

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

06
478

ТРУДЫ

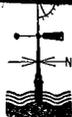
ВЫПУСК 255

АКТИНОМЕТРИЯ,
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА
И ОЗОНОМЕТРИЯ

243227

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук Г. П. ГУЩИНА
канд. физ.-мат. наук Е. А. ПОЛЯКОВОЙ
канд. физ.-мат. наук Ю. Д. ЯНИШЕВСКОГО

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1970

В сборнике публикуются работы по методике и результатам измерения составляющих радиационного баланса, спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля, естественной освещенности, дальности видимости и общего содержания атмосферного озона.

Сборник предназначен для научных работников и специалистов в области физики атмосферы.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НИСХОДЯЩЕГО ДЛИННОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ БЕЗОБЛАЧНОМ НЕБЕ

Исходным материалом для изучения вопроса о вертикальном распределении нисходящего длинноволнового излучения послужили материалы Центральной аэрологической обсерватории по актинометрическому зондированию атмосферы, проводившемуся в ночное время в течение 1964—1965 гг. в шести пунктах Советского Союза (Ростов-на-Дону, Ташкент, Киев, Свердловск, Минск, Владивосток).

Зондирование, организованное сотрудниками ЦАО Г. Н. Костяным и Н. А. Зайцевой, проводилось с помощью радиозонда АРЗ-ЦАО, разработанного Г. Н. Костяным [1].

Выводы, полученные на основании анализа результатов измерений, сопоставлялись с результатами расчетов. Расчеты производились по диаграмме Ф. Н. Шехтер [2] и приближенным методом, предложенным в монографии К. Я. Кондратьева [3]. В последнем случае предполагалось, что: 1) поглощающей субстанцией является водяной пар, распределение плотности которого по высоте z описывается формулой $\rho_z = \rho_0 e^{-\beta z}$, 2) поглощающими субстанциями являются водяной пар и углекислый газ, объемная концентрация которого постоянна по высоте и равна 0,03%, 3) вертикальный градиент температуры γ постоянен и $T_z = T_0 - \gamma z$.

Максимальная высота подъема актинометрических зондов достигала 30—35 км. По характеру вертикального распределения плотности потока нисходящего длинноволнового излучения E в этом диапазоне высот можно выделить три слоя.

1. В приземном слое, толщина которого меняется и в отдельных случаях может достигать 4 км, изменение E с высотой имеет различный характер. В отдельных случаях наблюдается убывание, возрастание или постоянство с высотой величины E . На рис. 1 в качестве примера приводятся результаты зондирования в Свердловске за отдельные дни, соответствующие различным сезонам.

Величина градиента $\Gamma = \frac{\Delta E}{\Delta z}$, рассчитанного по значениям E в двух соседних точках зондирования, от случая к случаю меняется от $-0,05$ до $0,07$ кал/см² мин. на 1 км (положительные значения градиента соответствуют убыванию E с высотой, отрицательные — увеличению). Отрицательные градиенты наблюдаются в дни с температурной инверсией.

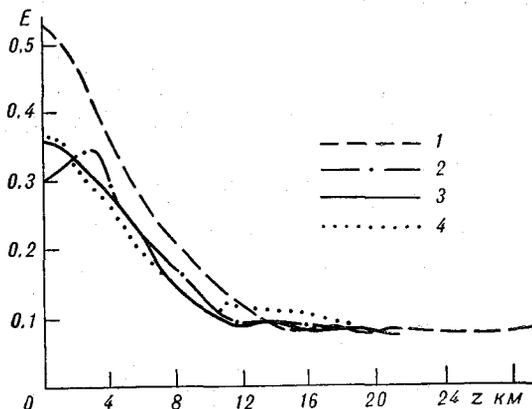


Рис. 1. Вертикальное распределение плотности потока нисходящего длинноволнового излучения по измерениям в Свердловске (Высокая Дубрава)

1 — 21/V, 21 час 34 мин.,
 2 — 12/II, 0 час. 04 мин.,
 3 — 8/IV, 0 час. 04 мин.,
 4 — 20/X, 21 час 34 мин.

2. Во втором слое, верхняя граница которого совпадает с тропопаузой, систематически наблюдается убывание E с высотой практически с постоянным градиентом в каждом отдельном случае. От случая к случаю величина градиента меняется.

В ряде случаев граница между первым и вторым слоем стирается и убывание E с высотой наблюдается от подстилающей поверхности до тропопаузы.

В табл. 1 приводятся средние и экстремальные значения E на границах этого слоя по наблюдениям в различных пунктах.

Таблица 1

Средние и экстремальные значения E на границах второго слоя в разных пунктах Советского Союза

Пункт	E_0			E_{10}			$\frac{E_{10}}{E_0}$
	средн.	макс.	мин.	средн.	макс.	мин.	
Ташкент	0,57	0,66	0,49	0,16	0,19	0,13	0,28
Владивосток	0,49	0,54	0,28	0,14	0,20	0,11	0,36
Ростов-на-Дону	0,47	0,57	0,34	0,15	0,19	0,09	0,32
Киев	0,50	0,60	0,37	0,14	0,18	0,11	0,28
Минск	0,42	0,53	0,27	0,15	0,19	0,10	0,35
Свердловск	0,37	0,52	0,28	0,12	0,15	0,10	0,32

Максимальные значения соответствуют летнему периоду, минимальные — зимнему. В среднем плотность потока нисходящего

длинноволнового излучения на верхней границе тропосферы составляет 28—36% плотности потока у подстилающей поверхности.

Градиенты Γ , рассчитанные для слоя 0—10 км по значениям E на границах интервала, меняются от 0,015 до 0,047 кал/см² мин. на 1 км. Пределы изменения градиентов, рассчитанных по величинам E в двух соседних точках зондирования, шире и уменьшаются с высотой. Во Владивостоке, например, наблюдаются следующие пределы изменения Γ на разных высотах:

z	0	2	4	6	8	10
мин. Γ	—0,050	0,010	0,010	0,010	0	0
макс. Γ	0,070	0,070	0,065	0,055	0,042	0,030

3. Третий слой совпадает с нижним слоем стратосферы. В этом слое величина E имеет минимальные значения и несущественно изменяется с высотой. Градиенты $\Gamma = \Delta E / \Delta z$, рассчитанные по значениям E на границах интервала, для слоя 10—20 км меняются от 0,001 до 0,011 кал/см² мин. на 1 км, для слоя 20—30 км — от 0,0002 до 0,002 кал/см² мин. на 1 км.

В дальнейшем мы ограничились рассмотрением слоя тропосферы, в котором происходит основная трансформация потоков длинноволнового излучения.

Учитывая значительную изменчивость плотности потока и сравнительно небольшую изменчивость отношения E_z/E_0 при $z = \text{const}$, для характеристики вертикального распределения нисходящего длинноволнового излучения мы использовали зависимость отношения E_z/E_0 от z (где E_z, E_0 — плотность потока нисходящего длинноволнового излучения на уровне z и у подстилающей поверхности соответственно).

Из анализа результатов измерений за отдельные дни следует, что при линейном убывании температуры отношение E_z/E_0 убывает с высотой по экспоненциальному закону. На рис. 2 а приводятся зависимости E_z/E_0 от z по наблюдениям в Киеве за 14 августа 1964 г., где точками нанесены результаты измерений, а линия соответствует $e^{-0,127z}$ (z в километрах).

В ряде случаев в нижних слоях тропосферы отмечаются нарушения экспоненциальной зависимости, которые соответствуют отклонениям профиля температуры от линейного. Представление об изменении E_z/E_0 при $z = \text{const}$ дает рис. 2 б, где точками нанесены значения E_z/E_0 , соответствующие измерениям в Ростове-на-Дону, а линиями — функции e^{-az} , соответствующие предельным значениям E_z/E_0 . Аналогичного вида зависимости E_z/E_0 от z наблюдаются и в других пунктах.

Во всех рассмотренных пунктах средняя зависимость E_z/E_0 от z может быть представлена в виде

$$E_z/E_0 = e^{-az}. \quad (1)$$

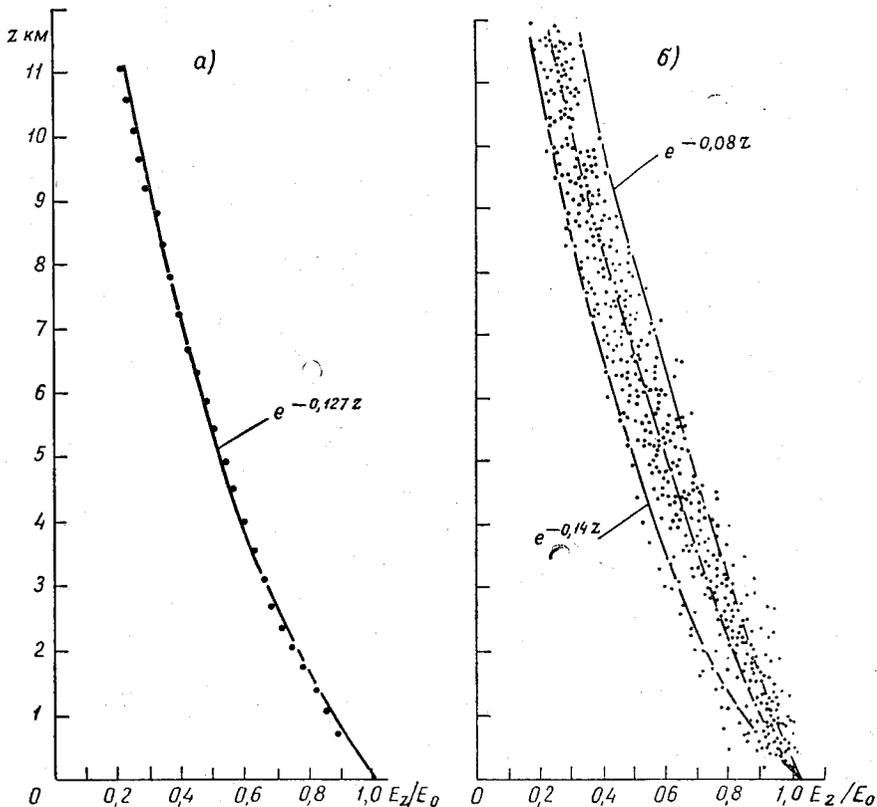


Рис. 2. Зависимость отношения E_z/E_0 от z .

a -- по результатам измерения в Киеве 14 августа 1964 г., *б* -- по результатам измерений в Ростове-на-Дону в 1964—1965 гг.

Для коэффициента a были получены следующие значения:

Ташкент	0,123	Ростов-на-Дону	0,114
Владивосток	0,108	Минск	0,100
Киев	0,127	Свердловск	0,111

М. С. Малкевич в работе [4] показывает возможность получения соотношений, устанавливающих зависимость между характеристиками вертикальной структуры полей длинноволнового излучения атмосферы и полей температуры и влажности. Ю. В. Курилова и Ю. К. Федоров [5] на основании анализа взаимных корреляционных функций плотности потоков длинноволновой радиации с температурой и влажностью приходят к выводу, что ведущая роль в формировании нисходящего длинноволнового потока принадлежит температуре рассматриваемого уровня. Корреляция убывает

по мере повышения уровня, на уровне тропопаузы связи ослабевают до нуля.

Учитывая это обстоятельство, мы сопоставили величины E_z , наблюдаемые в пределах тропосферы, с температурой рассматриваемого уровня t_z . На рис. 3 показана такая зависимость по наблюдениям в Ростове-на-Дону.

Аналогичного вида зависимость E_z от t_z наблюдается и в других пунктах. В табл. 2 приводятся средние зависимости E_z от t_z по на-

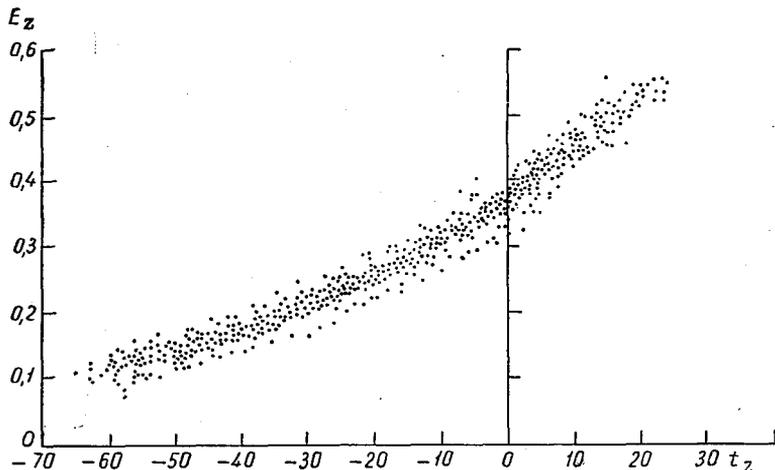


Рис. 3. Зависимость плотности потока E_z от температуры рассматриваемого уровня t_z по наблюдениям в Ростове-на-Дону.

блюдениям в шести пунктах. В интервале $-60 \leq t_z \leq 40^\circ \text{C}$ средняя зависимость E_z от t_z может быть представлена в виде

$$E_z = 0,982 (\sigma T_z^4)^{1,19}. \quad (2)$$

Отклонение значений, приведенных в табл. 2, от рассчитанных по этой формуле не превышает $\pm 2\%$. Для отдельных измерений отклонения рассчитанных E_p от измеренных $E_{из}$ будут, естественно, больше. Ниже приводится число случаев (в %), соответствующее различным диапазонам отношения $E_p/E_{из}$.

$\frac{E_p}{E_{из}}$	Высота, км					
	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10	0—12
0,95—1,05	64,07	62,86	61,62	49,13	42,07	54,84
0,90—1,10	81,01	91,95	83,23	80,24	72,42	79,87
0,85—1,15	93,35	97,61	94,35	89,35	86,04	90,84
0,80—1,20	96,31	99,01	98,18	95,66	93,84	95,93

Средняя зависимость потока нисходящего длинно

Пункт	Температура								
	-70, -65	-65, -60	-60, -55	-55, -50	-50, -45	-45, -40	-40, -35	-35, -30	-30, -25
Минск	—	0,12	0,12	0,14	0,18	0,18	0,20	0,22	0,24
Свердловск	0,12	0,12	0,13	0,14	0,17	0,18	0,20	0,22	0,24
Киев	—	0,12	0,12	0,15	0,15	0,18	0,18	0,21	0,22
Ташкент	—	—	0,12	0,14	0,18	0,18	0,20	0,21	0,23
Владивосток	—	0,14	0,14	0,13	0,15	0,17	0,19	0,22	0,23
Ростов-на-Дону	0,12	0,12	0,12	0,14	0,15	0,17	0,18	0,20	0,23
Средние	0,12	0,12	0,12	0,14	0,16	0,18	0,19	0,21	0,23
0,982 (σT_z) ^{1,19}	0,10	0,11	0,12	0,14	0,15	0,17	0,19	0,21	0,23
Расчеты по формуле Кондратьева по диаграмме Шехтер	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,12
Наземные измерения Тамды Омск									0,08 0,17 0,23

Таким образом, в 80 случаях из 100 отклонение рассчитанных по формуле (2) величин E от измеренных не превышает $\pm 10\%$.

В табл. 2 для сравнения приведены средние зависимости E_z от t_z , полученные на основании расчетов плотности потока нисходящего длинноволнового излучения по диаграмме Шехтер и приближенным методом К. Я. Кондратьева. В последнем случае расчеты производились при следующих значениях T_0 и ρ_0 .

$T^\circ\text{C}$	232,1	268,9	296,3	300,0	303,0
$10^6\rho_0\text{г/см}^3$	0,13	1,86	8,80	13,88	21,48

В табл. 2, кроме того, приведены результаты наземных измерений в Омске и Тамды в 1964—1965 гг. с помощью радиометра с фильтром KRS-5 [6]. Средние значения E , полученные в Омске, ниже данных актинометрического зондирования на $0,01\text{ кал/см}^2\text{ мин.}$; по наблюдениям в Тамды различие достигает $0,07\text{ кал/см}^2\text{ мин.}$

Величины E , рассчитанные по методу К. Я. Кондратьева и по диаграмме Ф. Н. Шехтер, систематически ниже данных актинометрического зондирования; различие увеличивается по мере понижения температуры.

