречается относительно реже, чем другие кривые, представленные на рис.1. В этом отношении более общим случаем является стилизация автокорреляционных функций аналитическим выражением

$$\rho(\tau) = e^{-\mu\tau} \cos \nu\tau, \quad (12)$$

которая отличается от только что рассмотренной функции наличием множителя $\cos \nu\tau$, придающего $\rho(\tau)$ вид затухающего гармонического колебания.

Для определения коэффициентов μ и ν можно потребовать, чтобы аппроксимирующая функция имела бы первый нуль в той же точке, что и $\rho(\tau)$, а в точке τ_1 имела бы ту же ординату, что и $\rho(\tau_1)$. Выполнение этих условий обеспечивает достаточно легкое определение μ и ν с помощью выражений

$$\nu = \frac{\pi}{2\tau_2}, \quad \mu = \ln \frac{\cos \nu\tau_1}{\rho(\tau_1)}$$

Значения коэффициентов для этого случая $\mu = 0,500$; $\nu = 0,892$. В табл.3 приведены значения автокорреляционной функции в слоистом облаке (Арктика) на высоте 270 м, рассчитанные по формулам

(8) и (12).

Подставляя соотношение (12) в формулу (2) и интегрируя, получим расчетную формулу спектральной плотности

$$\bar{S}_n(\Omega_j) = \frac{c_1 \mu (\mu^2 + \nu^2 + \omega_j^2)}{[\mu^2 + (\nu + \omega_j)^2][\mu^2 + (\nu - \omega_j)^2]} \quad (13)$$

Формулы (10) и (13) являются достаточно простыми, поэтому их удобно использовать в тех случаях, когда необходимо быстро выполнить расчеты энергетического спектра турбулентности. Заметим, что форма кривых спектральной плотности, в особенности при низких частотах оказывается в определенной степени зависящей от вида аналитического выражения и интервала, на котором производится аппроксимирование.

Эти соображения указывают на целесообразность представления кривой автокорреляционной функции каким-либо аналитическим выражением на элементарных (минимальных) участках.

В случае автокорреляционных функций, полученных по акселерографическим записям болтанки самолетов, элементарный участок выпол-

Таблица 3

Значения автокорреляционных функций вертикальных пульсаций скорости в слоистом облаке

τ сек.	По формуле (8)	По формуле (12)	τ сек.	По формуле (8)	По формуле (12)	τ сек.	По формуле (8)	По формуле (12)
0,5	0,759	0,762	6,0	-0,100	-0,045	17,5	0,046	-0,002
1,0	0,517	0,561	7,0	-0,008	-0,038	20,0	-0,046	-0,004
1,5	0,334	0,392	8,0	0,018	-0,026	22,5	-0,100	-0,004
2,0	0,248	0,260	9,0	0,118	-0,015	25,0	0,186	-0,002
2,5	0,171	0,160	10,0	0,186	0,007	27,5	0,105	0,001
3,0	0,107	0,086	11,0	0,161	0,012	30,0	0,046	0,002
3,5	0,046	0,034	12,0	0,214	0,024	32,5	0,046	0,001
4,0	0,001	0,004	13,0	0,259	0,012	35,0	-0,046	0,001
4,5	-0,046	-0,020	14,0	0,279	0,008	37,5	-0,001	0,000
5,0	-0,047	-0,035	15,0	0,174	0,002	40,0	0,001	0,000

не может быть определен $\Delta \tau = 0,5$ сек.

Действительно, если обратиться к рис. 1, то видно, что на участках, соответствующих этому интервалу времени, кривая автокорреляционной функции с достаточной точностью может быть представлена прямой линией или параболической дугой.

Остановимся на методах, которые позволяют произвести численное интегрирование выражения (2).

Аппроксимация экспериментальной кривой функции $\rho(\tau)$ на элементарных участках может быть произведена уравнением прямой линии

$$\rho(\tau) = \rho(\tau_{i-1}) + K_i(\tau - \tau_{i-1}), \quad (14)$$

где
$$K_i = \frac{\rho(\tau_i) - \rho(\tau_{i-1})}{\tau_i - \tau_{i-1}}.$$

Представляя выражение (2) в виде суммы интегралов на элементарных участках функции $\rho(\tau)$ в пределах от τ_{i-1} до τ_i , где $\Delta \tau = 0,5$ сек, получим

$$\bar{S}_n(\Omega) = c_1 \sum_{i=1}^n \int_{\tau_{i-1}}^{\tau_i} [\rho(\tau_{i-1}) + K_i(\tau - \tau_{i-1})] \cos \omega \tau d\tau. \quad (15)$$

Проинтегрировав выражение (15), получаем формулу

$$\bar{S}_n(\Omega_j) = \frac{c_1}{\omega_j} \left[\rho(\tau_n) \sin \omega_j \tau_n + \sum_{i=1}^n \frac{\rho(\tau_i) - \rho(\tau_{i-1})}{\omega_j(\tau_i - \tau_{i-1})} (\cos \omega_j \tau_i - \cos \omega_j \tau_{i-1}) \right]. \quad (16)$$

Для большей точности автокорреляционную функцию на элементарных участках иногда представляют в виде параболической дуги

$$\rho(\tau) = A + B(\tau - \tau_p) + c(\tau - \tau_p)^2, \quad (17)$$

где p - целое число. Выполняя интегрирование по частям, после несложных преобразований можно получить формулу, удобную для производства расчетов:

$$\bar{S}_n(\Omega_j) = c_1 \int_a^b \rho(\tau) \cos \omega_j \tau d\tau = c_1 h \left\{ a' [\rho(b) \sin \omega_j b - \rho(a) \sin \omega_j a] + \beta' c_{2p} + \sigma' c_{2p-1} \right\}, \quad (18)$$

где $h = \frac{b-a}{2n}$ интервал интегрирования,

$$\left. \begin{aligned} a' &= \frac{\omega_j^2 h^2 + \omega_j h \sin \omega_j h \cos \omega_j h - 2 \sin^2 \omega_j h}{\omega_j^3 h^3} \\ \beta' &= \frac{2[\omega_j h(1 + \cos^2 \omega_j h) - 2 \sin \omega_j h \cos \omega_j h]}{\omega_j^3 h^3} \\ \sigma' &= \frac{4[\sin \omega_j h - \omega_j h \cos \omega_j h]}{\omega_j^3 h^3} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

S_{2p} - сумма всех четных ординат кривой $y = f(\tau) \cos \omega \tau$, находящихся между a и b , за исключением половины первой и последней ординат; S_{2p-1} - сумма всех нечетных ординат.

Эти формулы были впервые предложены Филоном [1] и приводят по существу к методу Симпсона.

Метод М.В. Николаевой. Идея метода заключается в том, что при помощи интерполяционных полиномов аппроксимируется часть подынтегральной функции, в частности $p(\tau)$, как это было сделано в первом и во втором случаях.

М.В. Николаева рассматривает интеграл

$$S = \int_0^1 f(z) \varphi(az) dz, \quad (20)$$

допуская, что функция $f(z)$ может быть достаточно точно аппроксимирована на промежутке $(0,1)$ полиномом n -й степени $P^{(n)}(z)$, совпадающим с $f(z)$ в $n+1$ равностоящих узлах интерполяции $(0, \frac{1}{n}, \frac{2}{n}, \dots, 1)$, можно записать, что

$$\int_0^1 f(z) \varphi(az) dz \approx \int_0^1 P^{(n)}(z) \varphi(az) dz, \quad (21)$$

при этом погрешность в основном определяется порядком точности аппроксимации функции $f(z)$ полиномом $P^{(n)}(z)$.

Значение этого интеграла можно выразить через ординаты y_i в узлах интерполяции, т.е. представить этот интеграл в виде

$$\int_0^1 P^{(n)}(z) \varphi(az) dz = A_0 y_0 + A_1 y_1 + \dots + A_n y_n. \quad (22)$$

Коэффициенты A_j не зависят от значений y_j , a , значит и от вида полинома $P^{(n)}(z)$. Они должны быть определены так, чтобы формула (20) была справедлива для любого полинома $P(z)$ степени меньшей или равной n . Для этого достаточно, чтобы она была справедлива для полиномов $P(z) = 1; z; \dots; z^n$.

Обозначая через

$$N^{(l)} = \int_0^1 z^l \varphi(az) dz, \quad (23)$$

можно увидеть, что при $P(z) = 1$ все $y_j = 1$ и

$$N^{(0)} = A_0 + A_1 + A_2 + \dots + A_j + \dots + A_n. \quad (24)$$

При $P(z) = z^l$ имеем $y_0 = 0$ и все остальные $y_j = \frac{j^l}{n^l}$.
Поэтому

$$N^{(l)} = \frac{1}{n^{(l)}} A_1 + \frac{2^l}{n^{(l)}} A_2 + \dots + \frac{j^l}{n^{(l)}} A_j + \dots + A_n. \quad (25)$$

Решая систему уравнений, Николаева получила для $n = 0, 1$ и 2 следующие значения коэффициентов:

$n = 0$	прямоугольник	$J_0 = N^{(0)}$
$n = 1$	трапеция	$J_0 = N^{(0)} - N^{(1)}$ $J_1 = N^{(1)}$
$n = 2$	парабола	$J_0 = N^{(0)} - 3N^{(1)} + 2N^{(2)}$ $J_1 = 4(N^{(1)} - N^{(2)})$ $J_2 = 2N^{(2)} - N^{(1)}$

Известно, что любые пределы интегрирования (c, d) можно привести к пределам $(0, 1)$ подстановкой

$$x = c + (d - c)z.$$

Можно записать

$$\int_c^d f(x) \varphi(\alpha x) \approx \int_0^1 \rho^{(n)}(x) \varphi(\alpha x) dx = (d-c) \int_0^1 \rho^{(n)}[c + (d-c)z] \varphi\{d_1[c - (d-c)z]\} dz = (d-c)(B_0 y_0 + B_1 y_1 + B_2 y_2 + \dots + B_n y_n), \quad (26)$$

В этом случае коэффициенты B_i зависят не только от α , параметров, но также и от пределов интегрирования. Они определяются также из системы уравнений, как и в первом случае, свободными членами будут интегралы

$$M^{(i)} = \int_0^1 z^i \varphi\{\alpha_1 [c + (d-c)z]\} dz, \quad (27)$$

Интегралы (27) вычисляются интегрированием по частям.

Используя метод М.В. Николаевой [7], представим решение интеграла (2) в форме, удобной для вычислений. С этой целью ограничимся случаем, когда $n = 1$, промежутков $(b-a)$ разбит на равные части; полагая степень интерполяционных полиномов одинаковой на всех промежутках интегрирования и $\varphi(\alpha x) = \cos \omega t$, $b-a = mh$, получим, что

$$S(\alpha_j) = C_1 \left\{ \left[-\frac{1}{\omega_j} \sin \omega_j \alpha + \frac{2}{\omega_j^2 h} \sin \frac{\omega_j h}{2} \sin \omega_j \left(a + \frac{h}{2} \right) \right] \rho_0 + \frac{4}{\omega_j^2 h} \sin^2 \left(\frac{\omega_j h}{2} \right) \sum_{k=1}^{m-1} \cos \omega_j (a + kh) \rho_k + \left[\frac{1}{\omega_j} \sin \omega_j b - \frac{2}{\omega_j^2 h} \sin \frac{\omega_j h}{2} \sin \omega_j \left(b - \frac{h}{2} \right) \right] \rho_m \right\}. \quad (28)$$

Численные значения спектральной плотности определялись для круговых частот, представленных в табл. 4.

С помощью рассмотренных формул произведен расчет нормированной спектральной плотности перегрузки самолета Ил-12 в слоистом облаке. Для сопоставления результаты расчета представлены на рис. 3.

Из анализа кривых (рис. 3) вытекает следующее.

1. Все кривые с увеличением частоты стремятся к нулю, хотя и не достигая его. Это означает, что для возмущений малого масштаба плотность энергии не приводит к возникновению столь существенных ускорений, которые вызвали бы интенсивную болтанку самолета Ил-12. Наоборот, с уменьшением частоты (с увеличением размеров возмущений) спектральная плотность перегрузок растет, достигая максимума при волновом числе $\Omega = 1,78 \cdot 10^{-3}$ рад/м.

Заметим, однако, что максимум энергетического спектра наблюдается не на всех кривых, в частности, он отсутствует на кривой $S_n(\Omega)$, рассчитанной по формуле (11), а по данным расчета с помощью формулы (13) он сдвинут обычно влево, в сторону высоких частот.

Этот факт, несомненно, связан со степенью точности принятой той или иной аппроксимации кривой автокорреляционной функции. Вместе с этим это указывает на нецелесообразность использования формул (11) и (13) для относительно точных расчетов энергетического спектра турбулентности.

2. При использованном интервале аппроксимирования, равном $\tau = 0,5$ сек., результаты расчетов оказываются практически одинаковыми и не зависят от представления части подынтегральной функции выражения (2) прямой линией, дугой параболы или интерполяционным полиномом. Это обстоятельство позволяет принять для расчетов спектральной плотности вертикальных пульсаций скорости ветра выражение (17), которое является в определенной степени простым и удобным из всех рассмотренных формул для программирования расчетов на электронно-вычислительных машинах.

Значения круговой частоты (ω рад/сек.) Таблица 4

№ п/п	ω рад/сек.	№ п/п	ω рад/сек.	№ п/п	ω рад/сек.
1	0,063	7	0,780	13	3,142
2	0,126	8	1,047	14	4,190
3	0,157	9	1,256	15	6,284
4	0,210	10	1,570	16	8,420
5	0,314	11	2,100	17	9,670
6	0,628	12	2,510		

Следует указать, что при необходимости получения более высокой точности вычислений интеграла (2) целесообразно использовать метод, предложенный М.В. Николаевой [7] для числа $n = 2$ и более. В случае расчета энергетического спектра турбулентности по данным акселерографических записей (с учетом точности получения исходных данных) расчет по формуле (17) вполне соответствует необходимой точности получения конечных результатов.

С учетом высказанных ранее соображений был выполнен расчет энергетического спектра турбулентности в основных формах облаков.

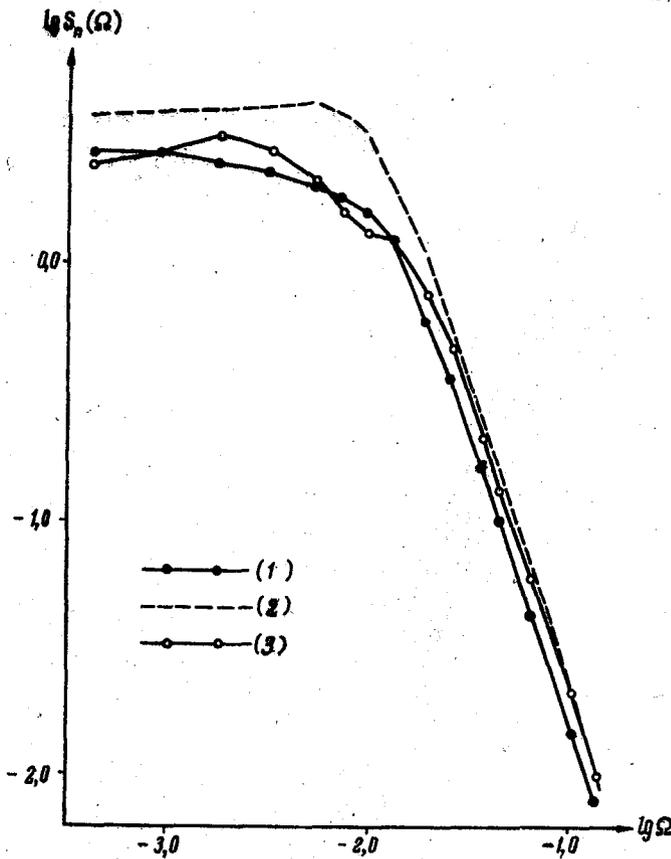


Рис.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРЕГРУЗОК
САМОЛЕТА ИЛ-12.

1 - по формуле (11), 2 - по формуле (13),
3 - по формулам (16), (18), (28).

Все вычисления производились на электронно-вычислительной машине "Урал-11".

На рис.4 приводится пучок кривых энергетического спектра вертикальных пульсаций скорости ветра в перисто-слоистом облаке ^{1/}. Если осреднить значения кривой автокорреляционной функции, которая входит в выражение (2), то средняя спектральная плотность вертикальных пульсаций скорости ветра примет вид кривой, которая также представлена на рис.4.

^{1/} В этом случае при расчете энергетического спектра турбулентности значение коэффициента C_1 принималось равным

$$C_1 = \frac{2\nu R(0) |F(i\omega)|^2}{\beta^2}$$

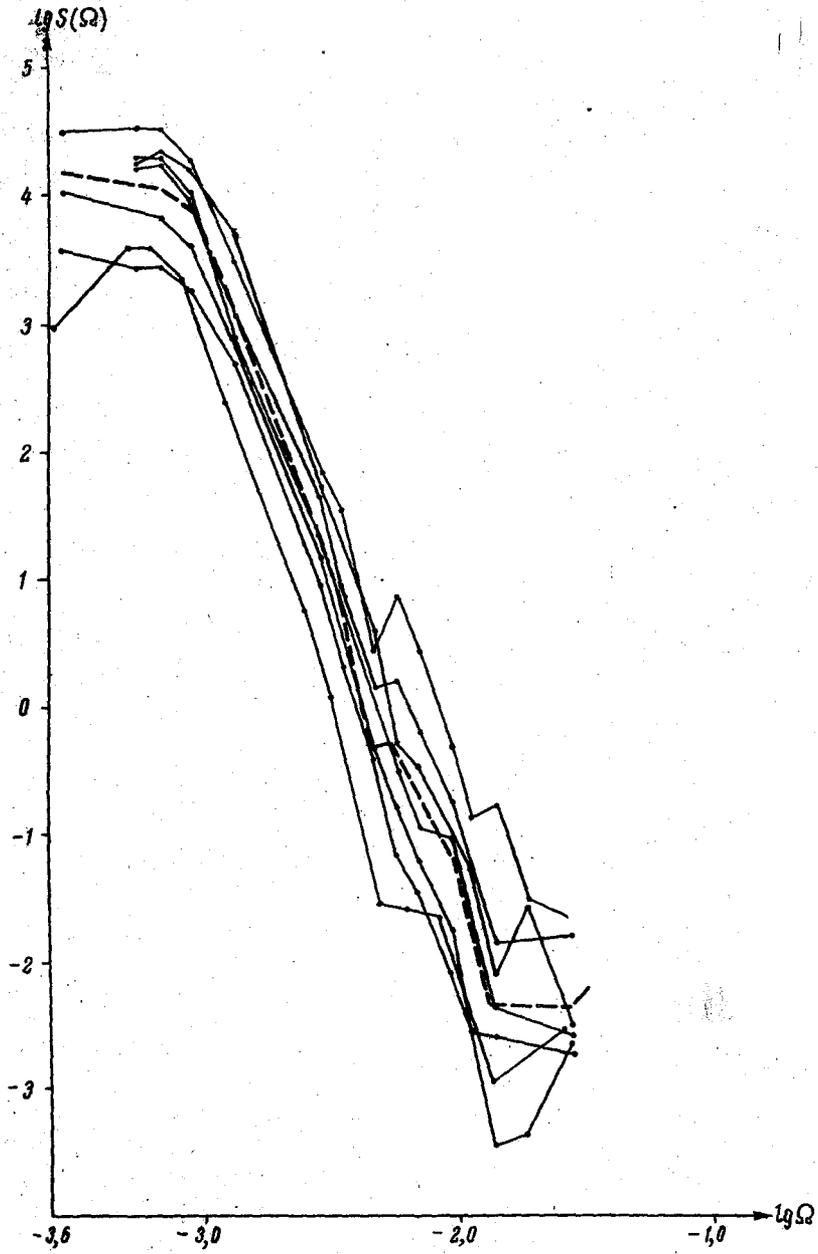


Рис.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР
ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЕРИСТО-СЛОИСТОМ ОБЛАКЕ.

Таким образом, полученная средняя кривая энергетического спектра турбулентности дает возможность судить о распределении плотности энергии в перисто-слоистом облаке в зависимости от волнового числа. Однако надежными данными следует считать величины спектральной плотности в пределах волновых чисел от $\Omega = 2,7 \cdot 10^{-3}$ до $\Omega = 2,7 \cdot 10^{-2}$ рад/м.

Это обстоятельство связано прежде всего с тем, что при малых частотах, как показал А.С.Дубов [5], определение спектральной плотности турбулентности по перегрузкам самолета оказывается недостаточно надежным. В этом участке спектра более эффективным оказывается привлечение в качестве исходных данных для расчета записи колебания угла тангажа. В рассматриваемом случае нижний предел частоты примерно равен $\Omega = 0,628$ рад/сек. На этой частоте еще можно пользоваться передаточной функцией, связывающей вертикальную скорость турбулентного порыва и вертикальную перегрузку. В этом случае передаточная функция уже отлична от нуля и может быть практически определена с достаточной точностью.

Верхний предел ограничивается частотой $\Omega = 6,28$ рад/сек., что связано с техническими характеристиками датчика перегрузок МП-66, которым регистрировались перегрузки самолета.

Рассмотренная методика расчета автокорреляционных функций, как ранее указывалось, удобна тем, что на отдельных этапах вычислений обеспечивает получение ряда других важных характеристик, в частности структурных функций.

По результатам вычислений выполнен анализ структурных функций во всех формах облаков.

Так же как в случае корреляционных функций, были построены графики, но в билогарифмическом масштабе. Все случаи, для которых построены структурные функции, можно разделить на три основные группы (рис.5).

Заметим, что для различных форм облаков характерны определенные типы кривых структурных функций.

Так, например, наиболее характерным для слоистых и слоисто-кучевых облаков является I тип, структурная функция которого имеет один максимум с дальнейшим ровным ходом. Для некоторой части слоисто-кучевых облаков характерны II и III типы структурных функций.

Аппроксимация структурной функции производилась с помощью степенного выражения

$$D(\tau) \sim A\tau^m, \quad (29)$$

где m - безразмерный показатель степени.

В этом случае она производилась только лишь до точки насыщения, т.е. до максимального значения функции $D(\tau)$.

Методом наименьших квадратов для каждого случая были определены значения коэффициента A и показатель степени m .

Результаты расчетов для некоторой части случаев приведены в табл.5. Данные величины \bar{m} , приведенные в табл.5, показывают, что она подвержена колебаниям и изменяется от 0,25 до 1,03. Среднее значение \bar{m} для облаков всех форм составляет 0,70.

Наличие достаточно большого числа структурных функций позволяет дать приближенную оценку диссипации турбулентной энергии в инерционном интервале спектра. Для этого воспользуемся выражением "закона двух-третей" Колмогорова-Обухова в виде

$$D(\tau) = C_2 \varepsilon^{2/3} \tau^{2/3}, \quad (30)$$

где C_2 - безразмерная постоянная, ε - диссипация энергии в единицу времени на единицу массы.

Таблица 5
 Параметры структурных функций вертикальной пульсации воздушного потока в облаках

№ п/п	Дата	Форма облака	Высота, м	\bar{m}	ε эрг/г сек.
1	2/УШ 1957	St	700	0,95	332,0
2		St	600	0,34	292,0
3		St	500	1,02	278,0
4		St	400	0,88	193,0
5		St	300	0,94	112,0
6		Пог St	190	0,93	12,0
7		Над St	500	0,82	382,0
8		St	450	0,94	351,0
9		St	400	0,93	345,0
10		St	340	0,53	25,6
11		St	290	1,03	12,2
12	1/УШ	St	650	0,69	518,0
13		Sc	2700	0,65	0,2
14	Sc	2600	0,88	0,2	
15	29/УП	Sc	400	0,30	1110,0
16		Sc	300	0,25	299,0
17	28/УП	Пог Sc	350	0,27	198,0
18		Над Sc	200	0,66	260,0
19	Sc	600	0,45	0,2	
20	Sc	600	0,68	477,0	
21	28/УП	Cu hum.	700	0,69	1025,0
22		Cu hum.	800	0,71	453,0
23		Cu hum.	900	0,41	356,0
24		Cu hum.	900	0,88	4,9
25		Cu hum.	700	0,57	458,0
26		Cu hum.	850	0,96	481,0

$$\bar{m} = 0,70$$

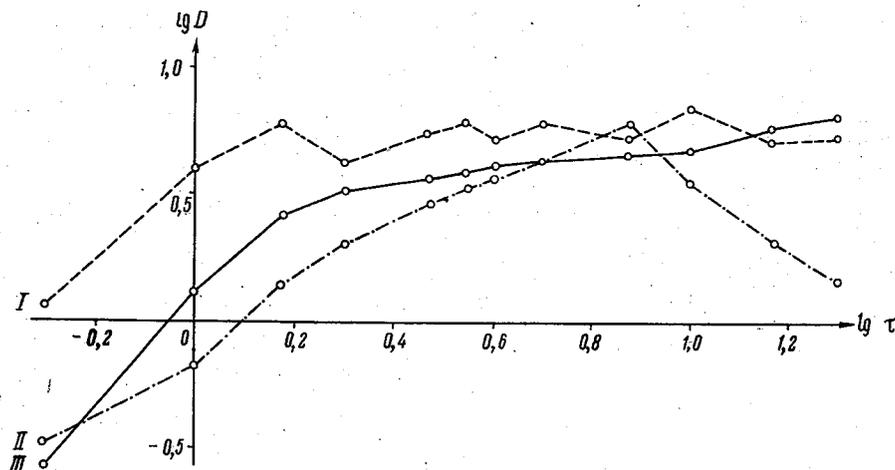


Рис.5. ТИПОВЫЕ КРИВЫЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ В ОБЛАКАХ.

1 - тип функции, имеющей после максимума ровный ход;
 II - тип монотонной функции; III - тип функции, которая после достижения максимума резко падает.

При вычислении скорости диссипации турбулентной энергии в облаках значение безразмерной постоянной C_2 принято равным 1,6, как это было сделано в работе Тейлора [14].

Результаты расчета энергетических характеристик для некоторой части случаев представлены в табл.5.

Просмотр приведенных в табл.5 значений диссипации показывает, что она в определенной степени зависит от превышения рассматриваемого уровня по отношению к границам облака.

Действительно, этот факт становится более понятным из тех соображений, что облачный массив в различных слоях стратифицирован по-разному. Поэтому очевидно, что в устойчиво стратифицированном слое облака диссипация энергии от крупных вихрей к мелким затруднена, и, наоборот, при неустойчивой стратификации она выражена более ярко.

Однако заметим, что существенное влияние на величину энергии диссипации могут оказывать и динамические факторы возбуждения турбулентности, это наводит на мысль о весьма сложном механизме эволюции диссипации турбулентной энергии в облаке.

По предварительным данным, полученным автором, интенсивность скорости диссипации в облаке, оказывается, имеет еще одну особенность. В частности, при сравнении данных величин ϵ на различных уровнях в облаке обнаруживается тенденция увеличения энергии диссипации с высотой в тех облаках, у которых обычно влажность также растет с высотой, и наоборот. Это не трудно заметить, если сравнить результаты расчета величины ϵ по высотам в облаке (табл.5).

Наиболее отчетливо замеченная тенденция выражена в слоистых облаках (рис.6). Эта интересная связь энергии диссипации с влажностью в облаке требует тщательного исследования на более обширном материале, чем использовано в работе.

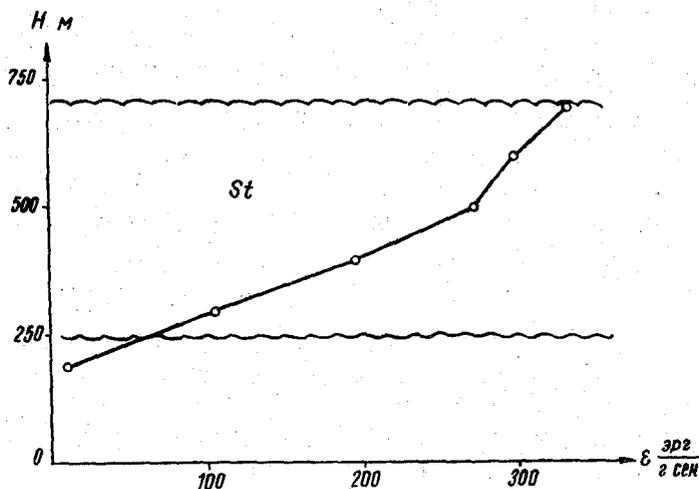


Рис.6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ В СЛОИСТОМ ОБЛАКЕ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ,

Наличие некоторых данных о диссипации энергии в атмосфере [6,14] позволяет сравнить результаты расчета. Значения величин ϵ , полученные в облаках, в большинстве случаев имеют такой же порядок, что и для пограничного слоя [6]. Однако некоторые величины диссипации в облаках отличаются в сторону увеличения ϵ на один порядок. Этот результат не противоречит существующим представлениям о диссипации турбулентной энергии в облаках.

Принятые в работе приближения в вычислении величины ϵ , безусловно, сказываются на точности значений, но, к сожалению, отсутствие достаточно надежных методов и качественного исходного материала осложняет проведение точных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности, ИЛ, 1955.
2. Герман М.А. Некоторые количественные характеристики турбулентного обмена в облаках. См. в настоящем сборнике.
3. Гурвич А.С. Частотные спектры и функции распределения вероятностей вертикальной компоненты скорости ветра. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1960.

4. Д у б о в А.С. К вопросу определения вертикальных скоростей ветра по данным самолетного акселерографа. Труды ГГО, вып.81, 1959.
5. Д у б о в А.С. К вопросу определения спектральной плотности вертикальных порывов ветра по колебаниям самолета. Труды ГГО, вып.135, 1962.
6. И в а н о в В.Н. Диссипация турбулентной энергии в атмосфере. Изв.АН СССР, сер.геофиз., № 9, 1962.
7. Н и к о л а е в а М.В. О приближенном вычислении осциллирующих интегралов. Труды математического ин-та им.В.А.Стеклова, АН СССР, т.28, 1949.
7. С о л о д о в н и к о в В.В. Введение в статистическую динамику систем автоматического управления. Гостехтеориздат, 1952.
9. Т а т а р с к и й В.И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. Изд.АН СССР, М.,1959.
10. Ц в а н г Л.Р. Измерение частотных спектров температурных пульсаций в приземном слое атмосферы. Изв.АН СССР, сер.геофиз., № 8, 1960.
11. Т р а н т е р К.Дж. Интегральные преобразования в математической физике. Гостехтеориздат,1956.
12. Ш у р Г.Н. Приборы для исследования спектра атмосферной турбулентности методом гармонического анализа с использованием магнитной памяти. Труды ЦАО, вып.31, 1959.
13. Mac Cready P., Structure of atmospheric turbulence. J. of Meteorol. v.10, N 6, 1953
14. Taylor R., A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the lower atmosphere. J. of Fluid Mech.,v.10, N 3, 1961.

С. В. СОЛОНИН, Г. Г. ТАРАКАНОВ

**МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАЧНОСТИ ВЕРХНЕГО ЯРУСА С
САМОЛЕТА И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЕЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
СТРУКТУРЫ**

В в е д е н и е

В последнее время исследованию облачности верхнего яруса уделяется много внимания. Это обстоятельство можно объяснить двумя причинами: во-первых, облака верхнего яруса являются хорошим индикатором атмосферных процессов, происходящих в верхней тропосфере, и, во-вторых, они располагаются на высотах, совпадающих с основными эшелонами современных скоростных пассажирских самолетов.

Несмотря на значительное число работ, посвященных пространственной структуре облачности и условиям полетов в них, многие важные вопросы пространственной структуры верхней облачности, процессов ее образования и вопросы диагноза и прогноза остаются еще не до конца выясненными. Это не случайно, так как детальное исследование облачности верхнего яруса осложняется тем, что в настоящее время нет достаточного количества надежных данных о верхней и нижней ее границах, о расположении в ней прослоек, практически отсутствуют данные о ее микрофизической структуре и ряд других важных физических характеристик.

Одним из источников информации об облаках верхнего яруса являются данные донесений экипажей самолетов, выполнявших полеты на больших высотах. С 1956 г. наблюдения за облаками верхнего яруса проводились метеорологами ЦИП и ЦАО, совершавшими полеты на транспортных самолетах ГВФ Ту-104 и Ил-18. С 1958 г. в полетах стали принимать участие сотрудники других метеорологических учреждений, в частности авторы настоящей статьи.

В данной статье рассмотрены вопросы пространственной структуры перистой облачности на основе анализа 82 полетов, выполненных авторами на самолетах Ту-104 в период с 1958 по 1961 г. по воздушным трассам Москва-Ленинград, Ленинград-Киев, Ленинград-Свердловск, Свердловск-Ташкент, Ленинград-Харьков-Адлер, Ленинград-Симферополь. Полученный в полетах материал обладает рядом недос-

татков: собранные данные являются неоднородными (различные географические районы, время суток и время года), время полетов не всегда совпадает со временем температурно-ветрового зондирования атмосферы, отдельные участки воздушных трасс недостаточно освещены аэрологическими данными, большинство наблюдений - визуальные, полеты происходили, как правило, на постоянной высоте по барометрическому высотомеру. Все это затрудняет, а иногда и исключает, возможность проведения глубокого и всестороннего анализа.

Вместе с тем исследование облачности с самолетов обладает целым рядом достоинств. Изучая облачность с самолета, наблюдатель в ряде случаев в известном смысле приближается к условиям лабораторного эксперимента, анализируя пространственное распределение облачности не по синоптической карте, а в реальных условиях. Создаются благоприятные условия для натурной проверки некоторых физических гипотез, связанных с условиями образования и развития облаков и других атмосферных процессов и явлений.

Прежде чем приступить к непосредственному анализу результатов исследования облаков верхнего яруса, остановимся кратко на методике получения исходных данных. Это позволит дать оценку материала наблюдений, которым располагали авторы, и критически подойти к полученным результатам.

§ 1. Методика исследования облачности

В полетах производились наблюдения за комплексом метеорологических элементов: облачностью (количество, форма, высота нижней и верхней границ, вертикальная и горизонтальная протяженность, наличие прослоек, плотность), видимостью (горизонтальная, наклонная и вертикальная), турбулентным состоянием атмосферы (болтанка), ветром (направление и скорость), температурой воздуха, атмосферными явлениями. Наблюдения за количеством и формой облачности проводились визуально с одновременным фото- и кинематографированием ее. Высота нижней и верхней границ облачности при пробивании облаков определялась при помощи барометрического высотомера. При полете на заданном эшелоне верхняя и нижняя границы облачности по возможности также определялись инструментально. Для этой цели использовался наряду с барометрическим высотомером навигационный визир. Так как шкала барометрического высотомера рассчитана для стандартных условий, и давление на исходном уровне при полете на заданном эшелоне устанавливалось 760 мм, то в показания высотомера вводились соответствующие поправки. Горизонтальная протяженность облачных полей определялась по величине путевой скорости и времени полета самолета в облаках, над или под облаками соответственно. Вертикальная мощность облаков определялась при наборе высоты или снижении как разность отсчетов по барометрическому высотомеру между высотой верхней и нижней границ облачности. При полете на постоянной высоте мощность облаков оценивалась приближенно.