Высокая корреляция нисходящего длинноволнового излучения с температурой рассматриваемого уровня вызвана, видимо, тем, что основной вклад в поток нисходящего длинноволнового излучения вносят слои, прилегающие к этому уровню. В табл. 3 приводятся

Таблица 2

волнового излучения от температуры на том же уровне

воздуха										
-25, -20	-20, -15	-15, -10	-10, -5	-5, 0	0-5	5-10	10-15	15-20	20-25	25-30
0,26	0,28	0,31	0,34	0,37	0,40	0,44	0,47	0,51	0,52	—
0,26	0,29	0,30	0,34	0,37	0,41	0,44	0,48	0,49	0,52	—
0,25	0,27	0,31	0,33	0,36	0,40	0,44	0,48	0,53	0,62	—
0,26	0,29	0,32	0,34	0,38	0,41	0,46	0,49	0,53	0,57	0,60
0,26	0,28	0,31	0,33	0,36	0,39	0,43	0,46	0,52	0,52	—
0,24	0,27	0,30	0,32	0,35	0,39	0,43	0,47	0,51	0,52	—
0,26	0,28	0,31	0,34	0,36	0,40	0,44	0,46	0,51	0,55	0,60
0,25	0,28	0,31	0,34	0,37	0,40	0,44	0,47	0,51	0,55	0,60
0,14	0,16	0,20	0,22	0,26	0,30	0,34	0,38	0,44	0,48	0,54
0,12	0,16	0,20	0,25	0,29	0,34	0,38	0,42	0,46	0,50	0,54
0,19	0,21	0,24	0,27	0,30	0,32	0,36	0,39	0,43	0,46	0,51
0,25	0,28	0,30	0,33	0,36	0,40	0,43	0,47	0,50	0,54	0,58

результаты расчета вклада различных слоев атмосферы в плотность потока нисходящего длинноволнового излучения на уровнях 0, 1, 4, 7 км при сделанных выше предположениях о распределении температуры и плотности водяного пара. Из этих расчетов следует, что при эффективной поглощающей массе, соответствующей всей толще атмосферы, $\omega_\infty = 0,36$ г/см² (случай 2), 100-метровый слой обеспечивает больше половины плотности потока на уровне подстилающей поверхности. Вклад этого слоя возрастает по мере увеличения ω_∞ и при $\omega_\infty = 4,1$ г/см² составляет 0,71 E_0 .

При низком влагосодержании (случай 1) вклад нижнего 100-метрового слоя сравнительно невелик и составляет около 0,17 E_0 . Учет влияния углекислого газа приводит к увеличению вклада этого слоя до 38%. Поэтому следует ожидать, что при малом содержании водяного пара формула (2) не будет выполняться.

Так как рост температуры сопровождается увеличением поглощающей массы w_z ($w_z = \int_z^\infty \sqrt{p/p_0} q dz$, где z — плотность воздуха,

q — удельная влажность, $\sqrt{p/p_0}$ — поправка на давление), то представленная выше зависимость E_z от t_z отражает также и зависимость E_z от w_z . Связь плотности потока нисходящего длинноволнового излучения с эффективной поглощающей массой w_z , расположенной над уровнем наблюдений, полученная по измерениям

Относительный вклад различных слоев

Δz	1-й случай ($w_\infty = 0,025 \text{ г/см}^2$)				2-й случай ($w_\infty = 0,356 \text{ г/см}^2$)			
	$z=0$	$z=1$	$z=4$	$z=7$	$z=0$	$z=1$	$z=4$	$z=7$
	H₂O	H₂O + CO₂						
0,0—0,1	0,168	0,381			0,573			
0,1—0,2	0,131	0,200			0,120			
0,2—0,3	0,102	0,118			0,062			
0,3—0,4	0,082	0,077			0,039			
0,4—0,5	0,067	0,048			0,026			
0,0—0,5	0,550	0,824			0,820			
0,5—1,0	0,196	0,116			0,066			
0,0—1,0	0,746	0,940			0,886			
1,0—2,0	0,145	0,047	0,688		0,057	0,902		
2,0—3,0	0,055	0,009	0,179		0,027	0,054		
3,0—4,0	0,026	0,002	0,070		0,013	0,022		
4,0—5,0	0,013	0,001	0,031	0,527	0,007	0,011	0,825	
5,0—6,0	0,007	0,0004	0,015	0,243	0,005	0,0053	0,099	
6,0—7,0	0,004	0,0002	0,008	0,121	0,0023	0,0033	0,044	
7,0—8,0	0,0025	0,0002	0,004	0,061	0,554	0,0014	0,015	0,020
8,0—9,0	0,0014	0,0001	0,003	0,035	0,313	0,0009	0,0007	0,008
9,0—10,0	0,0006	0,0000	0,002	0,013	0,133	0,0004	0,0002	0,003

в Ростове-на-Дону, приводится на рис. 4. Наиболее существенные изменения E при увеличении w_z отмечаются при малых значениях w_z .

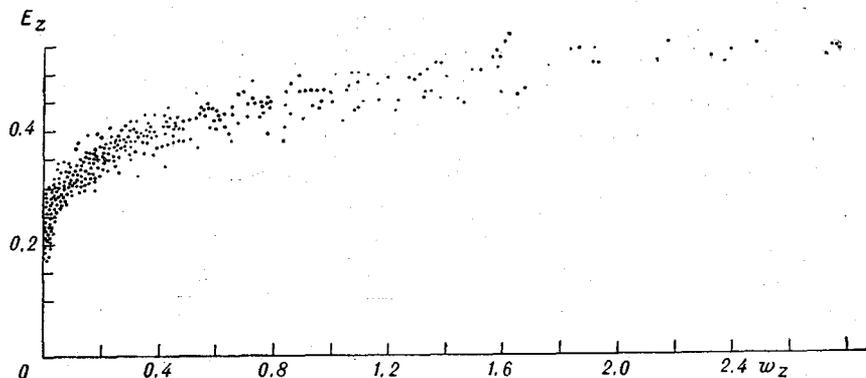


Рис. 4. Зависимость плотности потока E_z от поглощающей массы w_z , расположенной выше уровня наблюдений.

Ниже приводятся величины приращения ΔE при изменении w_z на $0,1 \text{ г/см}^2$ в разных диапазонах w_z :

атмосферы в нисходящий длинноволновый поток

3-й случай ($\omega_\infty = 1,688 \text{ г/см}^2$)				4-й случай ($\omega_\infty = 2,662 \text{ г/см}^2$)				5-й случай ($\omega_\infty = 4,120 \text{ г/см}^2$)			
$z=0$	$z=1$	$z=4$	$z=7$	$z=0$	$z=1$	$z=4$	$z=7$	$z=0$	$z=1$	$z=4$	$z=7$
0,681				0,696				0,707			
0,065				0,068				0,076			
0,041				0,047				0,047			
0,032				0,034				0,030			
0,026				0,025				0,020			
0,844				0,880				0,824			
0,074				0,061				0,047			
0,918				0,927				0,940			
0,048	0,898			0,037	0,918			0,033	0,934		
0,017	0,061			0,015	0,050			0,021	0,038		
0,008	0,022			0,008	0,017			0,008	0,014		
0,004	0,010	0,901		0,004	0,007	0,900		0,005	0,007	0,894	
0,002	0,005	0,056		0,002	0,004	0,055		0,004	0,003	0,061	
0,001	0,002	0,022		0,0013	0,002	0,025		0,0019	0,0012	0,024	
0,0005	0,0012	0,012	0,678	0,0010	0,0013	0,012	0,863	0,0007	0,0001	0,012	0,845
0,0004	0,0006	0,006	0,291	0,0005	0,0005	0,0065	0,103	0,0003	0,0007	0,006	0,115
0,0001	0,0002	0,003	0,031	0,0002	0,0002	0,0015	0,034	0,0002	0,0003	0,003	0,040

- при $0 \leq \omega_z \leq 0,1$ $\Delta E = 0,32 \text{ кал/см}^2 \text{ мин. на } 0,1 \text{ г/см}^2$;
при $0,1 \leq \omega_z \leq 0,5$ $\Delta E = 0,025 \text{ кал/см}^2 \text{ мин. на } 0,1 \text{ г/см}^2$;
при $0,5 \leq \omega_z \leq 2,0$ $\Delta E = 0,007 \text{ кал/см}^2 \text{ мин. на } 0,1 \text{ г/см}^2$.

В табл. 4 приводятся средние зависимости E_z от ω_z по наблюдениям в разных пунктах.

Вследствие связи между ω_z и t_z представленная на рис. 4 и в табл. 4 зависимость E_z от ω_z отражает также и зависимость этой величины от t_z . Для исключения влияния t_z на E_z была рассмотрена зависимость E_z от ω_z при постоянных значениях t_z (табл. 5).

Приведенные в табл. 5 значения E_z были разделены на σT_z^4 , соответствующие средней температуре рассматриваемого интервала t_z . При этом отношения $\frac{E_z}{\sigma T_z^4}$, соответствующие разным t_z при $\omega = \text{const}$, получились близкими между собой и среднюю зависимость $\frac{E_z}{\sigma T_z^4}$ от ω_z оказалось возможным представить в виде

$$\frac{E_z}{\sigma T_z^4} = 0,877 \omega_z^{0,041}. \quad (3)$$

Средняя зависимость потока нисходящего длинноволнового излучения от эффективной поглощающей массы выше данного уровня

Пункт	Эффективная поглощающая масса w_z						
	0,0—0,2	0,2—0,4	0,4—0,6	0,6—0,8	0,8—1,0	1,0—1,2	1,2—1,4
Минск	0,26	0,36	0,40	0,42	0,46	0,46	0,48
Свердловск	0,23	0,34	0,39	0,42	0,44	0,48	0,48
Киев	0,25	0,35	0,39	0,42	0,45	0,52	0,52
Ташкент	0,28	0,40	0,45	0,48	0,51	0,50	0,54
Владивосток	0,26	0,37	0,41	0,43	0,43	0,48	0,46
Ростов-на-Дону	0,27	0,38	0,41	0,43	0,45	0,47	0,48
Среднее	0,26	0,37	0,41	0,45	0,45	0,48	0,50

Пункт	Эффективная поглощающая масса w_z						
	1,4—1,6	1,6—1,8	1,8—2,0	2,0—2,2	2,2—2,4	2,4—2,6	2,6—2,8
Минск	0,49	0,50	0,50	0,50	0,52	0,52	—
Свердловск	0,48	—	0,48	—	0,48	—	—
Киев	0,52	0,56	0,58	—	0,62	—	0,58
Ташкент	0,54	0,54	0,58	—	0,60	—	—
Владивосток	0,48	0,48	0,52	0,52	0,52	—	0,52
Ростов-на-Дону	0,50	0,52	0,52	0,55	0,52	0,55	0,52
Среднее	0,50	0,52	0,54	0,52	0,55	0,54	0,53

Аналогичная зависимость была получена на основании расчетов по диаграмме Шехтер:

$$\frac{E_z}{\sigma T_z^4} = 0,76 w_z^{0,12}$$

и на основании расчетов по методу Кондратьева:
при учете только водяного пара

$$\frac{E_z}{\sigma T_z^4} = 0,721 w_z^{0,12},$$

при учете водяного пара и углекислого газа

$$\frac{E_z}{\sigma T_z^4} = 0,767 w_z^{0,075}.$$

Зависимость плотности потока нисходящего длинноволнового излучения от ω_z при постоянных значениях температуры

ω_z	t_z								
	-20, -15	-15, -10	-10, -5	-5,0	0-5	5-10	10-15	15-20	20-25
0,05	0,27	0,29	0,31	0,33					
0,1	0,285	0,30	0,32	0,34					
0,2	0,30	0,32	0,34	0,355	0,37				
0,3		0,325	0,355	0,37	0,38				
0,4			0,37	0,385	0,40	0,42			
0,5				0,39	0,405	0,425			
0,6				0,40	0,41	0,43	0,455		
0,7					0,41	0,435	0,46		
0,8					0,415	0,44	0,46		
0,9					0,42	0,44	0,465		
1,0						0,445	0,465	0,49	0,54
1,1						0,45	0,47	0,495	0,54
1,2							0,475	0,50	0,545
1,3							0,475	0,50	0,545
1,4							0,48	0,505	0,55
1,5							0,485	0,505	0,55
1,6							0,485	0,51	0,555
1,7							0,49	0,51	0,555
1,8								0,515	0,555
1,9								0,515	0,56
2,0								0,52	0,56
2,1								0,525	0,565
2,2								0,525	0,565
2,3								0,53	0,57
2,4								0,53	0,57

На рис. 5 зависимость $\frac{E_z}{\sigma T_z^4}$ от ω_z , полученная на основании актинометрического зондирования, сравнивается с результатами расчетов и наземных измерений. Во всех рассмотренных случаях наблюдается качественно одинаковый характер зависимости отношения $\frac{E_z}{\sigma T_z^4}$ от ω_z . В количественном отношении величины, полученные по данным актинометрического зондирования, систематически превышают как расчетные, так и наземные данные. Расхождение убывает по мере увеличения ω_z . Наиболее близки к данным актинометрического зондирования результаты наземных измерений в Омске.

Формула (3) позволяет оценить роль T_z и ω_z в формировании потока на разных уровнях тропосферы и их влияние на вертикальный профиль E_z .

Из формулы (3) имеем

$$\frac{dE_z}{E_z} = 0,041 \frac{d\omega_z}{\omega_z} + 4 \frac{dT_z}{T_z} . \quad (4)$$

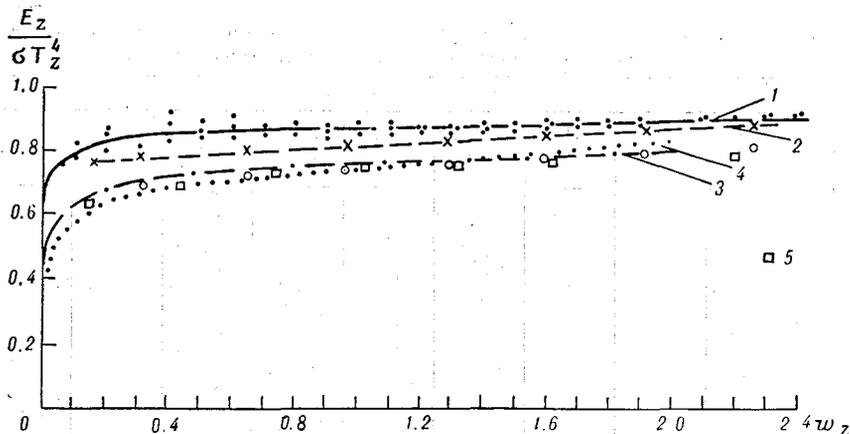


Рис. 5. Зависимость $\frac{E_z}{\sigma T_z^4}$ от w_z .

1 — по данным актинометрических измерений, 2 — наземные измерения в Омске, 3 — результаты расчетов по методу Кондратьева, 4 — по диаграмме Шехтер, 5 — наземные измерения в Тамды.

Зависимость w_z и T_z от z может быть представлена формулами:

$$w_z = \frac{p_0}{\beta} e^{-\beta z}, \quad (5)$$

$$T_z = T_0 - \gamma z, \quad (6)$$

где $\beta = 4,5 \cdot 10^{-6}$ 1/см, $\gamma = 6 \cdot 10^{-5}$ град/см.

Определив из этих формул $\frac{dw_z}{w_z}$ и $\frac{dT_z}{T_z}$ и подставив в (4), получим

$$\frac{dE_z}{E_z} = \left(-0,041\beta - \frac{4\gamma}{T_0 - \gamma z} \right) dz. \quad (7)$$

В табл. 6 приводятся значения слагаемых формулы (7) для разных уровней. Из этих значений следует, что изменение плотности потока нисходящего длинноволнового излучения с высотой происходит главным образом за счет изменения температуры. Влияние изменения содержания водяного пара меньше влияния температуры в 4—8 раз в зависимости от высоты и температуры воздуха.

На основании формулы (3) мы можем получить также связь величин E_z , соответствующих разным уровням тропосферы:

$$\frac{E_{z_1}}{E_{z_2}} = \left(\frac{w_{z_1}}{w_{z_2}} \right)^{0,041} \frac{\sigma T_{z_1}^4}{\sigma T_{z_2}^4}.$$

Таблица 6

Значения слагаемых формулы (7) для разных уровней ($\times 10^{-5}$)

z км	$\frac{4\gamma}{T_0 - \gamma z}$		0,041 β	$\frac{dE_z}{E_z}$	
	$T_0 = 233^\circ$	$T_0 = 303^\circ$		$T_0 = 233^\circ$	$T_0 = 303^\circ$
1	0,106	0,081	0,0185	0,124	0,099
2	0,108	0,082	0,0185	0,126	0,100
3	0,112	0,084	0,0185	0,130	0,102
4	0,115	0,086	0,0185	0,134	0,104
5	0,118	0,088	0,0185	0,136	0,106
6	0,122	0,090	0,0185	0,140	0,108
7	0,126	0,092	0,0185	0,144	0,110
8	0,130	0,094	0,0185	0,148	0,112
9	0,134	0,096	0,0185	0,152	0,114
10	0,139	0,099	0,0185	0,157	0,117

Используя для ω_z соотношение (5), получим

$$\frac{E_{z_1}}{E_{z_2}} = e^{-0,041\beta(z_1 - z_2)} \frac{\sigma T_{z_1}^4}{\sigma T_{z_2}^4}$$

Так как для $z=0$ $\omega_z = \omega_\infty = \frac{\rho_0}{\beta}$,

$$\frac{E_z}{E_0} = e^{-0,041\beta z} \frac{\sigma T_z^4}{\sigma T_0^4}$$

При линейном изменении температуры с высотой отношение $\frac{\sigma T_z^4}{\sigma T_0^4} \approx e^{-bz}$, поэтому, как и было установлено при анализе результатов актинометрического зондирования,

$$\frac{E_z}{E_0} = e^{-az},$$

где $a = -0,041\beta - b$.При $T_0 = 233^\circ$ $b = -0,12$, при $T_0 = 303^\circ$ $b = -0,088$.В табл. 7 приводятся величины a , полученные на основании расчетов и актинометрического зондирования.

Таблица 7

	$T_0 = 233^\circ$		$T_0 = 303^\circ$	
	b	a	b	a
Актинометрическое зондирование	-0,12	-0,138	-0,088	-0,106
Диаграмма Шехтер	-0,12	-0,174	-0,088	-0,142
Метод Кондратьева (H_2O)	-0,12	-0,174	-0,088	-0,142
Метод Кондратьева ($H_2O + CO_2$)	-0,12	-0,158	-0,088	-0,126

ЛИТЕРАТУРА

1. Костяной Г. Н. Актинометрический радиозонд. Метеорология и гидрология, № 7, 1963.
2. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. Труды ГГО, вып. 22(84), 1950.
3. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1956.
4. Малкевич М. С. О связи между характеристиками вертикальной структуры поля длинноволновой радиации и полей температуры и влажности. Изв. АН СССР, сер. «Физика атмосферы и океана», т. 1, № 10, 1965.
5. Курилова Ю. В., Федоров Ю. К. О вертикальной структуре полей длинноволновой радиации. Труды ГМЦ, вып. 11, 1967.
6. Барашкова Е. П., Васищева М. А., Коблова З. П. Опыт использования радиометров с фильтром KRS-5 для измерения длинноволнового излучения. Труды ГГО, вып. 203, 1967.

С. С. БОГДАНОВ, А. М. БРОУНШТЕИН

О ВЗАИМНОЙ ПРИВЯЗКЕ ИНФРАКРАСНЫХ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Для ряда метеорологических и прикладных задач представляют интерес статистические характеристики спектральной прозрачности всей атмосферы в инфракрасной области спектра. Такие данные могут быть получены из достаточно длинных рядов сравнимых между собой спектров солнечной радиации, регистрируемых при разных метеорологических условиях в течение всех сезонов года. Эта задача требует специального рассмотрения методов взаимной привязки спектров солнечной радиации, полученных в течение длительного времени.

Основной особенностью условий спектрофотометрирования Солнца и любых других небесных источников является их подвижность и необходимость непрерывного наведения изображения источника на входную щель прибора. Этот процесс может осуществляться двумя способами: непосредственным наведением прибора на Солнце с помощью какой-либо следящей системы, управляющей положением прибора, или же, при неподвижном приборе, наведением изображения диска Солнца на его входную щель с помощью зеркальной следящей системы, например целостата.

Обе системы имеют свои достоинства и недостатки. В первом случае может быть использован сравнительно небольшой и легкий прибор (см., например, [1]), устанавливаемый на точном поворотном устройстве, управляемом следящей системой. Как правило, такие приборы обладают небольшим разрешением по спектру и невысокой степенью точности. Достоинством таких систем является постоянное сечение используемого пучка солнечных лучей, что облегчает взаимную привязку спектров, полученных при различных положениях Солнца.

Во втором случае габариты и вес спектрального прибора ничем не ограничены и может быть использован стационарный спектрофотометр любого класса, например полностью автоматизированный спектрофотометр UR-20 фирмы «Карл Цейс, Йена», вес которого превышает 650 кг. Разрешение по спектру у этого прибора может

достигать $0,5 \text{ см}^{-1}$ в области 4—10 нм, точность фотометрирования 0,5%. Однако применение зеркальной следящей системы приводит к усложнению методов взаимной привязки спектров.

Неподвижные спектрофотометры со следящими зеркальными системами применялись в ряде работ (например, [2, 3, 4]), посвященных исследованиям спектральной прозрачности атмосферы. Поскольку измерения не носили длительного, статистического характера, вопрос о взаимной привязке спектров в них подробно не рассматривался. В астрофизических работах также, как правило, не встречаются задачи длительного фотометрирования небесных объектов в инфракрасной области спектра.

Рассмотрим метод взаимной привязки или нормализации спектров для системы, состоящей из двухлучевого спектрофотометра, зеркального целостата и дополнительной системы плоских и сферических зеркал, передающих поток радиации от целостата к спектрофотометру и формирующих изображение Солнца на его входной щели.

Отсчет спектрофотометра n_λ равен отношению двух потоков — от Солнца и от источника сравнения в узком спектральном интервале с центром у данной длины волны λ :

$$n_\lambda = \frac{E_{\odot\lambda} k_r k_r'}{E_{\text{ист}\lambda} k_r' k_r}, \quad (1)$$

где $E_{\odot\lambda}$ — спектральная энергетическая освещенность на уровне целостата, $E_{\text{ист}\lambda}$ — эквивалентная освещенность от источника сравнения, k_r , k_r' — коэффициенты, учитывающие различные геометрические факторы на пути радиации от целостата и от источника сравнения соответственно, k_r , k_r' — коэффициенты, учитывающие потери на отражение на зеркалах солнечного канала и канала источника сравнения соответственно.

Геометрический коэффициент k_r зависит от угла поворота целостатного зеркала, диаметров и фокусных расстояний зеркал, углов падения луча на зеркала и срезания пучка на зеркалах внешней системы и зеркалах спектрофотометра, а также от угла падения входного пучка на щель. Этот коэффициент может изменяться при каждом последующем наведении целостата на Солнце или в течение дня из-за неточного слежения целостата за Солнцем.

Коэффициент отражения на внешних зеркалах k_r изменяется медленно со временем из-за изменения качества отражающих поверхностей зеркал и из-за их загрязнения. Необходим регулярный контроль этого коэффициента на его неселективность в рабочей части спектра.

Геометрический коэффициент k_r' для канала источника сравнения постоянен, а коэффициент отражения зеркал k_r' в этом канале тоже должен проверяться на неселективность. Внутри спектрофо-

тометра на общем пути обоих пучков селективность зеркал значения не имеет.

Изменения коэффициентов k_r и k_r со временем приводят к тому, что получаются разные отсчеты n_λ при одном и том же значении $E_{\odot\lambda}$. Поэтому для обеспечения сравнимости спектров их нужно привести к единому масштабу, т. е. нормализовать.

Для этого может быть использован привязочный фильтровый радиометр (ПФР), направляемый непосредственно на Солнце. Этот прибор работает в одном из окон прозрачности атмосферы — 2,1, 4 или 10—12 нм, имеет соответствующий интерференционный фильтр и приемник радиации, неселективный в рабочей области спектра. При встречаемых на земном уровне значениях освещенности радиометр должен быть линеен и его чувствительность постоянна. Работа ПФР в окне прозрачности обеспечивает большую точность его показаний.

Направляя ПФР на Солнце, получаем отсчет

$$B = c_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda E_{\odot\lambda} d\lambda, \quad (2)$$

где λ_1, λ_2 — границы спектральной чувствительности ПФР, φ_λ — спектральная чувствительность ПФР, $E_{\odot\lambda}$ — спектральная освещенность от Солнца на уровне земли.

Для нормализации спектрограмм при помощи ПФР существуют две возможности, которые зависят от ширины его области пропускания.

1. Сравнительно широкая полоса пропускания ПФР, выходящая за пределы окна прозрачности. В этом случае определяем по спектрограмме величину A интеграла, в который в качестве весовой функции входит относительная спектральная чувствительность привязочного радиометра φ_λ :

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda n_\lambda d\lambda, \quad (3)$$

или

$$A = c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\varphi_\lambda}{E_{\lambda \text{ист}}} E_{\odot\lambda} d\lambda. \quad (4)$$

Так как даже при широком фильтре $E_{\lambda \text{ист}}$ изменяется в интервале $(\lambda_1 \div \lambda_2)$ незначительно, весовые функции, входящие в величины B и A , практически одинаковы. Отсюда следует, что между A и B существует линейная зависимость.

Поскольку ПФР непосредственно направляется на Солнце и чувствительность его постоянна (что требует, конечно, периодического контроля), его показания однозначно связаны с приходящим

потоком в области $(\lambda_1 \div \lambda_2)$. Следовательно, для привязки спектрограмм достаточно, чтобы интеграл A был также однозначно связан с отсчетом B по ПФР:

$$A' = aB. \quad (5)$$

Задав постоянные значения коэффициента a , можно по отсчету B , полученному одновременно с записью соответствующего участка $(\lambda_1 \div \lambda_2)$ спектра на спектрофотометре, определить требуемую для привязки величину интеграла A' . Привязка спектрограмм заключается в определении фактического значения интеграла A , привязочного множителя

$$k = \frac{A'}{A} \quad (6)$$

и перемножения всех ординат спектрограммы на этот коэффициент. Последняя операция основывается на том, что факторы k_r и k_g не-селективны и, следовательно, величина k одинакова для всего спектра. Это положение может быть проконтролировано привязкой в других окнах. Если в процессе записи спектра производится контролируемое изменение масштаба записи, то при привязке должны быть введены соответствующие дополнительные коэффициенты.

2. Узкий фильтр ПФР. В случае если удастся применить узкий фильтр, расположенный целиком внутри окна прозрачности, можно упростить процедуру привязки, заменив интеграл A средней ординатой в окне. Остальные операции остаются те же, что и в случае широкого фильтра.

Для нормализованных спектрограмм может быть получена внеатмосферная огибающая с помощью обычного «долгого метода» Бугера, при котором используются серии измерений, относящихся к оптически устойчивым дням. Поскольку метод Бугера применим лишь к нескольким узким прозрачным участкам спектра, внеатмосферная огибающая проводится с помощью интерполяции между полученными точками.

Для двухлучевого прибора могут быть без особого труда использованы также данные о спектральном распределении внеатмосферной солнечной радиации, полученные в последнее время с помощью измерений на больших высотах, например [5].

Если для однолучевого прибора при использовании таких данных необходимо учитывать точные значения спектральной ширины щелей, особенно при переменной щелевой программе, то в случае двухлучевого прибора такой необходимости нет, поскольку для монотонных сплошных спектров показания двухлучевого прибора практически не зависят от ширины щели. Внеатмосферная огибающая в относительных единицах может быть получена делением кривой Солнца на кривую спектрального распределения источника сравнения.

Полученная таким образом относительная внеатмосферная огибающая может быть привязана к каждой спектрограмме по одной точке на прозрачном участке спектра, где можно определить по взаимно привязанным спектрам внеатмосферное значение ординаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ащеулов С. В., Андреев С. Д. Аппаратура для исследований инфракрасного спектра поглощения и теплового излучения атмосферы. Изв. АН СССР. сер. «Физика атмосферы и океана», т. I, № 2, 175, 1965.

2. Roach W. T., Goody R. M. Absorption and emission in the atmospheric window from 770 to 1250 cm^{-1} . Quart. J. Roy. Met. Soc. v. 84, № 362, 319, 1958.

3. Gates D., Harrop W. Infrared transmission of the atmosphere to solar radiation. Appl. Opt., v. 2, № 9, 887, 1963.

4. Farmer C. B., Key P. I. A study of the solar spectrum from 7 to 400 μ . Appl. Opt., v. 4, № 9, 1051, 1965.

5. Thekaekara M. P., Kruger R., Duncan C. H. Solar irradiance measurements from a research aircraft. Appl. Opt., v. 8, № 8, 1713, 1969.

ОБЩЕЕ СОДЕРЖАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА В РАЙОНЕ ТИХОГО ОКЕАНА В 1961—1967 гг.

С момента открытия озон в силу своих физических и химических свойств является особым объектом метеорологических исследований. Резко возросшее в последнее время число озонметрических станций позволило расширить изучение распределения общего содержания атмосферного озона над всем земным шаром. Эти исследования базируются в основном на результатах наблюдений, проводящихся на континентальных и немногочисленных островных станциях, поскольку в океанах подобные измерения производятся в единичных случаях. Более или менее систематические наблюдения проводятся на и/с «А. И. Воейков» и «Ю. М. Шокальский»¹, в программу рейсов которых с 1961 г. включаются озонметрические измерения. В данной статье обобщены результаты проводившихся в 1961—1967 гг. наблюдений над общим содержанием атмосферного озона в Тихом океане на и/с «Ю. М. Шокальский» и «А. И. Воейков».

Наблюдения проводились с помощью самолетных озонметров Г. П. Гущина [3] и с помощью озонметра М-83 Г. П. Гущина [3]. Озонметры градуировались перед рейсами в ГГО или на станции Сад-Город, вблизи Владивостока, где градуировки производились также после возвращения из рейсов. Если между градуировками перед рейсом и после него были значительные расхождения, то наблюдения браковались и в отсчет не включались. Иногда после рейса градуировка не проводилась, но наблюдения обрабатывались. Среди таких данных встречаются явно заниженные или завышенные значения. Подобные наблюдения не использовались при анализе. Отобранные для анализа данные (Приложение) ввиду их малочисленности позволяют только в первом приближении судить об особенностях распределения общего содержания озона в Тихом океане.

¹ В настоящее время измерения озона производятся также на и/с «Академик Королев» и некоторых других.

1. Годовой ход озона

Для анализа результатов измерений вся акватория Тихого океана была разбита на широтные зоны и в каждой зоне подсчитывались средние месячные величины общего содержания озона. Полученные результаты сведены в табл. 1. В таблице для каждого месяца в 1-й строке дана средняя величина для указанной широтной зоны северного полушария, во 2-й строке — та же величина для симметричной широтной зоны в южном полушарии.

Т а б л и ц а 1

Средние месячные значения общего содержания атмосферного озона в разных широтных зонах северного и южного полушарий (в скобках указано число наблюдений)

Месяц	Широтная зона					
	3° Ю — 3° С	4—13°С	14—23°С	24—33°С	34—43°С	44—52°С
I	0,200 (5)	0,202 (4)	0,196 (4)	0,248 (4)	0,332 (18)	—
	—	0,227 (3)	—	0,249 (2)	0,250 (2)	0,250 (1)
II	—	—	—	0,287 (8)	0,339 (1)	—
	—	—	—	—	—	—
III	—	—	—	—	0,400 (12)	0,478 (1)
	—	—	—	—	—	—
IV	0,202 (3)	—	0,213 (1)	—	0,301 (7)	—
	—	0,243 (1)	0,245 (1)	0,231 (3)	0,225 (3)	—
V	—	0,212 (15)	0,241 (12)	0,286 (14)	0,356 (3)	0,281 (6)
	0,209 (25)	—	—	0,189 (1)	—	—
VI	—	0,210 (3)	0,198 (3)	0,248 (3)	0,274 (2)	0,262 (4)
	0,210 (31)	0,182 (1)	—	—	—	—
VII	0,203 (1)	—	—	0,236 (4)	0,273 (3)	—
	—	—	—	—	—	—
VIII	—	—	0,194 (1)	0,183 (9)	0,253 (7)	0,268 (3)
	—	—	—	—	—	—
IX	—	0,255 (1)	0,247 (4)	0,222 (2)	0,264 (15)	0,342 (4)
	—	—	—	—	—	—
X	—	0,268 (2)	—	—	0,266 (5)	—
	—	—	—	—	—	—
XI	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—
XII	—	0,242 (1)	0,207 (3)	0,228 (2)	0,253 (18)	0,360 (2)
	—	—	0,258 (2)	0,249 (3)	0,273 (4)	—

В экваториальной зоне общее содержание озона остается почти постоянным — около 0,200 см. В более северных районах наблюдается годовой ход средних месячных величин озона. Годовая

амплитуда колебаний минимальна (около 0,050 см) в пассатной зоне (14—23° с. ш.), где метеорологические условия более или менее однообразны в течение года.

В районах, примыкающих непосредственно к экваториальной зоне (4—13° с. ш.), повышенная изменчивость озона от сезона к сезону может быть связана со смещениями зоны пассатной конвергенции ветров, с которой связана повышенная турбулентность в тропосфере и стратосфере. Минимальные значения озона в этих широтах отмечаются в июне (около 0,180 см), а максимальные в октябре (около 0,270 см).

Севернее 24° с. ш. максимум приходится на начало весны, а минимум на конец лета или начало осени. Годовая амплитуда колеба-

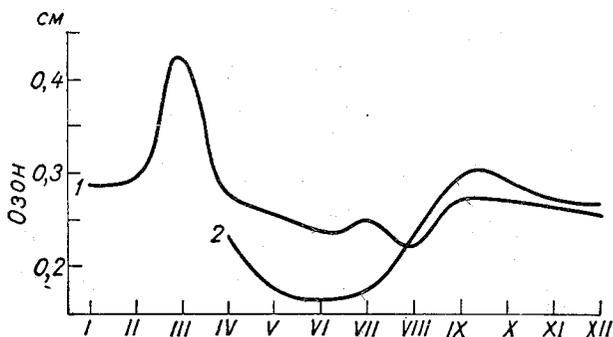


Рис. 1. Сезонные изменения среднего содержания озона в северной (1) и южной (2) частях Тихого океана.