Дальность видимости в облаках определялась визуально. Плот-

ность облачности также оценивалась визуально в зависимости от дальности видимости в облаках. При полете над облаками и под облаками наряду с визуальными наблюдениями за видимостью использовались инструментальные методы (радиолокатор, навигационные визиры).

Турбулентное состояние атмосферы оценивалось качественно по явлению болтанки. При этом использовалась шкала интенсивности болтанки в баллах: σ^1 - слабая, σ^2 - умеренная, σ^3 - сильная, σ^4 - очень сильная.

Направление и скорость ветра рассчитывались, как правило, по величине путевой скорости и углу сноса. Указанные навигационные элементы определялись инструментально.

Температура воздуха на высоте полета измерялась бортовым термометром, при этом вводилась поправка на динамический нагрев.

Наблюдения за атмосферными явлениями производились визуально. Исключение составляют грозовые явления, наблюдения за которыми осуществлялись визуально, а также при помощи радиолокаторов и других радиотехнических средств.

Все записи в полете велись в специальном бортовом журнале, в котором фиксировались дата и время взлета, маршрут полета, время, местонахождение самолета в момент производства метеорологических наблюдений, высота по барометрическому высотомеру, курс, воздушная и путевая скорости, температура воздуха, скорость и направление ветра на высоте полета, результаты метеорологических наблюдений, погода в пунктах взлета и посадки.

При обработке и анализе материалов полетов наряду с материалами наблюдений с борта самолета широко привлекались приземные синоптические и кольцевые карты, карты барической топографии различных уровней, наиболее близкие по срокам ко времени полета, данные температурно-ветрового зондирования атмосферы, а также вертикальные разрезы атмосферы по маршруту, выдаваемые экипажу на АМСГ перед вылетом.

В данной статье использованы отдельные материалы наблюдений, характеризующие пространственную структуру перистой облачности. Остальные вопросы мы предполагаем рассмотреть после завершения полной обработки всех собранных в полетах материалов.

§ 2. Некоторые вопросы пространственной структуры перистой облачности

Анализ материалов полетов показывает, что облака верхнего яруса наиболее часто отмечаются в области приземных циклонов, ложбин и связанных с ними атмосферных фронтов.

Повторяемость перистой облачности над центрами циклонов составила 100%. Это хорошо согласуется с данными И.Г.Пчелко [6] В.И.Унукова [7], Г.Д.Решетова [8] и других авторов.

На атмосферных фронтах также имеет место очень высокая повторяемость верхней облачности. Если учитывать все формы облаков, достигающих верхней тропосферы, то над теплыми фронтами и фрон-

тами окклавий во всех полетах наблюдалась верхняя облачность. На холодном фронте только в одном из полетов, выполненном зимой (январь) не была зарегистрирована верхняя облачность. Однако в интерпретации и этого случая необходимо отнестись осторожно, поскольку полет совершался не вдоль фронтального раздела, а под большим (близким к прямому) углом к нему. Поэтому результаты наблюдений характеризуют лишь сравнительно небольшой участок фронтальной поверхности. Эти данные несколько отличаются от количественных характеристик повторяемости облачности, приводимых И.Г.Пчелко [6]. Согласно И.Г.Пчелко, на фронтах перистая облачность наблюдается в среднем в 89,6% случаев, внутримассовая облачность верхнего яруса в 34,4% случаев. Последнее можно объяснить тем, что верхняя облачность на фронтах обычно имеет большую горизонтальную протяженность и нередко распространяется до тыловых районов приземных антициклонов и гребней, а также наблюдается в их передних частях. При анализе и сравнении данных о полях перистой облачности, собранных на основе сообщений и донесений летных экипажей, с положением фронтов и барических образований на приземных синоптических картах эту облачность иногда ошибочно относят к внутримассовой.

Накопление фактических данных о вертикальной структуре перистых облаков позволяет уточнить вопрос о положении их верхней границы.

Анализ работ, посвященных пространственной структуре облаков верхнего яруса, наводит на мысль о существовании достаточно хорошей связи между высотой уровня максимальной скорости ветра и высотой верхней границы перистой облачности. Это положение в неявном виде подтверждается рядом авторов. По данным А.М.Баранова [1], исследовавшего связь верхней границы перистых облаков над ЕТС с высотой тропопаузы, верхняя граница облачности в среднем располагается ниже тропопаузы на 1,2-1,4 км.

Среднее расстояние от верхней границы облаков до уровня тропопаузы по Клодману [10] составляет 1,3 км.

По Г.Д.Решетову [7], верхняя граница перистой облачности располагается ниже тропопаузы в пределах от 0,4 до 1,0 км.

В.И.Унуков [8] на основе обработки донесений экипажей получил это расстояние в среднем равным 1,5 км.

Аналогичные выводы следуют из анализа работ А.В.Курбатовой, О.В.Козловской, Н.И.Мазурина [4] и Н.В.Лукьянова [5].

Обобщая данные указанных авторов, можно прийти к заключению, что в среднем верхняя граница облаков находится на 1 км ниже уровня тропопаузы. Эта величина совпадает с расстоянием между уровнем максимальной скорости ветра в тропосфере и положением тропопаузы, на что обращается внимание в исследованиях И.Г.Пчелко [6], Фауста [11], В.Г.Цверева [9].

Такое совпадение не является случайным. Между распределением ветра по высотам (профилем ветра) и пространственной структурой

верхней облачности, т.е. высотой ее верхней и нижней границ, расслоенностью, должна существовать определенная связь. В особой степени это относится к уровню, точнее поверхности, на которой наблюдаются максимальные (по высоте) скорости ветра, так как на уровне максимальной скорости ветра, как показал Фауст [1] на статистическом материале, вертикальные движения обращаются в нуль ("нулевой слой").

Последнее следует и из анализа уравнений динамики атмосферы.

В прямоугольной системе координат уравнение движения в векторной форме имеет вид

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - 2[\vec{\omega} \times \vec{c}] - \nabla \Phi + \vec{F}, \quad (1)$$

где $\vec{c}(u, v, w)$ - вектор ветра со своими проекциями соответственно на оси x, y, z ; t - время; ρ - плотность воздуха; P - атмосферное давление; ∇ - оператор набла ($\frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k$); $\vec{\omega}$ - угловая скорость вращения Земли; Φ - потенциал ньютоновского притяжения; \vec{F} - сила трения, отнесенная к единице массы.

Если умножить уравнение (1) скалярно на \vec{c} и принять во внимание свойства векторного и скалярного произведений ($\vec{c} \cdot \vec{c} = c^2$; $\vec{c} \cdot [\vec{\omega} \times \vec{c}] = 0$), а также пренебречь в правой части силой трения и членом, содержащим вертикальную скорость, то выражение (1) примет вид

$$\frac{d}{dt} (c^2) = -\frac{1}{\rho} \vec{c} \nabla P. \quad (2)$$

В общем случае направления изогипс (изобар) и линий тока не совпадают между собой и

$$\vec{c} \nabla P = c \frac{\partial P}{\partial s}, \quad (3)$$

где $\frac{\partial P}{\partial s}$ - изменение давления вдоль линии тока.

Принимая во внимание (3), выражение (2) можно записать так:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s}. \quad (4)$$

Для удобства анализа, в качестве масштаба для измерения высоты возьмем высоту поверхности максимальной скорости ветра $H = H(x, y, t)$.

Таким образом, $z = \eta H(x, y, t)$, где η - новая переменная. При $z = 0$ новая переменная $\eta = 0$, на уровне поверхности максимальной скорости ветра $z = H(x, y, t)$, $\eta = 1$.

Перейдем от декартовых x, y, z к натуральным координатам s, η, t .

Для какого-то постоянного уровня $\eta = \text{const}$ формулы, связывающие производные в натуральных координатах с производными в прямоугольных координатах, будут иметь обычный вид [2]

$$\frac{\partial}{\partial s} = \cos \beta \frac{\partial}{\partial x} + \sin \beta \frac{\partial}{\partial y}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} = -\sin \beta \frac{\partial}{\partial x} + \cos \beta \frac{\partial}{\partial y}, \quad (6)$$

где β - угол, который образует вектор ветра с положительным направлением оси абсцисс.

В общем случае $\beta = \beta(s, n, \eta, t)$.

Продифференцируем (5) по вертикальной координате η

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial}{\partial s} \right) &= \frac{\partial \beta}{\partial \eta} \left(-\sin \beta \frac{\partial}{\partial x} + \cos \beta \frac{\partial}{\partial y} \right) + \\ &+ \left(\cos \beta \frac{\partial}{\partial x} + \sin \beta \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \eta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Привлекая соотношения (5) и (6), выражение (7) окончательно примет вид

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial}{\partial s} \right) = \frac{\partial \beta}{\partial \eta} \left(\frac{\partial}{\partial n} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial s} \right) \frac{\partial}{\partial \eta}. \quad (8)$$

Запишем уравнение (4) в натуральных координатах s, n, η :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c \frac{\partial c}{\partial s} + \eta' \frac{\partial c}{\partial \eta} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s}, \quad (4')$$

где $\eta' = \frac{d\eta}{dt}$ - вертикальная скорость.

Продифференцируем соотношение (4') также по вертикальной координате η

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial c}{\partial t} \right) + \frac{\partial c}{\partial \eta} \frac{\partial c}{\partial s} + c \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial c}{\partial s} \right) + \frac{\partial \eta'}{\partial \eta} \frac{\partial c}{\partial \eta} + \\ + \eta' \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} = - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

На поверхности максимальной скорости ветра ($\eta=1$) $\frac{\partial c}{\partial \eta} = 0$.

Тогда, принимая во внимание соотношение (8) и условие обращения в нуль производной от скорости по вертикальной координате, для поверхности максимальной скорости ветра получим

$$c \frac{\partial \beta}{\partial \eta} \frac{\partial c}{\partial n} + \eta' \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} = - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \right). \quad (9')$$

Так как $\frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} \neq 0$, вертикальная скорость η' на поверхности максимальной скорости ветра

$$\eta' = \frac{\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + c \frac{\partial \beta}{\partial \eta} \frac{\partial c}{\partial \eta}}{\frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2}} \quad (10)$$

Из соотношения (10) следует, что на поверхности максимальной скорости ветра вертикальные движения должны отсутствовать. В самом деле, величина $\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \right)$, стоящая в числителе, представляет собой производную по вертикали от составляющей силы барического градиента в направлении линии тока. Известно, что на уровне максимальной скорости ветра агеострофические составляющие ветра достигают максимального значения. Это дает основание полагать, что при $\eta = 1$ $\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0$.

Второе слагаемое в числителе при $\eta = 1$ также обращается в нуль, поскольку при переходе через поверхность максимальной скорости ветра, как показывает просмотр вертикальных разрезов атмосферы, направление ветра остается практически постоянным или ветер принимает прежнее направление. Таким образом, при $\eta = 1$ справедливо условие $\frac{\partial \beta}{\partial \eta} = 0$. В частном случае, непосредственно на оси струйного течения, обращается в нуль также величина $\frac{\partial c}{\partial \eta}$, однако на некотором удалении от оси горизонтальные градиенты скорости ветра будут очень большими.

Отсутствие вертикальных движений на поверхности максимальной скорости ветра объясняет, по нашему мнению, достаточно хорошее совпадение уровня максимальной скорости ветра с положением верхней границы перистой облачности.

При наличии восходящих движений ниже указанного уровня он выполняет роль задерживающего слоя.

Однако выводы, вытекающие из уравнения (10), не являются абсолютно надежными, поскольку при выводе формулы мы пренебрегли силой турбулентной вязкости и слагаемым, характеризующим изменение потенциальной энергии единицы массы во времени.

Поэтому представляет интерес получить более убедительное подтверждение существования такой связи на основе обработки материалов фактических наблюдений. Чтобы каким-то образом уменьшить влияние погрешностей измерений высоты верхней границы облаков с самолета (ошибки в показаниях барометрического высотомера и при определении поправок на отклонение реальных условий от стандартных и другие) лучше всего эту связь проверить на статистическом материале. Для этих целей был отобран 31 случай наблюдений за верхней границей перистой облачности, когда высоты тропопаузы и высоты уровня максимальной скорости ветра были определены с большой корректностью.

Согласно расчетам, среднее расстояние между высотами уровня максимальной скорости ветра и тропопаузы и высотой верхней границы соответственно составили 0,47 и 1,63 км.

Учитывая погрешности при определении высоты верхней границы облаков, можно полагать, что их верхняя граница достаточно удовлетворительно совпадает с высотой уровня максимальной скорости ветра.

Об этом также свидетельствуют коэффициенты корреляции, рассчитанные для анализируемых случаев. Коэффициент корреляции между высотой тропопаузы и верхней границей облачности составил 0,6, а для уровня максимальной скорости ветра - 0,8.

Таким образом, верхняя граница облаков лучше согласуется с уровнем максимальной скорости ветра, чем с положением тропопаузы.

Л и т е р а т у р а

1. Баранов А.М. О вертикальной протяженности облаков верхнего яруса. Метеорология и гидрология, № 4, 1960.
2. Гандин Л.С., Лахтман Д.Л., Матвеев Л.Т., Юдин М.И. Основы динамической метеорологии. Гидрометеонадат, Л., 1955.
3. Герман М.А., Мазурин Н.И., Солонин С.В. К вопросу об условиях полетов в перистых облаках. Труды ЛГМИ, вып.12, 1961.
4. Курбатова А.В., Ковловская О.В., Мазурин Н.И. Некоторые пространственные характеристики облаков верхнего яруса над северо-западом Европейской территории СССР, Труды ЛГМИ, вып.12, 1961.
5. Лукьянов Н.В. Обобщение результатов метеорологических наблюдений на больших высотах. Методическое письмо, № 39, ГУГМС, 1959.
6. Пчелко И.Г. Метеорологические условия полетов на больших высотах. Гидрометеонадат, Л., 1957.
7. Решетов Г.Д. Облачность в верхней тропосфере. Тезисы докладов на научной конференции по авиационной метеорологии. Гидрометеонадат, М., 1960.
8. Унуков В.И. Аэросиноптические условия образования и прогноз облаков верхнего яруса. Тезисы докладов на научной конференции по авиационной метеорологии. Гидрометеонадат, М., 1960.
9. Цверева В.Г. О связи уровня максимальных скоростей ветра с положением тропопаузы. Труды ЛГМИ, вып.9, 1960.

IO. Clodman J.

Some statistical aspects of cirrus cloud.
Met. Res. Papers. Air Ministry, N933, London, 1955.

II. Faust H.

Die Nullschicht, der Sitz des troposphärischen
Windmaximums. Met. Rundschau, H 1/2, 1953.

А. М. БАРАНОВ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ОБЛАКОВ ХОЛОДНЫХ ФРОНТОВ

Макрофизические характеристики облаков холодных фронтов, среди которых одними из наиболее важных являются характеристики пространственной структуры, все еще изучены мало. Наименее полно при этом изучена та часть фронтальной облачной системы, которая простирается в верхнюю половину тропосферы, поскольку сетевым самолетным зондированием, дающим основной исходный материал для исследования, до сих пор охватываются высоты преимущественно до 6 км. Сведения об облаках верхней половины тропосферы в настоящее время получаются в основном от экипажей реактивных самолетов, а до появления реактивной авиации надежных средств получения массового материала об облаках на больших высотах по существу не было.

Обработка и анализ данных разведок погоды, производившихся во всей тропосфере и нижней стратосфере, позволили автору в 1954 г. выявить, что макрофизические характеристики облаков холодных фронтов существенно отличаются от соответствующих характеристик, полученных только по материалам сетевого самолетного зондирования [1,2]. Было показано, например, что над ЕТС облака холодных фронтов с высотой верхней границы более 5 км имеют повторяемость летом 42%, зимой 18%, весной и осенью по 28%. Наибольшая вертикальная протяженность облаков при этом имеет место вблизи линии фронта; повторяемость толщины более 5 км составляет в теплое полугодие 26%, а в холодное - 15%. За линией фронта вертикальная протяженность облаков уменьшается и на расстоянии 200 км указанная градация имеет повторяемость в названные периоды года соответственно 14 и 4%.

В 1955 г. К.Г.Абрамович по донесениям экипажей высотно-скоростных самолетов получила данные, близкие к вышеуказанным данным автора.

Накопленные к настоящему времени сведения об облаках на больших высотах позволяют получить такого рода данные для конкретных районов.

1. Материал и методика его обработки

В основу работы положены донесения экипажей реактивных самолетов и отчасти сетевого самолетного зондирования, осуществлявшихся в 1953-1959 гг. полеты в районе Ленинграда и имевших возможность прозондировать всю облачную систему холодного фронта. Было проанализировано 273 самолетных подъема, из которых 161 относится к теплomu периоду года (апрель-сентябрь) и 112 к холодному (октябрь-март). Материал анализировался по основным синоптическим и кольцевым картам, а также по картам барической топографии, регулярность которых позволяла точно определить место зондирования в зоне фронта.

Обработка и анализ материала производились по такой же методике, какая была применена автором в 1954 г. для анализа облаков основных атмосферных фронтов (в том числе холодных) и в 1958 г. для анализа облаков вторичных холодных фронтов. Данные анализировались для различных расстояний от линии фронта.

Позже такую же методику применили В.Я.Лобанова и М.В.Соколова [3] для характеристики облачности в зоне атмосферных фронтов. Разница лишь в том, что при определении повторяемости различных градаций высоты облаков на разном расстоянии от линии фронта за 100% они приняли общее число наблюдений во всей зоне фронта. Такой подход к обработке материала, как в работе [3], нам представляется менее удачным, поскольку число зондирований на различном удалении от линии фронта является неодинаковым, и, следовательно, трудно сопоставлять данные о повторяемости высоты облаков в различных частях фронтальной зоны.

Чтобы сравнивать повторяемость высот облаков на различном удалении от линии фронта, более целесообразно при обработке материала принимать за 100% число подъемов на соответствующем удалении от линии фронта, а не во всей фронтальной зоне в целом. Именно так мы и поступали в данном случае.

Статистический анализ данных об облаках холодного фронта был произведен для той части фронтальной зоны, которая охватывает его ширину от линии фронта до 200 км за фронтом. На расстоянии более 200 км число подъемов было небольшим и произвести достаточно надежный статистический анализ материала не представлялось возможным. Таким образом, анализировались главным образом облака тех холодных фронтов, которые имели зафронтальную облачную систему.

Следует подчеркнуть, что хотя число зондирований вблизи линии фронта было наибольшим по сравнению с другими участками фронта, "головная" часть фронтальной облачной системы исследована неполностью. Переднюю часть облачной системы холодного фронта нередко составляют мощнокучевые и кучево-дождевые облака, особенно в теплую половину года. Судя по работе [4], в облаках указанных форм экипажи могут встретить весьма трудные условия для пилотирования самолетов, поэтому полеты в таких облаках категорически запрещаются.

ются.

Анализ материала показал, что распределение зондирований по времени суток в теплое и холодное полугодия было примерно одинаковым и суточные изменения температуры не могли существенно сказаться на данных о макрофизических характеристиках облаков холодного фронта.

II. Макрофизические характеристики облаков

1. Высоты облаков

а) Высота нижней границы облаков холодного фронта как в теплое, так и в холодное полугодие изменяется в широких пределах (от нескольких сот метров до нескольких километров) (табл.1). В теплое полугодие при этом имеет место не менее низкая облачность, чем в холодное, хотя повторяемость ее и несколько меньше. Так, например, повторяемость высоты облаков до 600 м для всей зоны фронта в теплую половину года составляет 52,7%, а в холодную половину - 70,4%. Это же наблюдается и на отдельных участках фронта. В частности, вблизи линии фронта повторяемость высоты нижней границы облаков до 600 м в теплое полугодие 53,3%, а в холодное - 73,5%.

Обращает на себя внимание тот факт, что максимум повторяемости высоты более определенно выражен только для высот, характеризующих нижнюю границу облаков вблизи от линии фронта. За линией же фронта наблюдается несколько максимумов, приходящихся на различные градации высот. Такое явление обнаружено нами не только для основных, но также и для вторичных холодных фронтов. Оно связано с тем, что изменение высоты нижней границы облаков за линией фронта происходит не плавно, а волнообразно. Повышение нижней границы облаков после прохождения линии фронта в ряде случаев сменяется вследствие усиления приземной конвергенции трения и турбулентного перемешивания вторичным их понижением за фронтом, т.е. за основной погодной зоной холодного фронта может следовать дополнительная зона с низкой облачностью. Такие зоны характеризуются усилением осадков, а в тех случаях, когда осадки уже прекратились, их возобновлением.

Анализ материала показывает, что высота нижней границы облаков существенным образом зависит от синоптической обстановки. В углубляющихся циклонах и ложбинах она значительно ниже, чем в заполняющихся циклонах и ложбинах. Особенно низкими облака бывают на тех фронтах, которые замедляют свое движение и на них образуются волны. Зона волны характеризуется наиболее низкой облачностью.

б) Высота верхней границы облаков холодного фронта изменяется также в больших пределах, обуславливаемых главным образом макросиноптической обстановкой, особенностями стратификации воздуха и профиля фронта. При этом, как видно из данных рис.1 и табл.2, имеет место хорошо выраженный годовой ход: в теплое полугодие вы-

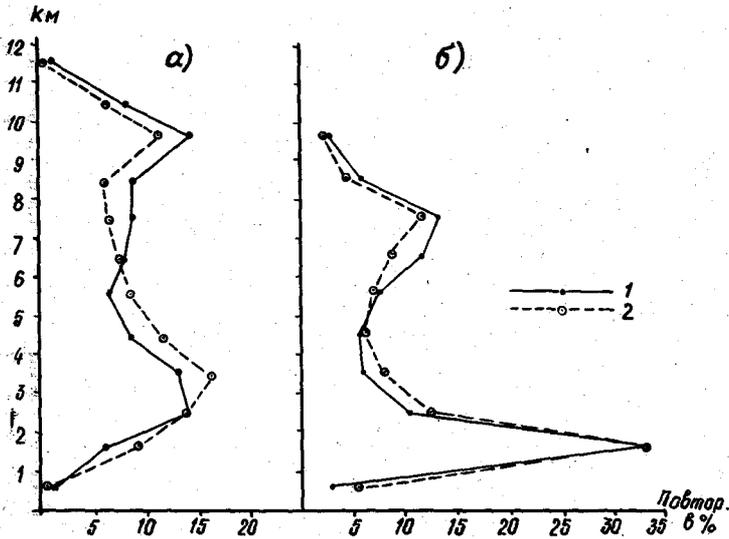


Рис. 1. ПОВТОРЯЕМОСТЬ ВЫСОТЫ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАКОВ ХОЛОДНОГО ФРОНТА В ТЕПЛОЕ (а) И ХОЛОДНОЕ (б) ПОЛУГОДИЯ.

1 - вблизи линии фронта, 2 - во всей зоне фронта.

сота больше, чем в холодное. Повторяемость высоты более 5 км в указанные полугодия соответственно равна 47,2 и 34,8%, а в среднем за год 42,3%. Предельные высоты, на которых была зафиксирована верхняя граница облаков в зоне холодного фронта, в теплое полугодие оказались более значительными, чем в холодное.

В распределении высот верхней границы облаков в каждом из полугодий наблюдаются два максимума. Первый максимум (3,1-4,0 км в теплый период, 1,1-2 км в холодный период), очевидно, связан с теми высотами, которые для верхней границы облаков являются преобладающими при образовании фронтального облачного массива. Вторичный максимум (соответственно 9,1-10,0 и 7,1-8,0 км) объясняется наличием в верхней тропосфере задерживающих слоев (с уменьшенным вертикальным температурным градиентом) и в особенности такого мощного задерживающего слоя, как тропопауза.

Два указанных максимума хорошо выражены не только для фронтальной зоны в целом (рис.1), но и для отдельных ее участков (табл.2). Из этих данных видно также, что по мере удаления за линию фронта высота верхней границы в общем уменьшается. Наибольшая высота имеет место вблизи линии фронта.

Такое распределение повторяемости высоты верхней границы облаков объясняется тем обстоятельством, что, поскольку в передней части фронтальной зоны профиль фронта является более крутым, здесь при прочих равных условиях создаются более благоприятные условия для подъема относительно теплого воздуха в более высокие слои тропосферы и образования облачности с более

Таблица 1

Повторяемость (в %) высоты нижней границы облаков в зоне холодного фронта (Ленинград)

Период года	Расстояние от линии фронта	Высота, м												Число зондирований
		до 100	110-200	210-300	310-600	610-1000	1010-1500	1510-2000	2010-2500	2510-3000	3010-4000	4010-5000	5010-6000	
Теплое полугодие (апрель-сентябрь)	Вблизи линии фронта	4,4	5,6	16,7	26,6	14,5	7,8	10,0	6,7	1,1	4,4	-	2,2	90
	100 км	6,5	6,5	16,1	32,2	16,1	6,5	6,5	3,2	-	3,2	3,2	-	31
	200 км	2,5	7,5	12,5	22,5	15,0	22,5	5,0	2,5	2,5	5,0	-	2,5	40
Холодное полугодие (октябрь-март)	Вблизи линии фронта	4,4	10,3	25,0	33,8	17,7	5,9	-	-	2,9	-	-	-	68
	100 км	-	23,1	11,5	34,6	19,2	7,7	3,9	-	-	-	-	-	26
	200 км	-	11,1	-	50,0	22,2	-	-	11,1	-	-	-	5,6	18
Год	Вся зона фронта	3,7	9,2	16,4	30,7	16,4	8,8	5,1	3,7	1,5	2,6	0,4	1,5	273

значительной высотой верхней границы облаков. При этом следует иметь в виду сделанное выше замечание о том, что "головная" часть фронта требует еще более детального исследования. Грозовая облачность, развивающаяся в летнее время в передней части фронта, может охватывать всю тропосферу и даже пробивать тропопаузу, а ее верхняя граница - проникать в нижнюю стратосферу [5].

В углубляющихся циклонах и ложбинах высота верхней границы облаков холодного фронта расположена на более высоких уровнях тропосферы, чем в заполняющихся циклонах и ложбинах, что объясняется более крутым профилем фронта и более значительной ролью упорядоченного подъема воздуха за фронтом в первом из названных синонтических положений. Наиболее низко высота верхней границы облаков располагается на фронтах, связанных с периферией области повышенного давления, где интенсивность фронтальной зоны значительно слабее и подъем воздуха осуществляется в основном до высот нижней половины тропосферы.

2. Вертикальная протяженность облачной системы холодного фронта

Вертикальной протяженностью облачной системы холодного фронта будем считать расстояние по вертикали от нижней до верхней границы облаков (в случае однослойных облаков), а в том случае, когда фронтальная облачная система расслоена, - расстояние по вертикали от нижней границы первого слоя облаков до верхней границы последнего облачного слоя.

Толщина облачных слоев и безоблачных прослоек, составляющих вертикальную протяженность фронтальной облачной системы, будет рассмотрена отдельно с тем, чтобы более детально проанализировать макрофизические характеристики облаков холодного фронта.

Данные о вертикальной протяженности облачной системы рассматриваемого фронта представлены в табл.3 и на рис.2. Они позволяют сделать два главных заключения: во-первых, в теплое полугодие вертикальная протяженность облачной системы холодного фронта больше, чем в холодное полугодие; во-вторых, как в теплое, так и в холодное полугодие наиболее значительная по вертикали система облаков имеет место вблизи линии фронта, по мере же удаления за линию фронта вертикальная протяженность облачной системы уменьшается.

Действительно, повторяемость вертикальной протяженности облаков более 5,0 км составляет в теплое полугодие 25,8%, а в холодное - 17,5%, в том числе более 9,0 км соответственно 4,0 и 0,9%. Это различие имеет место не только для фронтальной зоны в целом, но и для отдельных ее участков. Так, вблизи линии фронта повторяемость вертикальной протяженности облачной системы более 5,0 км составляет в теплое полугодие 35,6%, а в холодное - 20,6%.

То, что по мере удаления за линию фронта вертикальная протяженность облаков уменьшается, видно из следующего. Если в теплом полугодии вертикальная протяженность более 5,0 км составляет на

расстоянии 100 км 29,1%, то на расстоянии 200 км за фронтом она равна 25,0%. В холодное полугодие повторяемость в указанных грациях равна соответственно 14,3 и 11,1%. Еще более значительные

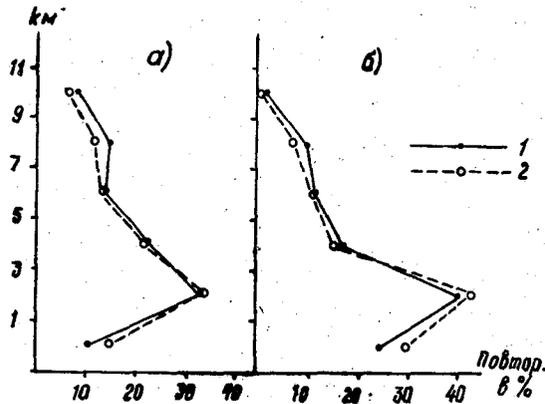


Рис. 2. ПОВТОРЯЕМОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ ОБЛАЧНОЙ СИСТЕМЫ ХОЛОДНОГО ФРОНТА В ТЕПЛОЕ (а) И ХОЛОДНОЕ (б) ПОЛУГОДИЯ.

1 - вблизи линии фронта, 2 - во всей зоне.

различия имеют место при сопоставлении этих данных с теми, что указаны для участка фронта, характеризующего его переднюю часть. Повторяемость вертикальной протяженности облаков, например, более 7,0 км равна в этом случае для теплого полугодия соответственно 22,3; 16,2; 10,0%, а для холодного соответственно 10,3; 3,6; 0%.

Обращает на себя внимание также тот факт, что в ряде случаев на расстоянии до 200 км (а иногда и больше) за линией фронта наблюдаются облака большой вертикальной протяженности. Аэросиноптический анализ этих случаев показывает, что подобное явление имеет место тогда, когда холодный фронт замедляет свое движение и за счет увеличения циклонической кривизны изобар происходит усиление конвергенции трения.

Результаты аэросиноптического анализа позволяют заключить, что в углубляющихся циклонах и ложбинах вертикальная протяженность облаков холодного фронта более значительная, чем в заполняющихся циклонах и ложбинах, и особенно по сравнению с облаками холодного фронта, проходящего по периферии области высокого давления (табл. 4).

3. Расслоенность облаков

Облака холодного фронта, особенно в вафронтальной части, нередко бывают расслоенными. В передней части фронта расслоенность менее значительная; здесь однослойные облака большой вертикальной протяженности более вероятны, чем в остальной части фронтальной зоны. Однако и здесь, особенно в холодное полугодие, иногда наблюдается несколько слоев облаков.

Таблица 2

Повторяемость (в %) высоты верхней границы облаков в зоне
холодного фронта (Ленинград)

Период года	Расстояние от линии фронта	Высота, км												Число зондирований
		до 1,0	1,1-2,0	2,1-3,0	3,1-4,0	4,1-5,0	5,1-6,0	6,1-7,0	7,1-8,0	8,1-9,0	9,1-10,0	10,1-11,0	11,1-12,0	
Теплое полугодие (апрель-сентябрь)	Вблизи линии фронта	1,1	6,7	14,4	13,3	8,9	6,7	7,8	8,9	8,9	14,4	7,8	1,1	90
	100 км	-	19,3	9,7	12,9	16,1	12,9	6,5	3,2	3,2	9,7	6,5	-	31
	200 км	-	7,5	17,5	27,5	15,0	10,0	7,5	5,0	2,5	5,0	2,5	-	40
Холодное полугодие (октябрь-март)	Вблизи линии фронта	2,9	33,8	10,3	5,9	5,9	7,4	11,8	13,2	5,9	2,9	-	-	68
	100 км	11,5	34,5	15,4	7,7	7,7	7,7	3,9	7,7	3,9	-	-	-	26
	200 км	5,6	27,7	16,6	16,6	5,6	5,6	5,6	11,1	-	5,6	-	-	18
Год	Вся зона фронта	2,6	19,0	13,4	13,2	9,5	8,1	8,1	8,8	5,5	7,7	3,7	0,4	273

Таблица 3

Повторяемость (в %) вертикальной протяженности облачной системы холодного фронта (Ленинград)

Период года	Расстояние от линии фронта	Вертикальная протяженность, км						Число зондирований
		до 1,0	1,1-3,0	3,1-5,0	5,1-7,0	7,1-9,0	9,1-11,0	
Теплое полугодие (апрель-сентябрь)	Вблизи линии фронта	10,0	32,2	22,2	13,3	14,5	7,8	90
	100 км	16,1	32,2	22,6	12,9	9,7	6,5	31
	200 км	15,0	40,0	20,0	15,0	7,5	2,5	40
Холодное полугодие (октябрь-март)	Вблизи линии фронта	23,6	39,6	16,2	10,3	8,8	1,5	68
	100 км	35,7	35,7	14,3	10,7	3,6	-	26
	200 км	44,5	33,3	11,1	11,1	-	-	18
Год	Вся зона фронта	19,7	35,6	18,9	12,3	9,5	4,0	273

Таблица 4

Повторяемость (в %) вертикальной протяженности
облачной системы холодного фронта при различной
синоптической обстановке в холодное полугодие
(Ленинград)

Синоптическая обстановка	Вертикальная протяженность, км					
	до 1,0	1,1-3,0	3,1-5,0	5,1-7,0	7,1-9,0	9,1-11,0
Углубляющиеся циклон и ложбина	25,0	25,0	9,0	16,0	9,0	16,0
Заполняющиеся циклон и ложбина	29,0	38,0	12,0	13,0	8,0	-
Периферия области высокого давления	62,0	25,0	6,5	6,5	-	-

Если рассматривать всю зону фронта в целом, то расслоенность облаков характеризуется следующими данными. В теплое полугодие однослойная облачность имеет повторяемость 51,5%, двухслойная - 33,3%, трехслойная - 13,4%, четырехслойная - 1,2%, пятислойная - 0,6%. В холодное полугодие указанные слои характеризуются повторяемостью соответственно 53,9; 34,4; 10,9; 0,7; 0,1%, а в среднем за год повторяемость облаков с названным выше числом слоев равна соответственно 52,5; 33,2; 12,4; 1,0; 0,3%.

Как видим, расслоенность облаков холодного фронта довольно значительная. При этом, если даже учесть, что определенная часть однослойных облаков большой вертикальной протяженности, располагающихся в "голове" фронта, не была прозондирована, все же наличие двухслойных и более многослойных облаков не является исключением.

В то же время при сравнении расслоенности облаков холодного и теплого фронтов видна существенная разница: облака холодного фронта являются более компактными, менее расслоенными, чем облака теплого фронта.

4. Толщина облачных слоев и безоблачных прослоек

Данные о толщине облачных слоев приведены в табл.5. Они показывают, что в зоне холодного фронта наблюдаются облака, имеющие в общем довольно значительную толщину. Повторяемость облаков сравнительно небольшой толщины (до 1 км) составляет 50-60%. Повторяемость облаков толщиной более 3,0 км равна в теплое полугодие 14,0%, а в холодное около 11,0%. Наибольшей толщиной облачных слоев характеризуются углубляющиеся ложбины и циклоны.