ний средних месячных значений озона возрастает к северу: в зоне 24—33° с. ш. она составляет около 0,100 см, в зоне 34—43° с. ш. — 0,160 см и в зоне 44—52° с. ш. — около 0,230 см.

В южном полушарии годовой ход общего содержания атмосферного озона с максимумом в декабре—январе и с минимумом в мае—июне прослеживается на всех широтах. К сожалению, с июля по ноябрь данных по озону для южного полушария нет. Амплитуда колебаний озона здесь почти одинакова на всех широтах и заметно меньше, чем в северном полушарии (0,070—0,100 см). Правда, этот вывод нельзя считать окончательным, так как число наблюдений в южном полушарии значительно меньше, чем в северном.

При выявлении основных различий годового хода и величин общего содержания озона может оказаться полезным сравнение средних значений озона по всему полушарию. Из-за отсутствия наблюдений на всех широтах Тихого океана ограничимся осреднением по зонам от экватора до 45° с. и ю. ш. Такое осреднение, проведенное для каждого месяца, представлено на рис. 1. Как видно из рис. 1, в северном полушарии основной максимум общего содержания озона приходится на март, а в южном — на сентябрь, т. е. наблюдается в первый месяц весны. Помимо основных максимумов,

в начале осени (сентябрь—октябрь в северном полушарии и марте в южном полушарии) намечаются вторичные максимумы. Но если максимумы годового хода озона появляются в одни и те же сезоны в обоих полушариях, то минимумы приходятся на разные сезоны: в северном полушарии на конец лета (август), а в южном — на середину зимы (июнь).

В течение почти всего года количество озона в северном полушарии больше, чем в южном, и только в сентябре—декабре величины общего содержания озона в южном полушарии незначительно превосходят таковые в северном. Среднее годовое значение общего содержания озона в зоне от экватора до 45° с. ш. составляет 0,273 см. Эта величина совпадает с рассчитанной средней годовой за 1958 г. в этой же зоне [3]. Для аналогичной зоны в южном полушарии среднее годовое значение озона составляет 0,250 см, т. е. оно на 8% меньше, чем в северном полушарии. По данным континентальных и островных станций, в рассматриваемых зонах количество озона в южном полушарии примерно на 6% выше, чем в северном [4]. Возможно, дефицит озона над океаном к югу от экватора и над континентами к северу от него компенсируется избытком озона над сушей в южном полушарии и над водной поверхностью в северной его части, так что общее количество озона в обоих полушариях примерно одинаково.

Интересно проследить колебания средних годовых величин озона в течение ряда лет. Однако малое количество наблюдений не позволяет провести такое сравнение, поэтому ограничимся рассмотрением средних величин озона для мая (табл. 2).

Таблица 2

Средние величины общего содержания атмосферного озона в разных широтных зонах Тихого океана в мае за несколько лет (в скобках указано число дней наблюдений)

Год	Широтная зона			
	3° Ю — 3° С	$4-13^{\circ}$ С	$14-33^{\circ}$ С	$24-33^{\circ}$ С
1962	0,222 (10)	0,255 (5)	0,298 (4)	0,369 (4)
1963	—	—	0,188 (3)	0,275 (5)
1965	0,180 (6)	0,201 (4)	0,226 (5)	0,252 (2)

В 1962 г. во всех широтных зонах наблюдалось наибольшее количество озона.

2. Широтный ход озона

На рис. 2 показаны несколько кривых широтного хода, построенных по данным ряда рейсов и/с «А. И. Воейков» и «Ю. М. Шокальский». Все наблюдения на судах проводились в основном в районе от 40° с. ш. до 40° ю. ш. Как видно на рис. 2, широтное

распределение озона однообразно во всех случаях: от 40° с. ш. общее содержание озона более или менее плавно уменьшается, достигает минимума в приэкваториальных широтах, а затем снова возрастает к 40° ю. ш.

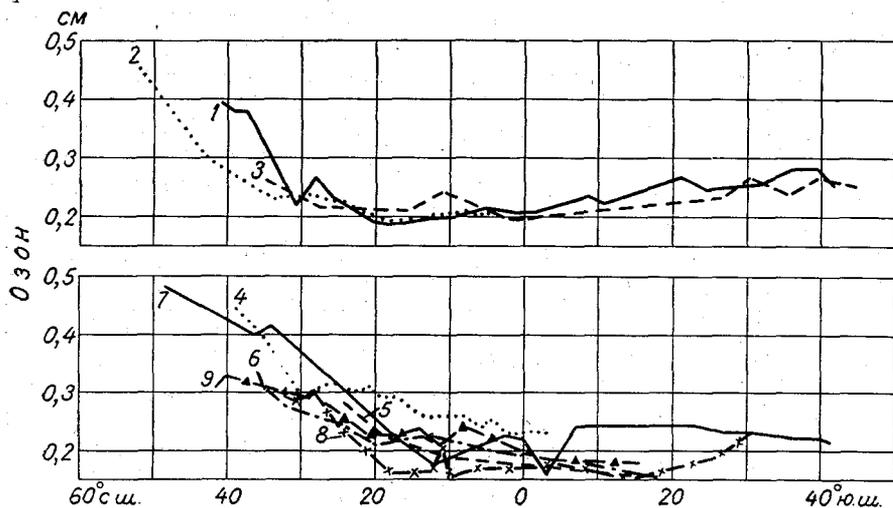


Рис. 2. Широтный ход общего содержания атмосферного озона в Тихом океане.

1 — 24/XII 1961 г. — 21/I 1962 г., 2 — 21/XII 1965 г. — 2/I 1966 г., 3 — 19/XII 1965 г. — 18/I 1966 г., 4 — 3/V — 2/VI 1962 г., 5 — 2/V — 19/V 1965 г., 6 — 27/V — 18/VI 1965 г., 7 — 13/III — 24/IV 1963 г., 8 — 30/IV — 31/V 1963 г., 9 — 27/IV — 29/V 1965 г.

Осреднив значения, относящиеся к весеннему и зимнему периодам северного полушария, мы получили сглаженную картину широтного хода озона в эти сезоны. Рисунок 3, где показано это рас-

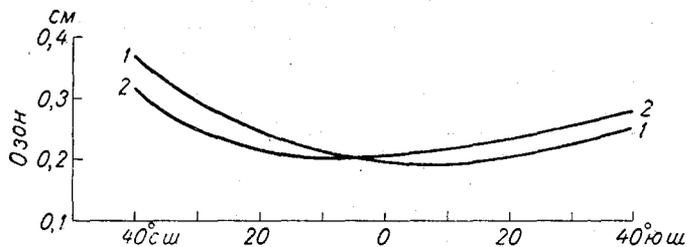


Рис. 3. Осредненные кривые широтного хода общего содержания озона в Тихом океане для весеннего (1) и зимнего (2) сезонов северного полушария.

пределение озона, дает наглядное представление о перемещении озонного экватора: зимой он проходит около 12° с. ш., весной — около 7° ю. ш. Данных по другим сезонам года, к сожалению, нет. Положение озонного экватора, рассчитанное по данным в основном континентальных станций [6], неполностью согласуется с тем,

что получено для Тихого океана. Если для декабря—января имеет место полное совпадение, то для периода с мая по октябрь озонный экватор располагается между 15—25° с. ш. [6].

От сезона к сезону меняется также меридиональный градиент озона. Значения среднего меридионального градиента общего содержания озона на разных широтах приводятся в табл. 3. Наибольший меридиональный градиент озона наблюдается весной в северных широтах. В табл. 3 меридиональный градиент, направленный с севера на юг, считается положительным, а направленный с юга на север — отрицательным. Таким образом, при переходе через озонный экватор знак градиента изменяется.

Таблица 3

Средний меридиональный градиент общего содержания атмосферного озона на разных широтах Тихого океана в зимний (декабрь—январь) и весенний (март—июнь) сезоны северного полушария (см $O_3/км \cdot 10^{-5}$)

Широта	Сезоны		Широта	Сезоны	
	зимний	весенний		зимний	весенний
40—30° С	5,4	6,8	0—10° Ю	-0,9	0,5
30—20	3,2	4,5	10—20	-1,4	-0,6
20—10	1,0	2,7	20—30	-1,8	-1,8
10—0	-0,6	1,8	30—40	-1,9	-2,7

3. Связь общего содержания атмосферного озона с метеорологическими условиями

При анализе средних дневных величин общего содержания озона обнаруживается, что в отдельные дни эти величины испытывают значительные колебания, связанные с изменениями аэросиноптических условий в атмосфере. Но всякое изменение термобарического поля атмосферы приводит также к колебаниям температуры воздуха на разных высотах. Отсюда между общим содержанием озона и температурой воздуха должна существовать определенная связь.

Обычно для установления характера связи между озоном и температурой вычисляются коэффициенты корреляции. Однако малое количество измерений общего содержания озона не позволило достаточно уверенно выявить характер связи между озоном и температурой воздуха для района Тихого океана.

Считается установленным, что над сушей коэффициент корреляции между содержанием озона и температурой в тропосфере отрицателен, при переходе через тропопаузу он претерпевает резкий скачок и становится положительным в стратосфере [1, 2, 4]. В наших наблюдениях над Тихим океаном (40—50° с. ш.) отмечается

любопытное обстоятельство, заключающееся в том, что увеличение общего содержания озона сопровождается понижением температуры в стратосфере. Эта закономерность проявляется наиболее отчетливо на высотах 25—30 км. На рис. 4 показана связь между общим содержанием озона Ω и температурой на высоте 30 км t_{30} для 40—50° с. ш. Из рис. 4 видно, что существует довольно тесная связь между Ω и t_{30} в рассматриваемом районе наблюдений. Средний го-

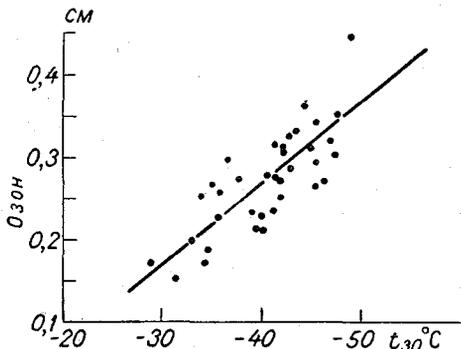


Рис. 4. Связь между общим содержанием озона Ω и температурой на высоте 30 км t_{30} .

довой коэффициент корреляции в данном случае равен $-0,80$. Вероятное отклонение коэффициента корреляции от среднего составляет всего

$$E = \pm 0,67 \frac{1-r^2}{\sqrt{n}} = \pm 0,04, \quad (1)$$

где $n=38$ — число наблюдений. При таком большом коэффициенте корреляции связь между рассматриваемыми величинами следует считать надежной.

Для объяснения полученных зависимостей нужно предположить, что одновременно с повышением температуры на высотах 25—30 км количество озона на тех же высотах увеличивается, а общее содержание озона в то же время уменьшается. Но для этого нужно допустить, что при потеплениях на высотах 25—30 км происходит увеличение инверсионных градиентов в стратосфере и ослабление турбулентного обмена. В результате должно уменьшиться поступление озона из более высоких слоев атмосферы, в которых устанавливается фотохимическое равновесие. При такой ситуации общее содержание озона должно также уменьшаться. Такое допущение находит подтверждение. Действительно, существует положительная корреляция между температурой на высоте 30 км и параметром Δt_{30-20} , характеризующим термическую стратификацию атмосферы и численно равным разности температур на высотах 30 и 20 км. Коэффициент корреляции между этими величинами равен 0,74 (для района Тихого океана на широте 40—50° с.).

Отсюда с большой вероятностью можно утверждать, что повышение температуры на высоте 30 км приводит к возрастанию статической устойчивости воздуха в нижней и средней стратосфере. Это подтверждается также величиной коэффициента корреляции между общим содержанием озона Ω и величиной Δt .

Коэффициент корреляции между величинами Ω и Δt_{25-30} (разностью температур на высотах 25 и 20 км) равен 0,40, а между Ω и Δt_{30-20} 0,52.

Таким образом, в нашем случае общее содержание озона над океаном существенно зависит от термической стратификации стратосферы.

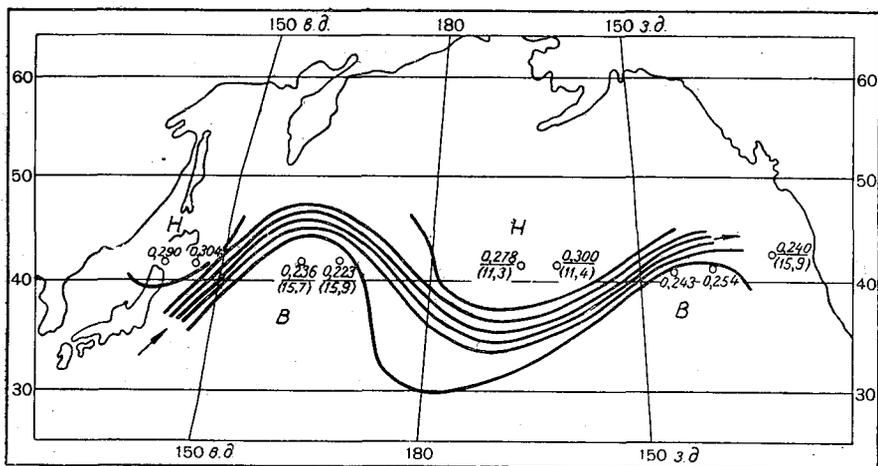


Рис. 5. Высотное барическое поле, струйное течение и общее содержание озона в северной части Тихого океана за период с 16/IX по 10/X 1965 г.

Общее содержание озона, как показали наши измерения над Тихим океаном, тесно связано со струйными течениями. Весь год, независимо от направления струйного течения, в левой его части наблюдается повышенное общее содержание озона. На рис. 5 показано высотное деформационное поле и струйное течение. Кружками помечены места производства измерений озона, цифры в числителе характеризуют общее содержание озона, а в знаменателе (в скобках) — высоту тропопаузы по маршруту судна в течение 16 сентября—10 октября 1965 г. На рисунке ясно видны различия в величинах общего содержания озона слева и справа от оси струи: справа величины Ω колеблются в пределах 0,220—0,250 см, а слева — в пределах 0,280—0,300 см. Еще более резкий контраст в величинах озона наблюдается весной. В это время года он достигает 0,100—0,150 см.

Со струйными течениями тесно связано высотное барическое поле: слева от оси струи располагаются высотные ложбины,

а справа — высотные гребни. Количественной характеристикой высотного барического поля может служить высота тропопаузы, которая обычно бывает понижена в высотных ложбинах и повышена в высотных гребнях (рис. 5). Общее содержание озона определенным образом связано с высотой тропопаузы. В связи с тем, что над океаном наблюдается иная, нежели над континентами, зависимость общего содержания озона от температуры, следует ожидать также аналогичных отклонений в соотношениях между озоном и барическим полем нижней стратосферы, так как температурное и барическое поля тесно связаны друг с другом.

Наблюдения на континентальных станциях показывают, что между общим содержанием озона и высотой тропопаузы существует отрицательная корреляционная связь. Для Тихого океана это правило выполняется только в районе 45—55° с. ш. В более низких широтах океана зависимость между Ω и $H_{тр}$ (высота тропопаузы) прямая, причем характер этой связи довольно сложный, в частности, потому, что, по данным аэрологических зондирований, над районом работ наблюдалась иногда одна, а иногда две тропопаузы.

Из анализа наблюдений следует, что при наличии двух тропопауз общее количество озона значительно больше, чем при одной тропопаузе. Связь величин Ω и $H_{тр}$, несмотря на небольшое количество наблюдений, во всех случаях выражена довольно отчетливо, о чем свидетельствуют вычисленные коэффициенты корреляции (табл. 4).

Таблица 4

Коэффициенты корреляции между общим содержанием озона и высотой тропопаузы
(в скобках указано число наблюдений)

Широта	Зима		Весна		Среднее за год
	одна тропопауза	две тропопаузы	одна тропопауза	две тропопаузы	одна тропопауза
45—55° С	—	—	-0,87 (8)	—	—
35—45	+0,82 (8)	+0,32 (11)	+0,58 (20)	+0,79 (9)	—
5—25	—	—	—	—	+0,56 (25)

Все выводы, сделанные при анализе пространственно-временной изменчивости общего содержания озона, а также его связи с метеорологическими условиями, нельзя считать окончательными, так как количество наблюдений в Тихом океане еще слишком мало. Но проведенное обобщение может оказаться полезным, так как оно позволит в дальнейшем на более полном материале наблюдений изучить рассмотренные отклонения в распределении озона над океаном и его связи с метеорологическими элементами.

ОБЩЕЕ СОДЕРЖАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА (СРЕДНИЕ ДНЕВНЫЕ
 ЗНАЧЕНИЯ) ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА И/С «Ю. М. ШОКАЛЬСКИЙ»
 И «А. И. ВОЕЙКОВ»

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
1961 г.				
23/IX	31°00' С	127°54' В	8	218
24/IX	27 15	126 27	20	226
25/IX	23 25	125 23	22	234
26/IX	19 57	122 17	22	239
27/IX	17 00	118 41	10	255
28/IX	14 26	115 14	23	236
29/IX	12 04	111 46	5	255
30/IX	9 23	110 00	11	250
1/X	6 10	107 43	12	286
3/X	3 00 Ю	107 26	18	315
4/X	6 54	105 00	18	361
5/X	9 14	101 35	14	294
6/X	10 25	98 29	23	294
7/X	14 00	95 00	21	264
8/X	16 40	90 56	21	240
9/X	19 15	87 30	20	268
10/X	21 18	85 03	8	294
12/X	27 00	75 23	20	285
13/X	29 24	71 30	14	271
15/X	30 06	70 24	9	312
16/X	30 06	70 24	23	283
18/X	30 06	70 24	6	296
20/X	30 06	70 24	17	295
21/X	30 06	70 24	21	304
22/X	30 06	70 24	13	300
23/X	30 06	70 24	17	298
24/X	30 06	70 24	5	293
25/X	28 45	72 10	25	295
26/X	28 00	74 00	15	277
27/X	28 00	74 00	27	303
28/X	28 00	74 00	12	258
29/X	28 00	74 00	17	273
30/X	28 00	74 00	18	277
31/X	28 00	74 00	14	289
1/XI	28 00	74 00	23	279
2/XI	28 00	74 00	24	272
4/XI	28 00	74 00	7	284
5/XI	28 00	74 00	19	287
6/XI	28 00	74 00	17	277
7/XI	27 50	74 35	21	265
8/XI	26 24	79 00	19	284
9/XI	24 38	83 25	20	270
10/XI	21 00	83 07	20	269
11/XI	20 00	80 30	14	254
12/XI	20 00	76 55	13	249

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
1961 г.				
13/XI	20°00' Ю	72°15' В	21	238
14/XI	20 00	68 07	16	244
15/XI	20 00	63 47	16	275
16/XI	20 00	60 00	8	262
22/XI	22 00	58 00	10	271
23/XI	26 00	58 00	19	262
24/XI	29 30	58 00	18	244
30/XI	33 52	86 40	9	284
1/XII	34 22	91 52	8	280
2/XII	34 46	96 54	16	286
3/XII	35 15	101 00	11	286
5/XII	36 19	111 25	7	293
6/XII	35 45	116 30	6	306
7/XII	35 45	121 20	6	280
8/XII	35 45	126 24	12	275
23/XII	40 00	171 53	26	284
24/XII	41 34	175 42	27	253
25/XII	39 36	180 00	17	280
26/XII	36 10	180 00	28	278
27/XII	32 00	180 00	15	254
28/XII	28 30	180 00	15	249
29/XII	24 30	180 00	20	243
30/XII	21 10	179 40	10	267
31/XII	17 37	179 53	12	250
1962 г.				
2/I	100°53' Ю	179°30' В	18	222
3/I	8 24	179 50	15	234
4/I	4 43	180 00	21	221
5/I	1 27	180 00	30	207
6/I	1 36 С	180 00	27	206
7/I	5 22	180 00	11	215
8/I	8 27	180 00	27	198
10/I	13 00	176 00	18	196
13/I	21 00	167 00	24	193
14/I	23 16	163 45	24	216
15/I	25 50	160 36	4	231
16/I	28 05	157 57	21	267
17/I	30 37	154 35	4	218
18/I	33 00	152 06	8	275
20/I	37 20	146 10	11	378
21/I	39 00	144 05	16	377
22/I	40 54	142 09	17	394
1962 г.				
3/V	39°00' С	145°21' В	24	447
4/V	36 00	150 57	18	410
5/V	33 00	155 20	24	354
6/V	29 56	159 54	15	294
7/V	26 20	163 47	27	317
8/V	24 29	166 10	12	310
9/V	22 27	170 26	24	300

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
10/V	21°10' С	173°12' В	12	309
11/V	19 13	173 00	8	291
12/V	17 34	179 20	19	293
14/V	13 23	174 28 З	10	259
15/V	11 18	172 31	3	259
16/V	8 33	169 46	18	259
17/V	5 57	167 15	6	243
18/V	4 27	165 48	24	254
19/V	2 12	163 26	30	232
20/V	1 27	162 43	24	233
21/V	1 27	162 47	27	223
22/V	1 28	162 43	24	228
23/V	1 30	162 46	27	247
24/V	1 30	162 46	25	227
25/V	1 10	162 46	30	230
26/V	1 40 Ю.	162 55	27	234
27/V	3 16	161 07	9	221
28/V	3 16	158 27	27	239
29/V	3 16	156 36	30	234
30/V	3 16	156 50	30	228
31/V	3 16	156 50	18	234
2/VI	3 16	156 50	18	224
3/VI	3 10	159 40	27	265
4/VI	2 15	162 50	21	222
5/VI	0 08	163 00	33	213
6/VI	2 11 С	163 00	27	226
7/VI	2 11	163 00	21	236
8/VI	2 11	163 00	18	239
9/VI	2 11	163 00	18	215
10/VI	2 11	163 00	15	238
12/VI	2 11	163 00	15	233
13/VI	1 04	163 10	24	211
14/VI	1 21	162 57	33	215
15/VI	1 51	163 00	33	206
16/VI	1 51	163 00	27	211
17/VI	2 30	163 15	30	207
18/VI	1 54	163 12	24	215
19/VI	0 24	163 00	24	203
20/VI	0 22	163 00	33	206
21/VI	0 40	163 00	33	195
22/VI	0 40	163 00	33	197
23/VI	0 40	163 00	33	197
24/VI	2 00	163 00	30	202
25/VI	2 00	163 25	30	193
1/VII	1 00	163 30	3	203
18/VII	17 16 Ю	179 30	27	173
1964 г.				
24/XII	43°52' С	128°33' З	6	269
1965 г.				
13/1	38°48' С	130°20' З	6	309
14/1	38 48	130 20	9	263

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
16/I	38°48' C	130°20' З	16	300
17/I	38 48	130 20	30	306
18/I	38 48	130 20	14	300
19/I	37 10	128 20	14	290
20/I	37 10	128 20	13	272
28/I	33 00	143 00	16	297
4/II	31 00	161 50	7	313
6/II	31 12	171 12	18	311
1965 г.				
2/V	24°00' C	150°00' В	10	279
3/V	19 00	150 00	20	226
4/V	15 00	150 00	9	208
5/V	10 00	150 00	14	190
7/V	0 00	150 00	8	172
13/V	0 00	165 00	3	192
10/VI	8 00	165 00	12	210
11/VI	12 00	165 00	10	227
13/VI	20 00	165 00	3	212
14/VI	25 00	165 00	6	247
16/VI	32 00	165 00	7	274
18/VI	36 00	157 00	8	320
26/VII	34 00	155 00	10	282
27/VII	31 45	155 00	5	298
28/VII	28 45	155 00	6	244
29/VII	26 30	155 00	10	204
30/VII	24 00	155 00	9	195
1/VIII	20 20	153 00	11	194
14/VIII	23 25	145 00	15	230
15/VIII	25 12	145 00	3	262
1965 г.				
21/XII	52°00' C	159°00' В	8	450
24/XII	43 00	174 00	7	300
27/XII	34 00	180 00	7	230
28/XII	29 00	180 00	17	236
29/XII	24 00	180 00	3	220
30/XII	18 00	180 00	13	192
1966 г.				
1/I	4°00' C	180°00' В	13	208
24/II	20 00	145 00	9	235
25/II	24 00	145 00	3	240
13/III	31 30	145 00	4	275
14/III	31 05	145 00	19	340
1963 г.				
13/III	36°00' C	179°22' В	1	480
14/III	36 00	179 22	4	315
30/III	48 00	180 00	8	478
3/IV	34 00	180 00	10	416

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
8/IV	16°00' С	180°00' В	2	213
9/IV	12 00	180 00	2	174
12/IV	2 30	180 00	25	227
13/IV	0 00	180 00	7	221
15/IV	7 00	180 00	6	243
19/IV	23 00	180 00	2	245
20/IV	27 00	180 00	3	233
21/IV	30 30	180 00	33	232
22/IV	36 00	180 00	14	222
23/IV	40 00	180 00	8	220
24/IV	41 00	180 00	9	214
30/IV	30 00	180 00	4	229
20/V	30 00	180 00	22	215
21/V	30 00	180 00	4	222
25/V	20 00	171 00	20	190
26/V	22 00	167 00	42	214
27/V	24 00	165 00	24	236
28/V	25 00	163 00	18	246
29/V	28 00	160 00	18	300
30/V	31 00	157 00	38	286
31/V	33 00	155 00	15	300
1964 г.				
2/XII	40°00' С	146°48' В	10	272
4/XII	40 00	157 28	12	250
5/XII	40 00	163 40	7	201
7/XII	38 58	169 54	2	258
8/XII	36 00	172 54	21	245
9/XII	36 00	177 12	3	314
9/XII	36 00	178 36 З	9	224
10/XII	36 00	171 17	16	233
14/XII	36 00	149 54	16	230
15/XII	36 00	145 34	24	226
16/XII	36 38	135 37	9	228
17/XII	36 47	135 43	3	291
1965 г.				
8/1	43°04' С	132°58' З	3	225
14/1	38 18	131 17	3	325
16/1	38 18	131 17	19	380
17/1	38 18	131 17	13	351
18/1	38 18	131 17	3	347
19/1	38 18	131 17	16	330
25/1	39 49	131 46	4	446
27/1	37 20	132 51	6	394
4/II	31 00	162 14	15	317
5/II	31 00	166 57	9	335
6/II	31 15	171 42	27	332
8/II	31 30	179 10 В	20	311
10/II	31 30	176 34	11	337
11/II	31 30	173 06	15	331
13/II	35 00	162 50	11	339

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
1965 г.				
27/IV	41°22' C	142°35' B	14	312
28/IV	40 23	147 10	27	327
29/IV	39 53	152 27	6	327
7/V	26 50	180 00	3	283
8/V	21 40	180 00	23	233
9/V	17 26	180 00	10	225
10/V	14 13	180 00	11	238
11/V	11 35	179 40	17	213
12/V	8 23	180 00	1	243
14/V	0 40	180 00	12	203
25/V	18 15	174 25 З	5	225
7/VI	0 48	150 00	18	200
10/VI	11 37	150 00	10	197
11/VI	15 16	150 00	27	202
13/VI	23 38	150 00	10	223
14/VI	27 45	150 00	8	238
15/VI	31 35	150 00	40	233
16/VI	33 25	153 09	24	226
17/VI	34 08	158 53	16	210
1965 г.				
25/VII	39°08' C	144°02' B	14	270
27/VII	39 02	154 03	5	265
2/VIII	39 02	180 00	29	256
3/VIII	39 02	165 00 З	6	267
10/VIII	39 02	140 03	11	272
12/VIII	38 06	130 02	20	253
13/VIII	38 06	130 02	25	253
15/VIII	38 06	130 02	7	266
18/VIII	39 02	130 02	9	279
19/VIII	39 02	130 02	10	244
21/VIII	39 02	130 02	6	238
24/VIII	39 02	132 02	9	312
29/VIII	44 07	125 00	8	237
30/VIII	47 05	125 07	7	271
6/IX	47 06	125 09	21	312
13/IX	43 01	130 09	4	204
15/IX	43 01	131 00	9	238
16/IX	43 01	131 00	12	240
24/IX	41 06	139 05	15	254
25/IX	41 07	145 03	27	243
28/IX	41 07	162 00	5	300
29/IX	41 07	167 00	27	278
5/X	42 00	167 00 B	16	223
6/X	41 03	161 00	18	236
7/X	41 03	157 00	16	279
9/X	42 03	146 04	2	304
10/X	41 07	141 05	16	290

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
1965 г.				
19/XII	35°00' С	169°30' В	6	262
20/XII	35 00	174 00	11	263
21/XII	35 00	178 48	7	260
23/XII	35 00	169 56 З	3	262
29/XII	20 00	165 00	26	292
30/XII	15 20	165 00	18	210
31/XII	10 56	165 00	17	242
1966 г.				
2/1	2°07' С	165°00' З	14	196
3/1	0 00	168 30	9	193
8/1	2 53 Ю	180 00	7	200
14/1	26 29	180 00	22	231
15/1	30 37	180 00	19	267
16/1	35 30	180 00	21	237
17/1	39 20	180 00	35	263
18/1	44 40	180 00	21	250
1/II	25 07	158 34 В	13	361
2/II	20 51	156 35	21	362
3/II	16 37	156 18	10	366
4/II	12 36	156 32	12	347
5/II	7 29	156 20	11	359
6/II	3 53	155 50	2	326
9/II	7 30 С	154 50	2	329
11/II	16 00	154 48	10	368
13/II	22 07	155 02	13	326
14/II	28 06	155 02	11	416
1966 г.				
26/IV	41°58' С	164°57' В	10	312
27/IV	42 00	170 26	14	212
28/IV	42 00	175 41	31	203
2/V	48 50	169 00 З	7	320
3/V	49 46	166 35	23	302
4/V	46 51	166 14	11	317
5/V	44 20	166 14	10	191
10/V	48 27	160 30	7	216
11/V	45 26	160 37	14	271
30/V	48 38	125 53	13	258
6/VI	43 15	149 43	9	228
11/VI	44 15	152 30	6	236
13/VI	43 38	155 15	24	287
22/VI	45 06	172 06	4	274
30/VI	45 06	172 06	7	251
15/VIII	47 27	177 15	4	297
26/VIII	43 03	150 10 В	15	210
5/IX	41 57	144 02	24	279
6/IX	42 51	149 42	30	295
7/IX	42 56	149 42	13	234
14/IX	42 56	149 42	3	195
15/IX	42 56	149 42	21	278
16/IX	42 56	149 42	29	310

Дата	Координаты		Число измерений	Атмосферный озон, 10 ⁻³ см
	широта	долгота		
17/IX	43 12	149 04	5	320
18/IX	45 25	144 16	17	397
19/IX	46 38	141 00	29	368
20/IX	45 30	137 23	25	361
1966 г.				
17/XII	38°48' C	145°43' B	5	220
18/XII	36 00	150 42	8	250
19/XII	35 11	154 18	11	290
20/XII	35 11	159 00	3	200
21/XII	36 05	164 20	4	190
24/XII	35 30	178 24	17	170
24/XII	35 30	175 20 3	8	240
1967 г.				
23/I	43°30' C	179°28' B	10	220
25/I	59 36	179 20	4	220
26/I	56 30	179 14	10	230
28/I	65 00	179 14	15	210
29/I	64 10	176 00	13	207
31/I	57 30	170 44	5	214
1/II	53 15	167 30	12	204
2/II	50 01	166 20	12	191
3/II	45 00	165 20	25	221
1/III	36 51	141 18	10	249
1967 г.				
22/IV	37 00' C	130°20' B	27	311
23/IV	32 53	128 31	27	278
26/IV	21 27	123 51	27	201
27/IV	17 37	119 50	26	224
28/IV	16 00	117 20	28	214
29/IV	13 04	113 47	21	200
22/V	20 13	51 12	10	235
23/V	23 40	53 55	15	212
25/V	29 52	60 05	1	192
27/V	30 00	59 30	11	201
28/V	30 00	59 30	11	195
31/V	30 00	59 30	12	193
1/VI	30 00	59 30	6	202
2/VI	30 00	59 30	4	210
4/VI	30 00	59 30	12	207
7/VI	26 24' Ю	60 00 B	12	206
9/VI	27 37	61 54	9	195
10/VI	25 45	62 14	21	200
23/VI	43 09	60 36	3	200
26/VI	32 41	60 38	10	213
7/VII	22 30	57 53	3	196
14/VII	26 01	61 26	3	190
1/VIII	19 41	62 06	2	216
20/VIII	20 00	65 00	15	202
22/VIII	20 00	65 00	15	192
18/IX	20 47	122 25	9	208
19/IX	24 34	124 45	18	192
22/IX	37 20	130 20	18	218

ЛИТЕРАТУРА

1. Говорушкин Л. А. Результаты наблюдений за атмосферным озоном в г. Омске в 1962 г. в сопоставлении с некоторыми метеорологическими элементами. Атмосферный озон. Материалы III Междуведомственного совещания по атмосферному озону 21—23 мая 1963 г. Гидрометеоздат, Л., 1965.