О толщине безоблачных прослоек можно судить уже на основании сопоставления данных таблиц 2 и 5. Наибольшую повторяемость (от 30 до 50%) имеют безоблачные прослойки толщиной до 1 км, особенно

Таблица 5

Повторяемость (в %) толщины облачных слоев в зоне холодного фронта
(Ленинград)

Период года	Расстояние от линии фронта	Толщина облачного слоя, км						Число облачных слоев
		до 1,0	1,1-3,0	3,1-5,0	5,1-7,0	7,1-9,0	9,1-11,0	
Теплое полугодие (апрель-сентябрь)	Вблизи линии фронта	52,4	30,8	10,5	4,9	1,4	-	143
	100 км	60,0	33,3	1,7	3,3	1,7	-	60
	200 км	47,2	41,9	9,5	1,4	-	-	74
Холодное полугодие (октябрь-март)	Вблизи линии фронта	60,7	26,5	10,2	2,6	-	-	117
	100 км	57,0	34,4	5,7	2,9	-	-	35
	200 км	48,2	40,7	7,4	3,7	-	-	27
Год	Вся зона фронта	54,8	32,6	8,6	3,3	0,7	-	456

вблизи линии фронта. Повторяемость безоблачных прослоек более 3,0 км сравнительно небольшая.

В ы в о д ы

1. Высота нижней границы облаков холодного фронта изменяется в больших пределах, однако наибольшая повторяемость приходится на высоты в несколько сот метров. Например, для всей зоны фронта повторяемость высоты облаков до 600 м в теплую половину года равна 52,7%, в холодную половину - 70,4%, а в среднем за год - 60,0%.

2. Высота верхней границы облаков обуславливается макросиноптической обстановкой, особенностями профиля фронта и стратификации воздуха. Она имеет хорошо выраженный годовой ход: в теплую половину года - выше, в холодную половину года - ниже. В распределении повторяемости высоты верхней границы облаков наблюдаются два максимума, первый из которых приходится на нижнюю половину тропосферы, второй - на верхнюю тропосферу. Наиболее значительная высота верхней границы облаков наблюдается вблизи линии фронта. За фронтом высота постепенно понижается.

3. Вертикальная протяженность облачной системы холодного фронта более значительная в теплую половину года. В оба полугодия по мере удаления за линию фронта она постепенно уменьшается. В частности, в теплое полугодие вблизи линии фронта повторяемость ее более 5,0 км составляет 35,6%, на расстоянии 100 км - 29,1%, на расстоянии 200 км - 25,0%.

4. Облака холодного фронта нередко бывают расслоенными, особенно в зафронтальной части. В холодное и теплое полугодия повторяемость однослойной и двухслойной облачности составляет в сумме 85%. Наибольшую повторяемость имеют слои облаков и безоблачные прослойки толщиной до 1 км. Повторяемость облачных слоев толщиной от 3,1 до 5,0 км также значительная и составляет 30-42%.

Л и т е р а т у р а

1. З а к Е.Г. Характеристика фронтальной облачности по данным самолетных подъемов. Метеорология и гидрология, № 8, 1937.
2. З а к Е.Г. Фронтальные облачные системы. Труды НИУ ГУГМС, сер.П, вып.14, 1946.
3. Л о б а н о в а В.Я., С о к о л о в а М.В. Характеристика низкой облачности в зоне атмосферных фронтов. Труды НИИАК, вып.5, 1958.
4. Каррл L.C. Operational feasibility of aircraft through thunderstorms. Aeron. Engin. Rev. 10.vol.9, 1950.
5. Mellair P. Observation of cumulonimbus top extending into the stratosphere. Meteorol. Mag. 89, N 1051, 1960.

С. В. ЗВЕРЕВА

**ВИДИМОСТЬ ПОД ОБЛАКАМИ ПРИ ВЫПАДЕНИИ ОСАДКОВ
В РАЙОНЕ ЛЕНИНГРАДА**

Выпадение осадков часто приводит к значительному снижению дальности видимости, а потому к усложнению условий, а иногда и к запрещению влета и посадки самолетов на данном аэродроме.

В литературе почти нет сведений о полетной видимости на различных высотах под облаками и без облаков [1]. Поэтому представляет интерес получить хотя бы самые общие характеристики видимости на высотах, особенно на малых, при выпадении осадков, чтобы пилот мог учесть эти данные по выходе из облака при приземлении.

С этой целью были использованы журналы самолетных зондирований атмосферы в районе Ленинграда за 3 года (1957-1960 гг). Всего было выбрано 485 случаев с осадками, из них 229 с выпадением дождя и 256 с выпадением снега.

Была сделана попытка провести отдельно анализ случаев наблюдения осадков при облачности с просветами. типичной для ливневых осадков, и при сплошной облачности, как правило, характерной для обложных осадков.

Однако различий в видимости при ливневых и обложных осадках не обнаружено. Также не удалось выявить различий по сезонам. Это отчасти можно объяснить недостаточно большим числом наблюдений при каждом виде осадков в разные сезоны, но, по-видимому, главное влияние на видимость под облаками, так же как и у поверхности земли [2], оказывает не характер выпадения осадков, а их интенсивность.

Поэтому были рассмотрены вместе наблюдения во все сезоны.

На рис.1 представлены данные о повторяемости видимости на различных высотах при дожде, а на рис.2 - при снегопадах.

Численные значения повторяемости различных градаций видимости под облаками приведены в таблицах 1 и 2.

Сравнение данных обеих таблиц позволяет сделать ряд выводов.

1. Видимость под облаками во время выпадения осадков при всех высотах нижней границы облаков меняется в очень широком диапазоне

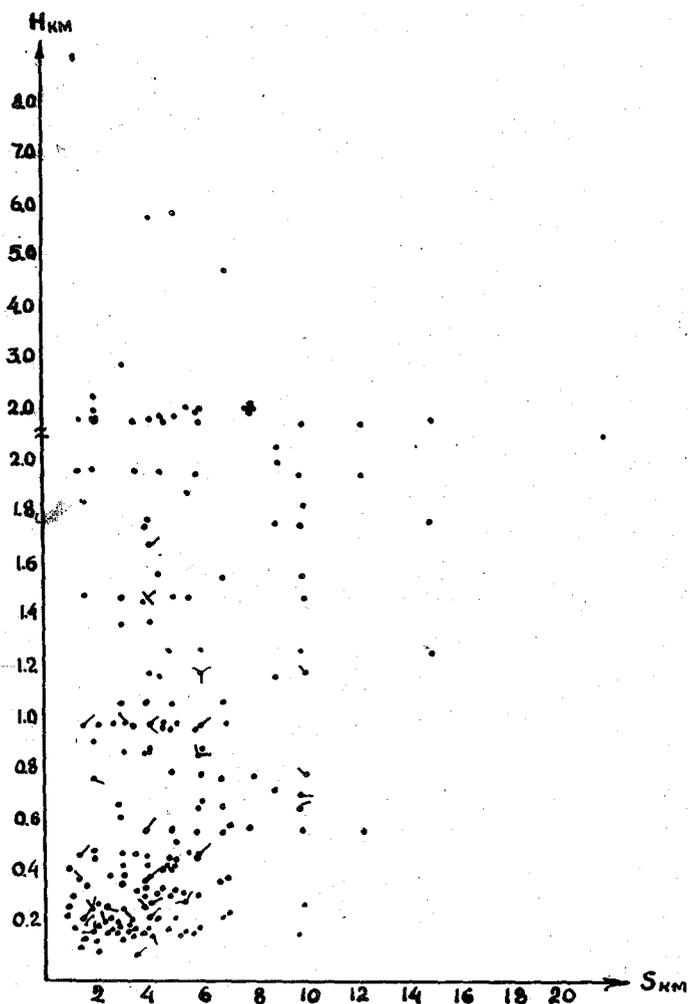


Рис. 1. ЗАВИСИМОСТЬ ВИДИМОСТИ ПОД ОБЛАКАМИ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАКОВ ПРИ ДОЖДЕ.

значений, что наглядно видно из рис. 1 и 2 и из данных таблиц.

При самых низких облаках (ниже 0,2 км) видимость при дожде чаще всего бывает 2-4 км, при снегопадах - менее 2 км.

При высотах облаков 0,2-0,6 км пределы изменения видимости при дожде и снегопаде значительно шире (0-8 км). Если облака выше 0,6 км, видимость под ними при дожде варьирует в пределах 2-10 км, при снегопадах - 2-8 км. Широкие пределы изменения видимости обусловлены в основном изменением возможной интенсивности осадков. Наши выводы о широких пределах изменения видимости на высотах при осадках совпадают с аналогичными выводами [2,3,4] для приземной видимости.

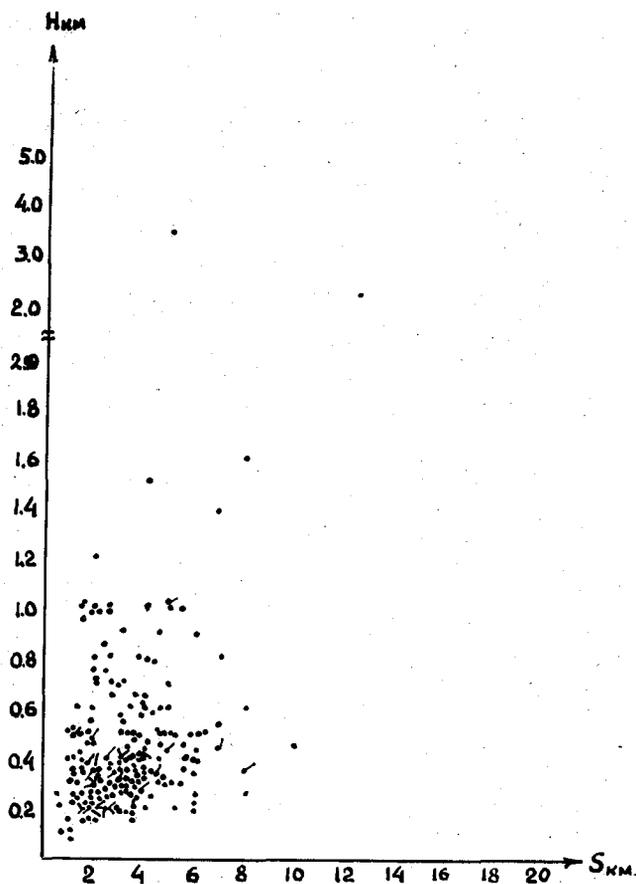


Рис.2. ЗАВИСИМОСТЬ ВИДИМОСТИ ПОД ОБЛАКАМИ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАКОВ ПРИ СНЕГЕ.

2. Видимость при выпадении снега меньше, чем при выпадении дождя. При снегопадах приблизительно в половине случаев наблюдений (49%) на всех высотах вместе (две нижние строчки таблиц 1 и 2) видимость оказывается 2-4 км; на самую плоскую видимость 0-2 км приходится 18%, на видимость 4-6 км - 22% всех случаев; на значения видимости более 6 км, т.е. на случаи, не представляющие затруднений для взлета и посадки самолетов, приходится менее 11% всех наблюдений.

При выпадении дождя наиболее часто наблюдается видимость 4-6 км (35% всех случаев), на градацию видимости 2-4 км приходится 28%, на видимость менее 2 км - только 7% всех случаев, в

Таблица 1
Повторяемость значений при видимости под облаками
при выпадении дождя

$\frac{S_{KM}}{h_{KM}}$	0-2	2-4	4-6	6-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	Σ	S_{cp}
0-0,2	2	7	2								11	3
0,2-0,4	9	27	22	5		2					65	3,9
0,4-0,6	5	10	12	3							30	3,9
0,6-0,8		2	4	6	6	3					21	7,8
0,8-0,10		5	2	5	1	2					15	4,9
1,0-1,2		6	11	5							22	4,9
1,2-1,4			3	6	1	4		1			15	8,3
1,4-1,6		1	11			1					13	5,3
1,6-1,8			3	1		1					5	6,6
1,8-2,0			3		1	2		1			7	8,7
2,0-3,0	1	5	5	3	5	1	1	1			22	6,6
3,0-4,0		1									1	3,0
4,0-6,0			2								2	5,0
	17	64	80	34	14	16	1	3			229	
%	7	28	35	15	6	7	1	1			100	

Таблица 2
Повторяемость значений видимости под облаками
при выпадении снега

$\frac{S_{KM}}{h_{KM}}$	0-2	2-4	4-6	6-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	Σ	S_{cp}
0-0,2	9	3									12	1,5
0,2-0,4	23	75	19	4	3						124	3,2
0,4-0,6	12	26	17	12		1					68	4,0
0,6-0,8	1	10	9	1	1						22	4,2
0,8-1,0	1	6	3	2							12	4,0
1,0-1,2	1	4	7								12	4,0
1,2-1,4		1									1	3
1,4-1,6			1	1							2	6
1,6-1,8					1						1	9
1,8-2,0												
2,0-3,0							1				1	13
3,0-4,0			1								1	5
4,0-6,0												
Σ	47	125	57	20	5	1	1				256	
%	18	49	22	8	2	1	1				100	

то время как на случаи с видимостью более 6 км приходится около 30% всех наблюдений.

3. Имеются различия в повторяемости высоты нижней границы облаков при дождях и снегопадах (две правые вертикальные колонки таблиц 1 и 2).

При снегопадах в половине всех случаев наблюдений нижняя граница облаков лежит на высоте 0,2-0,4 км, очень низкие облака (0-0,2 км) встречаются довольно редко, только в 5% случаев. Высота облаков 0,4-0,6 км повторяется примерно в 1/3 случаев (27%). На случаи с высотой нижней границы облаков более 0,6 км падает около 20%.

При выпадении дождя высота 0,2-0,4 км составляет около 1/3 случаев (28%), вероятность появления самых низких облаков такая же, как и при снегопадах (5%), высоты 0,4-0,6 км наблюдаются в 13% случаев, на высоты более 0,6 км падает более половины (54%) всех случаев. Таким образом, при снегопадах нижняя граница облаков лежит заметно ниже, чем при дождях.

4. Учитывая сказанное выше, можно считать, что условия влета и посадки самолетов при снегопадах значительно более трудные, чем при дождях. В посадочные минимумы на любом аэродроме, как известно, входят минимальные допустимые значения дальности видимости S и высоты нижней границы облаков h .

Численные значения посадочных минимумов для каждого аэродрома устанавливаются в зависимости от типа самолета, класса летчика, времени суток и оборудованности аэродрома.

Учитывая полученные выше данные, можно считать, что выпадение осадков сравнительно редко приводит к снижению видимости и высоты нижней границы облаков ниже посадочных минимумов, т.е. к закрытию аэродрома. При снегопадах это наблюдается только в 4%, а при дождях - в 2% всех случаев выпадения снега и дождя соответственно. Однако снегопады и дожди обычно наблюдаются при низкой облачности и выпадение их заметно снижает видимость, а поэтому они значительно усложняют условия влета и посадки самолетов.

При осадках видимость из кабины летчика сильно снижается также за счет мокрого смотрового стекла при дождях и особенно сильно за счет снега, не успевающего таять на смотровом стекле при снегопадах, что становится наиболее неприятным при больших скоростях полетов. В ночное время это усугубляется большой яркостью света, рассеянного снежинками и каплями в лучах самолетных фар и прожекторов, что приводит к дополнительному ухудшению видимости посадочных огней.

Учитывая сказанное, можно считать условия влета и посадки самолетов при осадках сложными, если видимость менее 6 км, а высота нижней границы облаков менее 600 м. Такие сложные условия наблюдаются при снегопадах в 72%, а при дождях в 42% всех случаев выпадения снега и дождя.

(Если условия считать сложными при видимости менее 4 км и при высоте облаков ниже 600 м, то такие условия осуществляются при снегопадах в 58%, а при дождях в 26% всех случаев выпадения снега и дождя соответственно).

5. Видимость под облаками при осадках слабо возрастает при увеличении высоты нижней границы облаков примерно до 600 м, а выше практически остается постоянной, колеблясь в довольно широких пределах. Это видно из рис.3, на котором представлена зависимость средних значений видимости под облаками от высоты облаков.

Кривую, соответствующую выпадению снега, целесообразно продолжать выше 1,1 км, а кривую для дождя - выше 2,5 км из-за малой достоверности полученных данных.

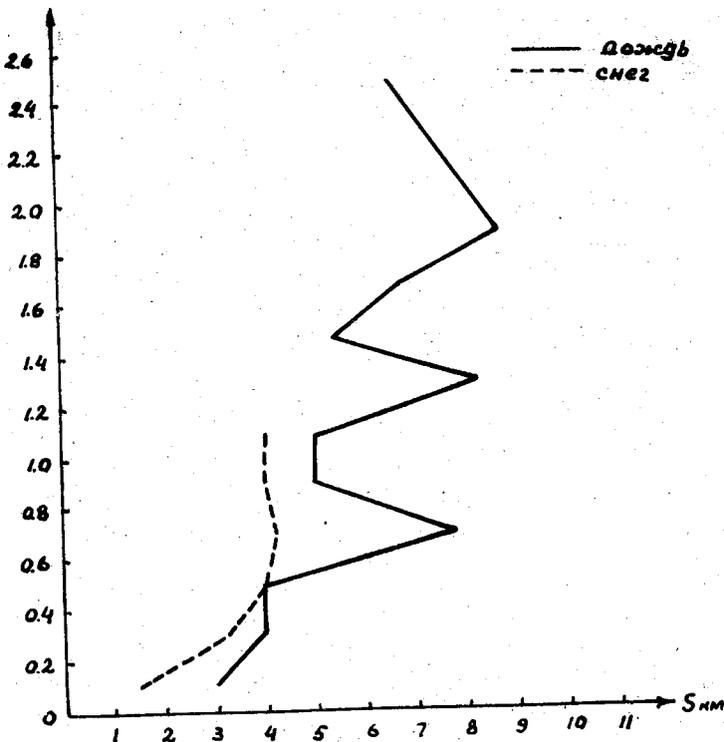


Рис.3. ВИДИМОСТЬ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ ПРИ ВЫПАДЕНИИ ОСАДКОВ.

6. Ввиду широких пределов изменения видимости на всех высотах при прогнозе видимости удобнее давать ее не в километрах, а в баллах.

В табл.3 приведены значения видимости над облаками на равных высотах в баллах.

Таблица 3
Видимость под облаками (в баллах) при выпадении дождя и снега

Дождь						Снег						
h м \ Vбаллы	0-4	5	6	7	Σ	h м \ Vбаллы	0-4	5	6	7	Σ	
0-200	2	7	2		11	0-200	9	3			12	
200-400	9	27	27	2	65	200-400	23	75	26		124	
400-600	5	10	15		30	400-600	12	26	29	1	68	
600-800		2	16	3	21	600-800	1	10	11		22	
800-1000			5	8	2	15	800-1000	1	6	5		12
1000-1200			6	16		22	1000-1200	1	4	7		12
1200-1400				10	5	15	1200-1400		1			1
1400-1600		1	11	1	13	1400-1600				2	2	
1600-1800				4	1		1600-1800			1	1	
1800-2000				4	3	7	1800-2000					
2-3 км		5	13	3	22	2-3 км				1	1	
3-4 км		1			1	3-4 км			1		1	
4-6 км				2	2	4-6 км						
Σ	17	64	128	20	229	Σ	47	126	82	2	256	
%	7	28	56	9	100	%	18	49	32	1	100	

При дождях на всех высотах до 600 м наиболее часто наблюдаются баллы видимости 5 и 5-6, выше 600 м видимость остается 6 баллов.

При снегопадах до высоты 600 м видимость меняется в более широких пределах: 4,4 и 5 баллов, выше 600 м видимость остается 5-6 баллов.

Л и т е р а т у р а

1. Ш т а л ь В.А. О метеорологической и полетной видимости. Труды ЛГМИ, вып.8, 1958.
2. П о л я к о в а Е.А. Дальность видимости в зоне дождя. Метеорология и гидрология, № 8, 1956.
3. П о л я к о в а Е.А. Исследование метеорологической дальности видимости в дождях. Труды ГГО, вып.100, 1960.
4. П о л я к о в а Е.А. и Т р е т ь я к о в В.Д. Исследование метеорологической дальности видимости при снегопадах. Труды ГГО, вып.100, 1960.

Б. М. ГАЛЬПЕРИН

СРАВНЕНИЕ И ОЦЕНКА НЕКОТОРЫХ КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИХ
МЕТОДОВ РАСЧЕТА СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ
ПО ДАННЫМ ОБ ОБЛАЧНОСТИ

В последние годы предложен ряд новых методов приближенных климатологических расчетов прихода суммарной солнечной радиации по данным о средней месячной облачности.

Так, Т.Г. Берлянд [3] получена нелинейная зависимость месячных сумм радиации от общей облачности

$$Q = Q_0 [1 - (\alpha + 0,38n)n],$$

где Q - действительные суммы радиации, Q_0 - возможные суммы, n - средняя месячная общая облачность, α - коэффициент, меняющийся с широтой.

Е.П. Барашковой [2] также найдена нелинейная связь сумм радиации с общей облачностью

$$Q = \alpha h^{0,94} t,$$

где h - высота солнца в истинный полдень на 15-е число месяца, t - продолжительность дня в часах на эту дату, α - численный эмпирический коэффициент, нелинейно зависящий от общей облачности; в работе даны значения его для случаев отсутствия и наличия снежного покрова.

В.С. Самойленко [9] предложил для уточнения климатологических расчетов, сохранив линейный характер зависимости сумм радиации от облачности, использовать данные не только по общей (n), но и по нижней облачности (l):

$$Q = Q_0 [1 - 0,76l - 0,37(n - l)].$$

"Коэффициенты ослабления" суммарной солнечной радиации облаками нижнего яруса (0,76) и верхнего + среднего ярусов (0,37) получены В.С. Самойленко по эмпирическим данным Б. Гаурвица [10] о соотношении между интенсивностью суммарной радиации при облачности 10 баллов разных форм и радиацией при безоблачном небе - $\frac{Q_{10}}{Q_0}$. Возможные суммы прямой солнечной радиации

В.С. Самойленко рекомендует находить для разных коэффициентов прозрачности по таблице Миланковича, а для учета сумм рассеян-

ной солнечной радиации при безоблачном небе им предложен способ, также требующий сведений о коэффициенте прозрачности и, кроме того, об общем содержании водяного пара в вертикальном столбе атмосферы.

За последние годы рядом авторов опубликованы и новые данные о среднем широтном распределении возможных сумм суммарной солнечной радиации. Так, Т.Г.Берлянд, используя значительно расширившиеся материалы наблюдений, уточнила величины возможных сумм, полученные ею ранее [4], особенно для высоких широт. Как и в более ранних работах, при этом применялся метод Украинцева, согласно которому возможные суточные суммы определяются из графика годового хода действительных суточных сумм радиации по кривой, проходящей через верхние эмпирические точки.

З.И.Пивоварова [8] получила значения возможных сумм солнечной радиации для 40-68° с.ш. путем построения графиков суточного хода суммарной радиации при безоблачном небе (методом трапеций) на 15-е число каждого месяца. Для построения таких графиков ею были использованы осредненные данные срочных сетевых измерений интенсивности прямой и рассеянной солнечной радиации в разных пунктах СССР.

М.С.Аверкиев [1] опубликовал значения возможных сумм прямой, рассеянной и суммарной солнечной радиации для широт 40, 50, 60 и 70° при разных коэффициентах прозрачности (P_2), полученные им на основании эмпирических зависимостей между интенсивностью прямой и рассеянной солнечной радиации и высотой солнца при различных значениях коэффициента прозрачности.

Б.М.Гальперин [6] также дано среднее распределение возможных сумм суммарной солнечной радиации для 40-90° с.ш. Для умеренных широт значения возможных сумм получены ею по данным регистрации прямой и рассеянной солнечной радиации в безоблачные дни на 12 станциях СССР, а для арктических широт - путем графического интегрирования кривых суточного хода суммарной радиации при безоблачном небе, построенных на 15-е число каждого месяца. Зависимость интенсивности суммарной солнечной радиации от высоты солнца для разных месяцев была найдена по данным срочных измерений на полярных и в отдельности на дрейфующих станциях.

Поскольку область практического применения методов расчета прихода солнечной радиации непрерывно расширяется, представляло интерес произвести сопоставление новых предложенных методов и таблиц возможных сумм и сравнить их с широко используемой в СССР методикой ГГО, разработанной в 1954 г. [4].

1. В табл.1 приведены возможные месячные суммы суммарной солнечной радиации Q_0 ккал/см²мес. на 40-90° с.ш., полученные разными авторами: Т.Г.Берлянд - варианты 1954 г. (1) и 1960 г. (2), З.И.Пивоваровой (3), М.С.Аверкиевым (4) и Б.М.Гальперин (5). По 1-му варианту Т.Г.Берлянд возможные суммы в высоких широтах были, за недостатком данных в то время, сильно занижены, поэто-

му они не приведены.

Возможные суммы по таблицам М.С.Аверкиева определены нами на основании данных о годовом ходе коэффициента прозрачности атмосферы при $m = 2 (p_2)$ на равных широтах, полученных З.И.Пивоваровой [8] по сетевым наблюдениям актинометром.

Для широт 70 и 80° возможные суммы, по Б.М.Гальперин, приведены для суши и океана, а для 90° - только для океана.

Таблица 1

φ град.	Методы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
40	1	8,8	11,7	17,3	20,3	23,2	23,9	23,5	21,4	17,9	13,6	9,8	7,8
	2	9,0	11,4	16,7	20,1	23,6	23,7	23,9	21,3	16,8	13,4	9,5	8,1
	3	7,4	9,6	14,8	17,7	20,8	20,8	20,6	18,7	15,0	11,7	8,2	6,7
	4	8,0	9,9	15,0	18,0	21,3	21,7	21,2	19,3	15,6	12,3	8,5	7,1
	5	8,0	10,0	14,6	17,8	21,7	22,2	22,2	20,0	15,7	12,2	8,5	7,0
50	1	4,8	7,6	13,7	18,1	22,4	23,3	22,8	19,1	14,4	9,7	5,9	3,9
	2	4,9	7,6	13,6	18,2	22,6	23,4	23,0	19,5	14,1	9,8	5,8	4,0
	3	4,3	6,8	12,6	16,0	20,1	20,7	20,4	16,9	12,9	8,6	5,0	3,4
	4	4,2	6,6	12,1	16,0	20,5	21,3	21,1	17,8	13,3	9,9	5,0	3,5
	5	4,5	7,0	12,4	16,7	20,9	21,8	21,4	18,8	13,7	9,4	5,3	3,8
60	1	1,7	4,0	9,7	15,6	21,1	22,6	21,9	16,6	10,7	6,2	2,6	1,2
	2	1,8	4,1	10,1	15,8	21,2	22,6	22,0	17,0	11,1	6,2	2,6	1,1
	3	1,3	3,8	9,3	14,3	19,4	21,0	20,1	15,4	10,5	5,0	1,8	1,0
	4	1,4	3,5	8,6	14,2	19,5	20,9	20,5	16,1	10,6	5,8	2,1	0,8
	5	1,3	3,9	9,2	14,9	20,1	21,4	20,8	16,7	10,7	6,0	2,3	0,8
70	1	0,2	1,4	5,9	12,9	19,7	21,7	20,6	13,9	7,1	3,0	0,7	0,1
	2		1,4	6,1	12,9	20,9	23,2	21,7	14,9	7,5	2,8	0,5	
	4		1,0	5,1	11,5	18,9	21,2	20,3	14,6	7,6	2,6		
	5 ^(су-ша)		1,1	5,5	12,3	19,5	21,6	20,2	14,3	7,4	2,7	0,2	
	5 ^(оке-ан)		1,1	5,5	12,3	21,1	24,6	22,4	15,9	8,2	2,7	0,2	
80	2			2,1	10,6	21,9	24,8	23,3	13,6	4,2	0,5		
	5 ^(су-ша)			2,2	10,9	19,2	22,4	21,2	13,1	4,3	0,4		
	5 ^(оке-ан)			2,2	10,9	20,9	25,4	23,2	14,6	4,7	0,4		
90	2				9,9	22,4	26,0	24,2	13,1	2,3			
	5 ^(оке-ан)				9,2	21,3	25,7	23,6	14,5	2,3			

Из табл.1 можно видеть, что величины, полученные тремя последними способами, близки между собой, но по данным Пивоваровой они несколько ниже, чем по данным Аверкиева и особенно Гальперин; нам более заметно различие летом на малых широтах. Очевидно, это связано с использованием "способа трапеций" при построении кривых суточного хода. Возможные суммы по обоим вариантам Т.Г.Берлянд на 40, 50 и 60° с.ш. мало различаются и превышают значения, найденные другими авторами, особенно для малых широт. Это, по-видимому,

обусловлено применением метода В.Н.Украинцева, при котором получают "максимальные" суммы радиации, а не "средние при безоблачном небе".

Близость величин, полученных тремя независимыми методами, позволяет предполагать, что они наиболее правильно отражают реальные условия в умеренных широтах.

На широте 70° расхождение между данными разных авторов уменьшается. На 80 и 90 -й параллелях возможные суммы, приведенные Б.М.Гальперин и Т.Г.Берлянд, также мало отличаются, но по Т.Г.Берлянд получается несколько более резко выраженное возрастание возможных сумм радиации по направлению к полюсу в арктических широтах в период с мая по август. Вероятно, это обусловлено тем, что Т.Г.Берлянд не разделяет данных наблюдений над океаном и на полярных и островных станциях. Между тем, с мая по сентябрь вследствие различия в состоянии подстилающей поверхности радиация над океаном больше [6].

Мы не произвели расчета возможных сумм по способу В.С.Самойленко не только по тем соображениям, что он очень трудоемкий, но главным образом потому, что, как известно, таблицы Милановича дают при малых высотах солнца заниженные суммы прямой солнечной радиации, определение же сумм рассеянной радиации требует еще сведений о содержании водяного пара на разных широтах.

Нам представляется, что при климатологических расчетах, т.е. при определении среднего многолетнего прихода суммарной солнечной радиации, вообще не существенно учитывать изменение прозрачности атмосферы в пространстве на данной широте. Как показало определение возможных сумм по регистрации в безоблачные дни, различие средних величин Q_0 в пунктах, расположенных на близких широтах, но в разных климатических условиях, невелико - гораздо меньше, чем колебания в одном и том же пункте в разные годы или в один и тот же год.

2. Для оценки точности новых расчетных методов, предложенных для определения действительных средних месячных сумм солнечной радиации, были использованы данные о среднем многолетнем приходе суммарной солнечной радиации и средней месячной облачности за те же годы в 10 пунктах СССР: Ташкенте, Тбилиси, Владивостоке, Алма-Ате, Карадаге, Иркутске, Риге, Свердловске, Павловске и Якутске.

В табл.2 приведены средние относительные отклонения вычисленных месячных сумм радиации от зарегистрированных в отдельности по полугодиям без учета знака, а также полугодовых и годовых сумм с учетом знака по четырем методам: Т.Г.Берлянд - варианты 1954 (1) и 1960 гг. (2), В.С.Самойленко (3) и Е.П.Барашковой (4).

При расчетах по формулам Т.Г.Берлянд использовались и соответствующие каждому из вариантов значения возможных сумм на разных широтах.

Таблица 2
Средняя относительная погрешность рассчитанных величин (в %)

№ п/п	Станции	Метод	Погрешность				
			месячных сумм в среднем за:		за полугодия:		за год
			1У-1Х	Х-Ш	1У-1Х	Х-Ш	
1	Ташкент	1	6,3	6,0	3,3	4,4	3,6
		2	6,1	9,0	5,7	5,5	5,6
		3	1,8	4,7	0,7	3,6	1,5
		4	4,7	7,9	3,3	3,1	0,3
2	Тбилиси	1	8,7	3,7	-8,0	-1,4	-6,2
		2	12,0	7,1	-3,1	-1,7	-1,3
		3	12,0	8,2	-12,5	-8,7	-11,4
		4	5,5	10,0	2,8	-2,3	1,3
3	Владивосток	1	7,1	5,9	-2,7	-10,8	-6,0
		2	9,2	5,1	-9,6	-0,9	-5,3
		3	12,7	7,7	-9,3	-9,6	-9,0
		4	6,8	8,8	-4,3	-5,1	-4,6
4	Алма-Ата	1	6,7	6,7	-4,4	-7,1	-5,2
		2	6,0	6,9	0,8	-3,1	-0,4
		3	6,0	6,8	-2,5	-3,3	-3,3
		4	3,8	7,0	4,0	1,0	3,1
5	Керадаг	1	6,8	4,8	-6,8	-6,2	-6,7
		2	4,4	7,2	-1,4	-7,2	-2,0
		3	7,9	14,3	-7,5	-11,1	-8,5
		4	8,3	16,5	-1,1	-17,0	-5,1
6	Иркутск	1	12,7	7,3	-13,1	-0,7	-9,9
		2	13,5	7,7	-14,4	-2,2	-11,2
		3	10,8	7,7	-11,1	0,0	-8,2
		4	8,8	16,5	-7,4	2,2	-4,9
7	Рига	1	4,3	33,0	-4,8	15,5	-1,1
		2	6,5	16,0	-5,9	8,1	-3,3
		3	7,3	6,7	-6,8	3,4	-6,3
		4	4,3	50,0	-2,3	14,2	0,7
8	Свердловск	1	13,2	13,2	-13,0	-14,7	-13,4
		2	19,8	19,8	-18,9	-21,0	-19,4
		3	16,8	19,8	-16,8	-20,1	-17,5
		4	9,0	7,8	-8,7	-10,3	-9,1
9	Павловск	1	6,5	19,2	-6,3	5,7	-4,5
		2	5,0	10,8	-5,1	-0,8	-4,5
		3	9,5	18,3	-9,9	-14,6	-10,6
		4	7,3	33,8	-0,4	16,3	2,1
10	Якутск	1	13,7	19,3	-13,7	-3,7	-11,8
		2	11,7	16,5	-12,0	-13,1	-12,2
		3	12,7	16,0	-12,8	-14,9	-13,2
		4	11,2	26,0	-11,1	-11,2	-11,2

При вычислениях по методу В.С.Самойленко были взяты возможные суммы, найденные нами [6] для каждого пункта по данным регистрации в безоблачные дни. Это было сделано вследствие указанных выше трудностей и неточности в определении возможных сумм по данной методике, особенно для холодного полугодия. Таким образом, погрешность

вычисленных сумм в этом случае может быть связана лишь с соответствующей ошибкой в определении отношения действительных сумм к возможным по облачности.

Произведенные расчеты показывают, что наилучшие результаты для теплого полугодия дает формула Е.П.Барашковой: в 7 пунктах из 10 средняя относительная ошибка месячных сумм и сумма за все полугодие меньше, чем по другим методам. Наоборот, в холодное полугодие погрешность вычисления месячных сумм по этой формуле максимальна и только вследствие того, что в отдельные месяцы каждого полугодия ошибка меняет свой знак, погрешность суммы за все это полугодие в целом по формуле Е.П.Барашковой меньше отличается от погрешности других методов.

Поскольку основной вклад в годовую сумму вносит теплое полугодие, ошибка годовых сумм по этой методике является для 8 из 10 станций минимальной. Возможно, что в какой-то мере хорошие результаты метода Е.П.Барашковой за теплое полугодие обусловлены тем, что формула получена по данным 6 из рассмотренных пунктов (Якутск, Свердловск, Иркутск, Карадаг, Владивосток, Тбилиси), но она дает малые ошибки и для других станций. Наибольшие погрешности расчета в месяцы холодного полугодия по формуле Е.П.Барашковой получаются для Павловска и Риги, где облачность в это время года больше, чем в других пунктах. Очевидно, коэффициенты α для значительной облачности, полученные по данным прихода солнечной радиации на станциях, где зимой меньше пасмурных по нижней облачности дней, чем на западе, являются для западных районов несколько завышенными. Полученные результаты показывают, что формула Е.П.Барашковой в общем правильно отражает зависимость действительных сумм радиации от астрономических факторов и от количества облаков, но желательно было бы уточнение коэффициента α в холодное полугодие для разных климатических условий.

Чаще всего наибольшие средние погрешности месячных сумм за теплое полугодие и за все это полугодие и год в целом дает метод В.С.Самойленко. В холодное полугодие он в этом отношении не отличается от методики ГГО.

Как видно из данных табл.2, для рассматриваемых станций СССР не обнаруживается существенного преимущества в применении новой формулы Т.Г.Берлянд по сравнению со старой, и обе эти формулы по своим результатам занимают промежуточное положение. Наибольшие ошибки за месяцы теплого полугодия они дают в Свердловске, Иркутске, Якутске, т.е. там, где нижняя облачность и повторяемость пасмурных по нижней облачности дней меньше. Вероятно, это обусловлено тем, что при получении коэффициентов K и α обеих формул Т.Г.Берлянд для умеренных широт северного полушария использовала в значительной мере данные станций Европы и США.

Известно, что вследствие изменения характера облачности в пространстве и в годовом ходе, а также в связи с изменением альбедо

поверхности при установлении и сходе снежного покрова коэффициенты, связывающие отношение действительных сумм к возможным $\left(\frac{Q}{Q_0}\right)$ с общей облачностью, на одной и той же широте могут меняться и испытывать годовой ход. Это показано, например, для коэффициента K формулы Савинова-Онгстрема (методика ГГО 1954г) по материалам советских станций, расположенных в умеренных широтах, - Е.П.Барашковой [2] и по арктическим станциям - М.К.Гавриловой [5]. Поскольку методика ГГО разрабатывалась для построения мировых карт суммарной радиации, учесть эти факторы и детализировать ее по районам представляло бы значительные трудности, так как данных по радиации для этого недостаточно.

Можно было ожидать, что методика ГГО даст большие погрешности, чем формула В.С.Самойленко, по которой оценивается и нижняя облачность. Худшие результаты, полученные при применении формулы В.С.Самойленко, связаны с тем, что величины $\frac{Q}{Q_0}$, рассчитанные по ней на основании данных об общей и нижней облачности, получаются заниженными по сравнению с тем, что дают результаты регистрации. Как показало проведенное нами сравнение, еще более заниженные величины $\frac{Q}{Q_0}$ получаются при расчетах по общей облачности по формулам Т.Г.Берлянд. Но, так как по этой методике завышены возможные суммы, то в результате погрешность действительных сумм оказывается меньше, чем по формуле В.С.Самойленко.

Как видно из табл.2, все эти 3 формулы дают систематически заниженные величины сумм радиации. Лишь по методу Е.П.Барашковой встречаются ошибки годовых и полугодовых сумм разных знаков. По-видимому, причиной заниженных значений $\frac{Q}{Q_0}$, рассчитанных для станций СССР по формулам Т.Г.Берлянд, является уже упоминавшееся использование значительного числа данных станции Западной Европы и США для вычисления эмпирических коэффициентов K и A этих формул; так, величины K , вычисленные Е.П.Барашковой [2] непосредственно по материалам регистрации солнечной радиации на 8 станциях СССР, больше, чем рекомендуемые для соответствующих широт по таблицам ГГО [3]. Частично, заниженные значения K могут быть обусловлены тем, что при их получении использовались несколько завышенные возможные суммы, однако на ошибке действительных сумм это не должно сказываться.

Занижение величин $\frac{Q}{Q_0}$, получающееся при расчетах по формуле В.С.Самойленко, нам представляется, обусловлено двумя причинами: За "коэффициент пропускания" суммарной солнечной радиации облаками нижнего яруса В.С.Самойленко принимает соотношение радиации при пасмурном и ясном небе, характерное для $St\left(\frac{Q_{ис}}{Q_0} = 0,24\right)$, а в теплое время года на континенте преобладают другие облака нижнего яруса - Cu , Sc , Cb , при которых $\frac{Q_{ис}}{Q_0}$ больше, чем при St . Кроме того, как показали исследования [7], при облаках в виде отдельных масс (Cu , Cb , Sc и Ac) зависимость отношения действительных суточных сумм радиации к возможным $\left(\frac{Q}{Q_0}\right)$ от облачности нелинейна: $\frac{Q}{Q_0}$ с увеличением количества облаков осо-

бенно резко уменьшается при значительной облачности. Естественно, что применение линейной зависимости, да еще для малого значения $\frac{Q_0}{Q_0}$, дает заниженные величины.

Можно полагать, что использование данных не только по общей, но и по нижней облачности должно улучшить результаты приближенных расчетов прихода солнечной радиации, но для этого нужен выбор соответствующих характеру облачности коэффициентов и вида зависимости $\frac{Q_0}{Q_0} = f(n, l)$.

Наибольшее уточнение может получиться для тех случаев, когда велика роль облаков верхнего яруса, особенно при значительной облачности. Облака среднего яруса - Ac и As - по своему влиянию на приход солнечной радиации мало отличаются от таких облаков нижнего яруса, как Cu и Sc [7], поэтому выделение нижней облачности для месяцев теплого полугодия в большинстве районов даст, вероятно, небольшой эффект.

Для периодов с низкими температурами важен не только учет альбедо снега. При таких температурах, когда водность и вертикальная мощность облаков нижнего и среднего ярусов значительно меньше, чем в теплое полугодие, величины $\frac{Q_0}{Q_0}$ могут значительно отличаться от полученных Б.Гаурвицем и другими авторами для бесснежного периода. Таких данных нет и это требует специального исследования.

Дальнейшее уточнение расчетной методики важно не столько для определения средних многолетних сумм радиации (существующие методы удовлетворительно решают эту задачу), сколько для расчетов за отдельные месяцы и декады конкретных лет. При использовании одной общей облачности это сделать нельзя.

В расчетах принимали участие студентки ЛГМИ Т.Ситникова и Л.Немировская.

Л и т е р а т у р а

1. А в е р к и е в М.С. Суммарная радиация и ее компоненты при безоблачном небе в зависимости от прозрачности атмосферы для широт $40-70^\circ$. Вестник МГУ, сер.геогр, № 4, 1958.
2. Б а р а ш к о в а Е.П. Некоторые закономерности в режиме суммарной радиации. Труды ГГО, вып. 80, 1959.
3. Б е р л я н д Т.Г. Методика климатологических расчетов суммарной радиации. Метеорология и гидрология, № 6, 1960.
4. Б у д ы к о М.И., Б е р л я н д Т.Г., З у б е н о к Л.Н. Методика климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Труды ГГО, вып.48, 1954.

5. Гаврилова М.К. Суммарная радиация в Советской и зарубежной Арктике. Труды ААНИИ, т.217, 1959.
6. Гальперин Б.М. О суммарной и рассеянной радиации в Арктике. Труды ААНИИ, т.229, 1961.
7. Гальперин Б.М. Суточный приход суммарной солнечной радиации при различных облаках. Труды ГГО, вып.125, 1962.
8. Пивоварова З.И. Характеристика радиационного режима при ясной погоде. Труды ГГО, вып. 96, 1959.
9. Самойленко В.С. Формирование температурного режима морей. Гидрометеозадат, 1959.
10. Haurwitz В. Insolation in relation to cloud type. Journal of Meteorology, vol. 5, n. 3, 1948.

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

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. - секунднй расход истекающей и увлекаемой жидкости. Здесь под G понимается секунднй расход, достигнутий 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

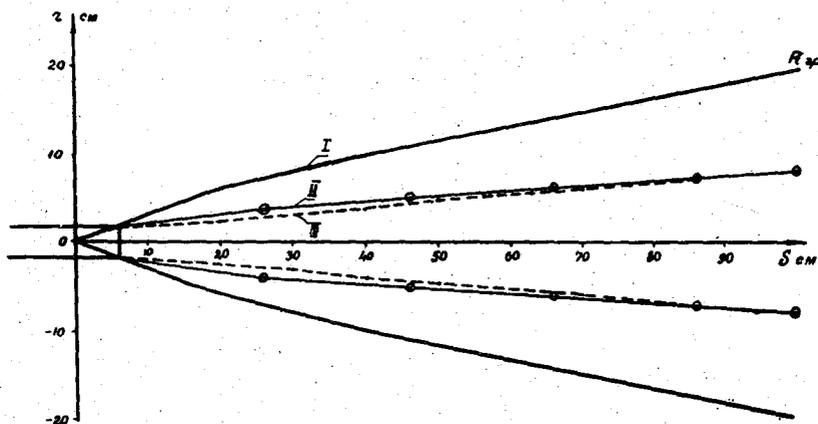


Рис.2. РАЗРЕЗ КОНДЕНСАЦИОННОГО ФАКЕЛА.

с осью симметрии струи, отложены расстояния от полюса струи, по оси ординат - внешний радиус струи R_{cp} , наблюдаемая видимая граница конденсационного факела $R_{вцг}$ и расстояние от оси струи до слоя максимальных градиентов скоростей потока R . Как следует из рассмотрения рис.2, видимые границы конденсационного факела $R_{вцг}$ 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.

Л. Ш. ЛИВШИЦ

К ЗАДАЧЕ О ДИФФУЗИИ ЛЕГКОЙ ПРИМЕСИ В АТМОСФЕРЕ

В полуэмпирической теории турбулентной диффузии принимается, что объемная концентрация $q(x, y, z)$ легких примесей от непрерывно действующего точечного источника производительности Q г/сек., расположенного на высоте H в атмосфере, удовлетворяет дифференциальному уравнению.

$$u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (K_x \frac{\partial q}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial q}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial q}{\partial z}) + Q \delta(x) \delta(y) \delta(z-H). \quad (1)$$

Здесь u - скорость ветра, направленного по оси Ox ; K_x , K_y , K_z - коэффициенты турбулентности; δ - дельта-функция Дирака.

Условие взаимодействия примеси с поверхностью земли записывается в виде

$$K_z \frac{\partial q}{\partial z} = \beta q \quad \text{при } z = 0. \quad (2)$$

$$(\beta = \text{const})$$

Решению задачи о концентрации примеси посвящено много работ (см., например, обзор А.С.Монина "Атмосферная диффузия". Успехи физических наук, т. LXVIII, вып. 1, 1959 г.). В этих работах уравнение (1) решается при условии, что K_x , K_y , K_z , а также u пропорциональны некоторым степеням высоты z , что часто не имеет места. Кроме того, слагаемым $\frac{\partial}{\partial x} (K_x \frac{\partial q}{\partial x})$ все авторы обычно пренебрегают, получая при этом вместо уравнения эллиптического типа уравнение параболического типа.

В настоящей работе этот член уравнения сохраняется и выясняется влияние этого на величину наземной концентрации примеси.

Для K_z принята модель М.Е.Швеца и М.И.Юдина

$$K_z = \begin{cases} \frac{K_0}{h} z & \text{при } 0 \leq z \leq h, \\ K_0 & \text{при } z \geq h. \end{cases} \quad (3)$$

K_x , K_y , u считаются постоянными; в граничном условии (2) принято $\beta = 0$ (условие "отражения"), т.е. считается, что поток частиц через земную поверхность равен нулю

$$\lim_{z \rightarrow 0} K_z \frac{\partial q}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

После замены

$$\frac{x}{\sqrt{K_x}} = \xi; \quad \frac{y}{\sqrt{K_y}} = \eta; \quad \frac{u}{\sqrt{K_z}} = u, \quad (5)$$

получим уравнение

$$u_1 \frac{\partial q}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2} + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial q}{\partial z}) + \frac{Q \delta(\xi) \delta(\eta) \delta(z-H)}{\sqrt{K_x K_y}}. \quad (6)$$

Ищем решение уравнения (6) в виде

$$q(\xi, \eta, z) = e^{\rho z} F(\xi, \eta, z), \quad (7)$$

причем постоянную ρ выбираем так, чтобы исчез член уравнения, содержащий $\frac{\partial F}{\partial z}$. Тогда при $\rho = \frac{u_1}{2}$ получим уравнение

$$-\frac{u_1^2}{4} F + \frac{\partial^2 F}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial F}{\partial z}) = -\frac{Q \delta(\xi) \delta(\eta) \delta(z-H)}{\sqrt{K_x K_y}}. \quad (9)$$

Перейдем в уравнении (9) к цилиндрическим координатам и будем искать его осесимметричное решение (т.е. $\frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0$). Для функции $F(\rho, z)$ получим уравнение

$$-\frac{u_1^2}{4} F + \frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F}{\partial \rho} + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial F}{\partial z}) = -\frac{Q \delta(\rho, \varphi) \delta(z-H)}{\sqrt{K_x K_y}} \quad (10)$$

с граничными условиями

$$\lim_{z \rightarrow 0} z \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad [\text{следует из условия} \Phi] \quad (11)$$

и

$$\lim_{z \rightarrow \infty} F(\rho, z) = 0 \quad (12)$$

(естественное граничное условие на бесконечности).

Здесь $\delta(\rho, \varphi)$ - двумерная дельта-функция.

Ищем решение (10) в виде

$$F(\rho, z) = \int_0^{\infty} \tilde{\lambda} J_0(\lambda \rho) \Phi(\lambda, z) d\lambda, \quad (13)$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка.

Подставив (13) в (10), получим

$$\int_0^{\infty} \tilde{\lambda} \left[-\frac{u_1^2}{4} J_0 \Phi + \lambda^2 J_0'' \Phi + \frac{\lambda}{\rho} J_0' \Phi + J_0 \frac{d}{dz} (K_z \frac{d\Phi}{dz}) \right] d\lambda = -\frac{Q \delta(\rho, \varphi) \delta(z-H)}{\sqrt{K_x K_y}} \quad (14)$$

В силу уравнения Бесселя

$$\lambda^2 J_0'' + \frac{\lambda}{\rho} J_0' = -\lambda^2 J_0. \quad (15)$$

Преобразуем правую часть (10). Известно, что $\iint \delta(\rho, \varphi) d\rho d\varphi = 1$,
 (D) охватывает начало координат, следовательно, $\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \delta(\rho, \varphi) \rho d\rho =$
 $= 2\pi \int_0^{\infty} \delta(\rho) \rho d\rho = 1$, откуда

$$\int_0^{\infty} \delta(\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2\pi}. \quad (16)$$

[Здесь принято, что $\delta(\rho, \varphi)$ не зависит от φ , так как мы ищем осесимметричное решение].

Применим к $\delta(\rho)$ формулу Фурье-Бесселя [2]

$$\delta(\rho) = \int_0^{\infty} \lambda J_0(\lambda \rho) d\lambda \int_0^{\infty} \mu J_0(\lambda \mu) \delta(\mu) d\mu = J_0(0) \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \lambda J_0(\lambda \rho) d\lambda$$

[воспользовались теоремой о среднем и формулой (16)].

Следовательно, правая часть (14) может быть записана в виде

$$-\frac{Q\delta(\rho)\delta(z-H)}{\sqrt{K_x K_y}} = -\frac{Q}{2\pi\sqrt{K_x K_y}} \int_0^{\infty} \lambda J_0(\lambda \rho) \delta(z-H) d\lambda.$$

Тогда, учитывая (15), после сокращения на λJ_0 для функции $\Phi(\lambda, z)$ получим уравнение

$$-\left(\frac{u_1^2}{4} + \lambda^2\right) \Phi(\lambda, z) + \frac{d}{dz} \left[K_x \frac{d}{dz} \Phi(\lambda, z) \right] = -\frac{Q\delta(z-H)}{2\pi\sqrt{K_x K_y}} \quad (17)$$

с граничными условиями

$$\lim_{z \rightarrow 0} z \frac{d\Phi}{dz} = 0 \quad (18)$$

и

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \Phi(\lambda, z) = 0. \quad (19)$$

Примем для определенности, что высота излома коэффициента K_z меньше высоты источника, т.е. $h < H$. Тогда уравнение (17) будет иметь различный вид в областях $0 \leq z \leq h$ и $z \geq h$.

1) В области $0 \leq z \leq h$ $K_x = \frac{K_0}{h} z$, и уравнение (17) примет вид

$$\frac{1}{h} \frac{d}{dz} \left(z \frac{d\Phi}{dz} \right) A^2 \Phi = 0, \quad (20)$$

где обозначено

$$A^2 = \frac{1}{K_0} \left(\frac{u_1^2}{4} + \lambda^2 \right). \quad (21)$$

Решение уравнения (20) запишется в виде

$$\Phi(\lambda, z) = C_1 J_0(i\sqrt{z}) + C_2 Y_0(i\sqrt{z}), \quad (22)$$

где

$$\sqrt{z} = 2A\sqrt{h}. \quad (23)$$

Так как функция Y_0 имеет при $z = 0$ логарифмическую особенность, то для выполнения условия (18) необходимо взять $C_2 = 0$. Следовательно, в области $0 \leq z \leq h$ решением (17) будет

$$\Phi(\lambda, z) = C_1 I_0(\beta \sqrt{z}) \quad (24)$$

(I - функция Бесселя от чисто мнимого аргумента).

2) В области $z \geq h$ $K_z = K_0$, и уравнение (17) примет вид

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} - \lambda^2 \Phi = - \frac{Q}{2\pi K_0 \sqrt{K_x K_y}} \delta(z - h). \quad (25)$$

Решение этого уравнения дает функция Грина, которая с учетом условия (19) может быть записана в виде

$$\Phi(\lambda, z) = \begin{cases} e^{-\lambda h} (c_3 e^{-\lambda z} + c_4 e^{\lambda z}) & \text{при } h \leq z \leq H, \\ e^{-\lambda z} (c_3 e^{-\lambda h} + c_4 e^{\lambda h}) & \text{при } z \geq H. \end{cases} \quad (26)$$

Из условия, что скачок производной решения при $z = H$ равен

$$-\frac{Q}{2\pi K_0 \sqrt{K_x K_y}}, \text{ получим}$$

$$C_4 = \frac{\omega}{2\lambda},$$

где обозначено

$$\omega = \frac{Q}{2\pi K_0 \sqrt{K_x K_y}}. \quad (27)$$

Постоянные C_1 и C_3 определяем из условия непрерывности решения и его производной при $z = h$

$$e^{-\lambda h} (c_3 e^{-\lambda h} + \frac{\omega}{2\lambda} e^{\lambda h}) = C_1 I_0(\beta \sqrt{h}),$$

$$e^{-\lambda h} (-\lambda c_3 e^{-\lambda h} + \frac{\omega}{2} e^{\lambda h}) = C_1 I'_0(\beta \sqrt{h}) \lambda. \quad (28)$$

Так как нас интересует решение лишь в приземной полосе, мы из системы (28) определяем лишь $C_1 = \frac{\omega e^{-\lambda(h-h)}}{\lambda [I_0(\beta \sqrt{h}) + I'_0(\beta \sqrt{h})]}$

и для решения уравнения (17) в этой полосе получим формулу

$$\Phi(\lambda, z) = \frac{\omega e^{-\lambda(H-h)} I_0(\beta \sqrt{z})}{\lambda [I_0(\beta \sqrt{h}) + I'_0(\beta \sqrt{h})]}. \quad (29)$$

Подставляя (29) в (13) и используя (7) и (5), получим выражение для концентрации примеси в полосе $0 \leq z \leq h$

$$q(x, y, z) = \omega e^{\frac{ux}{2K_x}} \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda \sqrt{\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}}) \frac{e^{-\lambda(H-h)} I_0(\beta \sqrt{z})}{\lambda [I_0(\beta \sqrt{h}) + I'_0(\beta \sqrt{h})]} d\lambda, \quad (30)$$

где λ , β и ω определяются по (21), (23) и (27).

При $z = 0$ получим формулу для концентрации на поверхности земли

$$q(x, y, 0) = \omega e^{\frac{ux}{2K_x}} \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda \sqrt{\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}}) \frac{e^{-\lambda(H-h)}}{\lambda [I_0(\beta \sqrt{h}) + I'_0(\beta \sqrt{h})]} d\lambda. \quad (31)$$

Величина $\sqrt{h} = \frac{2h}{\sqrt{K_0}} \sqrt{\frac{u^2}{4K_x} + \lambda^2}$ достаточно велика (например, при $u = 5$ м/сек., $K_0 = 10$ м²/сек., $K_x = 60$ м²/сек., $h = 80$ м, $\lambda = 0$ $\sqrt{h} > 16$ и возрастает при возрастании λ), что позволяет воспользоваться асимптотическими формулами для функций Бесселя

$$I_p(x) \sim \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} \quad (32)$$

Известно также [2], что

$$e^{-x} \sim K_p(x) \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \quad (33)$$

[здесь $K_p(x)$ - функция Макдональда].

Преобразуя дробь, стоящую под знаком интеграла в (31), пользуясь (32) и (33) и учитывая, что $\sqrt{h} = 2\lambda h$, получим

$$\frac{e^{-\lambda(H+h)}}{\lambda [I_0(\sqrt{h}) + I_{-1}(\sqrt{h})]} = \sqrt{2h(H+h)} K_0[\lambda(H+h)] \quad (34)$$

Интеграл в (31) примет вид

$$\sqrt{2h(H+h)} \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda \sqrt{\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}}) K_0[(H+h)\lambda \sqrt{\frac{u^2}{4K_x} + \lambda^2}] d\lambda \quad (35)$$

и берется в конечном виде.

Согласно [3] имеем

$$\int_0^\infty \lambda J_0(\lambda \sqrt{\frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}}) K_0[(H+h)\lambda \sqrt{\frac{u^2}{4K_x} + \lambda^2}] d\lambda = \frac{u K_1 \left[\frac{u}{2\sqrt{K_x}} \sqrt{\frac{(H+h)^2}{K_0} + \frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}} \right]}{2\sqrt{K_x} \sqrt{\frac{(H+h)^2}{K_0} + \frac{x^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y}}} \quad (36)$$

Подставив (36) в (31) и воспользовавшись (33), после несложных преобразований получим расчетную формулу для величины наземной концентрации примеси

$$q(x, y, 0) = \frac{Q\sqrt{uh(H+h)}}{2K_0\sqrt{2\pi K_y}} \frac{e^{\frac{ux}{2K_x} [1 - \sqrt{1 + \frac{y^2}{x^2} \frac{K_x}{K_y} + (\frac{H+h}{x})^2 \frac{K_x}{K_0}}]}}{x\sqrt{x} \sqrt{[1 + \frac{y^2}{x^2} \frac{K_x}{K_y} + (\frac{H+h}{x})^2 \frac{K_x}{K_0}]^3}} \quad (37)$$

Полагая $y = 0$, получим расчетную формулу для концентрации на наземной оси источника

$$q(x, 0, 0) = \frac{Q\sqrt{uh(H+h)}}{2K_0\sqrt{2\pi K_y}} \frac{e^{\frac{ux}{2K_x} [1 - \sqrt{1 + (\frac{H+h}{x})^2 \frac{K_x}{K_0}}]}}{x\sqrt{x} \sqrt{[1 + (\frac{H+h}{x})^2 \frac{K_x}{K_0}]^3}} \quad (38)$$

Перейдем к выявлению влияния члена уравнения $K_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$ на величину концентрации примеси.

Устремляя в формулах (37) и (38) K_x к нулю, получим формулы для расчета концентрации при условии, что $K_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$ опущен:

$$\bar{q}(x, y, 0) = \lim_{K_x \rightarrow 0} q(x, y, 0) = \frac{Q \sqrt{u} h (H+h)}{2 K_0 \sqrt{2\pi} K_y} \cdot \frac{e^{-\frac{u}{4x} \left[\frac{y^2}{K_y} + \frac{(H+h)^2}{K_0} \right]}}{x \sqrt{x}}, \quad (39)$$

$$\bar{q}(x, 0, 0) = \lim_{K_x \rightarrow 0} q(x, 0, 0) = \frac{Q \sqrt{u} (H+h) h}{2 K_0 \sqrt{2\pi} K_y} \cdot \frac{e^{-\frac{u(H+h)^2}{4x K_0}}}{x \sqrt{x}}. \quad (40)$$

В области, где

$$\frac{y^2}{x^2} \cdot \frac{K_x}{K_y} + \left(\frac{H+h}{x} \right)^2 \cdot \frac{K_x}{K_0} < 1, \quad (41)$$

получим, разлагая подкоренные выражения в (37) в ряды и делая (37) на (39),

$$\frac{q(x, y, 0)}{\bar{q}(x, y, 0)} = \frac{e^{\frac{u x}{16 K_x} \left[\frac{y^2}{x^2} \frac{K_x}{K_y} + \left(\frac{H+h}{x} \right)^2 \frac{K_x}{K_0} \right]^2}}{1 + \frac{3}{4} \left[\frac{y^2}{x^2} \frac{K_x}{K_y} + \left(\frac{H+h}{x} \right)^2 \frac{K_x}{K_0} \right]}. \quad (42)$$

Из формулы (42) следует, что, опуская в уравнении диффузии член $K_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$, мы получаем заниженное значение концентрации примеси на поверхности земли, причем относительная погрешность возрастает с возрастанием y [в пределах, допустимых условием (41)] и может достигать при фиксированном x величины порядка $e^{\frac{u x}{16 K_x}}$. Для наземной оси источника получим

$$\frac{q(x, 0, 0)}{\bar{q}(x, 0, 0)} = \frac{e^{\frac{u x}{16 K_x} \left(\frac{H+h}{x} \right)^4 \left(\frac{K_x}{K_0} \right)^2}}{1 + \frac{3}{4} \left(\frac{H+h}{x} \right)^2 \frac{K_x}{K_0}}. \quad (43)$$

Из формулы (43) следует, что погрешность на наземной оси источника уменьшается при возрастании x .

Результаты расчета $\frac{q}{\bar{q}}$, произведенного при $H = 100$ м; $h = 80$ м; $U = 5$ м/сек.; $K_x = 20$ м²/сек. и $K_0 = 10$ м²/сек., приведены в табл. 1.

Таким образом, относительное влияние члена $K_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$ на величину концентрации велико лишь на больших расстояниях от наземной оси источника и на небольшом участке самой наземной оси.

Таблица 1

x	400	600	800	1000	1500	2000
$\frac{q}{q_0}$	2,25	1,20	1,13	1,07	1,02	1,00

Однако, учитывая, что величина концентрации на этих участках земной поверхности очень мала, мы приходим к выводу, что для упрощения решения уравнения диффузии член уравнения $k_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$ может быть опущен.

Л и т е р а т у р а

1. М о н и н А.С. Атмосферная диффузия. "Успехи физических наук", т. LXVIII, вып.1, 1959.
2. С м и р н о в В.И. Курс высшей математики, т.Ш, ч.П, ГТТИ, М.-Л., 1951.
3. Р ы ж и к И.М. и Г р а д ш т е й н И.С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГТТИ, М.-Л., 1951.

Я. С. РАБИНОВИЧ

РЕШЕНИЕ ЦИКЛА КРАЕВЫХ ЗАДАЧ О ДИФФУЗИИ ПРИМЕСИ
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

§ 1. Общая математическая постановка

Методом сопряженных операторов решается уравнение

$$u(z) \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (1)$$

с линейными краевыми условиями для функции φ и ее производной $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$. Коэффициенты $K(z)$ и $u(z)$ меняются по степенному

$$\begin{aligned} K(z) &= K_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^n, \quad n = 1 - \varepsilon, \\ u(z) &= u_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^m \end{aligned} \quad (2)$$

или экспоненциальному закону

$$\begin{aligned} K(z) &= K_n e^{-\delta(z-H)}, \quad \delta \geq 0, \\ u(z) &= u_n e^{\beta(z-H)}, \quad \beta \leq 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Область задания функции (конечная или бесконечная) ограничена кусочно-гладкой кривой. Относительно функции φ и ее производных выдвигаются обычные предпосылки, связанные с использованием формулы Грина. Такой формулировкой охвачен широкий класс вопросов теплопроводности, диффузии, электродинамики.

Уравнению (1) можно сопоставить пару сопряженных операторов:

$$\mathcal{L}(\varphi) = \frac{\partial}{\partial z} K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} - u(z) \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4)$$

$$M(v) = \frac{\partial}{\partial z} K(z) \frac{\partial v}{\partial z} + u(z) \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (5)$$

К тождеству

$$v \mathcal{L}(\varphi) - \varphi M(v) = \frac{\partial}{\partial z} \left[v K \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi K \frac{\partial v}{\partial z} \right] - u \frac{\partial}{\partial x} (\varphi v) = 0$$

[φ и v - решения уравнений $\mathcal{L}(\varphi) = 0$, $M(v) = 0$] применяем формулу Грина в системе осей, изображенных на рис. 1.

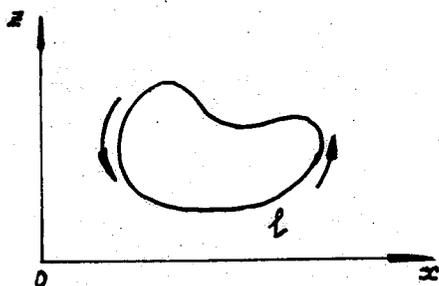


Рис. 1.

Тогда

$$\int_L \left[v k \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{z}} - \varphi k \frac{\partial v}{\partial \bar{z}} \right] dx - u \varphi v dz = 0. \quad (6)$$

Отправляясь от формулы (6), нетрудно сконструировать ряд практически интересных решений. Для дальнейшего удобно ввести новые переменные:

$$\xi = a, z^{m-n+z}, \quad a_1 = \frac{u_1}{k_1 z_1^{m-n} (m-n+2)^2}, \quad (7)$$

если коэффициенты $k(z)$ и $u(z)$ заданы в форме (2), и

$$\eta = \eta_n e^{(\delta+\beta)(z-H)}, \quad \eta_n = \frac{u_n}{k_n (\delta+\beta)^2}, \quad (8)$$

если $k(z)$ и $u(z)$ заданы в форме (3).

Операторы (4), (5) и интеграл (6) преобразуются:

$$\mathcal{L}_1(\varphi) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{1+\nu_1}{\xi} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} - \frac{1}{\xi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad \nu_1 = \frac{n-1}{m-n+2} = -\frac{\xi}{m+\xi+1},$$

$$\mathcal{L}_2(\varphi) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{1+\nu_2}{\eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} - \frac{1}{\eta} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad \nu_2 = -\frac{\delta}{\delta+\beta}, \quad (4)'/$$

$$M_i(v) = \frac{\partial^2 v}{\partial \xi_i^2} - \frac{1+\nu_2}{\xi_i} \frac{\partial v}{\partial \xi_i} + \frac{1}{\xi_i} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1+\nu_2}{\xi_i^2} = 0, \quad (5)'$$

$i=1,2; \xi_1 = \xi, \xi_2 = \eta,$

1/ Уравнение типа (4') было изучено Кепинским. Он получил решение, зависящее от произвольной функции $f(w)$:

$$\varphi = \frac{\eta^{-\frac{\nu}{2}}}{x} \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{\eta+w}{x}\right\} \mathcal{L}_\nu\left(\frac{2i\sqrt{\eta w}}{x}\right) f(w) dw.$$

$$\int_{\xi} \left[v \frac{\partial \varphi}{\partial z_i} - \varphi \frac{\partial v}{\partial z_i} + \frac{1+v_i}{z_i} v \varphi \right] dx + \frac{\varphi v}{z_i} dz_i =$$

$$= \int_{\xi} z_i^{1+v_i} \left[\bar{v} \frac{\partial \varphi}{\partial z_i} - \varphi \frac{\partial \bar{v}}{\partial z_i} \right] dx + \frac{\varphi v}{z_i} dz_i = 0, \quad (6')$$

$$\bar{v} = z_i^{-(1+v_i)} v.$$

Решение уравнения $M_i(v)$ ищем в виде функции источника

$$v_i = \left(\frac{z_i}{x_0 - x} \right)^{1+v_i} u \left[\frac{z_i z_{i0}}{(x_0 - x)^2} \right] e^{-\frac{z_i + z_{i0}}{(x_0 - x)^2}}.$$

Подстановка в (5') дает уравнение

$$z_i \frac{d^2 u}{dz_i^2} + (1+v_i) \frac{du}{dz_i} - u = 0, \quad z_i = \frac{z_i z_{i0}}{(x_0 - x)^2},$$

которое приводится к уравнению Бесселя. Его решение

$$u = \left(\frac{\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right)^{-v_i} \left\{ A I_{\frac{v_i}{2}} \left(\frac{2\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right) + B I_{-\frac{v_i}{2}} \left(\frac{2\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right) \right\}.$$

Откуда

$$v_i = \left(\frac{z_i}{x_0 - x} \right)^{1+v_i} \left(\frac{\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right)^{-v_i} \left\{ A I_{\frac{v_i}{2}} \left(\frac{2\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right) + B I_{-\frac{v_i}{2}} \left(\frac{2\sqrt{z_i z_{i0}}}{x_0 - x} \right) \right\} e^{\frac{z_i + z_{i0}}{x_0 - x}}. \quad (9)$$

Теперь можно получить решения ряда краевых задач уравнения (1), зависящие от значений функции φ и ее производной $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ на границах.

Рассмотрим конкретный вопрос о распространении пассивной примеси от непрерывно действующего точечного источника, расположенного на некоторой высоте h , в двуслойной атмосфере: коэффициент турбулентности $K(z)$ и скорость ветра $u(z)$ для нижнего слоя аппроксимируются формулами (2), для верхнего слоя - формулами (3). Линией раздела слоев служит горизонталь $z = H$.

Задача ставится так: найти решения уравнения (1), непрерывные вместе со своими производными в областях $0 \leq z \leq H$ и $H \leq z \leq \infty$ ($x > 0$).