2. Годсон У. Л. Общее содержание озона и средние слои стратосферы в арктических и субарктических районах зимой и весной. Озон в земной атмосфере. Гидрометеоздат, Л., 1966.

3. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеоздат, Л., 1963.

4. Гушин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Гидрометеоздат, Л., 1964.

5. Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И. О суточном ходе атмосферного озона. Атмосферный озон. Результаты работ МГГ в СССР. Изд. МГУ, М., 1961.

6. Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И., Кондратьева А. В. Исследование атмосферного озона. Результаты исследования по программе МГГ. Метеорология, № 8. Изд-во «Наука», М., 1965.

ПРОЗРАЧНОСТЬ АТМОСФЕРЫ НАД ТИХИМ ОКЕАНОМ

Для решения ряда задач, связанных в первую очередь с радиационным режимом, необходимо знать, какова прозрачность атмосферы в том или ином районе земного шара. Данные актинометрических наблюдений, проводившихся на и/с «А. И. Воейков» и «Ю. М. Шокальский» в течение 1961—1966 гг., позволяют получить характеристики прозрачности для различных районов Тихого океана. С этой целью были отобраны 836 серий наблюдений прямой радиации при диске Солнца, не закрытом облаками. Однако характеристики прозрачности, рассчитанные непосредственно по этим наблюдениям, а следовательно, и при различных высотах Солнца, будут несопоставимы между собой, так как им присущ виртуальный ход. Поэтому все величины интенсивности прямой радиации предварительно приводились к среднему расстоянию между Землей и Солнцем и к высоте Солнца $h_{\odot} = 30^{\circ}$. Метод такого приведения достаточно хорошо разработан и обоснован [2, 3], а для оперативной работы составлены специальные таблицы [1]. Полученные таким образом значения прямой радиации S использовались далее для нахождения (по таблицам [1]) коэффициентов прозрачности P и величин фактора мутности T . Эти характеристики прозрачности уже не имеют виртуального дневного хода, а поэтому колебания P и T будут свидетельствовать только об изменении физического состояния атмосферы.

1. Географическая изменчивость прозрачности атмосферы

Для характеристики географической изменчивости прозрачности атмосферы каждое значение S , P и T в зависимости от места наблюдения было отнесено к той или иной пятиградусной широтной зоне, на которые была разбита акватория Тихого океана от $52^{\circ} 30'$ с. ш. до $52^{\circ} 30'$ ю. ш. Для каждой широтной зоны подсчитаны средние значения рассматриваемых величин \overline{S} , \overline{P} и \overline{T} (табл. 1).

Таблица 1

Средние значения потока прямой солнечной радиации \bar{S} кал/см²·мин., коэффициента прозрачности \bar{P} и фактора мутности \bar{T} , отнесенные к центральной широте каждой пятиградусной зоны (n — число наблюдений)

Широта	n	\bar{S}	\bar{P}	\bar{T}
50° С	13	1,09	0,742	2,99
45	9	1,04	0,725	3,22
40	32	1,13	0,756	2,80
35	75	1,14	0,759	2,76
30	48	1,10	0,746	2,94
25	37	1,11	0,749	2,89
20	67	1,06	0,732	3,12
15	65	1,09	0,742	2,99
10	42	1,07	0,735	3,08
5	141	1,12	0,752	2,85
0	203	1,10	0,746	2,94
5 Ю	46	1,13	0,756	2,80
10	9	1,06	0,732	3,12
15	8	1,11	0,749	2,89
20	8	1,11	0,749	2,89
25	11	1,17	0,769	2,62
30	11	1,16	0,765	2,66
35	4	1,23	0,789	2,38
40	6	1,12	0,752	2,85
50	2	1,24	0,792	2,34

Как видно из табл. 1, у экватора (5° с. ш.—5° ю. ш.) прозрачность атмосферы выше, чем в прилегающих районах ($\bar{P}=0,752$). К северу и югу от этой зоны прозрачность уменьшается и на 10° ю. ш. $\bar{P}=0,732$, а на 10—20° с. ш. $\bar{P}=0,736$. В субтропических зонах обоих полушарий снова отмечаются максимумы на 35° с. ш. ($\bar{P}=0,759$) и на 35° ю. ш. ($\bar{P}=0,789$). К 45° с. и ю. ш. прозрачность атмосферы уменьшается, и на этих широтах она характеризуется величинами $\bar{P}=0,725$ (в северном полушарии) и $\bar{P}=0,750$ (в южном полушарии).

Рассмотренное широтное изменение характеристик прозрачности, хотя и получено из наблюдений, проводившихся в течение нескольких лет, все же не отражает среднегодового состояния атмосферы над океаном, так как число дней наблюдений в любой широтной зоне (табл. 2) слишком мало для обоснования среднегодовых величин. Поэтому полученное широтное распределение величин \bar{P} и \bar{T} только в первом приближении дает представление об ослаблении прямой солнечной радиации на разных широтах Тихого океана.

Число дней наблюдений за прямой радиацией в каждой широтной зоне по месяцам

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
50° С	—	—	—	—	3	—	—	—	—	—	—	—
45	—	—	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—
40	1	—	—	2	—	—	—	—	—	—	2	1
35	2	—	—	1	1	2	—	—	—	2	—	7
30	—	2	—	—	2	1	—	—	2	1	—	—
25	—	1	1	—	—	3	—	—	2	—	—	—
20	1	—	—	—	3	—	—	4	—	—	—	2
15	1	—	—	1	2	4	—	—	1	—	—	2
10	2	—	—	2	1	1	—	—	—	—	—	1
5	1	2	—	1	—	8	4	1	—	—	—	—
0	2	1	2	—	1	6	4	9	—	—	—	—
5 Ю	—	3	1	—	—	—	1	3	—	—	—	—
10	—	1	—	—	—	—	—	1	—	—	—	—
15	—	1	1	—	—	—	—	1	—	—	—	—
20	—	1	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25	—	—	1	—	1	—	—	—	—	—	—	—
30	—	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—
35	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
40	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
45	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
50	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

2. Дневной ход прозрачности атмосферы

В изменениях прозрачности атмосферы в течение дня не обнаруживается никакой закономерности. Наблюдаются только непериодические колебания прозрачности, которые могут характеризоваться, например, амплитудами $\Delta P = P_M - P_m$ и $\Delta T = T_M - T_m$, представляющими собой разности между наибольшими P_M , T_M и наименьшими P_m , T_m за день значениями величин P и T . Такие амплитуды были вычислены для всех случаев, когда наблюдения проводились в течение всего дня. Для каждой зоны подсчитывались

средние значения $\overline{\Delta P}$ и $\overline{\Delta T}$. Эти величины приведены в табл. 3, в которой, кроме того, указаны максимальные и минимальные амплитуды колебаний характеристик прозрачности.

Как видно из табл. 3, в среднем на всех широтах величина коэффициента прозрачности в течение дня изменяется на 0,030—0,040, а значение фактора мутности — на 0,30—0,50.

Средним условиям наиболее соответствует зона 25—30° с. ш. и 5° ю. ш. В то же время на 15° с. ш. в отдельные дни отмечались очень большие колебания прозрачности ($\Delta P = 0,090$, $\Delta T = 1,28$). В другие дни в этом районе прозрачность, наоборот, была практически постоянной ($\Delta P = 0,009$, $\Delta T = 0,14$). Столь больших колебаний характеристик прозрачности от дня ко дню в других районах океана не наблюдалось.

Таблица 3

Дневные амплитуды колебаний коэффициента прозрачности и фактора мутности в разных широтных зонах Тихого океана

Широта	Дневная амплитуда колебаний					
	коэффициента прозрачности			фактора мутности		
	средн.	макс.	мин.	средн.	макс.	мин.
40° С	0,037	0,061	0,009	0,51	0,86	0,12
35	0,036	0,047	0,020	0,47	0,61	0,28
30	0,031	0,035	0,027	0,41	0,47	0,35
25	0,029	0,037	0,021	0,33	0,49	0,29
20	0,032	0,063	0,014	0,37	0,51	0,19
15	0,038	0,091	0,009	0,51	1,28	0,14
5	0,028	0,050	0,014	0,37	0,71	0,42
0	0,031	0,055	0,014	0,42	0,75	0,19
5 Ю	0,033	0,050	0,026	0,44	0,66	0,34

3. Соотношение между факторами, определяющими прозрачность атмосферы

При безоблачном небе ослабление прямой солнечной радиации в атмосфере обусловлено в основном следующими факторами: избирательным поглощением (прежде всего водяным паром), рассеянием молекулами сухого воздуха, а также поглощением и рассеянием пылью и каплями воды.

За исключением отдельных районов Тихого океана, над которыми часто отмечаются выносы лёсса с континента [5], в атмосфере над океаном пыль встречается в незначительном количестве, а потому не вносит заметного вклада в ослабление прямой солнечной радиации. Учитывая это, напишем формулу для величины потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную лучам поверхность в виде

$$S = S_i - \Delta S_{\omega} - \Delta S_w, \quad (1)$$

где $S_i = 1,62$ кал/см²·мин. — величина потока прямой солнечной радиации на уровне моря в идеальной атмосфере при высоте Солнца 30° [4]; ΔS_{ω} — величина поглощения прямой солнечной радиации в атмосфере водяным паром при $h_{\odot} = 30^{\circ}$; ΔS_w — величина ослабления прямой солнечной радиации в атмосфере конденсационной мутностью при $h_{\odot} = 30^{\circ}$.

Для расчета величин ΔS_{ω} воспользуемся формулой Меллера

$$\Delta S_{\omega} = 0,172 (m\omega)^{0,303}, \quad (2)$$

где m — оптическая масса атмосферы; ω — общее содержание водяного пара в атмосфере в направлении вертикали в сантиметрах.

Общее содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы вычислялось по данным радиозондирования по формуле

$$\omega_i = \frac{1}{80} (D_v + D_n) (E_v + E_n) (r_v + r_n) (H_v - H_n), \quad (3)$$

где ω_i — содержание водяного пара осажденной воды в сантиметрах в некотором слое атмосферы; $D = \frac{0,795 \cdot 10^{-2}}{1 + 0,0036t}$ (здесь t — температура воздуха); r — относительная влажность в процентах; E — максимальная упругость водяного пара над водой в миллибарах при температуре t ; H — высота в километрах. Индексы «v» и «n» относятся соответственно к верхней и нижней границам данного слоя. Величина ω получается при суммировании ω_i от поверхности океана до высоты, где содержание водяного пара становится незначительным. Общее содержание водяного пара определялось для тех же дней, в которые производились измерения прямой радиации.

По полученным значениям ω рассчитывались величины ΔS_ω ; тогда ΔS_w определялось из соотношения

$$\Delta S_w = S_i - S - \Delta S_\omega. \quad (4)$$

Величины ослабления прямой солнечной радиации водяным паром и конденсационной мутностью группировались по широтам и вычислялись средние значения $\overline{\Delta S_\omega}$ и $\overline{\Delta S_w}$ в каждой широтной зоне (табл. 4). Как видно из табл. 4, все колебания характеристик прозрачности связаны в основном с изменениями конденсационной мутности атмосферы. Поглощение водяным паром прямой солнечной радиации более или менее равномерно возрастает от 0,26—0,28 кал/см²·мин. на 30—35° с. ш. и ю. ш. до 0,32—0,34 кал/см²·мин. в районе экватора. Исключение составила область 40—50° с. ш., где содержание водяного пара в атмосфере было пониженным (0,8—1,0 см) и величины $\overline{\Delta S_\omega}$ уменьшались до 0,21—0,22 кал/см²·мин. Но за счет конденсационной мутности ослабление прямой солнечной радиации в северной части Тихого океана достигло максимума ($\overline{\Delta S_w} = 0,32$ кал/см²·мин.). В результате на 45° с. ш. появляется минимум в широтном ходе коэффициента прозрачности (см. табл. 1). Возрастание конденсационной мутности привело к уменьшению прозрачности атмосферы также на 40° ю. ш. и 10° с. ш. и ю. ш.

Соотношения между ослаблением прямой солнечной радиации водяным паром и конденсационной мутностью отчетливее выявляются из сопоставления величин $\frac{\overline{\Delta S_\omega}}{S_0}$ и $\frac{\overline{\Delta S_w}}{S_0}$ (где S_0 — солнечная постоянная, равная 1,98 кал/см²·мин.), которые приведены в табл. 4.

Основываясь на данных табл. 4, получим, что в среднем для океана при высоте Солнца 30° водяной пар поглощает около 15%, а конденсационная мутность поглощает и рассеивает около 10%.

Таблица 4

Средние абсолютные значения величин ослабления прямой солнечной радиации водяным паром $\Delta\bar{S}_\omega$ кал/см²·мин. и конденсационной мутностью $\Delta\bar{S}_w$ кал/см²·мин.,

а также относительные величины $\frac{\Delta\bar{S}_\omega}{S_0}$ и $\frac{\Delta\bar{S}_w}{S_0}$ (при высоте Солнца $h_\odot = 30^\circ$)

Широта	$\Delta\bar{S}_\omega$	$\Delta\bar{S}_w$	$\frac{\Delta\bar{S}_\omega}{S_0}$	$\frac{\Delta\bar{S}_w}{S_0}$
50° С	0,20	0,31	0,101	0,156
45	0,20	0,36	0,101	0,182
40	0,21	0,28	0,106	0,141
35	0,27	0,21	0,136	0,106
30	0,29	0,23	0,146	0,116
25	0,31	0,19	0,156	0,096
20	0,33	0,22	0,166	0,111
15	0,28	0,19	0,141	0,096
10	0,33	0,29	0,166	0,146
5	0,32	0,16	0,161	0,081
0	0,34	0,18	0,172	0,091
5 Ю	0,32	0,18	0,161	0,091
10	0,36	0,20	0,182	0,101
15	0,34	0,17	0,172	0,086
20	0,34	0,13	0,172	0,066
25	0,29	0,17	0,146	0,086
30	0,27	0,19	0,136	0,096
35	0,25	0,14	0,126	0,071
40	0,30	0,20	0,152	0,101
50	0,26	0,12	0,131	0,061

первоначального количества энергии, поступающей на верхнюю границу атмосферы.

При расчете поглощения солнечной радиации водяным паром по формуле Меллера необходимо определение величин ω . Однако радиозондирования атмосферы проводятся над океанами еще довольно редко, поэтому при актино-климатологических расчетах обычно полагают

$$\Delta S_\omega = f(e_0), \quad (5)$$

где e_0 — упругость водяного пара у водной поверхности. Между рассматриваемыми величинами существует тесная связь: коэффициент корреляции равен 0,90, вероятное отклонение коэффициента корреляции составляет всего $\pm 0,013$. Уравнение регрессии в данном случае имеет вид

$$\Delta S_\omega = 0,0057e_0 + 0,17. \quad (6)$$

Среднее квадратичное отклонение $\sigma = \pm 0,04$ кал/см²·мин. Уравнение (6) получено для величин $e_0 > 4$ мб; при меньших значениях

e_0 уравнение (6) не применяется; значения $e_0 < 4$ мб обычно не наблюдаются над свободной ото льда поверхностью океана.

Если при определении селективного ослабления радиации достаточно знать только общее содержание водяного пара, то при определении вида функции для ΔS_w необходимо знать наличие конденсационной мутности в атмосфере, трудность определения которой заключается в том, что точно неизвестны ее параметры и их соотношения. Остановимся подробнее на этом вопросе.

Конденсационная мутность обусловлена присутствием в атмосфере мельчайших капелек воды и кристаллов льда. Образование капель воды происходит особенно быстро на гигроскопических ядрах конденсации. Над океанами это в первую очередь частицы хлористого натрия, которые поступают в атмосферу при разбрызгивании морской воды. Чем больше скорость ветра, тем интенсивнее происходит вынос соли в атмосферу, который при штормовых ветрах может достигнуть очень больших размеров [5, 6].

Количество водяного пара быстро убывает с высотой, но под тропопаузой, являющейся задерживающим слоем, его содержание может несколько увеличиваться. Чем ниже высота тропопаузы, тем большее количество водяного пара может скапливаться под ней. Этот водяной пар может служить источником образования ледяных частиц. Чем больше скорость ветра у поверхности океана, тем сильнее турбулентность и интенсивнее испарение, а следовательно, большее количество водяного пара переносится в высокие слои атмосферы. Но чем больше водяного пара и ниже температура на уровне тропопаузы, тем больше вероятность образования кристаллов льда. Исходя из изложенных соображений, рассмотрим зависимость ΔS_w от скорости ветра v м/сек. на высоте 26 м от поверхности океана (уровень измерения скорости ветра на судах), высоты тропопаузы H_T км и температуры на уровне тропопаузы t_T° . Осредненные по широтам значения v , t_T и H_T приводятся в табл. 5. Используя данные табл. 5 и величины ослабления прямой солнечной радиации, рассчитанные по формуле (4), получим прямолинейную зависимость ΔS_w от параметра $\frac{vt_T}{H_T}$ (рис. 1), которая аналитически определяется формулой

$$\Delta S_w = 0,07 - 0,0038 \frac{vt_T}{H_T}. \quad (7)$$

Полученное уравнение регрессии (7) обеспечивается средним квадратичным отклонением $\pm 0,03$ кал/см²·мин. Коэффициент корреляции связи равен 0,80, и вероятное его отклонение составляет $\pm 0,02$.