Краевые условия:

а) при $x = 0$

$$\varphi(0, z) = \frac{\sigma}{u(h)} \delta(z - h), \quad (10)$$

(σ - мощность источника),

б) при $z \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \varphi(x, z) &\rightarrow 0, \\ K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (11)$$

в) на границе сопряжения областей

$$\begin{aligned} \varphi(x, z) \Big|_{z=H-0} &= \varphi(x, z) \Big|_{z=H+0}, \\ K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H-0} &= K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H+0}. \end{aligned} \quad (12)$$

В частности, при наличии на границе $z = H$ полностью запыряющего слоя будет

$$K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H-0} = K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H+0} = 0, \quad (13)$$

г) на подстилающей поверхности $z = 0$

$$K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (\text{условие полного отражения}) \quad (14)$$

или

$$\varphi(x, z) \Big|_{z=0} = 0 \quad (\text{условие полного поглощения}). \quad (15)$$

Переход от плоской задачи к пространственной совершается по статистической формуле

$$\varphi(x, y, z) = e^{-\frac{y^2}{2\bar{y}^2(x, z)}} \frac{\varphi(x, z)}{\sqrt{2\pi} \bar{y}^2(x, z)}. \quad (16)$$

$\bar{y}^2(x, z)$ - среднее квадратичное рассеяние примеси в направлении оси y (см. [2]).

Мы не вдаемся здесь в физическую сторону вопроса: она освещена в монографии Д.Л. Лайхмана [2]. Области $0 \leq z \leq H$, $x \geq 0$ на плоскости (z, x) соответствует полоса $0 \leq z \leq z_h$, $x \geq 0$; области $z \geq H$, $x \geq 0$ на плоскости (η, x) - полоса

$$\eta \geq \eta_h, \quad x \geq 0 \quad \text{для } \delta + \nu > 0 \quad (\eta \rightarrow \infty \text{ при } z \rightarrow \infty) \quad (17)$$

$$\text{и} \quad 0 \leq \eta \leq \eta_h, \quad x \geq 0 \quad \text{для } \delta + \nu < 0 \quad (\eta \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty). \quad (17')$$

Полезно отметить, что в плоскости (z, x)

$$\varphi_1(0, z_h) = \varphi_1(0, h) = \frac{\alpha_1 h}{K(h)(m-n+2)} \delta z_h$$

(z_h - высота источника),

$$K(z) \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \frac{u_1}{z_1^m (m-n+2)} \left(\frac{z}{a_1} \right)^{1+\gamma_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z},$$

$$z_h = \frac{u_n}{K_n} \left(\frac{H}{m-n+2} \right)^2;$$

(18)

в плоскости (η, x) :

если $h > H$,

$$\varphi_2(0, \eta_h) = \varphi_2(0, h) = \pm \frac{\alpha_2}{K(\eta)(\delta + \nu)} \delta \eta_h \quad \left(\begin{array}{l} +: \delta + \nu > 0 \\ -: \delta + \nu < 0 \end{array} \right), \quad (19)$$

(η_h - высота источника),

$$K(z) \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} = \frac{u_H}{\delta + b} \left(\frac{\eta}{\eta_H} \right)^{1+\nu_2} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \quad (\delta + b \geq 0)$$

($\delta z_h, \delta \eta_h$ - нормированные дельта-функции).

Здесь и в дальнейшем индексом "1" отмечаются величины, относящиеся только к нижнему слою $z \leq H$, индексом "2" - относящиеся только к верхнему слою атмосферы $z \geq H$. Применим формулу (6') к плоскости (x, z) . С этой целью выделим прямоугольник $0 \leq z \leq z_h$ и $0 \leq x \leq x_0$ (см. рис. 2, направление обхода контура указано стрелками).

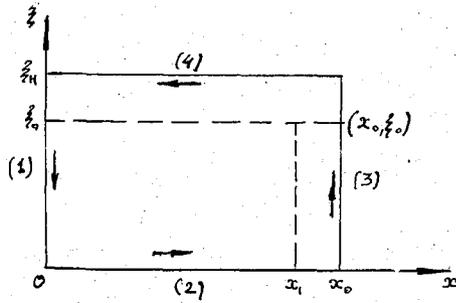


Рис. 2.

На участке (1) $dx = 0$,

$$J_1 = \int_0^{z_h} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right] dx + \frac{\varphi_1 v_1}{z} dz = \int_{(1)} \frac{\varphi_1 v_1}{z} dz = - \int_0^{z_h} \frac{\varphi_1 v_1}{z} dz.$$

На участке (2) $dz = 0$,

$$J_2 = \int_{z=0}^{z_0} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right] dx.$$

На участке (3) - вдоль отрезка $x = x_0$, $dx = 0$,

$$J_3 = \int_{x_1}^{x_0} \int_{z_0}^{z_h} \frac{\varphi_1 v_1}{z} dz dx.$$

На участке (4) $dz = 0$,

$$J_4 = - \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right]_{z=z_h} dx.$$

Это рассуждение можно повторить и для области (x, η) : уравнения $L(\varphi_1) = 0$ и $L(\varphi_2) = 0$, $M(v_1) = 0$ и $M(v_2) = 0$ совершенно идентичны. Необходимо лишь учитывать, что координате $z = \infty$ при $\delta + b > 0$ на

плоскости (x, η) соответствует $\eta = \infty$, а при $\delta + \beta < 0$ - $\eta = 0$; граница $Z = H$ в обоих случаях эквивалентна линии $\eta = \eta_H$. Соответственно условиям на подстилающей поверхности (14) и (15) изучим раздельно два процесса:

1) распространение примеси от непрерывно действующего точечного источника при условии полного отражения примеси от подстилающей поверхности (при $\beta = 0$, $\frac{\partial^{1+\nu_1} \bar{z}}{\partial z^2} = 0$);

2) то же при условии полного поглощения примеси на подстилающей поверхности [$\beta = 0$, $\varphi_1(x, 0) = 0$].

В первом случае положим в решении (9) сопряженного уравнения для нижнего слоя $M(\nu) = 0$ постоянную $B=0$, тогда

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 &= \frac{\beta^{1+\nu_1}}{(x_0 - x)^{1+\nu_1}} \left(\frac{\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_1} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\beta_0 + \beta}{x_0 - x}} , \\ \bar{v}_1 &= \frac{1}{(x_0 - x)^{1+\nu_1}} \left(\frac{\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_1} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\beta_0 + \beta}{x_0 - x}} \end{aligned} \quad (20)$$

Во втором случае полагаем там же $A=0$, тогда

$$\begin{aligned} v_1 &= \left(\frac{\beta}{x_0 - x} \right)^{1+\nu_1} \left(\frac{\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_1} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\beta_0 + \beta}{x_0 - x}} , \\ \bar{v}_1 &= \left(\frac{1}{x_0 - x} \right)^{1+\nu_1} \left(\frac{\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_1} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_0 \beta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\beta_0 + \beta}{x_0 - x}} \end{aligned} \quad (21)$$

Для верхнего слоя $Z \geq H$ в обоих случаях принимаем

$$\begin{aligned} v_2 &= \left(\frac{\eta}{x_0 - x} \right)^{1+\nu_2} \left(\frac{\sqrt{\eta_0 \eta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_2} \int_{\nu_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_0 \eta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\eta_0 + \eta}{x_0 - x}} , \\ \bar{v}_2 &= \frac{1}{(x_0 - x)^{1+\nu_2}} \left(\frac{\sqrt{\eta_0 \eta}}{x_0 - x} \right)^{-\nu_2} \int_{\nu_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_0 \eta}}{x_0 - x} \right) e^{-\frac{\eta_0 + \eta}{x_0 - x}} \end{aligned} \quad (22)$$

§ 2. Распространение примеси от высотного точечного источника при условии полного отражения от подстилающей поверхности

Каждый из выписанных ранее интегралов Y_k подвергнем более детальному анализу с учетом краевых условий (10), (11), (14).

а) Интеграл Y_1 после подстановки условия (10), взятого в форме (18), можно записать в конечном виде

$$Y_1 = - \frac{\alpha_1 h}{\kappa(h)(m-\eta+2)} \left(\frac{\beta_h}{\beta_0} \right)^{\frac{\nu_1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_h \beta_0}}{x_0} \right) e^{-\frac{\beta_h + \beta_0}{x_0}} .$$

При этом подразумевается, что источник расположен ниже линии раздела слоев, т.е. $h < H$. Если $h > H$, то $\bar{\nu}_1 = 0$ и $\mathcal{J}_1 = 0$.

б) Интеграл $\mathcal{J}_2 = 0$, так как при $\bar{z} \rightarrow 0$, $\bar{z}^{1+\nu_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \rightarrow 0$ [по условию (14), см. также (18)],

$$\bar{\nu} \sim 1, \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial \bar{z}} \sim 1, \bar{z}^{1+\nu_1} \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial \bar{z}} \rightarrow 0 \quad (1+\nu_1 = \frac{m+1}{m+\varepsilon+1} > 0).$$

$$б) \mathcal{Y}_3 = \int_0^{\bar{z}_H} \frac{\varphi_1 \bar{\nu}_1}{\bar{z}} \Big|_{x=x_1} d\bar{z} = \int_0^{\bar{z}_H} \varphi_1(x, \bar{z}) \left(\frac{\bar{z}}{\bar{z}_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0 - x_1} \Big|_{\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}}}{x_0 - x_1}\right) e^{-\frac{\bar{z}_0 + \bar{z}}{x_0 - x_1}} d\bar{z}.$$

Если $x_1 \rightarrow x_0$, то

$$\begin{aligned} I &\sim e^{-\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}}}{x_0 - x_1}} \frac{\sqrt{x_0 - x_1}}{2\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}}}, \\ \mathcal{Y}_3 &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{\bar{z}_H} \varphi_1(x_1, \bar{z}) \left(\frac{\bar{z}}{\bar{z}_0}\right)^{\frac{2\nu_1+1}{4}} \frac{e^{-\frac{(\sqrt{\bar{z}_0} - \sqrt{\bar{z}})^2}{x_0 - x_1}}}{\sqrt{(x_0 - x_1) \bar{z}}} d\bar{z}. \end{aligned}$$

Произведем замену переменных:

$$u = -\frac{\sqrt{\bar{z}_0} - \sqrt{\bar{z}}}{\sqrt{x_0 - x_1}}, \quad du = \frac{d\bar{z}}{2\sqrt{(x_0 - x_1)\bar{z}}}, \quad \bar{z} = (u\sqrt{x_0 - x_1} + \sqrt{\bar{z}_0})^2,$$

$$\mathcal{Y}_3 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{\sqrt{\bar{z}_0}}{\sqrt{x_0 - x_1}}}^{\frac{\sqrt{\bar{z}_0} - \sqrt{\bar{z}_H}}{\sqrt{x_0 - x_1}}} \varphi_1 \left[x_1, (u\sqrt{x_0 - x_1} + \sqrt{\bar{z}_0})^2 \right] \left[\frac{(u\sqrt{x_0 - x_1} + \sqrt{\bar{z}_0})^2}{\bar{z}_0} \right]^{\frac{2\nu_1+1}{4}} e^{-u^2} du.$$

Переход к пределу по $x_1 \rightarrow x_0$ дает $\mathcal{Y}_3 = \varphi_1(x_0, \bar{z})$.

г) Четвертый интеграл остается в первоначальном виде

$$\mathcal{Y}_4 = -\bar{z}_H^{1+\nu_1} \int_0^{x_0} \left[\bar{\nu}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{\nu}_1}{\partial \bar{z}} \right]_{\bar{z}=\bar{z}_H} dx.$$

Суммарный интеграл по всему периметру прямоугольника

$$\mathcal{Y}_2 = \mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + \mathcal{Y}_3 + \mathcal{Y}_4 = 0,$$

отсюда

$$\begin{aligned} \varphi_1(x_0, \bar{z}_0) &= \frac{\bar{\nu}_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \cdot \left(\frac{\bar{z}_0}{\bar{z}_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \Big|_{\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}_0} h}{x_0}\right) e^{-\frac{\bar{z}_0 + \bar{z}_0 h}{x_0}} + \\ &+ \bar{z}_H^{1+\nu_1} \int_0^{x_0} \left[\bar{\nu}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{\nu}_1}{\partial \bar{z}} \right]_{\bar{z}=\bar{z}_H} dx. \quad (23) \end{aligned}$$

Формула (23) определяет концентрацию примеси в нижнем слое. Первый член, зависящий от мощности источника γ_1 ($\delta_1 = 0$, если источник в нижнем слое отсутствует), выражает поле концентраций от точечного источника в однослойной атмосфере ($H = \infty$). После замены \tilde{z}_0, \tilde{z}_h через номинальную высоту z по формуле (7) и V_1 через $-\frac{m+\varepsilon+1}{m+\varepsilon+1}$ он точно соответствует формуле, полученной в 1947 г. Д.Л.Лайхтманом:

$$\varphi_1(x, z) = \frac{\gamma_1 z_1^{1-\varepsilon} (zh)^{\frac{\varepsilon}{2}}}{(m+\varepsilon+1)K_1 x} e^{-\frac{z^{m+\varepsilon+1} + h^{m+\varepsilon+1}}{(m+\varepsilon+1)^2 \frac{K_1}{U_1} z_1^{m+\varepsilon-1} x}} \int_{\frac{\varepsilon}{m+\varepsilon+1}}^{\frac{m+\varepsilon+1}{2}} \left[\frac{2(zh)^{\frac{m+\varepsilon+1}{2}}}{(m+\varepsilon+1)^2 \frac{K_1}{U_1} z^{m+\varepsilon-1} x} \right]$$

Второе интегральное слагаемое формулы (23) учитывает зависимость поля концентраций от потока вещества через верхнюю границу и граничного (при $z = H, \tilde{z} = \tilde{z}_H$) значения самой концентрации $\varphi_2(x, H)$. Причем математически поток вещества через границу приравнивается системе источников, непрерывно распределенных на отрезке $z = H, x \in [0, x_0]$.

Совершенно аналогичным образом для верхнего слоя $z \geq H$ будет:

$$\varphi_2(x_0, \eta) = \frac{\sigma_2}{\kappa(h)(\delta+b)} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\sqrt{\eta_h \eta_0}}{x_0}\right) e^{-\frac{\eta_0 + \eta_h}{x_0}} -$$

$$- \eta_h^{1+\frac{1}{2}} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} - \varphi_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \eta} \right]_{\eta=\eta_h} dx \quad (\delta+b > 0) \quad (24)$$

и

$$\varphi_2(x_0, \eta_0) = \frac{\sigma_2}{\kappa(h)(\delta+b)} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\sqrt{\eta_h \eta_0}}{x_0}\right) e^{-\frac{\eta_0 + \eta_h}{x_0}} +$$

$$+ \eta_h^{1+\frac{1}{2}} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} - \varphi_2 \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial \eta} \right]_{\eta=\eta_h} dx \quad (\delta+b < 0). \quad (25)$$

Случай $\delta + b = 0$ ($\delta = b = 0$) получается из (23), (24) предельным переходом:

$$\varphi_2(x_0, z_0) = \frac{\sigma_2}{2\sqrt{\pi} \kappa_h U_h x_0} e^{-\frac{(z_0-h)^2}{4\alpha^2 x_0}} - \int_0^{x_0} \left[\frac{a}{2\sqrt{\pi}(x_0-x)} e^{-\frac{(z_0-H)^2}{(x_0-x)^2 4\alpha^2}} \frac{\partial \varphi_2(x, H)}{\partial z} -$$

$$- \frac{(z-H)}{4\alpha\sqrt{\pi}(x_0-x)^{3/2}} e^{-\frac{(z_0-H)^2}{4\alpha^2(x_0-x)}} \varphi_2(x, H) \right] dx \quad (\delta=b=0), \quad (26)$$

$$a = \sqrt{\frac{K_H}{U_H}}, \quad U_H = U_1 \left(\frac{H}{Z}\right)^m, \quad K_H = K_1 \left(\frac{H}{Z}\right)^{1-\varepsilon}$$

Условие $\delta = \beta = 0$ означает, что коэффициент K и скорость U в верхнем слое не меняются по высоте и равны соответственно K_H и U_H .

Если граница слоев $Z = H$ к тому же еще моделирует запыляющий слой $\left[K(z) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0 \right]$, то формулы (24), (25), (26) значительно упрощаются:

$$Z \leq H: \varphi_1(x_0, z_0) = \frac{\sigma_1 h}{K(h)(m-n+2)} \left(\frac{z_0}{h}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{V_1} \left(\frac{2\sqrt{z_0 z} h}{x_0}\right) e^{-\frac{z_0+z}{x_0}} - \\ - \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{x_0} \varphi_1(x, z_0) \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z} \Big|_{z=z_0} dx, \quad (27)$$

$$Z \geq H: \varphi_2(x_0, \eta_0) = \frac{\sigma_2}{K(h)(\delta+\beta)} \left(\frac{\eta_0}{h}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{V_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_0 \eta} h}{x_0}\right) e^{-\frac{\eta_0+\eta}{x_0}} + \\ + \eta_0^{1+V_2} \int_0^{x_0} \varphi_2(x, \eta_0) \frac{\partial \bar{\varphi}_2}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_0} dx \quad (\delta+\beta > 0), \quad (28)$$

$$\varphi_2(x_0, \eta_0) = -\frac{\sigma_2}{K(h)(\delta+\beta)} \left(\frac{\eta_0}{h}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{V_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_0 \eta} h}{x_0}\right) e^{-\frac{\eta_0+\eta}{x_0}} - \\ - \eta_0^{1+V_2} \int_0^{x_0} \varphi_2(x, \eta_0) \frac{\partial \bar{\varphi}_2}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_0} dx \quad (\delta+\beta < 0), \quad (29)$$

$$\varphi_2(x_0, z_0) = \frac{\sigma_2}{2\sqrt{\pi} K_H U_H x_0} e^{-\frac{(z_0-h)^2}{4a^2 x_0}} + \\ + \int_0^{x_0} \varphi_2(x, H) \frac{z-H}{4a\sqrt{\pi}(x_0-x)^{3/2}} e^{-\frac{(z_0-H)^2}{4a^2(x_0-x)}} dx \quad (30) \\ (\delta = \beta = 0).$$

Все замечания, сделанные ранее к формуле (23), в равной мере относятся и к формулам (24)-(30). Для определения граничных значений $\varphi[x, z_H(\eta_H)]$, $\frac{\partial \varphi[x, z_H(\eta_H)]}{\partial z_H(\eta_H)}$ воспользуемся условиями склейки обоих решений - φ_1 и φ_2 на линии раздела слоев $Z = H$. В переменных (x, z) , (x, η) эти условия выглядят так:

$$\varphi_1(x, \bar{z}_n) = \varphi_2(x, \eta_n),$$

$$\begin{aligned} \frac{H}{m+\varepsilon+1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=\bar{z}_n} &= \frac{1}{\delta+b} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_n}, \quad \delta+b \neq 0, \\ \frac{H}{m+\varepsilon+1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=\bar{z}_n} &= \frac{K_n}{U_n} \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_{z=H}, \quad \delta=b=0. \end{aligned} \quad (31)$$

К условиям (31) добавляются предельные интегральные уравнения, получающиеся из общих решений (23) - (26):

$$\begin{aligned} \varphi_1(x_0, \bar{z}_n) &= 2 \int_0^{x_0} \left\{ \frac{\bar{z}_n}{x_0-x} \int_{V_1} \left(\frac{2\bar{z}_n}{x_0-x} \right) e^{-\frac{2\bar{z}_n}{x_0-x}} \frac{\partial \varphi_1(x, \bar{z}_n)}{\partial \bar{z}} - \right. \\ &- \varphi_1(x, \bar{z}_n) \frac{\bar{z}_n}{(x_0-x)^2} e^{-\frac{2\bar{z}_n}{x_0-x}} \left[\int_{V_1} \left(\frac{2\bar{z}_n}{x_0-x} \right) - \int_{V_1} \left(\frac{2\bar{z}_n}{x_0-x} \right) \right] \Big\} dx + \\ &+ \frac{2\sigma_1 h}{K(h)(m+\varepsilon+1)} \left(\frac{\bar{z}_n}{\bar{z}_n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{V_1} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_n \bar{z}_n}}{x_0} \right) e^{-\frac{\bar{z}_n + \bar{z}_n}{x_0}} \Big\} dx, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2(x_0, \eta_n) &= \frac{2\sigma_2}{K(h)|\delta+b|} \left(\frac{\eta_n}{\eta_n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{V_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_n \eta_n}}{x_0} \right) e^{-\frac{\eta_n + \eta_n}{x_0}} - \\ &- \text{sign}(\delta+b) \cdot 2 \int_0^{x_0} \left\{ \frac{\eta_n}{x_0-x} e^{-\frac{2\eta_n}{x_0-x}} \int_{V_2} \left(\frac{2\eta_n}{x_0-x} \right) \frac{\partial \varphi_2(x, \eta_n)}{\partial \eta} - \right. \\ &- \varphi_2(x, \eta_n) \frac{\eta_n}{(x_0-x)^2} e^{-\frac{2\eta_n}{x_0-x}} \left[\int_{V_2} \left(\frac{2\eta_n}{x_0-x} \right) - \int_{V_2} \left(\frac{2\eta_n}{x_0-x} \right) \right] \Big\} dx, \quad \delta+b \neq 0, \end{aligned}$$

$$\varphi_2(x_0, H) = \frac{\sigma_2}{\sqrt{JK_n U_n} x_0} e^{-\frac{(H-H)^2}{4a^2 x_0}} - \int_0^{x_0} \frac{a}{\sqrt{J}(x_0-x)} \frac{\partial \varphi_2(x, H)}{\partial z} dx, \quad (33) \quad \delta=b=0.$$

Предельные уравнения к формулам (27)-(30) (задача с запирающим слоем) специально выписывать нет необходимости: они получаются из (32), (33) как частный случай, если отбросить члены, содержащие производные $\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}_n}, \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \Big|_{\eta_n}, \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_H$. Уравнения (32), (33) по существу своему линейные интегральные уравнения. Методы их прак-

тического решения общеизвестны. В качестве одного из методов можно применить к формулам (23)-(26) операцию свертывания по x_0 :

$$\begin{aligned} \Phi[\varphi_1(x_0, \xi_0)] &= \frac{2\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{\xi_h}{\xi_0}\right)^{\frac{\nu_1}{2}} \begin{cases} K_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_h}) I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_0}) & \xi_h \geq \xi_0 \\ K_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_0}) I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_h}) & \xi_h \leq \xi_0 \end{cases} \\ &+ 2\xi_0 \left(\frac{\xi_h}{\xi_0}\right)^{\frac{\nu_1}{2}} K_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_h}) I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_0}) \Phi\left[\frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \xi}\right] + \\ &+ 2\left(\frac{\xi_h}{\xi_0}\right)^{\frac{\nu_1}{2}} \sqrt{s\xi_h} K_{\nu_1+1}(2\sqrt{s\xi_h}) I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_0}) \Phi[\varphi_{1h}], \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \Phi[\varphi_2(x_0, \eta_0)] &= \frac{2\sigma_2}{\kappa(h)|\delta+\beta|} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} \begin{cases} K_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_h}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) & \eta_h \geq \eta_0 \\ K_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_h}) & \eta_h \leq \eta_0 \end{cases} \\ &- 2\eta_h \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} K_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_h}) \Phi\left[\frac{\partial \varphi_{2h}}{\partial \eta}\right] + \\ &+ 2\sqrt{s\eta_h} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} K_{\nu_2+1}(2\sqrt{s\eta_0}) I_{\nu_2+1}(2\sqrt{s\eta_h}) \Phi[\varphi_{2h}] \quad (\delta+\beta \geq 0), \\ \Phi[\varphi_2(x_0, \eta_0)] &= -\frac{2\sigma_2}{\kappa(h)(\delta+\beta)} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} \begin{cases} K_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_h}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) & \eta_h \geq \eta_0 \\ K_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_h}) & \eta_h \leq 0 \end{cases} \\ &+ 2\eta_h \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} K_{\nu_2+1}(2\sqrt{s\eta_h}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) \Phi\left[\frac{\partial \varphi_{2h}}{\partial \eta}\right] + \\ &+ 2\sqrt{s\eta_h} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} K_{\nu_2+1}(2\sqrt{s\eta_h}) I_{\nu_2}(2\sqrt{s\eta_0}) \Phi[\varphi_{2h}] \quad (\delta+\beta \leq 0). \end{aligned} \quad (35)$$

Символом Φ обозначено преобразование Лапласа

$$\Phi[f(x_0)] = \int_0^{\infty} e^{-sx} f(x) dx.$$

В формулах (34), (35) переходим к пределу по $\xi_0 \rightarrow \xi_h, \eta_0 \rightarrow \eta_h$. Предельный переход в данном случае будет условным, но в законности его нетрудно убедиться, если произвести непосредственно свертывание предельных уравнений (32)(33). Результат в обоих случаях будет одинаковым:

нижний слой:

$$\begin{aligned} 1) \sqrt{s\xi_h} I_{\nu_1+1}(2\sqrt{s\xi_h}) \Phi[\varphi_{1h}] &= \\ = \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{\xi_h}{\xi_0}\right)^{\frac{\nu_1}{2}} I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_h}) &+ \xi_h I_{\nu_1}(2\sqrt{s\xi_h}) \Phi\left[\frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \xi}\right], \end{aligned} \quad (36)$$

Верхний слой :

$$\left. \begin{aligned}
 2) \sqrt{s\eta_n} K_{\nu_2} (2\sqrt{s\eta_n}) \Phi[\varphi_{2n}] &= \frac{\sigma_2}{\kappa(h)(\delta+\beta)} \left(\frac{\eta_n}{\eta_n}\right)^{\nu_2} K_{\nu_2} (2\sqrt{s\eta_n}) - \eta_n K_{\nu_2} (2\sqrt{s\eta_n}) \Phi\left[\frac{\partial\varphi_{2n}}{\partial\eta}\right], (\delta+\beta>0) \\
 3) \sqrt{s\eta_n} \int_{\nu_2+1} (2\sqrt{s\eta_n}) \Phi[\varphi_{2n}] &= \frac{\sigma_2}{\kappa(h)(\delta+\beta)} \left(\frac{\eta_n}{\eta_n}\right)^{\nu_2} \int_{\nu_2} (2\sqrt{s\eta_n}) + \eta_n \int_{\nu_2} (2\sqrt{s\eta_n}) \Phi\left[\frac{\partial\varphi_{2n}}{\partial\eta}\right], (\delta+\beta<0) \\
 4) \Phi[\varphi_{2n}] &= \frac{\sigma_2}{\sqrt{u_n\kappa_n} s} e^{-\sqrt{\frac{u_n}{\kappa_n}} s(h-H)} - \sqrt{\frac{\kappa_n}{u_n} s} \Phi\left[\frac{\partial\varphi_{2n}}{\partial z}\right], (\delta=\beta=0)
 \end{aligned} \right\} (37)$$

При отсутствии в том или ином слое источника $\sigma_L = 0$. Символами φ_n , $\frac{\partial\varphi_n}{\partial z}$, $\frac{\partial\varphi_{2n}}{\partial\eta}$, $\frac{\partial\varphi_{2n}}{\partial z}$ обозначены в (36), (37) значения концентрации и ее производных на линии раздела слоев $z = -H$ ($\bar{z} = \bar{z}_n$, $\eta = \eta_n$). Они связаны условиями (31). Предельные соотношения (36), (37) - суть линейные алгебраические уравнения относительно $\Phi[\varphi_n]$, $\Phi\left[\frac{\partial\varphi_n}{\partial z}\right]$. Если их решения внести в формулы (34), (35), то получаются общие выражения концентрации в той форме, в которой пришел Г.Х.Цейтин, т.е. в разрешенном, явном виде для интегрального изображения искомой функции.

Необходимо отметить, что построение оригинала функции φ_i по ее образу $\Phi[\varphi_i]$ технически не просто. Поэтому при выборе конкретной методики расчета концентраций целесообразно использовать другие возможности, открываемые интегральной формой полученных выше общих решений (27)-(30), (32), (33). На них удачно накладываются метод итераций, численные методы. Хорошо совмещаются они и с типовой программой электронных цифровых машин любой марки, поскольку интегральные уравнения (32), (33) можно заменить эквивалентной системой линейных алгебраических уравнений.

§ 3. Поле концентраций от точечного источника при полном поглощении примеси на деятельной поверхности

Взяв в качестве решения сопряженного уравнения $M(\nu_1)=0$ функцию

$$\nu_1 = \left(\frac{\bar{z}}{x_0-x}\right)^{1+\nu_1} \left(\frac{\sqrt{\bar{z}_0\bar{z}}}{x_0-x}\right)^{-\nu_1} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0\bar{z}}}{x_0-x}\right) e^{-\frac{\bar{z}_0+\bar{z}}{x_0-x}}$$

[см. выше (21)], будем оперировать формулой (6) с учетом крайних условий (10), (15) на прямоугольнике

$$0 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_n, \quad 0 \leq x \leq x_1 < x_0.$$

(см. рис. 2).

Так же как в предыдущей задаче, в итоге выйдут четыре линейных (относительно φ и $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$) интеграла:

$$J_1 = \int_{z_0}^0 \frac{\varphi_1 v_1}{z} dz = - \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{\partial h}{\partial z_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \left[\left(\frac{2\sqrt{z_0 h}}{x_0} \right) e^{-\frac{z_0 + z h}{x_0}} \right]_{-v_1},$$

$$J_2 = \int_{z_0}^0 \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right] dx = \frac{1}{\Gamma(-v_1)} \int_{z_0}^0 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} \frac{z_0^{-v_1}}{(x_0-x)^{-v_1}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx -$$

$$- \frac{1}{\Gamma(-v_1)} \int_0^{x_0} \varphi_1(0, x) \frac{z_0^{-v_1}}{(x_0-x)^{-v_1}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx,$$

$$J_3 = \int_{x_1 \rightarrow x_0}^{z_0} \frac{\varphi(z, x_1) v(z, z_0, x_0, x_1)}{z} dz = \varphi_1(x_0, z_0) \quad (\text{см. § 2}),$$

$$J_4 = - \frac{\partial^{1+v_1}}{\partial z_n} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right]_{z=z_n} dx.$$

Из условия $J_0 = J_1 + J_2 + J_3 + J_4$ получаем выражение для концентрации примеси в нижнем слое ($z \leq H$)

$$\varphi_1(x_0, z_0) = \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{\partial h}{\partial z_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{x_0} \left[\left(\frac{2\sqrt{z_0 h}}{x_0} \right) e^{-\frac{z_0 + z h}{x_0}} \right]_{-v_1} -$$

$$- J_2 + \frac{\partial^{1+v_1}}{\partial z_n} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right]_{z=z_n} dx. \quad (38)$$

Первое слагаемое является непосредственной функцией источника. Если источник расположен вне слоя ($h > H$), то $\sigma_1 = 0$.

О физическом смысле интеграла $\int_{z_n}^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right] dx$ уже говорилось. Остается разобраться со вторым интегральным членом J_2 , фиксирующим в формуле (38) действие нижней границы $z=0$ ($z=0$). Изучим три случая: $v_1 < 0$, $v_1 > 0$, $v_1 = 0$. Напомним, что $v_1 = -\frac{2}{m+2+1}$.

1. $v_1 < 0$. При малых z_0 формулу (38) можно переписать:

$$\varphi_1(x_0, z_0) = \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \frac{z_0^{-v_1}}{x_0^{2+v_1}} e^{-\frac{z_0 + z h}{x_0}} \left[\frac{1}{\Gamma(-v_1)} + 0(z_0) \right] - \frac{1}{\Gamma(-v_1)} \int_{z_0}^0 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} \frac{z_0^{-v_1}}{(x_0-x)^{-v_1}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx +$$

$$+ \frac{1}{\Gamma(-v_1)} \int_0^{x_0} \varphi_1(x, 0) \frac{z_0^{-v_1}}{(x_0-x)^{-v_1}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\partial_0^{-\nu_1}}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \frac{\partial_0^{\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial_0 + \partial_0^{\nu_1}}{x_0-x}} \frac{\partial \varphi_{1H}}{\partial \partial_0} \left[\frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} + 0(\partial_0) \right] dx - \\
 & - \frac{\partial_0^{-\nu_1}}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \frac{\partial_0^{\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial_0 + \partial_0^{\nu_1}}{x_0-x}} \varphi_{1H} \left[\left(\frac{\partial_0^{\nu_1}}{x_0-x} \right)^{-1} + \frac{1}{\nu_1} + 0(\partial_0) \right] dx. \quad (39)
 \end{aligned}$$

Устремим ∂_0 к нулю:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \left(\partial_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \partial_0} \right)_{\partial_0=0} \frac{\partial_0^{-\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial_0}{x_0-x}} dx = \\
 & = \frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{\infty} \left[\partial_0 \frac{\partial}{\partial \partial_0} \varphi_1(x_0 - \frac{\partial_0}{u}, \partial_0) \right]_{\partial_0=0} u^{-\nu_1-1} e^{-u} du \xrightarrow{\partial_0 \rightarrow 0} - \frac{1}{\nu_1} \left[\partial_0 \frac{\partial \varphi_1(x_0, \partial_0)}{\partial \partial_0} \right]_{\partial_0=0}, \\
 & \frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \varphi_{1H}(0, x) \frac{\partial_0^{-\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial_0}{x_0-x}} dx \xrightarrow{\partial_0 \rightarrow 0} \varphi_1(x, 0) = 0, \\
 & u = \frac{\partial_0}{x_0-x}
 \end{aligned}$$

Остальные слагаемые в (39) тоже стремятся к нулю. Следовательно, $\left[\partial_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \partial_0} \right]_{\partial_0=0} = 0$. В этом случае ($\nu_1 < 0$) $\gamma_2 = 0$ и формула концентрации (38) отличается от аналогичного результата для нижнего слоя при полном отражении примеси у подстилающей поверхности лишь знаком индексов при бесселевых функциях [см. выше (23), (20)]. Непосредственным дифференцированием формулы (38) легко убедиться, что поток концентрации через нижнюю границу при этом ($\varepsilon > 0$, инверсионные условия) будет не равен нулю.

Таким образом, избыток примеси, скапливающейся ниже источника у земной поверхности вследствие недостаточно интенсивной диффузии в вертикальном направлении [$K(z)$ имеет порядок $z^{-1-\varepsilon}$], должен для обеспечения условия $\varphi_1(x, 0) = 0$ протекать через подстилающую поверхность.

2. $\nu_1 > 0$ ($\varepsilon < 0$, конвективные условия в атмосфере).

В (39) переходим к пределу по $\partial_0 \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial_0^{\nu_1}}{\Gamma(1-\nu_1)} \varphi_1(x_0, \partial_0)_{\partial_0 \rightarrow 0} &= \frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} \left\{ \frac{x_0 h}{K(h)(m-n+2)} \frac{e^{-\frac{\partial_0 h}{x_0}}}{x_0^{1-\nu_1}} - \right. \\
 & - \int_0^{x_0} \left(\partial_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \partial_0} \right)_{\partial_0=0} \frac{dx}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} - \nu_1 \int_0^{x_0} \varphi_1(x, 0) \frac{dx}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} + \\
 & + \int_0^{x_0} \frac{\partial_0^{\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial_0^{\nu_1}}{x_0-x}} \frac{\partial \varphi_{1H}}{\partial \partial_0} dx +
 \end{aligned}$$

$$+ \int_0^{x_0} \frac{1}{(x_0-x)^{1-\nu}} e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0-x}} \left[\nu_1 + \frac{\bar{z}_h}{x_0-x} \right] \varphi_{1h} dx \Big\} = 0.$$

Откуда

$$\begin{aligned} & \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=0} \frac{dx}{(x_0-x)^{1-\nu}} = \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \frac{e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0}}}{x_0^{1-\nu}} + \\ & + \int_0^{x_0} \frac{\bar{z}_h}{(x_0-x)^{1-\nu}} e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0-x}} \frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \bar{z}} dx + \\ & + \int_0^{x_0} \frac{1}{(x_0-x)^{1-\nu}} e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0-x}} \left[\nu_1 + \frac{\bar{z}_h}{x_0-x} \right] \varphi_{1h} dx \end{aligned} \quad (40)$$

и

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=0} = \frac{\sigma_1 h \bar{z}_h^\nu}{\Gamma(\nu) \kappa(h)(m-n+2)} \frac{e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0}}}{x_0^{1+\nu}} + \\ & + \frac{\bar{z}_h^{1+\nu}}{\Gamma(\nu)} \int_0^{x_0} \left\{ \frac{e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0-x}}}{(x_0-x)^{2+\nu}} \frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \bar{z}} + \frac{e^{-\frac{\bar{z}_h}{x_0-x}}}{(x_0-x)^{2+\nu}} \varphi_{1h} \right\} dx. \end{aligned} \quad (41)$$

$\left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=0}$ однозначно определяется по функции источника и значениям концентрации φ_{1h} и ее производной $\frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \bar{z}}$ на верхней границе $\bar{z} = \bar{z}_h$ ($z = H$).

Таким образом, при $\nu_1 > 0$

$$Y_2 = \frac{1}{\Gamma(1-\nu)} \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=0} \frac{\bar{z}_0^{-\nu}}{(x_0-x)^{1-\nu}} e^{-\frac{\bar{z}_0}{x_0-x}} dx \neq 0.$$

Полная формула концентрации

$$\varphi_1(x_0, \bar{z}_0) = \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{\bar{z}_0}{\bar{z}_h} \right)^{\frac{\nu}{2}} \frac{1}{x_0} \Gamma_{-\nu} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_h \bar{z}_0}}{x_0} \right) e^{-\frac{\bar{z}_h + \bar{z}_0}{x_0}} -$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{1}{\Gamma(1-\nu)} \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} \frac{z_0^{-\nu}}{(x_0-x)^{1-\nu}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx + \\
 & + z_0^{1+\nu} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right]_{z=z_0} dx. \quad (42)
 \end{aligned}$$

Интересно отметить, что в этом случае поток примеси через подстилающую поверхность будет тоже равен нулю. Действительно, из формулы (41) явствует, что $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}$ имеет порядок конечный, следовательно порядок потока, равный $\left(z^{1+\nu} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}$ будет нулевым. В справедливости такого заключения легко убедиться и непосредственным дифференцированием формулы (42) с привлечением соотношения (41). Получается, что при неустойчивой стратификации атмосферы ($\nu_1 > 0, \varepsilon < 0$) наряду с решением (23), задающим поле концентраций, в котором φ_1 и ее производная $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ на границе $z = 0$ остаются величинами конечными, существует второе решение с неограниченной производной $\frac{\partial \varphi}{\partial z} \sim \frac{1}{z} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \sim \frac{1}{z} \right)$ и нулевым значением концентрации φ на нижней границе. В обоих решениях поток примеси через границу $z = 0$ отсутствует. С математической стороны причина такой двойственности кроется в том, что коэффициент диффузии, вводимый законом $\kappa(z) = A z^{1-\varepsilon}$, при $\varepsilon < 0$ и $z \rightarrow 0$ уходит в нуль сильнее ($\sim z^{1+\nu_1}$), чем $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ - в бесконечность ($\sim \frac{1}{z}$). И самый факт отсутствия в решении (42) потока примеси через нижнюю границу есть прямое следствие того, что коэффициент диффузии принимался равным нулю при $z = 0$.

Физическое толкование второго решения следующее. При конвекции ($\varepsilon < 0$) коэффициент диффузии интенсивно убывает в слое $z < 1$ $\left\{ z < \left[\frac{\kappa_1 z^{m+\varepsilon-1}}{u_1 (m+\varepsilon+1)^2} \right]^{\frac{1}{m+\varepsilon+1}} \right\}$ и, наоборот, интенсивно растет для $z > 1$, поэтому выделяемая источником примесь рассеивается во внешнее пространство, не достигая нижней границы. Слой малых z ($z < 1$) будет зоной высоких градиентов концентрации (рис. 3).

Надо думать, что подобное распределение концентрации может реально сложиться и сколько-нибудь длительно существовать лишь в особых случаях, например, развитой, сильной конвекции в сочетании с очень малыми (или полностью отсутствующими) градиентами горизонтального ветра вблизи земной поверхности. В обычных условиях турбулентности, в зоне предполагаемых больших градиентов $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ концентрации должны выравниваться - и тогда установится распределение примеси, соответствующее первому решению (23) (с конечной величиной $\frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0}$ и отличной от нуля концентрацией $\varphi \Big|_{z=0}$). Учитывая, однако, изменчивый, в значительной мере вероятностный характер процессов в турбулентной атмосфере и то,

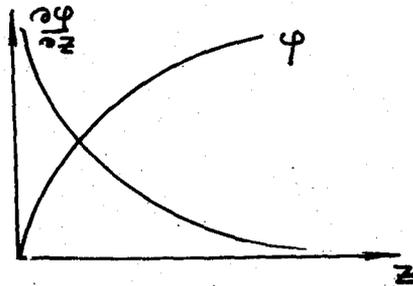


Рис.3.

что при их изучении приходится оперировать в большинстве случаев статистическими, средними величинами, важна бывает не устойчивость того или иного явления, а возможная его повторяемость. Поэтому не следует отвергать начисто второе решение, как физически неустойчивое.

Более тонкое физическое различие между обоими решениями, относящимися к условию $\xi < 0$, сводится к тому, что для первого (23) подстилающая поверхность является деятельной, активно отражающей примесь границей, и поток на ней будет нулем высокого порядка ($\sim \bar{z}^{1+\nu}$), во втором решении (42) поток будет нулем в силу конвективной стратификации атмосферы (и формы задания коэффициента диффузии), но нулем слабым ($\sim \bar{z}^{\nu}$), а сама подстилающая поверхность непосредственным образом не взаимодействует с диффундирующей примесью.

Чтобы при $\xi < 0$ исследовать поле концентраций от источника над подстилающей поверхностью, активно поглощающей всю выносимую к ней примесь [$\varphi_1(x, 0) = 0, K(z \frac{\partial \varphi}{\partial z} |_{z=0} \neq 0$], надо коэффициент диффузии задать в форме

$$K(z) = Az^{1-\epsilon} + K_0, \quad K_0 \neq 0.$$

3. $V_1 = 0$. (равновесная стратификация атмосферы). В формуле (38) полагаем $V_1 = 0$:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x_0, \bar{z}_0) &= \frac{\sigma_1 h}{K(h)(m-n+2)} \frac{1}{x_0} \int_0^{\bar{z}_0} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}_h}}{x_0} \right) e^{-\frac{\bar{z}_0 + \bar{z}_h}{x_0}} - \\ &- \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \bar{z}} \right)_{\bar{z}=0} \frac{e^{-\frac{\bar{z}_0}{x_0-x}}}{x_0-x} dx + \bar{z}_h \int_0^{x_0} \left\{ \frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial \bar{z}} \frac{e^{-\frac{\bar{z}_0 + \bar{z}_h}{x_0-x}}}{x_0-x} \int_0^{\bar{z}_0} \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}_h}}{x_0-x} \right) - \right. \\ &- \left. \varphi_{1h} \frac{e^{-\frac{\bar{z}_0 + \bar{z}_h}{x_0-x}}}{(x_0-x)^2} \left[I_1 \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}_h}}{x_0-x} \right) \sqrt{\frac{\bar{z}_0}{\bar{z}_h}} - I_0 \left(\frac{2\sqrt{\bar{z}_0 \bar{z}_h}}{x_0-x} \right) \right] \right\} dx. \quad (43) \end{aligned}$$

Член $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0}$ во втором слагаемом - поток через нижнюю границу - определяем из условия $\varphi(x, 0) = 0$. Для этого в (43) совершается предельный переход по $z_0 \rightarrow 0$. Но предварительно, чтобы обеспечить сходимость второго слагаемого в (43) при предельном переходе, целесообразно написать его сначала для границы $z = \delta > 0$:

$$J_2 = \int_0^{x_0} \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=\delta} \frac{e^{-\frac{z_0+\delta}{x_0-x}}}{x_0-x} I_0\left(\frac{2\sqrt{z_0\delta}}{x_0-x}\right) - \delta \varphi(x, \delta) \frac{e^{\frac{z_0+\delta}{x_0-x}}}{(x_0-x)^2} \left[I_1\left(\frac{2\sqrt{z_0\delta}}{x_0-x}\right) \sqrt{\frac{z_0}{\delta}} - I_0\left(\frac{2\sqrt{z_0\delta}}{x_0-x}\right) \right] \right\} dx, \quad (44)$$

и прежде чем перейти к пределу по $z_0 - \delta \rightarrow 0$, произвести над (43) преобразование Лапласа по переменной x :

$$\begin{aligned} & \Phi[\varphi(x_0, z_0)] \Phi[Y_{\text{ист}}(x_0, z_0, z_h)] - \\ & - \Phi\left[\frac{\partial \varphi(x_0, \delta)}{\partial z}\right] \delta \cdot 2 K_0(2\sqrt{z_0\delta}) I_0(2\sqrt{\delta s}) + \\ & + 2\delta \Phi[\varphi(x_0, \delta)] \sqrt{\frac{z_0}{\delta}} K_0(2\sqrt{z_0\delta}) I_1(2\sqrt{\delta s}) + \Phi[Y_H(x_0, z_0)], \quad (45) \end{aligned}$$

где $Y_{\text{ист}}(x_0, z_0, z_h)$ - первое слагаемое в (43), $Y_H(x_0, z_0)$ - третье слагаемое, зависящее от условий на границе $z = z_h$.

После предельного перехода и обращения операции Φ имеем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0} &= \frac{\pi h}{K(h)(m+1)} \frac{e^{-\frac{z_h}{x_0}}}{x_0} + \\ & + \frac{z_h}{\pi} \int_0^{x_0} \left\{ \frac{e^{-\frac{z_h}{x_0-x}}}{x_0-x} \frac{\partial \varphi_{1H}}{\partial z} + \varphi_{1H} \frac{e^{-\frac{z_h}{x_0-x}}}{(x_0-x)^2} \right\} dx. \quad (46) \end{aligned}$$

По существу своему $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0}$ является неопределенностью типа $\frac{0}{0}$ $\left[\frac{F(x_0, z_0)}{z_0(m\sqrt{z_0}+c)}\right]$, где $F(x_0, z_0)$ - правая часть (46). Это следует учитывать при подстановке его в (43).

Соотношением (46) однозначно определяется на нижней границе $Z = 0$ величина потока (конечная и не равная нулю), за счет которого обеспечивается краевое условие $\varphi(x, 0) = 0$ и формула для поля концентраций (43) определяется с точностью до значений концентрации φ_{1H} и ее производной $\frac{\partial \varphi_{1H}}{\partial z}$ на верхней границе $Z = H$.

Если в формулах (38) $[z > 0, J_2 = 0]$, (42) и (40) $[z < 0, J_2 \neq 0]$,

(43) и (46) [$\xi=0, \gamma_2 \neq 0$] положить $H = \infty$ (иначе говоря, отбросить интегральное слагаемое, зависящее от величин φ_{1h} и $\frac{\partial \varphi_{1h}}{\partial z}$), то они дают решение задачи для случая однослойной атмосферы (от $Z = 0$ до ∞) с бесконечно растущим коэффициентом диффузии

$$\begin{aligned} \varphi_1(x_0, \frac{z}{\delta_0}) &= \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{zh}{\delta_0}\right)^{\frac{\nu}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{-\nu_1}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{\delta_0 zh}}{x_0}\right) e^{-\frac{z_0+z}{x_0}} , \quad \varepsilon > 0; \\ \varphi_1(x_0, \frac{z}{\delta_0}) &= \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m+1)} \left\{ \frac{e^{-\frac{zh+z_0}{x_0}}}{x_0} \int_0^{x_0-\frac{zh}{x_0}} \left(\frac{2\sqrt{\delta_0 zh}}{x_0}\right) \frac{e^{-\frac{z_0}{x_0-x}}}{x} dx \right\}, \quad \varepsilon = 0; \\ \varphi_1(x_0, \frac{z}{\delta_0}) &= \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{zh}{\delta_0}\right)^{\frac{\nu}{2}} \left\{ \frac{1}{x_0} \int_{-\nu_1}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{\delta_0 zh}}{x_0}\right) e^{-\frac{z_0+z}{x_0}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\Gamma(\nu)\Gamma(1-\nu)} \left(\frac{zh}{\delta_0}\right)^{\frac{\nu}{2}} \int_0^{x_0-\frac{zh}{x_0}} \frac{e^{-\frac{zh}{x}}}{x^{1+\nu}} \frac{e^{-\frac{z_0}{x_0-x}}}{(x_0-x)^{-\nu}} dx \right\}, \quad \varepsilon < 0. \end{aligned}$$

Решения уравнения (1) для верхнего слоя атмосферы непосредственно не зависят от условий на нижней границе. Они остаются те же, что и в предыдущем случае [см. (24), (25), (26)]. Так что совместные решения задачи для двухслойной атмосферы даются формулами:

$$\begin{aligned} Z \leq H - \\ \varphi_1(x_0, \frac{z}{\delta_0}) &= \frac{\sigma_1 h}{\kappa(h)(m-n+2)} \left(\frac{zh}{\delta_0}\right)^{\frac{\nu}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{-\nu_1}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{\delta_0 zh}}{x_0}\right) e^{-\frac{z_0+z}{x_0}} - \gamma_2 + \\ &\quad + \frac{z_0^{\nu_1}}{\delta_0^{\nu_1}} \int_0^{x_0} \left[\bar{v}_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \varphi_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} \right]_{z=\frac{z_0}{x_0}} dx, \\ \bar{v}_1 &= \frac{1}{(x_0-x)^{1+\nu_1}} \left(\frac{\sqrt{\delta_0 z}}{x_0-x}\right)^{\nu_1} \int_{-\nu_1}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{\delta_0 z}}{x_0-x}\right) e^{-\frac{z_0+z}{x_0-x}}, \\ \gamma_2 &= \frac{1}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=0} \frac{z_0^{-\nu_1}}{(x_0-x)^{-\nu_1}} e^{-\frac{z_0}{x_0-x}} dx, \end{aligned} \tag{47}$$

где

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=0} &= 0 && \text{при } \varepsilon > 0, \nu_1 < 0; \\ \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=0} &= 0 && \text{при } \varepsilon < 0, \nu_1 > 0 \text{ дается формулой (41);} \\ \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=0} &= 0 && \text{при } \varepsilon = 0, \nu_1 = 0 \text{ дается формулой (46);} \end{aligned}$$

$Z \geq H -$

$$\varphi_2(x_0, \eta_0) = \frac{\sigma_2}{\kappa(h)|\delta+\theta|} \left(\frac{\eta_h}{\eta_0}\right)^{\frac{\nu_2}{2}} \frac{1}{x_0} \int_{\nu_2}^{\infty} \left(\frac{2\sqrt{\eta_h \eta_0}}{x_0}\right) e^{-\frac{\eta_0+\eta_h}{x_0}} -$$

$$- \operatorname{sign}(\delta + b) \eta_n^{1+\nu_2} \int_0^{x_0} \left[\bar{u}_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} - \varphi_2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \eta} \right]_{\eta=\eta_n} d\eta, \quad \delta + b \neq 0,$$

\bar{u}_2 — см. (22),

$$\varphi_2(x_0, z_0) = \frac{\sigma_2}{2\sqrt{\pi}k_n u_n x_0} e^{-\frac{(z_0-h)^2}{4a^2 x_0}} - \int_0^{x_0} \left\{ \frac{a}{2\sqrt{\pi}(x_0-x)} e^{-\frac{(z-h)^2}{4a^2(x_0-x)}} \frac{\partial \varphi_2(x, h)}{\partial z} - \frac{(z-h)}{4a\sqrt{\pi}(x_0-x)^{3/2}} e^{-\frac{(z-h)^2}{4a^2(x_0-x)}} \varphi_2(x, h) \right\} dx, \quad a = \sqrt{\frac{k_n}{u_n}}, \delta = b = 0. (48)$$

Как частный случай из (48) получается поле концентраций при наличии запирающего слоя на линии раздела слоев $z = H$ достаточно для этого положить в (48) $\frac{\partial \varphi_{2n}}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_{1n}}{\partial \eta} = 0$. Реализуя в формулах (48) условия склейки (12) или (81), выпишем систему линейных интегральных уравнений относительно $\varphi_{1n}, \varphi_{2n}, \frac{\partial \varphi_{1n}}{\partial z}, \frac{\partial \varphi_{2n}}{\partial \eta}$, аналогичные (32), (33):

$$\begin{aligned} \varphi_1(x_0, \frac{\partial}{\partial \eta}) &= \frac{2\alpha h}{k(h)(m-n+2)} \left(\frac{\partial h}{\partial \eta} \right)^{\nu_1} \frac{1}{x_0} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\sqrt{\beta_n \partial h}}{x_0} e^{-\frac{\partial h + \partial h}{x_0}} - \right. \\ &- \frac{2}{\Gamma(1-\nu_1)} \int_0^{x_0} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} \frac{\partial h^{\nu_1}}{(x_0-x)^{1-\nu_1}} e^{-\frac{\partial h}{x_0-x}} dx + \\ &+ 2 \int_0^{x_0} \left\{ \frac{\partial h}{x_0-x} \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\partial h}{x_0-x} \right) e^{-\frac{2\partial h}{x_0-x}} \frac{\partial \varphi_{1n}}{\partial \eta} - \right. \\ &- \left. \varphi_{1n} \frac{\partial h}{(x_0-x)^2} e^{-\frac{2\partial h}{x_0-x}} \left[\int_{-\nu_1-1} \left(\frac{2\partial h}{x_0-x} \right) - \int_{-\nu_1} \left(\frac{2\partial h}{x_0-x} \right) \right] \right\} dx, \quad (49) \end{aligned}$$

$$\varepsilon > 0, \quad \nu_1 < 0, \quad \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} = 0,$$

$$\varepsilon < 0, \quad \nu_1 > 0, \quad \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} \text{ определяется уравнением (41),}$$

$$\varepsilon = 0, \quad \nu_1 = 0, \quad \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} \text{ определяется уравнением (46);}$$

$$\varphi_2(x_0, \eta_n) = \frac{2\sigma_2}{k(h)|\delta+b|} \left(\frac{\eta_h}{\eta_n} \right)^{\nu_2} \frac{1}{x_0} \int_{\nu_2} \left(\frac{2\sqrt{\eta_h \eta_n}}{x_0} \right) e^{-\frac{\eta_h + \eta_h}{x_0}} -$$

$$-\text{sign}(\delta + \nu) 2 \int_0^{x_0} \left\{ \frac{\eta_H}{x_0 - x} e^{-\frac{2\eta_H}{x_0 - x}} \left[\frac{\partial \varphi_{2H}}{\partial \eta} - \frac{\eta_H}{(x_0 - x)^2} e^{-\frac{2\eta_H}{x_0 - x}} \left[I_{\nu_2+1} \left(\frac{2\eta_H}{x_0 - x} \right) - I_{\nu_2} \left(\frac{2\eta_H}{x_0 - x} \right) \right] \varphi_{1H} \right] \right\} dx, \quad (50)$$

$$\varphi_{1H} = \varphi_1(x, \xi_H) = \varphi_2(x, \eta_H) = \varphi_{2H},$$

$$\frac{H}{m+2+1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_H} = \frac{1}{\delta + \nu} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_H}.$$

Способы решения системы (50), (41)-(46), (50) общеизвестны. Наиболее удобным в расчетных целях представляется нам метод итераций. Метод свертывания позволяет в (49), (50) через преобразование Лапласа перейти от линейных интегральных уравнений к линейным алгебраическим уравнениям относительно $\varphi_{1H}, \frac{\partial \varphi_{1H}}{\partial \xi(\eta)}, \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} \right)_{\xi=0}$, но при этом возникают большие трудности с построением обращения по формуле Римана-Мелина. В известной мере можно избежать эти трудности, сочетая метод свертывания с методом итерации. Тогда в приближениях вместо полных значений функций φ_1 и производных $\frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi(\eta)}$ используются только главные члены их разложений по степеням аргумента.

В детали этого вопроса мы не входим за невозможность уместить его в рамки статьи.

В заключение автор считает своим долгом выразить признательность проф. Д.Л. Лайхтману, с которым эта работа многократно обсуждалась.

Л и т е р а т у р а

1. В а т с о н Г.Н. Теория бесселевых функций. ИЛ, 1949.
2. Л а й х т м а н Д.Л. Физика приземного слоя. Гидрометеопиздат, Л., 1961.
3. С м и р н о в В.И. Курс высшей математики, т.1У. Физматгиз, М., 1958.
4. Д и т к и н В.А., П р у д н и к о в А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. Физматгиз, М., 1961.

Н. П. ТВЕРСКАЯ

СЛИЯНИЕ КАПЕЛЬ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

Образование осадков из водяных облаков является достаточно сложным вопросом, который до настоящего времени окончательно не решен. В частности, недостаточность наших сведений о процессах, приводящих к укрупнению облачных капель, требует всесторонних исследований в области фазовых переходов воды, а также взаимодействия между облачными элементами. Подобные исследования целесообразно проводить не только в естественной обстановке внутри самих облаков, но и в лаборатории, изучая отдельные стороны процессов.

В предлагаемой работе приводятся экспериментальные данные по исследованию слияния капель различных водных растворов, которые представляют интерес с точки зрения физики образования осадков.

Изучение процесса слияния капель растворов проводилось на установке, использовавшейся в предыдущих исследованиях [1]. Основной частью установки являлись два подвижных капельника, с помощью которых создавались капли. Верхний капельник во время опытов был всегда заземлен, а на нижний мог подаваться потенциал относительно земли ΔU . Наблюдения за слиянием капель всегда начинались при заземленных капельниках. При этом верхний капельник смещался в горизонтальном направлении до тех пор, пока верхняя капля при своем падении касалась нижней, но с ней не сливалась, т.е. соударение было неэффективным. Затем на нижний капельник подавался потенциал ΔU , который постепенно увеличивали до тех пор, пока все соударения становились эффективными. Это значение потенциала принималось за критическое ΔU_k . Таким образом, в результате измерений было получено отношение числа слившихся m^1 капель к числу столкнувшихся m^2 , т.е. $\eta = \frac{m^1}{m^2}$. Выражая η в процентах, получим, что при $\Delta U = \Delta U_k$ $\eta = 100\%$. Величина η определялась всегда для 100 соударений.

После окончания измерений с водой, не меняя положения капельников, верхняя бюретка заполнялась водным раствором исследуемого вещества и опыты проводились в том же порядке. При этом находилось новое значение $\Delta U_{кр}$ для раствора. Это значение в зависимости от химических свойств растворенного вещества могло быть $\Delta U_{кр} \geq \Delta U_k$. Изменение величины критической разности потенциалов в сторону уменьшения свидетельствует об увеличении эффективности соударений. Увеличение $\Delta U_{кр}$ в сравнении с величиной ΔU_k для воды, наоборот, дает основания полагать, что эффективность соударений уменьшается. Таким образом, сравнение значений величины $\Delta U_{кр}$ для исследуемых веществ с этой же величиной для воды ΔU_k давало возможность судить об увеличении или уменьшении эффективности соударений. Естественно, что, если для капель водных растворов соударения становятся менее эффективными, то для превращения их в эффективные необходимо увеличить ΔU -разность потенциалов между каплями, а следовательно, и ΔU_k [2].

В качестве исследуемых веществ были взяты растворы неорганических и органических соединений, эфирное масло и молоко. Концентрация растворов составляла 1 г на литр воды. В результате измерений было обнаружено, что растворы неорганических соединений: $NaHCO_3$, KCl , $BaCl_2$, $AgNO_3$, $Mn(NO_3)_2$, $Ba(OH)_2$, $KMnO_4$, K_2CO_3 и другие, существенного влияния на изменение эффективности соударений не оказывают. Исключением явился раствор K_2SO_4 , который дал пониженное значение $\Delta U_{кр}$ в сравнении с водой, т.е. некоторое повышение эффективности соударений капель. Растворы NaH_2BO_3 , $Fe(Mn)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ обнаружили слабое увеличение $\Delta U_{кр}$, т.е. уменьшение эффективности соударений.

Все исследованные органические соединения оказали заметное влияние на эффективность соударений. При этом растворы органических кислот: щавелевой, лимонной, уксусной, заметно снижают $\Delta U_{кр}$, в то время как растворы солей этих же кислот (C_2O_2HNa и CH_3COONa) повышают значение $\Delta U_{кр}$. Особенно сильное повышение $\Delta U_{кр}$ наблюдается для $C_{15}H_{31}COONa$, а также $C_{12}H_{22}O_{11}$. В качестве примеров на рисунках 1 и 2 приведены значения отношения числа слившихся капель к числу столкнувшихся, выраженное в процентах, η в зависимости от ΔU для $C_{15}H_{31}COONa$ и $C_{12}H_{22}O_{11}$.

Наибольший интерес представляют результаты исследования растворов молока [5] и эфирного масла. Растворы этих веществ настолько сильно снижают величину $\Delta U_{кр}$, что практически при $\Delta U = 0$ все соударения превращаются в эффективные. Этот результат, возможно, может иметь определенный практический интерес для опытов по увеличению эффекта коагуляции капель воды.

Представляется, что столь заметное увеличение эффекта слияния, обнаруженное для раствора молока и эфирного масла, может быть связано с изменением поверхностного натяжения капель растворов под влиянием присутствующих в растворе жиров. Вероятно, что нали-

ние на поверхности капли жиров приводит к нарушению однородности поверхности и сильно ослабляет ее внешнюю оболочку. Таким образом, на поверхности капли образуются места, не зата-

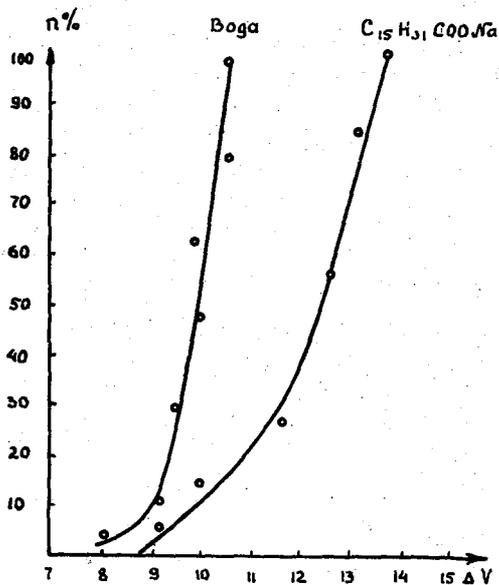


Рис. 1.

нутые водной пленкой, в результате чего взаимодействие между соударяющимися каплями облегчается, о чем и свидетельствует резкое уменьшение величины $\Delta U_{кр}$. Слияние капель указанных растворов происходит даже при отсутствии заметной разности потенциалов между каплями.

Заметное влияние на эффект слияния оказали растворы исследованных органических веществ. Влияние примесей этих веществ на слияние может быть связано с их поверхностной активностью. Известно, что органические вещества являются типичными поверхностно-активными. Эти вещества обладают свойством образовывать на поверхности раздела вода-воздух адсорбционные слои ориентированных молекул. При достаточно полной ориентации молекул и переплетении углеводородных цепей наблюдается большая механическая прочность адсорбционного слоя. Значительное увеличение $\Delta U_{кр}$ для $C_{15}H_{31}COONa$ связано с сильным увеличением поверхностного натяжения и образованием механически прочного поверхностного слоя.

Поскольку поверхностная активность зависит от числа полярных групп и длины углеводородной связи, увеличиваясь с увеличением длины цепи и с увеличением ее асимметрии, то обнаруженное увеличение $\Delta U_{кр}$ для декстрина и $C_{12}H_{22}O_{11}$ может быть свя-

зано со свойствами их поверхностных слоев. Вещества, подобные рассмотренным, затрудняют слияние и в этом отношении могут быть названы "отрицательно-активными".

Основная же часть исследованных нами поверхностно-активных веществ обладала слабо выраженными механическими свойствами поверхностных слоев. Ориентация же адсорбирующихся молекул поверхностно-активного вещества в пограничном слое сопровождается понижением избытка поверхностной энергии слоя. Поскольку поверхностное натяжение для органических кислот меньше, чем для воды, то их добавление к воде приводит к уменьшению поверхностного натяжения раствора, способствующему слиянию капель и уменьшению $\Delta U_{кр}$.

Для растворов органических солей увеличение $\Delta U_{кр}$ и определенное затруднение слияния в сравнении с водой связано с обратным эффектом увеличения поверхностного натяжения. К сожалению, мы не имеем данных о поверхностном натяжении исследуемых растворов, так как это определение является сложной специальной задачей.

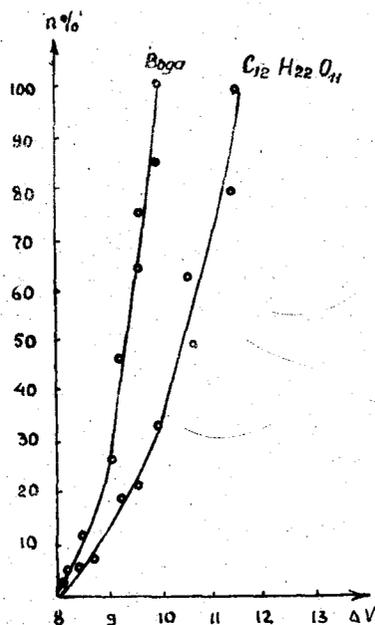


Рис. 2.

На основании изложенного следует, что добавление к воде веществ, способных значительно уменьшить поверхностное натяжение или нарушить однородность строения поверхности, способствует увеличению эффекта слияния.

В начальный момент образования зародышевых капель последние представляют собой достаточно концентрированные растворы. химическая природа раствора определяется химическим свойством ядра,

на котором образовалась капля. При этом в зависимости от кислотных или щелочных свойств раствора зародышевой капли последняя приобретает положительный или отрицательный электрический заряд. Таким образом, увеличение эффекта слияния мелких облачных капель может быть связано с образованием зарядов на каплях в зависимости от кислотных или щелочных свойств раствора зародышевой капли. В зависимости от величины pH , характеризующей кислотные или щелочные свойства раствора, на границе вода-воздух возникает электрокинетический потенциал. Для ядер конденсации, обладающих свойством образовывать щелочной раствор ($pH < 7$), имеет место повышенная концентрация ионов OH^- на поверхности капли, что, возможно, способствует преимущественному захвату отрицательных ионов воздуха и приобретению каплей отрицательного заряда. Для растворов кислотных на поверхности образуется повышенная концентрация ионов H^+ и, возможно, преимущественный захват положительных ионов воздуха. Капля при этом приобретает положительный заряд. Наличие зарядов на облачных каплях с $\tau < 30$ мкс также может приводить к усилению эффекта слияния для столкнувшихся частиц. Различие в величинах зарядов столкнувшихся более крупных капель приводит к превращению неэффективных соударений в эффективные [2]. Большие значения, полученные для зарядов облачных капель [3], несомненно связаны с коагуляцией заряженных капель.

Л и т е р а т у р а

1. Т в е р с к а я Н.П. Опытное изучение соударения и слияния заряженных капель. Труды ГГО, вып. 73, 1956.
2. Т в е р с к а я Н.П. Коагуляции заряженных капель. Труды ЛГМИ, вып. 9, 1960.
3. К р а с н о г о р с к а я Н.В. Исследование процессов электризации частиц облаков и осадков. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1, 1960.
4. Р е ш е т о в В.Д. Проблема атмосферного электричества и аэрозоль. Труды ЦАО, вып. 30, 1959.
5. А г а н и н М.А. Влияние примесей на слияние капель. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 3, 1940.

А. Г. БРОЙДО, И. А. ИЗИС

ОСОБЕННОСТИ ПОТОКА ТЕПЛА В ПОЧВЕ НА ПЛОЩАДКЕ
ЛГМИ В БАТОВО

В работе [1] на обширном опытно-материале показывается целесообразность использования предложения Н.П. Русина [4] о замене расчета средних значений вертикального потока тепла в верхнем двадцатисантиметровом слое почвы по формуле Г.Х.Цейтина [3,5]

$$B = \frac{c}{\tau} \left[S_1 - \frac{\alpha}{10} S_2 \right] \quad (1)$$

расчетом по упрощенной формуле

$$B = \frac{c}{\tau} S_1 \quad (2)$$

В этих формулах c - средняя объемная теплоемкость верхнего двадцатисантиметрового слоя почвы; τ - интервал времени между двумя соседними сроками наблюдений, т.е. интервал, к которому относится вычисляемое по этим формулам среднее значение B ;

α - средний коэффициент температуропроводности рассматриваемого слоя почвы; S_1 и S_2 - функции, связанные с изменением теплоемкости этого же слоя за данный интервал времени и с теплообменом между этим слоем и нижележащими слоями. Методика нахождения величин α , S_1 и S_2 изложена в работах [3,5].

В настоящей работе ставились следующие цели:

а) выяснить наличие каких-либо особенностей потока тепла в почве на площадке ЛГМИ в п. Батово (Гатчинский район Ленинградской области);

б) провести в дополнение к работе [1] оценку результатов расчета по формуле (2) по сравнению с результатами, получающимися по формуле (1).

Поскольку в настоящей работе, по-видимому, впервые публикуются результаты, полученные по материалам наблюдений на площадке ЛГМИ в Батово, то представляется целесообразным дать краткое физико-географическое описание данного района и указать некоторые особенности площадки.

Площадка ЛГМИ в п. Батово находится в 75 км южнее Ленинграда.

Таким образом, район расположения площадки находится в северо-западной части Восточно-Европейской равнины. Местность представляет собой пологую равнину с понижением в сторону Финского залива, т.е. к северу и северо-западу. Район расположен в зоне смешанных лесов. Почвы преимущественно подзолистые. Леса прерываются обширными луговыми полянами с разнотравным растительным покровом. Нередко встречаются довольно обширные заболоченные участки, так как район находится в зоне избыточного увлажнения. Климат - умеренно континентальный.

Площадка расположена на сравнительно ровном плато с небольшими пологими холмами моренного происхождения. Со всех сторон площадка окружена 1-2 рядами деревьев высотой 15-20 м, находящихся на расстоянии 3-5 м друг от друга. С восточной стороны к площадке примыкает парк. В 100 м севернее площадки протекает р.Оредеж, имеющая здесь ширину до 30-40 м и глубину до 3-4 м. Примыкающий к площадке правый берег реки - возвышенный, обрывистый. С запада на расстоянии 70 м от площадки находятся одноэтажные деревянные жилые дома п.Батово, окруженные небольшими садами и огородами.