В табл. 6 сравниваются величины ΔS_w , вычисленные по формуле (4) (ΔS_{w_1}) и по формуле (7) (ΔS_{w_2}) для отдельных дней. Из таблицы видно, что в отдельных случаях результаты могут разниться на 60—70% и даже более 100%. Эти расхождения связаны главным образом с погрешностями измерений метеорологических

Таблица 5

Средние значения скорости ветра на уровне 26 м от поверхности океана v м/сек., высоты тропопаузы H_T км и температуры на уровне тропопаузы t_T ° в каждой широтной зоне (k — количество радиозондирований)

Широта	k	v	H_T	t_T
40° С	6	11	12,4	63,1
35	29	8	16,0	65,0
30	15	7	16,2	71,3
25	9	7	16,4	71,0
20	8	7	16,9	74,5
15	22	8	16,7	81,0
10	7	10	17,0	81,8
5	30	5	17,0	80,0
0	38	6,5	16,6	82,4
5 Ю	18	5	16,8	84,0
10	3	7	17,5	85,0
15	4	5	17,0	82,9
20	6	6	16,5	80,0
25	5	6,5	16,5	71,0
30	3	9	16,4	64,5

параметров при зондированиях атмосферы. Поэтому по формуле (7) получаются надежные результаты лишь при достаточном осреднении исходных данных: при осреднении 100 измерений величина $\frac{\Delta S_{w_4} - \Delta S_{w_7}}{\Delta S_{w_4}} \cdot 100\%$ составляет $\pm 17\%$, а при 200 осреднениях она уменьшается до $\pm 12\%$.

Таблица 6

Повторяемость величин $\frac{\Delta S_{w_4} - \Delta S_{w_7}}{\Delta S_{w_4}} \cdot 100\%$		
$\pm \frac{\Delta S_{w_4} - \Delta S_{w_7}}{\Delta S_{w_4}} \cdot 100\%$	Число случаев	Повторяемость, %
0	2	4,5
1—10	11	25
11—20	11	25
21—30	5	11,5
31—40	9	20,5
41—50	3	7,5
51—60	0	0
61—70	1	2
71—80	1	2
122	1	2

Из формулы (7) следует, что если бы существовал такой район океана, в котором все время был бы штиль, то ослабление прямой солнечной радиации конденсационной мутностью, возникавшей

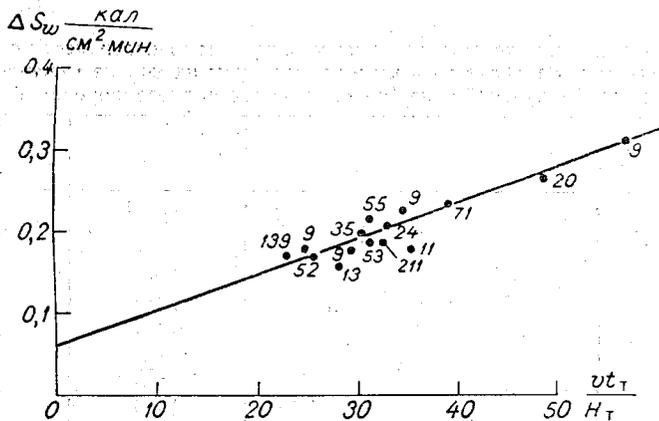


Рис. 1. Связь величин ослабления прямой солнечной радиации конденсационной мутностью ΔS_w с параметром $\frac{v\epsilon_T}{H_T}$.

Цифры у точек — число наблюдений.

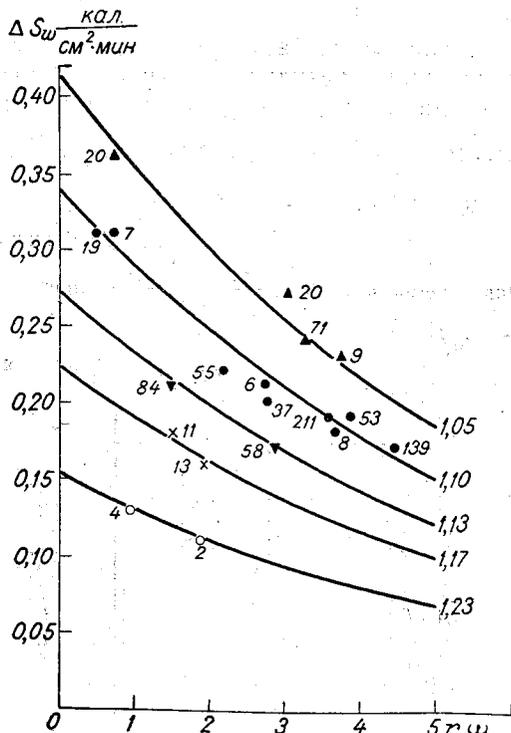


Рис. 2. Зависимость величин ΔS_w от $r\omega$ при разных значениях S .

Цифры у точек — число наблюдений.

в этом случае за счет поступления водяного пара в атмосферу при термической конвекции, составило бы в среднем $0,07 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$ при высоте Солнца 30° .

В формулу (7) входят параметры, которые определяют поступление водяного пара в атмосферу и от которых зависит наличие конденсационной мутности преимущественно на уровне тропопаузы. В нижних слоях атмосферы конденсационная мутность связана с образованием капель воды. Естественно, вероятность образования капель воды зависит от количества водяного пара и от степени насыщения им воздуха. Исходя из этого, рассмотрим зависимость величин ΔS_w от произведения $r\omega$ (рис. 2), где r — относительная влажность у поверхности океана в долях единицы. На рис. 2 получается система линий, каждая из которых соответствует определенному значению S .

Если значения ΔS_w нанести на график в системе координат $\ln(\Delta S_w)$ и $r\omega$, то получим ряд параллельных прямых (рис. 3). Уравнение любой прямой будет выражаться формулой

$$\ln(\Delta S_w) = a_S + br\omega, \quad (8)$$

где a_S — некоторый коэффициент, зависящий от S ; b — постоянный для всех прямых коэффициент.

Величина b легко определяется из соотношения

$$b = \frac{[\ln(\Delta S_w)]_2 - [\ln(\Delta S_w)]_1}{(r\omega)_2 - (r\omega)_1} \quad (9)$$

и равна $-0,164$.

Величины a_S определялись по рис. 3 при $r\omega=0$, и их зависимость от S приводится в табл. 7.

Таблица 7

Значения коэффициента a_S	
$S \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$	a_S
1,05	-0,88
1,10	-1,08
1,13	-1,30
1,17	-1,50
1,23	-1,88

Связь между a_S и S лучше всего аппроксимируется формулой

$$a_S = 0,27 - 0,94S^4. \quad (10)$$

Подставив выражение (10) и значение $b = -0,164$ в уравнение (8) и сделав некоторые преобразования, получим математическое выражение для зависимостей, приведенных на рис. 2:

$$\Delta S_w = 1,31 \exp(-0,94S^4 - 0,164r\omega). \quad (11)$$

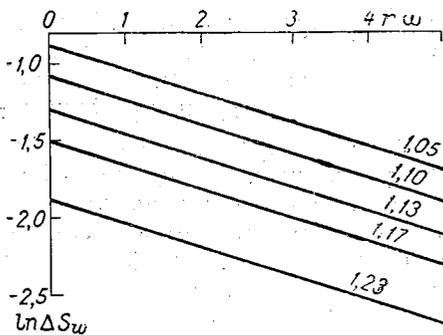


Рис. 3. Зависимость $\ln(\Delta S_w)$ от $r\omega$ при разных значениях S .

При отсутствии в атмосфере водяного пара конденсационной мутности также не будет и $\Delta S_w = 0$. Формула (11) не отражает этого факта, а поэтому она не имеет смысла при $r\omega = 0$ и обоснована только для значений $r\omega > 0,4$. Определение же числовых значений a_s при $r\omega = 0$ представляет собой чисто математическую операцию.

Выясним погрешность расчета по формуле (11) для отдельных дней. Обозначим значения ΔS_w , полученные по формуле (11), через $\Delta S_{w_{11}}$ и рассмотрим повторяемость величин $\frac{\Delta S_{w_1} - \Delta S_{w_{11}}}{\Delta S_{w_1}} \cdot 100\%$ (табл. 8).

Таблица 8

Повторяемость величин $\frac{\Delta S_{w_1} - \Delta S_{w_{11}}}{\Delta S_{w_1}} \cdot 100\%$						
$\pm \frac{\Delta S_{w_1} - \Delta S_{w_{11}}}{\Delta S_{w_1}} \cdot 100\%$	0	1-10	11-20	21-30	31-40	41-50
Число случаев	31	53	19	5	2	1
Повторяемость, %	28	48	17	4	2	1

Как видно из табл. 6 и 8, величины ΔS_{w_1} и $\Delta S_{w_{11}}$ значительно меньше различаются, чем ΔS_{w_4} и ΔS_{w_7} . Максимальное отклонение $\Delta S_{w_{11}}$ от ΔS_{w_1} составляет 45%. Только в трех случаях из 111 это отклонение превышает 30%. Таким образом, формула (11) дает приемлемые результаты даже для единичного случая. При осреднении же 100 величин, рассчитанных по формулам (4) и (11), разница между ΔS_{w_1} и $\Delta S_{w_{11}}$ не превышает $\pm 8\%$.

Формула (11) связывает величину ослабления прямой солнечной радиации конденсационной мутностью с количеством водяного пара в атмосфере и значением фактически наблюдавшейся прямой радиации; она является аналитическим выражением зависимости, существующей между факторами, определяющими прозрачность атмосферы над океаном.

ВЫВОДЫ

1. Из сравнительно небольшого материала наблюдений, полученного в настоящей работе, следует, что прозрачность атмосферы в районе Тихого океана может претерпевать значительные изменения. Однако каких-либо определенных закономерностей в изменении прозрачности не обнаружено.

2. Наибольшие изменения прозрачности ото дня ко дню наблюдались в районе 15° с. ш.

3. Колебания прозрачности связаны в основном с изменениями конденсационной мутности атмосферы.

4. В среднем из материалов настоящей работы следует, что для всей акватории Тихого океана при высоте Солнца 30° водяной пар поглощает около 15%, а конденсационная мутность поглощает и рассеивает около 10% первоначального количества энергии, поступающей на верхнюю границу атмосферы.

5. Получена формула для расчета ослабления прямой солнечной радиации над океаном водяным паром по величине упругости водяного пара на высоте 10 м от поверхности океана.

6. Получена формула, показывающая, что ослабление прямой солнечной радиации конденсационной мутностью прямо пропорционально скорости ветра у поверхности океана и обратно пропорционально высоте тропопаузы.

7. Получена аналитическая зависимость между факторами, определяющими прозрачность атмосферы над океаном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов (групп) гидрометеорологических обсерваторий УГМС. Л., 1965.

2. Сивков С. И. Общий метод приведения интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Труды ГГО, вып. 14(76), 1949.

3. Сивков С. И. Обобщение эмпирических зависимостей между интенсивностью солнечной радиации, высотой Солнца и прозрачностью атмосферы. Труды ГГО, вып. 115, 1960.

4. Сивков С. И. Ослабление солнечной радиации в идеальной атмосфере. Труды ГГО, вып. 169, 1965.

5. Фетт Б. Атмосферная пыль. ИЛ, М., 1961.

6. Schubert G., Hänsch. Beobachtung von Meersalzablagerung tief im Landesinnern von Mecklenburg nach dem zweiten Sturmtief am 16./17. Februar 1962. Zeitschr. für Meteorol., Bd. 16, 1963.

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЭРОЗОЛЯ НАД ОКЕАНАМИ

Аэрозоль оказывает значительное влияние на солнечную радиацию, поступающую к поверхности земли, в ультрафиолетовой и видимой областях спектра.

Несмотря на значительное количество работ и методов исследований, оптические характеристики аэрозоля у разных авторов различны [1]. Для огромных акваторий океанов вообще мало данных о количестве и составе аэрозольных частиц, но изучение их в применении к целям озонотрии и атмосферной оптики приобретает важное самостоятельное значение.

В первом рейсе на и/с «Академик Королев» определялись оптические характеристики аэрозоля, исследовалась оптическая толщина аэрозоля в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, а по методу, разработанному Г. П. Гущиным [1], оценивались размеры и количество аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения. С помощью полученных параметров аэрозоля определялась оптическая толщина его в полосе поглощения озона.

Измерения производились самолетным озонотром Г. П. Гущина [1]. При обработке наблюдений для сравнимости данных отсчеты по озонотру приводились к одной чувствительности прибора и к постоянной температуре. Для этого озонотры градуировались дополнительно.

1. Методика определения оптической толщины аэрозоля

При определении оптических характеристик аэрозоля применялся метод, основанный на законе Бугера—Ламберта,

$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} 10^{-[\alpha_{\lambda} x + \beta_{\lambda} m + \delta_{\lambda} m_1]}, \quad (1)$$

где I_{λ} — отсчет по прибору, пропорциональный потоку прямого солнечного света с длиной волны λ , в месте измерения; $I_{\lambda,0}$ — отсчет по прибору, пропорциональный потоку прямого солнечного света с длиной волны λ , на верхней границе атмосферы; α_{λ} — десятичный

коэффициент поглощения озоном излучения, длина волны которого λ в см^{-1} ; x — общее содержание озона в сантиметрах; β_λ — оптическая толщина чистой атмосферы для длины волны λ ; δ_λ — оптическая толщина аэрозоля для длины волны λ ; μ — озонная масса; m — атмосферная масса; m_1 — аэрозольная масса.

Применение формулы Бугера—Ламберта к приборам со светофильтрами правомерно лишь в том случае, если полоса пропускания светофильтра (на половине высоты кривой пропускания) не превышает 25 нм и если длина волны в максимуме спектральной чувствительности прибора больше 350 нм [1]. Этим условиям удовлетворяет озонометр Г. П. Гушина, максимум спектральной чувствительности которого в области пропускания второго светофильтра приходится на длину волны $\lambda_2=369$ нм и почти не меняется с изменением высоты Солнца. В еще большей степени закон Бугера—Ламберта применим к третьему светофильтру озонометра ($\lambda_3=530$ нм).

Оптическая толщина аэрозоля определялась по формуле

$$\delta_\lambda = \frac{\ln I_{\lambda,0} - \lg I_\lambda}{m} - \beta_\lambda - \alpha_\lambda x. \quad (2)$$

Значения β_λ для длин волн 369 и 530 нм составляют соответственно $\beta_{\lambda_2}=0,220$ и $\beta_{\lambda_3}=0,050$, а коэффициенты поглощения озона равны $\alpha_{\lambda_2}=0,000$ и $\alpha_{\lambda_3}=0,030 \text{ см}^{-1}$.

Для сравнимости величин δ_λ , полученных по формуле (2), все отсчеты по прибору предварительно приводились к третьей чувствительности и температуре 20° С.

Для приведения отсчетов по озонометру к одной чувствительности они умножались на коэффициенты перехода от одной чувствительности к другой. Эти коэффициенты получались путем сравнения отсчетов, которые производились одновременно при разных чувствительностях озонометра. Из 30—50 наблюдений для каждой пары чувствительности выводились средние значения коэффициентов, которые и использовались при вычислениях.

Температурные коэффициенты светофильтров озонометра определялись следующим образом. На день вперед рассчитывались моменты времени, когда высота Солнца равнялась 15, 20, 25, 30° и т. д. Производились отсчеты для второго S'_2 и третьего S'_3 светофильтров озонометра, которые приводились к третьей чувствительности S_2 и S_3 . На основании длительного ряда таких наблюдений строились зависимости S_2 и S_3 от температуры для разных высот Солнца. С этих графиков затем снимались значения S_2 и S_3 при температуре 20° и делились на величины S_2 и S_3 при других температурах, в результате чего получались температурные коэффициенты светофильтров q_t . В дальнейшем для приведения отсчета по озонометру к 20° достаточно было умножить его на соответствующее значение q_t . Коэффициенты q_t , помимо температуры, зависят еще и от высоты Солнца (рис. 1).