Поверхность площадки в основном ровная, с небольшими редкими буграми. Площадка имеет травяной покров, выкашиваемый в середине лета. Измерение температуры поверхности почвы производится ртутными термометрами на оголенных участках, размеры которых по условиям работы на данной площадке несколько уменьшены против стандартных и составляют около 3x4 м. Почва на площадке песчаная.

В настоящей работе использованы материалы ежечасных наблюдений над температурой поверхности почвы и температурой на глубинах 5, 10, 15 и 20 см. Наблюдения выполнялись в дневные часы (с 09 до 18 час.) отдельных дней июня 1960 г. Температура поверхности почвы определялась ртутным ("срочным") термометром, температура на глубинах - коленчатыми термометрами С.И.Савинова. По этим наблюдениям удалось рассчитать по формуле (1) за двухчасовые интервалы времени 52 средних значения B , которые изменяются в пределах от -0,109 до 0,190 кал/см²мин. Экстремальные значения (-0,109, 0,190 кал/см²мин.) потока тепла в почве встретились лишь в 6% случаев. В большинстве же (в 75% случаев) этот поток составляет от -0,09 до 0,10 кал/см²мин., что вполне согласуется с аналогичными величинами в других районах северо-запада ЕГС [2].

Значение B в один и тот же час разных дней также меняется в довольно широких пределах в зависимости от погодных условий, особенно облачности. Тем не менее во все 7 рассмотренных суток можно обнаружить в основном упорядоченный дневной ход потока тепла в почве, а именно постепенное уменьшение этого потока от первого утреннего срока (10 час) до последнего вечернего (17 час.). В отдельные дни поток уже в 15-16 час. переходил через нуль и становился отрицательным. Максимальное положительное значение

потока достигалось, по-видимому, в более ранние утренние часы (до 10 час.), оставшиеся неосвещенными в настоящей работе. Наглядное представление о характере дневного хода потока тепла в почве дает рис. 1, на котором этот ход представлен в осредненном виде за все 7 рассмотренных суток. Важно отметить, что

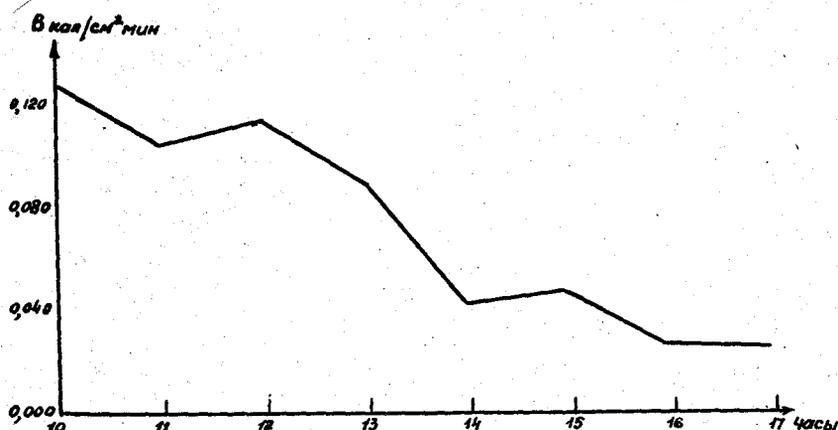


Рис. 1. ОСРЕДНЕННЫЙ ДНЕВНОЙ ХОД ПОТОКА ТЕПЛА В ПОЧВЕ В БАТОВО ЗА 7 СУТОК ИЮНЯ 1960 г.

график среднего дневного хода V получен не путем осреднения значений V за один и тот же час разных суток, а путем осреднения исходных данных, т.е. температуры почвы для каждого рассмотренного дневного часа всех 7 суток. Осреднение же самих значений V не привело к столь же определенной картине. Поскольку междусуточная изменчивость этих значений для одного и того же часа довольно велика, то для получения сглаженной картины необходимо осреднение за более продолжительный интервал, чем 7 суток. Из рис. 1 видно, что в среднем поток тепла в почве в дневные часы июня на площадке более или менее плавно уменьшается примерно от 0,13 до 0,03 кал/см² мин.

Поскольку поток тепла в почве в рассмотренный период времени на площадке в Батово не обладал какими-либо резкими отличиями от соответствующих потоков на других площадках северо-запада ЕТС, то данная площадка может быть признана достаточно репрезентативной по потоку тепла.

К несколько более неожиданным выводам привело сравнение значений V , вычисленных по формуле (2), со значениями, найденными по формуле (1). Для краткости назовем первые из них V_2 , а вторые V_1 . Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что все 52 значения V_2 оказались несколько ниже соответствующих значений V_1 . В работе [1], выполненной по материалам наблюдений в Дубовской, Каменной Степи и Колтухах, также было получено, что число заниженных значений V_2 преобладает над числом

завышенных его значений. Однако иногда там встречались и завышенные, а не одни только заниженные значения, как в Батово. Рассмотрение формулы (1) показывает, что, поскольку величина α всегда существенно положительна, то полученный результат может быть объяснен лишь тем, что во все рассмотренные сроки наблюдений в Батово S_2 было отрицательным. Это характерно для дневных часов при сухой погоде, когда поток тепла от поверхности почвы проникает не только до глубины 20 см, но проходит и в нижележащие слои. Рассмотренные здесь 7 суток характеризовались в Батово сухой жаркой погодой. По другим же упомянутым выше районам более обширный опытный материал включал в себя и дни с неустойчивой погодой, в том числе дни с осадками, приводящими, как правило, к смене отрицательного знака S_2 на положительный и потому вызывающими завышение B_2 по сравнению с B_1 .

Среднее из всех 52 отклонений B_2 от B_1 составило $0,038 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$, что значительно превышает соответствующую величину, найденную в работе [1]. Это может объясняться как меньшим числом рассмотренных здесь случаев, так и особенностями состава, структуры, влажности и других свойств почвы в Батово, приводящими к более высоким, чем в районах, рассмотренных в работе [1], значениям коэффициента температуропроводности верхнего слоя, что может давать сравнительно повышенные значения 2-го члена в скобках формулы (1). Более детальное выяснение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы и явится предметом отдельной статьи.

Для оценки возможности практического использования формулы (2) вместо формулы (1) имеет значение анализ не столько абсолютных, сколько относительных отклонений B_2 от B_1 , т.е. величин

$$f = \left| \frac{B_2 - B_1}{B_1} \right| \% \quad (3)$$

В 7 из 52 случаев значения f составили более 100%. Однако специальное рассмотрение этих случаев показывает, что большинство из них имеет место не при больших значениях $B_2 - B_1$, а при малых значениях B_1 , когда погрешность расчета по формуле (3) резко увеличивается. Рассматривать такие случаи, очевидно, нецелесообразно. В остальных же 45 случаях относительные погрешности распределяются по отдельным градациям так, как показано в табл.1.

Таблица 1
Распределение по градациям относительных отклонений B_2 от B_1

$f\%$	0-9	10-19	20-29	30-39	40-49	≥ 50
Число случаев	6	11	11	5	3	9
%	13	25	25	11	6	20

Сравнение этой таблицы с результатами, полученными в работе [1], свидетельствует о том, что расчеты по формуле (2) на материале наблюдений в п. Батово приводят к величинам B_2 , обладающим более значительными погрешностями, чем величины B_2 , вычислявшиеся для других районов. Этот факт, возможно, так же, как и большее среднее абсолютное отклонение B_2 от B_1 , объясняется более высокими значениями коэффициента температуропроводности верхнего слоя почвы в Батово.

Представляет интерес вопрос о распределении относительных погрешностей значений B_2 во времени. Как указывалось выше, в настоящей работе эти значения вычислялись только для дневных часов летнего времени года. Если исключить большие относительные погрешности, полученные при малых B_1 , то осреднение остальных 45 значений φ по часам суток приводит к результатам, представленным в табл.2.

Таблица 2
Средние относительные погрешности (в%) значений B_2
для разных часов дневного времени

Часы	10	11	12	13	14	15	16	17
Средняя относительная погрешность, %	18	13	32	22	62	33	43	39

Из табл.2 видно, что увеличение погрешности расчета B_2 имеет место во второй половине дня, когда сам поток тепла в почве уже начинает заметно уменьшаться. Этот результат согласуется с выводами работ [1,4]. Однако и в дневные часы значения φ для Батово сравнительно велики - они заметно превышают значения, полученные за эти же часы в районах, рассмотренных в работе [1]. Этот вывод совпадает с результатом, полученным из табл.1.

Проделанная работа позволяет сделать следующие выводы.

1. Абсолютные значения потока тепла в почве и пределы его колебания в дневные часы и общий характер дневного хода этого потока в летнее время года на площадке ЛГМИ в п. Батово типичны для северо-запада Европейской части Союза. Это говорит о репрезентативности данной площадки по потоку тепла в почве.

2. Сравнение результатов расчета потока тепла в почве по сокращенной формуле (2) и по более полной формуле (1) показывает, что при расчетах по формуле (2) для Батово получаются более значительные погрешности, чем для других районов. Отсюда в свою очередь следует, что

а) в данном районе и в рассмотренный период времени, возможно, имели место несколько повышенные значения коэффициента температуропроводности;

б) использование формулы (2) вместо формулы (1) может в отдель-

ных районах (в частности, в Батово) в некоторые периоды приводить к результатам, содержащим погрешности, в 2-3 раза превышающие погрешности, получающиеся в других районах.

Л и т е р а т у р а

1. Б р о й д о А.Г., С у б о ч ь Н.А. О точности приближенного метода расчета потока тепла в почве. Труды ГГО, вып.77, 1958.
2. О г н е в а Т.А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометеонадат, 1955.
3. Р у с и н Н.Л. Методические указания гидрометеорологическим станциям, № 5. Гидрометеонадат, 1954.
4. Р у с и н Н.П. Об определении теплообмена в почве на гидрометеорологических станциях. Труды ГГО, вып.52 (114), 1955.
5. Ц е й т и н Г.Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы. Труды ГГО, вып.39 (101), 1953.

Л. А. ХАНДОЖКО

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ВЕТРА В ОТКРЫТОЙ ЧАСТИ
БАЛТИЙСКОГО МОРЯ

В данном исследовании делается попытка выявить зависимость скорости ветра от величины барического градиента и характера температурной стратификации в открытой части Балтийского моря.

Малочисленность, нерегулярность, а в ряде случаев и ненадежность судовых наблюдений исключают возможность использовать эти данные для построения карт ветровых полей. Последние могут быть построены, исходя из знания характера связи полей ветра и давления.

Известные закономерности градиентного ветра не могут быть использованы в данном случае, так как скорость ветра в приводном слое определяется не только величиной градиента давления, но и многими другими факторами: характером шероховатости подстилающей поверхности, температурной стратификацией приводного слоя, распределением адвекции в нижнем слое тропосферы и другими.

Исследованию этого вопроса посвящены работы Н.П. Гоптарева [3,4], М.Е. Берлянд [1], А.И. Соркиной [5] и других. Тем не менее расчет скорости ветра над открытыми водными бассейнами в оперативной работе до сего времени представляет известные трудности.

В работе использован материал гидрометеорологических наблюдений, выполненных на исследовательских судах "Океанограф" и "Профессор Рудовиц" и синоптический материал за 1954-1960 гг. В выполнении технических расчетов принимала участие студентка П.А. Астафьева. Расчеты всех параметров, определяющих скорость ветра, производились для района Балтийского моря между $57^{\circ}20'$ и $59^{\circ}30'$ с.ш. и $19^{\circ}30'$ и $20^{\circ}00'$ в.д.

Барический градиент определялся по наземным кольцевым картам погоды. Чтобы исключить возможность появления ошибок в определении градиента давления за счет неточного проведения изобар над морем, последний рассчитывался по фактическим значениям давления на островных и береговых станциях (Гогланд, Готска-Санден, Аландские острова, Хиума, Сарема, Стокгольм, Вентспилс,

Овиши) в радиусе 111 км, причем пункты располагались в вершинах квадрата.

При таких условиях представлялось возможным достаточно точно рассчитать градиент давления по формулам

$$\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_0 = \frac{P_1 - P_3}{2z},$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)_0 = \frac{P_2 - P_4}{2z},$$

где P_i - значение давления воздуха в вершинах квадрата, вписанного в круг радиусом z .

Чтобы оценить связь скорости ветра и барического градиента в более "чистом" виде, все случаи, при которых наблюдались прохождения фронтальных разделов, исключались.

Эффект влияния температурной стратификации приводного слоя воздуха оценивался по разности температур воздух-вода (Δt) разбивкой всех случаев на три типовых состояния стратификации [5]:

- 1) $\Delta t = 0^\circ$ ($\pm 0,5^\circ$) - состояние, близкое к равновесному,
- 2) $-5,0 < \Delta t < -0,6^\circ$ - неустойчивая стратификация,
- 3) $5,0 > \Delta t > 0,6^\circ$ - устойчивая стратификация.

Ввиду единичных случаев значений Δt за пределами $\pm 5^\circ$ последние не рассматривались.

Наиболее общим критерием характера стратификации в нижнем слое тропосферы при рассмотрении большой совокупности случаев может быть осредненное направление ветра D , в целом определяющее наличие адвекции тепла или холода, в следующих градациях: 1) С - СВ, 2) В - ЮВ, 3) Ю - ЮЗ, 4) З - СЗ.

Поскольку скорость ветра является многосвязным параметром, то она не может быть выражена в линейной зависимости от барического градиента. Поэтому зависимость скорости ветра от градиента давления находилась путем линейного коррелирования логарифмов этих величин. Уравнение регрессии при этом принимает вид линейного логарифмического уравнения

$$\ln v = a \ln \frac{\Delta P}{\Delta n} + \ln k,$$

или

$$v = k \left(\frac{\Delta P}{\Delta n}\right)^a. \quad (1)$$

Расчеты показали, что в полученном степенном выражении $a > 1$, что обусловлено наличием в приводном слое значительного внешнего и внутреннего трения. При $a = 1$ получаем из (1) выражение для скорости геострофического ветра.

На основании обработанного материала было получено 12 уравнений регрессии для соответствующих градаций Δt и D .

Элементы корреляционной связи, уравнения вида (1) и рассчитанные по ним средние скорости ветра представлены в таблицах 1, 2, где Z - коэффициент корреляции, $\bar{\sigma}_2$ - средняя квадрати-

ческая ошибка коэффициента корреляции, Σy - средняя квадратическая ошибка уравнения регрессии, n - число случаев, K и d - коэффициенты в уравнении (1).

Рассчитанные по общеизвестным формулам величины элементов корреляционной связи подтверждают достоверность полученных уравнений.

Таблица 1
Величины элементов корреляционной связи и коэффициенты K и d при соответствующих градациях Δt

	Δt°	С-СВ	В-КВ	Ю-ЮЗ	З-СЗ	Σn
z	a	0,90	0,80	0,83	0,58	
	b	0,89	0,86	0,99	0,83	
	c	0,80	0,88	0,81	0,88	
b_2	a	0,040	0,087	0,045	0,156	
	b	0,020	0,070	0,004	0,060	
	c	0,055	0,047	0,052	0,052	
Σy	a	0,106	0,168	0,184	0,187	
	b	0,056	0,133	0,036	0,218	
	c	0,102	0,066	0,141	0,066	
K	a	6,23	4,81	3,63	5,87	
	b	5,54	5,00	4,39	5,31	
	c	5,10	5,16	4,26	4,90	
d	a	0,49	0,54	0,92	0,44	
	b	0,46	0,58	0,92	0,70	
	c	0,47	0,25	0,58	0,38	
n	a	23	17	42	18	100
	b	28	14	25	27	94
	c	43	28	44	19	134
Σn		94	59	111	64	328

a, b, c - соответственно пределы градаций Δt :
 $a - 0 (\pm 0,5^\circ)$, b - от $-0,6$ до $-5,0^\circ$, c - от $0,6$ до $5,0^\circ$.

Из данных таблиц видно, что влияние стратификации (Δt) более заметно с увеличением скорости ветра. Направление переноса воздушных масс сказывается до скоростей ветра порядка 7-8 м/сек.: большие скорости при направлениях северной половины горизонта и меньшие - при южных.

Значительное уменьшение скоростей ветра наблюдается при положительной стратификации приводного слоя $5,0 > \Delta t > 0,6^\circ$, что также видно по малым значениям коэффициента d в уравнениях регрессии (табл.2).

Следует заметить, что при расчете скорости ветра по уравнениям вида (1) мы ограничились барическим градиентом, не превышающим 3,5-4,0 мб/111 км, исходя из следующих соображений. Подавляю-

Таблица 2
Скорость ветра, вычисленная по уравнениям регрессии
(в м/сек.) при соответствующих градициях Δt

Δp Δn	С-СВ			В-КВ			Ю-КЗ			З-СЗ		
	а	б	с	а	б	с	а	б	с	а	б	с
0,5	4,5	3,9	3,7	3,3	3,4	4,3	1,8	2,3	2,9	4,4	3,3	3,8
1,0	6,2	5,5	5,1	4,8	5,0	5,2	3,6	4,4	4,3	5,9	5,3	4,9
1,5	7,5	6,7	6,2	6,0	6,3	5,7	5,4	6,4	5,4	7,0	7,0	5,7
2,0	8,7	7,8	7,0	7,0	7,4	6,1	7,2	8,3	6,4	7,9	8,6	6,4
2,5	9,7	8,8	7,8	7,9	8,4	6,5	8,9	10,3	7,2	8,8	10,1	7,0
3,0	10,7	9,6	8,6	8,7	9,5	6,8	10,7	12,1	8,1	9,5	11,5	7,5
3,5	11,5	10,4	9,2	9,4	10,4	7,0	12,4	13,9	8,8	10,2	12,8	7,9
4,0	12,3	11,2	9,8	10,2	11,3	7,3	14,2	15,8	9,6	11,0	14,0	8,3

Большинство использованных данных является наблюдениями средних значений скоростей ветра. Из 328 наблюдений (случаев) скоростей ветра, рассматриваемых на корреляционных графиках, только 18 (5,5%) равно и больше 10 м/сек. Скоростей ветра от 10 до 15 м/сек. только 5 (1,5%), а скорость ветра более 20 м/сек. наблюдалась один раз.

Естественно заключить отсюда, что полученные нами уравнения регрессии справедливы только для рассматриваемой совокупности случаев, отвечающих вполне определенным пределам скоростей ветра и градиентов давления. При распространении численных величин полученных уравнений на большие значения градиентов давления неизбежно занижение расчетной скорости ветра по отношению к фактической.

Вероятно, K и d в уравнениях вида (1) для больших значений скоростей будут иные. Скорости ветра в табл. 2 являются некоторыми средними скоростями (\bar{V}). Фактическая скорость ветра ($V_{ф}$), которая должна лежать в пределах допустимой погрешности (± 2 м/сек.) по отношению к \bar{V} , может иметь более значительные отклонения. В качестве примера приводим рис. 1. Анализ отдельных "выскакивающих" точек проводился с учетом адвективных изменений температуры в нижнем пятикилометровом слое тропосферы по термобарической карте (от 500 и до 1000 и ΔT_{700}).

Результаты анализа представлены в табл. 3. Завышенные значения фактической скорости, превосходящие допустимую погрешность по отношению к расчетной, как правило, наблюдаются при адвекции холода на высотах; наоборот, занижение скорости имеет место при адвекции тепла. Неустойчиво стратифицированный воздух при адвекции холода усиливает вертикальный обмен, способствуя выравниванию скоростей по высотам и усилению скорости ветра в приземном слое. Обратная картина наблюдается при адвекции тепла. Термическая устойчивость ослабляет вертикальный обмен воздушных масс: в самом нижнем слое особенно сильно проявляются силы трения, что приводит к

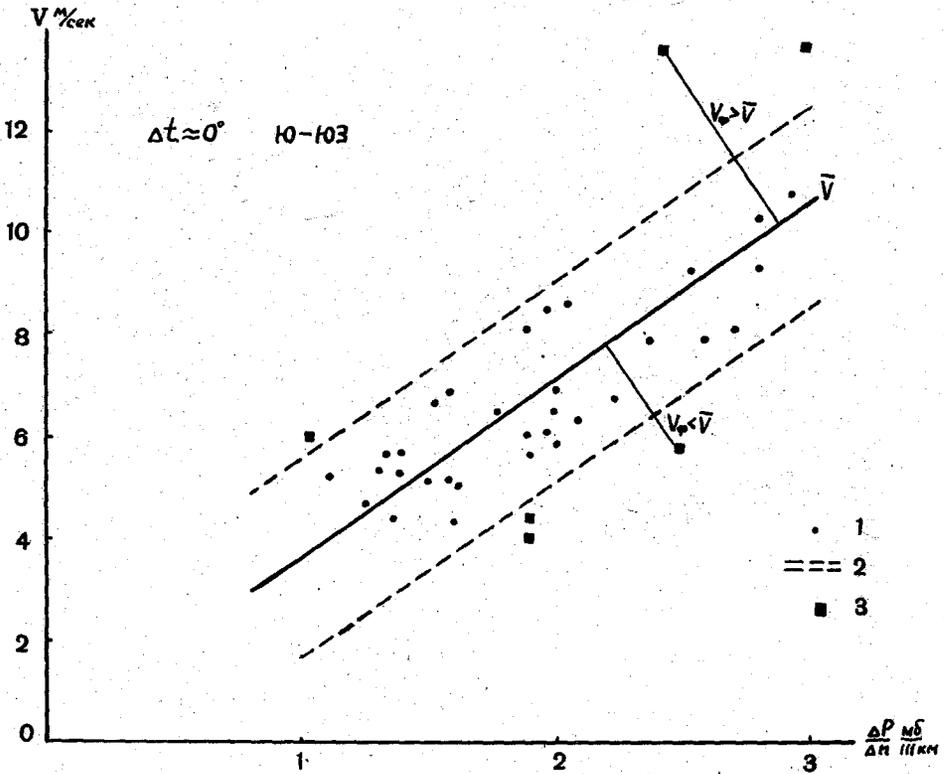


Рис. 1. ПРИМЕР АНАЛИЗА СВЯЗИ СКОРОСТИ ВЕТРА С ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ.

1 - фактическая скорость ветра, 2 - область допустимой погрешности, 3 - фактическая скорость ветра с отклонением более 2 м/сек. от \bar{V} .

резкому изменению скоростей ветра с высотой. В этих случаях даже при значительных градиентах давления могут наблюдаться слабые ветры.

Вышесказанное хорошо подтверждается соответствием знака температурной адвекции знаку отклонения скорости ветра от линии регрессии (\bar{V}) (табл. 3).

Из таблицы видно, что рассматриваемая связь проявляется довольно отчетливо: увеличение скорости ветра при адвекции холода и ослабление - при адвекции тепла.

Чтобы оценить дополнительный эффект обнаруженной зависимости, было проведено количественное сопоставление величин адвективных изменений температуры с величиной отклонения V_ϕ от $\bar{V} (\pm \Delta V)$.

Соответствие знака температурной адвекции $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a$ знаку отклонения скорости ветра от \bar{v} Таблица 3

Состояние стратификации в приводном слое	Общее число случаев	$v_{\phi} > \bar{v}$		Общее число случаев	$v_{\phi} < \bar{v}$	
		число случаев соответствия, %			число случаев соответствия, %	
		$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a < 0$	$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a > 0$		$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a < 0$	$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a > 0$
$\Delta t = 0$	38	92 (35)	8 (3)	38	13 (5)	87 (33)
$-5,0 < \Delta t < 0,6^{\circ}$	35	91 (32)	9 (3)	24	17 (4)	83 (20)
$5,0 > \Delta t > 0,6^{\circ}$	52	92 (48)	8 (4)	45	18 (8)	82 (37)

Если положения линий средних скоростей на корреляционных графиках определялись (помимо влияния барического градиента и других факторов) преобладающим знаком адвекции, то фактическое отклонение скорости ветра от средней будет определяться и знаком и величиной адвекции. В табл.4 приведены поправки ($\pm \Delta v$ м/сек) с учетом адвекции температуры в слое до 5 км, представляющие собой величины средних отклонений фактической скорости ветра от средней скорости (\bar{v}).

Таблица 4

Поправки ($\pm \Delta v$ м/сек.) с учетом адвективных изменений температуры $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a$ в нижнем пятикилометровом слое

\bar{v} м/сек.	Нулевая адвекция	Адвекция холода		Адвекция тепла	
	0	$-1^{\circ}, -4^{\circ}$	$\geq -5^{\circ}$	$-1-4^{\circ}$	$\geq 5^{\circ}$
4-7	-0,4	+0,5	+1,0	-1,0	-1,5
8-12 и более	+0,9	+2,2	+2,7	-1,7	-

Адвективные изменения температуры вычислялись по указанным выше термобарическим картам по формуле, предложенной И.П.Ветловым [2]:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_a = 6,94 \cdot 10^{-2} \left[\left(OT_{1000}\right)_1 - \left(OT_{1000}\right)_3 \right] \left[\left(H_{700}\right)_2 - \left(H_{700}\right)_4 \right],$$

где $(OT_{1000})_i$ и $(H_{700})_i$ - значения относительного и абсолютного геопотенциалов соответственно в точках 1,2,3,4 при переходе к конечным разностям. За единицу длины принято 500 км, $t = 24$ часа.

Таким образом, в оперативной работе служб погоды расчет скорости ветра над открытой частью Балтийского моря может производиться по формуле

$$v = \left[k \left(\frac{\Delta p}{\Delta n} \right)^d \right]_i + \Delta v_T, \quad (2)$$

где $\left[k \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)^2 \right]_t$ - величина, выражающая скорость ветра, рассчитанную в зависимости от величины барического градиента при соответствующих градациях Δt ; ΔU_t - поправка за счет адвективных изменений температуры.

Найденные зависимости могут быть использованы и в прогностических целях, для чего необходимо:

1) дать прогноз поля давления для соответствующей части моря, используя общеизвестный метод переноса барических тенденций. При определенном навыке метод дает вполне удовлетворительные результаты на срок до 12 час.;

2) дать прогноз температуры воздуха для определения Δt , учитывая, что температура воды более консервативная характеристика в суточном периоде;

3) дать прогноз знака и величины адвективных изменений температуры.

В ы в о д ы

1. Связь скорости ветра и величины барического градиента в рассматриваемых пределах этих параметров вполне удовлетворительно может быть описана уравнением вида (1). Однако весь спектр существующих в наших широтах скоростей ветра, определяющихся основными атмосферными процессами, целесообразно было бы разбивать на отдельные участки и для последних определить свои K и d .

2. Не вызывает сомнения имеющаяся зависимость скорости ветра в приводном слое от характера температурной стратификации этого слоя и интенсивности вертикального обмена скоростей в нижней тропосфере.

3. Не претендуя на полноту рассмотренных связей, результаты проведенного исследования могут быть использованы в оперативной работе морских служб погоды для оценки скоростей ветра в открытой части моря.

Л и т е р а т у р а

1. Берлянд М.Е. Теория изменения ветра с высотой. Труды НИУ ГУГМС, сер.1, вып.26, 1947.
2. Ветлов И.П. Анализ условий развития циклонов и антициклонов у поверхности земли. Труды ЦИПа, вып.61, 1957.
3. Гоптарев Н.П. Некоторые результаты градиентных исследований в районе Нефтяных Камней. Труды ГОИНа, вып.36, 1957.
4. Гоптарев Н.П. О влиянии динамических и термических факторов на скорость ветра над морем и шероховатость морской поверхности. Труды ГОИНа, вып.51, 1960.
5. Соркина А.И. Построение карт ветровых полей для морей и океанов. Труды ГОИНа, вып.44, 1958.

Т. Ф. ДЬЯЧЕНКО

О СВЯЗИ СИЛЫ ВЕТРА НА ПОБЕРЕЖЬЕ МУРМАНА С ВЕЛИЧИНОЙ
БАРИЧЕСКОГО ГРАДИЕНТА

Изучение условий возникновения штормов и, следовательно, возможность их предсказания представляет большой интерес для практики гидрометеорологического обеспечения морского флота.

Известно, что скорость ветра в приземном слое без учета орографических влияний и суточного хода может быть предсказана по величине барического градиента на приземной прогностической карте.

Теоретическая связь между скоростью ветра и градиентом давления выражается формулой [3]

$$V = \frac{530}{\sin \varphi} \Delta P,$$

где V - скорость ветра, в м/сек.; φ - широта места; ΔP - градиент давления, в мб/км.

Однако практически эта формула мало применима, поскольку скорость ветра в приземном слое обуславливается не только постоянным фактором (градиент давления, сила Кориолиса), но и шероховатостью подстилающей поверхности и стратификацией воздушной массы.

Для района Карского моря Б.Д. Карелин [1] получил следующую эмпирическую зависимость:

$$V = 315 \Delta P.$$

В работе К.П. Васильева и М.Г. Глаголевой [2] получена иная величина коэффициента пропорциональности

$$V = 280 \Delta P.$$

Нами проведено исследование синоптических условий, обуславливающих возникновение штормовых ветров в районе побережья Мурмана и зависимости силы ветра от величины барического градиента.

Основным фактором, определяющим усиление ветра до штормового (в нашем случае 6 баллов и более), принимался горизонтальный градиент давления, обусловленный процессами макромасштаба. Для получения эмпирической связи между градиентом давления и силой ветра для побережья Мурмана использовался синоптический материал за период с 1949 по 1958 г. Соответственно рассматривалось 435 случаев штормов на побережье Мурмана, зарегистрированных метеорологически-

ми станциями: Вайда-Губа, Цып-Наволок, Териберка, Мыс Черный, Харлов, Иоканьга, мыс Святой Нос, мыс Терско-Орловский.

Существенное значение для морского флота имеет направление штормового ветра. В связи с этим исследовалась зависимость силы ветра от величины барического градиента для четырех основных направлений ветра: юго-западного, северо-западного, северо-восточного, юго-восточного. Полученные зависимости указанных параметров дают возможность по ожидаемой величине барического градиента оценить прогностическую силу ветра.

На графике (рис.1), построенном на основании 180 случаев штормов юго-западного направления, показана зависимость силы ветра от величины барического градиента. Разброс точек относительно кривой объясняется, в частности, влиянием термического контраста суша-море в холодную половину года. В тех случаях, когда тем-

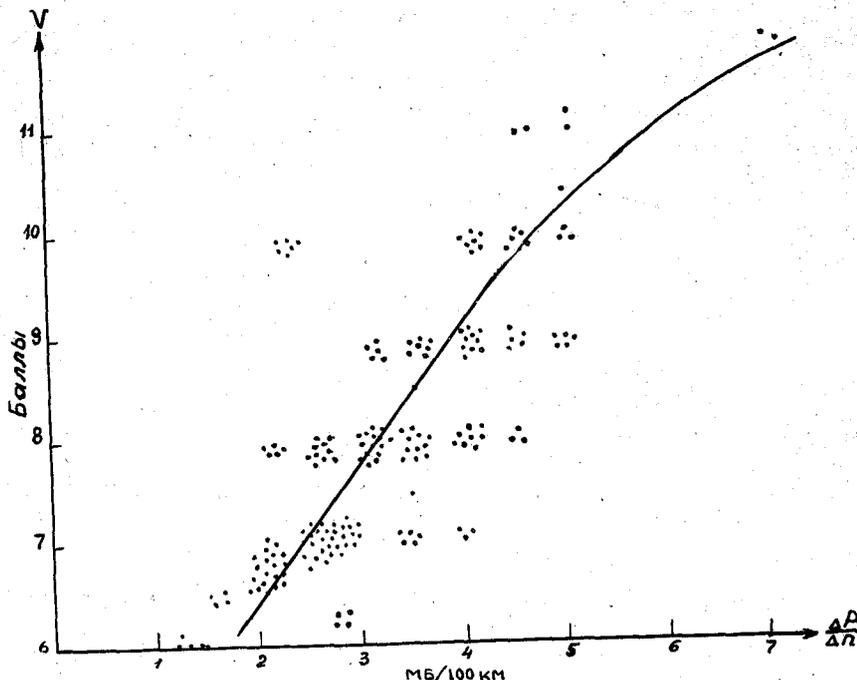


Рис.1. ЗАВИСИМОСТЬ U ОТ ΔP ПРИ ШТОРМАХ ЮГО-ЗАПАДНОГО НАПРАВЛЕНИЯ НА ПОБЕРЕЖЬЕ МУРМАНА (ΔP в мб/100 км).

пература воздуха над сушей значительно ниже температуры воздуха над морем, штормовой ветер достигает большей силы, чем тогда, когда температура воздуха над сушей выше или равна температуре воздуха над морем при прочих равных условиях [4]. На рисунках 2,3 и 4 представлены зависимости при штормах северо-западного (111 случаев), северо-восточного (63 случая) и юго-восточного направления (81 случай). В табл.1 представлены осредненные коэффициенты пропорциональности K эмпирической зависимости вида $U=K\Delta P$ для определенных пределов силы ветра и рассматриваемых направлений. Градиент дает-

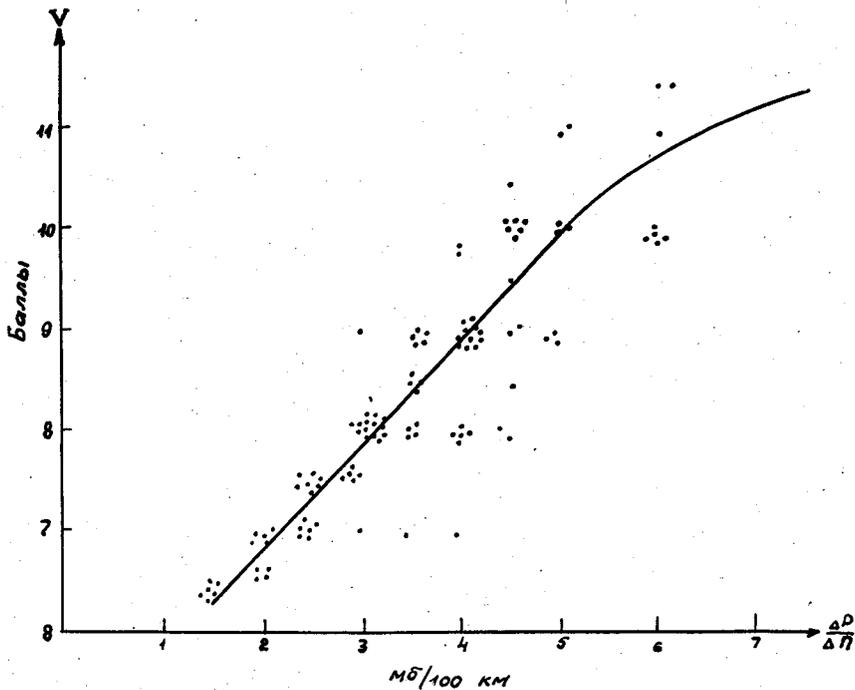


Рис.2. ЗАВИСИМОСТЬ V ОТ ΔP ПРИ ШТОРМАХ СЕВЕРО-ЗАПАДНОГО НАПРАВЛЕНИЯ НА ПОБЕРЕЖЬЕ МУРМАНА

ся в мб/100 км, а сила ветра - в баллах.

Таблица 1

Значения коэффициента K в зависимости от направления и силы ветра

Сила ветра, в баллах	Направление ветра			
	ЮЗ	СЗ	СВ	ЮВ
6-8	2,8	3,0	3,1	3,0
9 и более	2,0	2,0	1,9	2,0

Заметим, что погрешности (величина разброса) не превышают 15% (2 балла), погрешность в 1 балл и менее составляет около 70%.

Полученные уточненные коэффициенты K используются нами в оперативной работе Гидрометеорологической обсерватории Северного флота при составлении суточных прогнозов ветра и предупреждений об усилении ветра до штормового на побережье Мурмана.

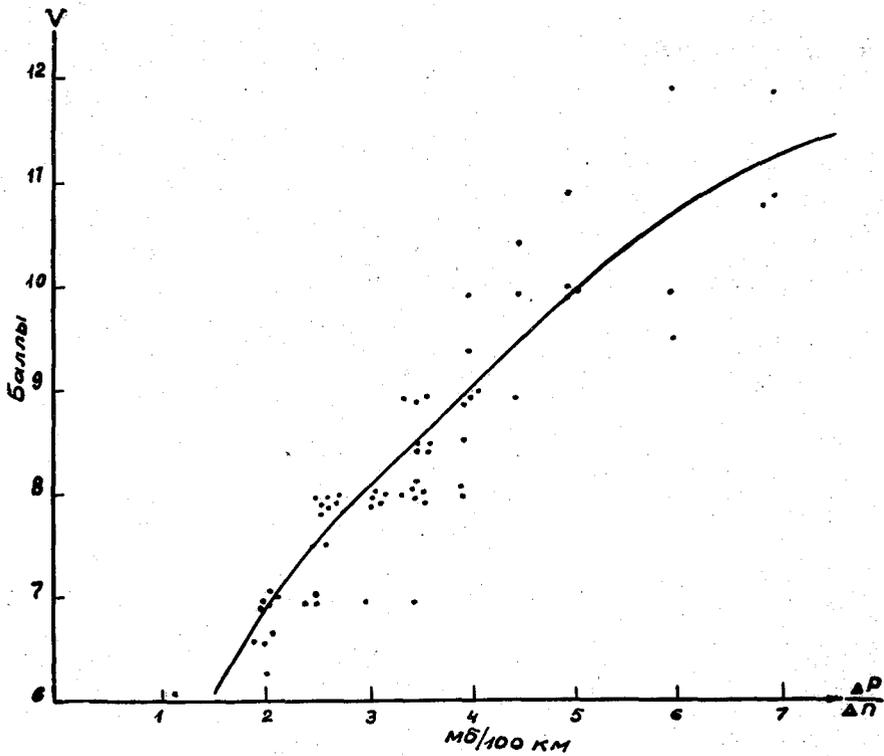


Рис.3. ЗАВИСИМОСТЬ V ОТ ΔP ПРИ ШТОРМАХ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОГО НАПРАВЛЕНИЯ НА ПОБЕРЕЖЬЕ МУРМАНА

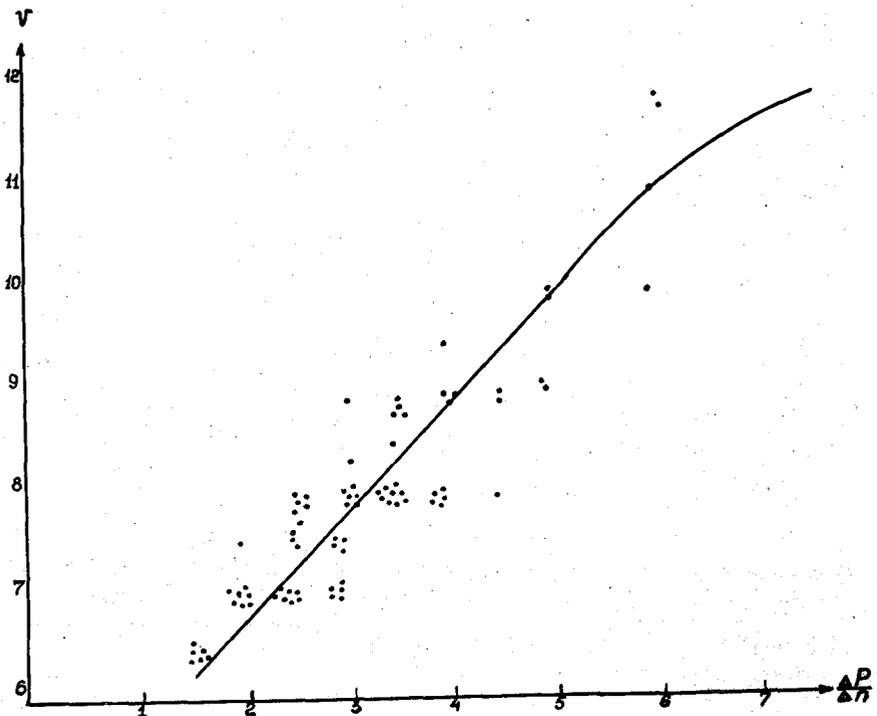
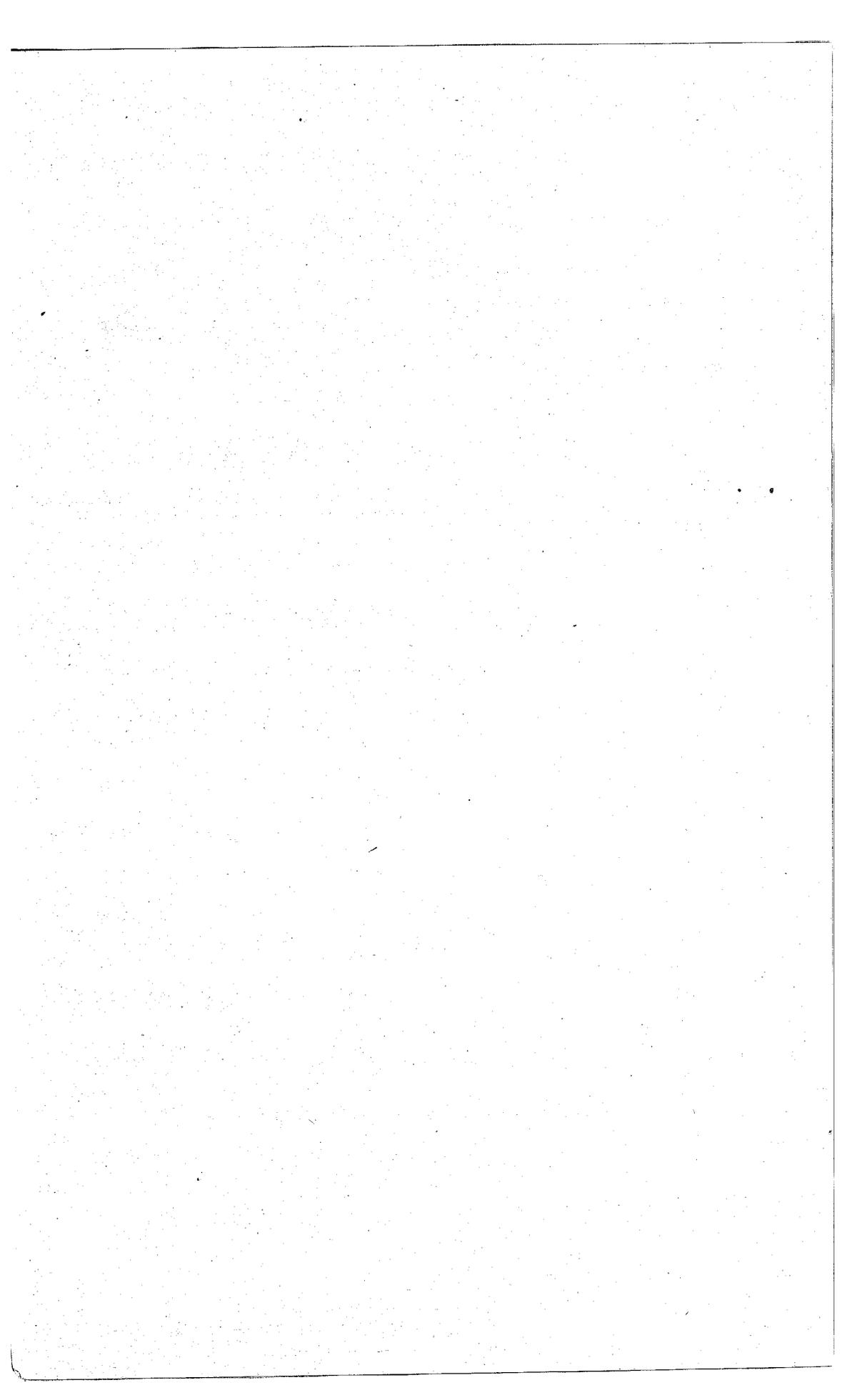


Рис.4. ЗАВИСИМОСТЬ V ОТ ΔP ПРИ ШТОРМАХ ЮГО-ВОСТОЧНОГО НАПРАВЛЕНИЯ НА ПОБЕРЕЖЬЕ МУРМАНА

Л и т е р а т у р а

1. Карелин Б.Д. О связи ветра с градиентом давления в Арктических морях. Сб. Проблемы Арктики, № 2, 1941.
2. Васильев К.П. и Глаголева М.Г. О связи ветра с градиентом давления. Труды ЦИПа, вып. 3 (30), 1948.
3. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Гидрометеозадат, 1957.
4. Дьяченко Т.Ф. Некоторые особенности штормов юго-западного направления на побережье Мурмана. Труды ЛГМИ, вып. 12, 1961.



А Н Н О Т А Ц И И
дипломных работ студентов ЛГМИ

Дипломные работы, выполненные студентами метеорологического факультета ЛГМИ, охватывают широкий круг вопросов, связанных с решением теоретических и прикладных задач метеорологии.

Большинство проектов выполнено по заявкам производственных и научно-исследовательских организаций и представляют научный и практический интерес.

Дипломное проектирование проводилось на специальных кафедрах:

- 1) общей метеорологии и климатологии;
- 2) аэрологии и динамической метеорологии;
- 3) синоптической метеорологии;
- 4) методов гидрометеорологических измерений.

Ниже даны краткие аннотации наиболее ценных дипломных работ.

Кафедра метеорологии и климатологии

Темы дипломных проектов охватывали широкий круг вопросов по радиационному и тепловому балансам, образованию облаков и осадков, прозрачности атмосферы, авиационной метеорологии; ветровому режиму, биоклиматологии и другим проблемам метеорологии и климатологии.

Ниже приведены аннотации некоторых дипломных работ.

1960 г.

М и х а й л о в а Т.Н. "Исследование влияния стратификации на излучение атмосферы".

Руководитель доц. Г а л ь п е р и н Б.М.

На основании аэростатных данных о структуре пограничного слоя в различные часы суток и ароклиматических характеристик вертикального распределения температуры и влажности в свободной атмосфере зимой и летом в центре ЕТС вычислены средние величины излучения атмосферы при различных приземных значениях температуры и влажности воздуха. Получена логарифмическая зависимость излучения атмосферы при безоблачном небе от приземной влажности воздуха и даны коэффициенты этой формулы для дневных и ночных условий в оба сезона. Вычислены для этих же условий и значения коэффициентов, характеризующих влияние облачности различного яруса на излучение атмосферы.

Полученные результаты могут быть использованы для уточнения расчетов суточного хода радиационного баланса, особенно при прогнозе ночного понижения температуры.

Н о в о ж и л о в а Н.И. "Исследование сложных метеорологических условий, влияющих на взлет и посадку самолетов".

Руководитель проф. Ш а п а е в В.М.

На основании наблюдений аэрометеорологической станции в Ленинградском аэропорту за 1957-1959 гг. рассмотрены комплексы метеорологических элементов, направление и скорость ветра - дальность горизонтальной видимости - высота нижней границы облачности. Обработка материала, выполненная для января, апреля, июля, октября, как характерных месяцев для четырех климатических сезонов, позволила выявить годовой ход указанного комплекса метеорологических элементов и установить связь и зависимости его от различной синоптической ситуации. В результате получены данные, позволяющие учесть повторяемость метеорологических условий, влияющих на взлет и посадку современных реактивных пассажирских самолетов.

1961 г.

Б о б к и н а Т.В. "Характеристика облачности тыловых частей циклонов по трассе Ленинград-Москва".

Руководитель доц. Т в е р с к а я Н.П.

В работе проведен анализ 186 случаев устойчивых и неустойчивых тыловых частей циклонов, пересекающих авиатрассу Ленинград-Москва.

Установлена количественная связь между характером облачности в устойчивых и неустойчивых тыловых частях циклонов с суммой дефицита точки росы на основных изобарических поверхностях.

Рассчитаны градиенты температуры точки росы и сопоставлены с расслоенностью облаков. Сопоставление приводит к заключению, что при численном значении точки росы более $0,8^{\circ}/100$ м наблюдаются безоблачные прослойки.

К у в м и ч е в а И.М. "Повторяемость комплексов метеорологических условий, влияющих на взлет и посадку самолетов".

Руководитель проф. Ш а п а е в В.М.

Дипломный проект является развитием и продолжением работы Н.И.Новожиловой. Исследование проведено на материалах наблюдений аэрометеорологической станции Ленинградского аэропорта, обработанных за 1952-1956 гг.

В работе подвергнут анализу комплекс ветер-дальность горизонтальной видимости - высота нижней границы облачности за январь, апрель, июль и октябрь. Изучена также повторяемость метеорологических условий, характеризующих взлет и посадку самолетов.

Автором исследованы неперIODические изменения указанного комплекса метеорологических элементов, обусловленные прохождением различных барических систем и атмосферных фронтов для января и влияние на этот комплекс суточной периодичности метеорологических элементов.

1962 г.

Б у х в а л о в а В.А. "Особенности радиационных условий в холодный период".

Руководитель доц. Г а л ь п е р и н Б.М.

На материале срочных актинометрических наблюдений на ряде станций СССР в холодное полугодие дана оценка влияния изменений температурных условий и альbedo подстилающей поверхности в отдельности на поток коротковолновой радиации и радиационный баланс при разных высотах солнца при безоблачном небе и облачности 10 баллов разных форм.

Полученные результаты могут быть использованы для определения радиационного баланса поверхности снега при различных условиях, особенно для расчетов снеготаяния.

В и н о г р а д о в а Г.В. "Ветровой режим района переброски северных рек в бассейн р.Волги".

Руководитель канд. геогр. наук А н а п о л ь с к а я Л.Е.

В работе рассмотрены особенности ветрового режима бассейна северных рек Европейской территории. На основании данных 10-лет-

них наблюдений исследованы сезонная изменчивость направления и скорости ветра и обуславливающие их синоптические процессы.

Изучена повторяемость штормов в указанном районе и рассчитана вероятность появления сильных ветров за 5, 10, 20 и 50-летний период.

Сделана попытка установить изменение ветрового режима данного района после заполнения водохранилищ.

Т а н к е в и ч В. "Ветровой режим Армении и Нахичевани".

Руководитель доц. М и л е в с к и й В. Ю.

В дипломной работе на материале многолетних наблюдений изучен режим направления и скорости ветра в Армянской ССР и Нахичеванской АССР. Указанные характеристики ветра исследовались не только порознь, но и совместно. При объяснении причин разнообразия ветрового режима в рассмотренном районе учитывался характер распределения по территории атмосферного давления, его годовой ход, влияние горного рельефа на ветер и степень закрытости флюгеров станций по румбам. Исследован суточный ход ветрового режима для теплого полугодия (горно-долинные ветры, бризы на озере Севан).

Т о к о е в О. "Ветровой режим Алтая".

Руководитель доц. М и л е в с к и й В. Ю.

В дипломной работе на основании многолетних данных был исследован режим направления и скорости ветра на Алтае.

Направление и скорость ветра изучались не только порознь, но и совместно. При объяснении причин разнообразия ветрового режима на Алтае учитывался характер распределения по территории атмосферного давления, его годовой ход, влияние горного рельефа на ветер и степень закрытости флюгеров станций по румбам. Исследовался суточный ход ветрового режима для теплого полугодия (горно-долинные ветры, бризы на Телецком озере).

Кафедра аэрологии и динамической метеорологии

В дипломных проектах рассматривались следующие основные вопросы: турбулентность нижнего слоя атмосферы и диффузия примесей, турбулентность свободной атмосферы, аэрологические характеристики свободной атмосферы в различных районах и особенно в Арктике и Антарктике, аэросиноптические исследования авиатрасс и различных региональных районов, вопросы энергетики атмосферы, разработка новых методов исследования свободной атмосферы.

Приведем краткие аннотации ряда наиболее ценных дипломных работ 1960-1962 гг.

1960 г.

З и н ч е н к о Г. С. "Сравнение некоторых методов определения коэффициента турбулентного обмена в пограничном слое".

Руководитель доц. Р у а и н М. И.

В работе произведены вычисления вертикального профиля коэффициента турбулентности в пограничном слое по полю ветра различными методами. Получен вывод о том, что коэффициент турбулентности возрастает до некоторой высоты, достигает максимума, затем уменьшается с высотой. Найдена зависимость профиля коэффициента турбулентности от метеорологических условий. Доказано преимущество нового метода вычисления коэффициента турбулентности перед другими.

Р о м к и н а В.П. "Распределение вертикальных движений в области теплого фронта".

Руководитель доц. Р у з и н М.И.

Автором произведен расчет вертикальных скоростей воздуха для модели теплого фронта и для поверхности раздела, построенной по аэрологическим данным. Получены новые интересные выводы по распределению вертикальных скоростей в области теплого фронта. Подтвержден новый метод вычисления скачка геострофического ветра в области фронта.

К о т о в и ч А.Ф. "Средний энергетический уровень атмосферы и его основные особенности".

Руководитель доц. Р у п п е р т Л.Л.

На сравнительно большом фактическом материале оценена средняя высота уровня, на котором выполняется условие: $qZ = kT = \frac{P}{S}$. Дана оценка колебания этих высот, а также выяснена зависимость положения среднего энергетического уровня от географического положения.

В работе достаточно полно рассмотрены и другие вопросы энергетики атмосферы с указанием наиболее перспективных направлений последующих разработок.

1962 г.

С е р г е н е в а Э.В. "Влияние граничных условий на результаты вычислений вертикального профиля коэффициента турбулентности графическим методом".

Руководитель доц. Р у з и н М.И.

Проведено уточнение методики расчета коэффициента турбулентности в пограничном слое новым методом на основе более точной постановки граничных условий в задаче изменения ветра с высотой в пограничном слое. Подтвержден вывод о существовании в пограничном слое уровня с максимальным коэффициентом турбулентности. Показано, что введенная поправка существенна при устойчивых условиях в пограничном слое.

Кафедра синоптической метеорологии

Темы дипломных проектов охватывают широкий круг проблем, связанных с тематикой МГГ и метеорологическим обеспечением высот-

но-скоростной авиации.

Большое внимание также было уделено вопросам прогнозирования туманов, низкой облачности, сильных ветров в отдельных районах и по воздушным трассам Советского Союза.

Ниже приведены аннотации некоторых дипломных работ.

1961 г.

Ш у г а е в а С.Г. "Циклоническая деятельность в районе трассы Ленинград-Москва в холодную половину года".

Руководитель асс. Б а у м а н И.А.

Дипломный проект представляет синоптико-статистическое исследование траекторий циклонов и фронтов, влияющих на погоду в районе авиатрассы Ленинград-Москва.

Получены типовые траектории циклонов и фронтов для разновидностей основных форм атмосферной циркуляции по Г.Я. Вангенгейму в холодную половину года.

Выявлены синоптические условия прохождения циклонов и фронтов.

Показана связь типовых траекторий циклонов и фронтов в районе авиатрассы с основными формами атмосферной циркуляции.

К у р и л о в а Л.К. "Циклоническая деятельность в районе трассы Ленинград-Москва в теплую половину года".

Руководитель асс. Б а у м а н И.А.

Автором получены типовые траектории циклонов и фронтов для разновидностей основных форм атмосферной циркуляции по Г.Я. Вангенгейму в теплую половину года.

Выявлены синоптические условия прохождения циклонов и фронтов в районе авиатрассы.

Показана связь типовых траекторий циклонов и фронтов с основными формами атмосферной циркуляции.

Е р м а к о в а Л.Г., Н а й ш у л е р М.Г., П е р и в е р д и е в а Л.М. "Влияние Балтийского моря на перемещение и эволюцию циклонов".

Руководитель проф. З в е р е в А.С.

На синоптическом материале 1954-1961 гг. рассмотрены особенности перемещения и эволюции циклонов при пересечении ими Балтийского моря. Исследованы все месяцы, за исключением летних.

Наибольший интерес представляют выводы о влиянии Балтийского моря на перемещение и эволюцию циклонов, приведенные в таблице.

Наиболее часто наблюдалось замедление перемещения у тех циклонов, которые над морем углублялись.

Замедление перемещения циклонов над морем не может быть объяснено их общей эволюцией, так как наблюдались случаи нового уско-

Таблица
Характеристики перемещения и эволюции циклонов над морем (в %)

Характеристики над морем	Весна III-У 46 случаев	Осень IX-XI 55 случаев	Зима XII-II 47 случаев	Среднее 49 случаев
1. Перемещение:				
замедление	50	58	51	53
стабилизация	26	2	19	16
без изменений	13	24	17	18
ускорение	11	16	13	13
Итого:	100	100	100	100
2. Эволюция:				
углубление	39	43	60	47
без изменений	44	33	17	32
заполнение	17	24	23	21
Итого:	100	100	100	100

рения после выхода циклона с моря на сушу. Например, 3-4/XII 1955 г. перед вступлением на море скорость в среднем за 6 час. была 64 км/час, над морем - 40 км/час, по выходе с моря - 60 км/час. Аналогично 25-26/IX 1958 г. перед вступлением на море 60 км/час, над морем 24 км/час, непосредственно по выходе с моря 66 км/час.

Полученные выводы противоречат широко распространенному мнению, согласно которому при переходе циклонов с суши на море скорость их перемещения должна возрастать в связи с уменьшением тормозящего влияния трения.

По-видимому, выявленные особенности перемещения и эволюции циклонов над Балтийским морем объясняются преимущественно термическим влиянием. Наибольший эффект получается, когда циклоны пересекают не относительно холодный Ботнический залив, а более теплые центральную и южную части моря.

1962 г.

В а х р о м е е в а Р.П. "Вертикальное распределение ветра в области тропопаузы над Ленинградом в зимний период".

Руководитель канд. геогр. наук Б у ш у к О.А.

В работе рассматривается вертикальный профиль скорости ветра в верхней тропосфере и в нижней стратосфере. Устанавливается статистическая связь уровня максимальной скорости ветра с высотой тропопаузы.

Получен ряд количественных характеристик ветра на уровне его максимальной скорости.

Рассчитаны средние вертикальные градиенты скорости ветра в области тропопаузы в зависимости от величины скорости ветра.

Кафедра гидрометеизмерений

Дипломные работы по кафедре гидрометеизмерений выполняются по двум основным направлениям: автоматизация гидрометеорологических измерений и развитие теории фазовых превращений.

Ниже перечисляются аннотации некоторых дипломных работ последних лет.

1958 г.

К о х а н о в и ч М.М. "Возможности применения радиоактивных изотопов в гидрометеорологии".

Руководитель доктор физ.-мат. наук К а ч у р и н Л.Г.

Дан обзор методов метеорологических измерений, в которых используются или могут быть использованы достижения ядерной физики.

1959 г.

А н д р е е в С.И. "Автоматический дифференциальный балансомер".

Руководитель асс. Т о л с т о б р о в Б.Я.

Разработана схема балансографа. Основой конструкции является дифференциальный балансомер с зеркальным магнитоэлектрическим указателем. С помощью релейно-моторного блока, фотосопротивлений и полупроводниковых термов элементов автоматически производится охлаждение в случае положительного радиационного баланса или нагревание в случае отрицательного радиационного баланса. Регистрация может осуществляться либо на фотобумаге, либо на перфорированной бумаге.

Б о л ь ц и н г е р Л.Е. "Анемометр с пересчетной схемой на полупроводниках".

Руководитель доц. М е р ж е е в с к и й А.И.

В работе описывается пересчетная схема, построенная из триггеров на транзисторах. Экспериментально подобраны элементы триггерной ячейки, обеспечивающие наиболее устойчивый режим работы. Пересчетная схема разработана для анемометра с датчиком в виде фотосопротивления для определения средней скорости ветра за определенный интервал времени.

При вращении крыльчатки анемометра выдаются импульсы напряжения, количество которых равно числу оборотов крыльчатки. Эти импульсы поступают на вход формирующего устройства, создающего импульсы стандартной формы, поступающие на вход пересчетной схемы. Пересчетная схема включается на определенный промежуток времени. Средняя скорость ветра будет, очевидно, пропорциональна количеству импульсов, которые "запомнила" пересчетная схема, деленному на величину интервала времени.

Величина коэффициента пропорциональности определяется размерами крыльчатки чашечного анемометра, используемого во время измерений.

1960 г.

Б е к р я е в В.И. "Экспериментальное исследование электрических явлений, возникающих при фазовых превращениях".

Руководитель доктор физ.-мат.наук К а ч у р и н Л.Г.

Исследован процесс возникновения электрических зарядов при взрыве кристаллизующихся капель воды. Полученный результат дает основание полагать, что механизм разделения зарядов при взрыве замерзших капель является основным генератором грозового электричества.

Б е л и к о в а Н.Л. "Определение характеристик атмосферной турбулентности диффузионным методом".

Руководитель и.о.доцента М у ш е н к о П.М.

На основании материалов кинотеодолитных съемок облаков дыма, образующихся от мгновенных источников, исследованы закономерности атмосферной турбулентной диффузии для случаев малых значений времени дисперсии по сравнению с лагранжевым масштабом турбулентности.

В д о в и н Б.И. "Контроль параметров радиолокационной станции метеорологического назначения".

Руководитель асс. Ф о м и ч е в И.А.

В работе рассмотрены требования стабильности параметров радиолокационной станции метеорологического назначения. Дан анализ методов калибровки радиолокационных станций.

Для метеорологических локаторов предложена калибровка методом "длинной волновой линии", в котором используется измерение амплитуды затухающего сигнала, многократно отраженного от конца и начала длинной волновой линии.

С я Ю й - ж е н ь "Некоторые расчеты, связанные с искусственным разрушением облаков".

Руководитель доктор физ.-мат.наук К а ч у р и н Л.Г.

Исследовано уравнение конденсационного роста влажности в водных аэрозолях для стационарных и нестационарных случаев.

У ш а к о в В.М. "Исследование и усовершенствование полевого термоградиентографа ЛГМ".

Руководитель доктор физ.-мат.наук К а ч у р и н Л.Г.

Разработана конструкция полевого автоматического термоградиентографа, основанного на принципе неуравновешенного термометра сопротивления с фотогальванометрической индикацией. Изготовлен и испытан опытный образец. Опытная серия приборов была выпу-

цена экспериментальными мастерскими ГГО.

1961 г.

К о н ц е в и ч Г.М. "Временные параметры автоматического термоградиентографа".

Руководитель доктор физ.-мат. наук К а ч у р и н Л.Г.

Развита теория, позволяющая выбирать постоянные времени аппаратуры, предназначенной для исследования температурного поля атмосферы. Показано, что в опубликованных работах, касающихся этого вопроса, содержится принципиальная ошибка.

Л и С а н Г е н "Береговая дистанционная гидрометеорологическая станция".

Руководитель доктор физ.-мат. наук К а ч у р и н Л.Г.

Разработана принципиальная схема береговой дистанционной метеорологической станции.

Развита теория теплового электрического анемометра с температурной компенсацией.

Н а в а р е н к о В.Я. "Разработка полевого автоматически уравнивающегося термоградиентографа".

Руководитель асс. Т о л с т о б р о в Б.Я.

Разработана конструкция полевого автоматически уравнивающегося термоградиентографа, предназначенного для дистанционной регистрации вертикального распределения температуры. Основан на принципе термометра сопротивления на постоянном токе с зеркальным магнитоэлектрическим гальванометром в качестве индикатора разбаланса моста и специальной электромеханической системой в качестве регистратора. Изготовлен и испытан действующий термоградиентограф.

1962 г.

К о н о в а л о в Д.А. "Разработка автоматического регистратора вертикального профиля ветра (анемопрофилографа)".

Руководитель асс. Т о л т о б р о в Б.Я.

Разработана конструкция профилографа, автоматически регистрирующего вертикальное распределение скорости ветра. Скорость ветра с помощью датчиков преобразуется в систему импульсов, которые поступают через релейный блок на реверсивные шаговые искатели, ламели которого соединены с реле-ударниками регистратора, фиксирующими положения щеток искателей на перфорированной бумажной ленте.

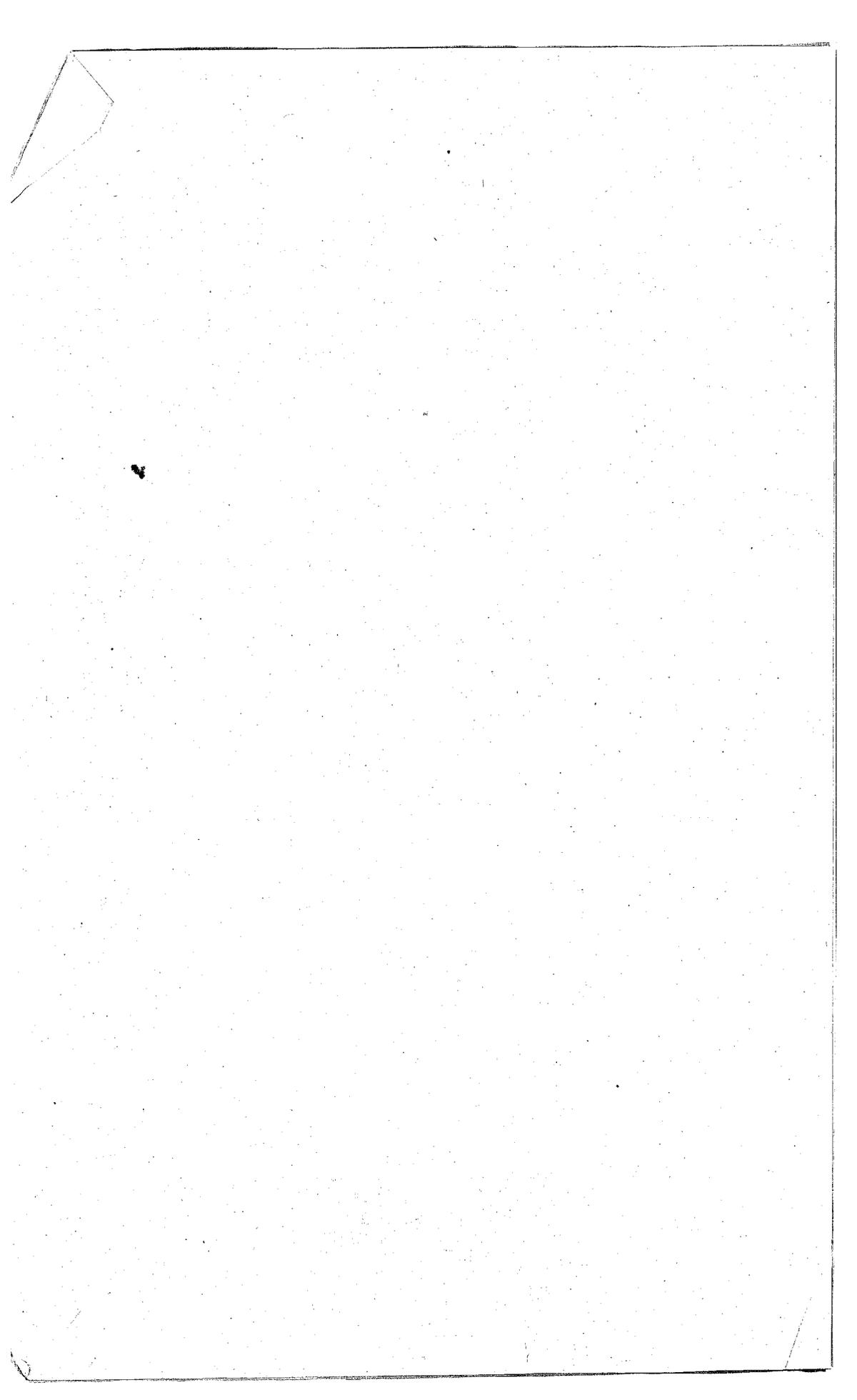
О с и п о в Ю.Г. "Экспериментальные исследования кристаллизации жидкостей в потоке применительно к расчету обледенения самолетов".

Руководитель доктор физ.-мат. наук К а ч у р и н Л.Г.

Экспериментально подтверждена развитая в ЛГМИ теория кристаллизации тонких пленок жидкости.

С о д е р ж а н и е	Стр.
В.С. Антонов. Об учете внутриоблачных физических процессов при диагнозе и прогнозе обложных осадков	5-29
М.А. Герман. Некоторые количественные характеристики турбулентного обмена в облаках	30-68
В.С. Антонов, Л.С. Орлова, В.С. Филонова. Результаты расчета осадков по упрощенной схеме ЛГМИ	69-82
Б.М. Гальперин, Л.П. Серякова. Дневные величины радиационного баланса за бесснежный период при различной облачности	83-97
М.А. Герман. К вопросу вычисления энергетических характеристик в облаках по данным акселерографических записей с помощью вычислительной машины "Урал".	98-115
С.В. Солянин, Г.Г. Тараканов. Методика исследования облачности верхнего яруса с самолета и некоторые вопросы ее пространственной структуры.	116-124
А.М. Баранов. Характеристики пространственной структуры облаков холодных фронтов.	125-136
С.В. Зверева. Видимость под облаками при выпадении осадков в районе Ленинграда	137-143
Б.М. Гальперин. Сравнение и оценка некоторых климатологических методов расчета суммарной солнечной радиации по данным об облачности	144-152
П.М. Мушенико. Определение характеристик атмосферной турбулентности по конденсационным следам (диффузионный метод)	153-164
Л.Ш. Лившиц. К задаче о диффузии легкой примеси в атмосфере	165-171
Я.С. Рабинович. Решение цикла краевых задач о диффузии примеси в приземном слое атмосферы	172-192
Н.П. Тверская. Слияние капель водных растворов. 193-197	
А.Г. Бродо, И.А. Ивис. Особенности потока тепла в почве на площадке ЛГМИ в Батово	198-203
Л.А. Хандошко. Расчет скорости ветра в открытой части Балтийского моря	204-210
Т.Ф. Дьяченко. О связи силы ветра на побережье Мурмана с величиной барического градиента.	211-215
Аннотации дипломных работ студентов ЛГМИ	217-226

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА



**Труды
Ленинградского гидрометеорологического
института
Выпуск I4**

**Типография Государственной Публичной
библиотеки, г. Ленинград, наб. р. Фонтанки,
36. Подписано к печати 18.02.1963 г.
М-17085. Тираж 600 экз. Печ. л. 16,4
Заказ № 11-71
Цена 92 коп.**