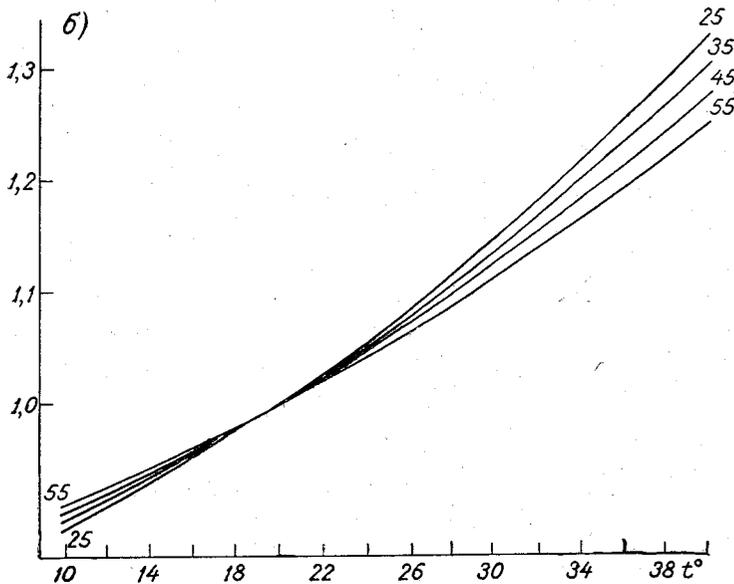
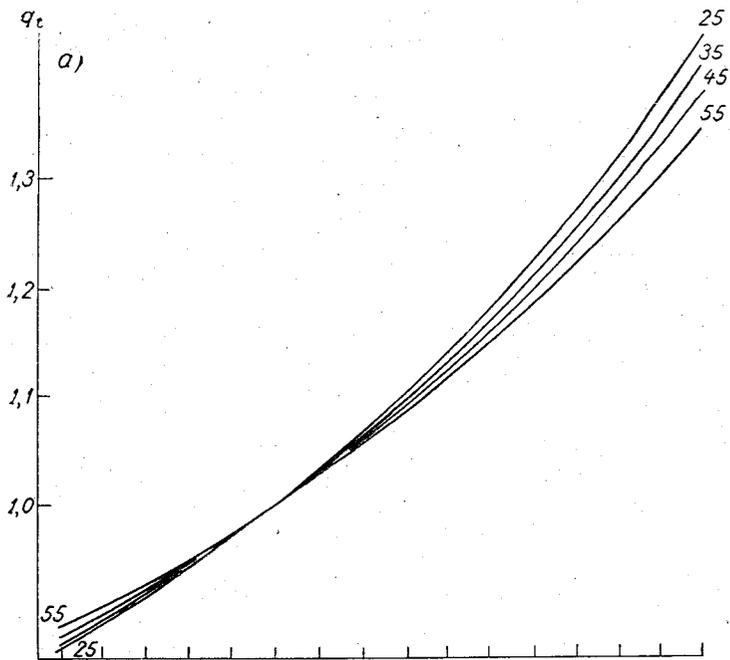


Рис. 1. Температурные коэффициенты светофильтров q_t при разных высотах Солнца.

а — 2-й светофильтр, б — 3-й светофильтр. Цифры у кривых указывают высоту Солнца.

Отсчеты по озонметру для второго S_{λ_2} и третьего S_{λ_3} светофильтров озонметра, приведенные к третьей чувствительности и температуре 20° , использовались для нахождения постоянной величины $\lg I_{\lambda,0}$ в формуле (2). Для этой цели производились измерения в ясную погоду, когда синоптическая обстановка в течение дня оставалась неизменной. При таких условиях можно полагать, что оптическая толщина аэрозоля и общее содержание озона в течение дня не изменяются, т. е. $\delta_\lambda = \text{const}$ и $x = \text{const}$. Тогда формула Бугера—Ламберта принимает вид

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} \cdot 10^{-mc}, \quad (3)$$

где $c = \beta_\lambda + \delta_\lambda + \alpha_\lambda x$ — постоянная величина. Логарифмируя уравнение (3), получим

$$\lg I_\lambda = \lg I_{\lambda,0} - mc. \quad (4)$$

Из уравнения (4) видно, что величина $\lg I_\lambda$ линейно связана с массой атмосферы. На основании наблюдений в течение дня получались зависимости $\lg I_{\lambda_2}$ и $\lg I_{\lambda_3}$ от m . Величины $\lg I_{\lambda_2,0}$ и $\lg I_{\lambda_3,0}$ находились по графикам как ординаты при $m=0$; их значения приводятся в табл. 1. Средние величины $\lg I_{\lambda_2,0} = 2,38$ и $\lg I_{\lambda_3,0} = 1,27$ использовались в дальнейшем при вычислениях.

Таблица 1.
Значения $\lg I_{\lambda_2,0}$ и $\lg I_{\lambda_3,0}$ для озонметра СО № 9-М (1968 г.)

Дата	$\lg I_{\lambda_2,0}$	$\lg I_{\lambda_3,0}$	Дата	$\lg I_{\lambda_2,0}$	$\lg I_{\lambda_3,0}$
12/VI	2,38	1,27	12/VIII	2,38	1,28
13/VI	2,38	1,27	13/VIII	2,37	1,28
14/VI	2,38	1,27	14/VIII	2,37	1,28
1/VII	2,38	1,27	16/VIII	2,38	1,28
2/VII	2,37	1,25	17/VIII	2,38	1,27
3/VII	2,37	1,25	19/VIII	2,37	1,27
26/VII	2,38	1,27	21/VIII	2,37	1,25
30/VII	2,38	1,26	23/VIII	2,38	1,27
3/VIII	2,38	1,26	25/VIII	2,38	1,27
4/VIII	2,38	1,25	Среднее	2,38	1,27

2. Результаты вычислений оптической толщины аэрозоля в двух участках спектра

Оптическая толщина аэрозоля вычислялась по формуле (2) для каждого измерения. Затем находились средние за день значения δ_{λ_2} и δ_{λ_3} , которые обозначены соответственно через δ_2 и δ_3 и указаны в табл. 2. Из этой таблицы видно, что оптическая толщина аэрозоля

Оптическая толщина аэрозоля δ_1 (314 нм), δ_2 (369) нм и δ_3 (530 нм), эффективные радиусы $r_{эф}$ и число аэрозольных частиц $N_{эф}$ (1968 г.)

Дата	Координаты		Количество измерений	δ_1	δ_2	δ_3	$r_{эф}$ мкм	$N_{эф} \times 10^8$ частиц/см ²
	широта	долгота						
26/VII	55°31' С	7°22' В	21	0,102	0,079	0,042	0,22	0,49
27/VII	50 08	2 13 З	6	0,322	0,278	0,191	0,31	0,54
30/VII	33 19	13 38	24	0,330	0,292	0,223	0,35	0,47
2/VIII	23 45	17 02	9	0,244	0,232	0,198	0,38	0,30
3/VIII	17 23	18 03	24	0,297	0,283	0,247	0,37	0,38
4/VIII	10 49	18 00	31	0,081	0,075	0,068	0,38	0,10
6/VIII	00 04 Ю	9 54	9	0,351	0,300	0,195	0,30	0,67
11/VIII	25 40	10 02 В	11	0,122	0,110	0,086	0,36	0,16
12/VIII	30 25	14 00	25	0,057	0,049	0,033	0,32	0,11
13/VIII	35 00	19 50	10	—	0,064	0,029	0,18	0,94
14/VIII	33 53	27 15	12	0,096	0,073	0,039	0,22	0,42
16/VIII	29 50	38 24	24	—	0,177	0,102	0,25	0,62
17/VIII	27 15	47 10	27	—	0,239	0,144	0,27	0,72
18/VIII	24 53	51 10	9	0,038	0,036	0,032	0,38	0,05
19/VIII	22 05	57 51	15	0,069	0,061	0,046	0,32	0,14
21/VIII	19 05	66 56	12	0,078	0,071	0,058	0,36	0,10
23/VIII	17 21	77 37	18	0,070	0,064	0,054	0,36	0,10
24/VIII	16 26	83 07	9	0,072	0,064	0,047	0,33	0,11
25/VIII	14 43	89 06	24	0,067	0,053	0,048	0,40	0,07
29/VIII	6 35	105 20	12	0,103	0,094	0,083	0,38	0,13

значительно изменялась ото дня ко дню: величина δ_2 колебалась в пределах 0,036—0,300, а δ_3 — в пределах 0,029—0,247.

Широтный ход величин δ_2 и δ_3 трудно установить с достоверностью на столь малом ряде наблюдений, тем более, что он зачастую маскируется значительными отклонениями аэрозольной прозрачности от средней, связанными с синоптическими и другими локальными особенностями того или иного района океана.

В Индийском океане наблюдался небольшой рост оптических толщин аэрозоля по направлению к экватору от 0,050—0,060 на 20—25° ю. ш. до 0,080—0,090 на 7° ю. ш., т. е. при изменении широты на 15° величины δ_2 и δ_3 возросли всего в 1,5 раза. В Атлантическом океане широтный ход оптической толщины аэрозоля также проявлялся на небольшом участке маршрута от 20° ю. ш. до 34° ю. ш.: на этих широтах по мере продвижения к югу оптическая толщина аэрозоля δ_2 уменьшилась от 0,140 до 0,050, а δ_3 уменьшилась от 0,100 до 0,030.

При сравнении величин δ_2 и δ_3 , полученных на одних и тех же широтах океанов в дни, когда прозрачность атмосферы не нарушалась прохождением барических образований, оказалось, что оптическая толщина аэрозоля в рассматриваемых участках спектра

в Атлантическом океане примерно в 2,5 раза больше, чем в Индийском океане.

Колебания аэрозольной прозрачности, связанные с прохождением барических образований, могут в несколько раз превышать колебания, обусловленные широтным эффектом. Например, в течение 15—17 августа судно шло за холодным фронтом и пересекло его 17 августа ночью. За этот период величина δ_2 возросла от 0,070 до 0,239, а величина δ_3 — от 0,040 до 0,144. После пересечения фронта оптическая толщина аэрозоля 18 августа резко уменьшилась — до 0,035 для обеих длин волн.

Резкое возрастание оптической толщины аэрозоля отмечено 27 июля: δ_2 по сравнению с 26 июля увеличилось в 3,5 раза, а δ_3 — в 4,5 раза. Наблюдения в этот день проводились в проливе Ла-Манш. Судно находилось в области размытого поля высокого давления. Центр антициклона располагался над Британскими островами. Вынос холодных масс воздуха с севера способствовал появлению значительной конденсационной мутности в атмосфере.

Низкая аэрозольная прозрачность атмосферы зафиксирована 6 августа на экваторе. Наблюдения в этом районе проводились после прохождения зоны конвергенции пассатных ветров, которая располагалась на 5° с. ш. Вынос водяного пара из зоны конвергенции привел к увеличению замутненности атмосферы и возрастанию δ_2 до 0,300, а δ_3 — до 0,195.

В Атлантическом океане выделяется обширная область пониженной прозрачности атмосферы около побережья Африки между 14 и 35° с. ш., куда постоянно выносятся значительное количество песка и пыли из Сахары [5]. На этом участке маршрута отмечалась мгла, и в среднем для этих широт величина δ_2 составила 0,270, а величина δ_3 — 0,220.

Из табл. 2 следует, что в среднем для океанов оптическая толщина аэрозоля для длины волны 369 нм на 40% больше, чем для 530 нм. Колебания же отношений δ_2/δ_3 происходили в пределах 1,12—2,20.

Величина оптической толщины аэрозоля согласуется с характеристиками прозрачности атмосферы, которые получены с помощью неспектрального прибора — термоэлектрического актинометра. Рассмотрим соотношения между оптической толщиной аэрозоля и фактором мутности T , приведенным по методу С. И. Сивкова [3, 4] к высоте Солнца 30° (рис. 2). Между рассматриваемыми величинами существует довольно тесная связь: коэффициент корреляции между δ_2 и T равен 0,91, а между δ_3 и T — 0,97. Уравнения регрессии имеют вид:

$$\delta_2 = 0,074T - 0,141, \quad (5)$$

$$\delta_3 = 0,061T - 0,127. \quad (6)$$

При сравнении величин δ_2 и δ_3 , вычисленных по формулам (5) и (6) и полученных из наблюдений по озонметру, оказывается, что

максимальные расхождения для δ_2 по абсолютной величине достигают 60%, а отклонения для δ_3 составляют $\pm 25\%$.

Корреляционные соотношения (5) и (6) могут быть в дальнейшем использованы при введении аэрозольной поправки в измерения общего содержания озона, которые проводились ранее в океанах,

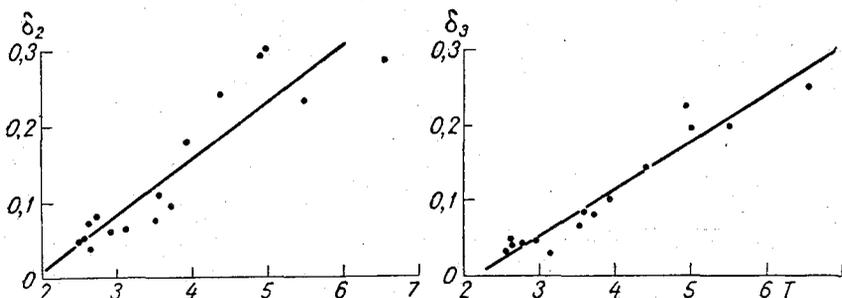


Рис. 2. Корреляционные соотношения между величинами оптических толщин аэрозоля δ_2 и δ_3 и фактором мутности T .

так как обычно в каждом рейсе параллельно с озонметрическими наблюдениями проводятся измерения прямой радиации.

При рассмотрении дневного хода оптической толщины аэрозоля наблюдаются только неперіодические колебания, которые будем называть амплитудами $\Delta\delta_2$ и $\Delta\delta_3$; они представляют собой разности между наибольшими и наименьшими за день значениями δ_2 и δ_3 . Величины $\Delta\delta_2$ и $\Delta\delta_3$, вычисленные для всех случаев, когда наблюдения проводились большую часть дня, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Дневные амплитуды колебаний оптической толщины аэрозоля $\Delta\delta_2$ и $\Delta\delta_3$ и величины отношений $\Delta\delta_2/\delta_2$ и $\Delta\delta_3/\delta_3$ (1968 г.)

Дата	$\Delta\delta_2$	$\Delta\delta_3$	$\frac{\Delta\delta_2}{\delta_2}$	$\frac{\Delta\delta_3}{\delta_3}$
26/VII	0,030	0,028	0,38	0,66
30/VII	0,058	0,098	0,20	0,44
3/VIII	0,122	0,120	0,43	0,48
4/VIII	0,045	0,063	0,60	0,93
6/VIII	0,056	0,039	0,19	0,20
12/VIII	0,034	0,023	0,69	0,70
16/VIII	0,029	0,014	0,16	0,14
17/VIII	0,049	0,045	0,20	0,31
19/VIII	0,033	0,039	0,54	0,85
23/VIII	0,016	0,030	0,25	0,56
25/VIII	0,019	0,016	0,35	0,33

Из таблицы видно, что абсолютные значения $\Delta\delta_2$ и $\Delta\delta_3$ изменялись в широких пределах: за рассматриваемый период времени максимальные их значения превосходили минимальные в 8—9 раз. Среднее значение амплитуды $\Delta\delta_2$ для обоих океанов составило 0,045, а для $\Delta\delta_3$ — 0,047.

Из анализа отношений $\Delta\delta_2/\delta_2$ и $\Delta\delta_3/\delta_3$ (табл. 3) следует, что отклонения оптической толщины аэрозоля от средних дневных значений для $\lambda_2=369$ нм составляют $\pm 18\%$ и могут доходить до $\pm 30\%$, а для $\lambda_3=530$ нм эти отклонения в среднем составляют $\pm 25\%$ и максимальные $\pm 47\%$.

3. Размеры и количество аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы

Размеры и количество аэрозольных частиц оценивались по приближенному оптическому методу, основанному на учете ослабления солнечной радиации вследствие рассеяния на частицах аэрозоля [1].

Важными параметрами аэрозоля являются эффективный радиус $r_{эф}$ и эффективное количество $N_{эф}$ аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см². Величины $r_{эф}$ и $N_{эф}$ представляют собой параметры монодисперсного аэрозоля, состоящего из капель воды и производящего такое же ослабление света в двух выбранных участках спектра, которое вызывает и действительный аэрозоль.

Оптическая толщина монодисперсного аэрозоля для длин волн λ_2 и λ_3 , согласно теории Ми, определяется формулами

$$\delta_{\lambda_2} = 0,4343\pi r_{эф}^2 N_{эф} K(y_2), \quad (7)$$

$$\delta_{\lambda_3} = 0,4343\pi r_{эф}^2 N_{эф} K(y_3), \quad (8)$$

где $K(y_2)$ и $K(y_3)$ — коэффициенты рассеяния Ми, а $y_2 = \frac{2\pi r_{эф}}{\lambda_2}$,

$$y_3 = \frac{2\pi r_{эф}}{\lambda_3}.$$

Из уравнений (7) и (8) следует, что

$$\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_3}} = \frac{K(y_2)}{K(y_3)} = f(r_{эф}). \quad (9)$$

Используя величины коэффициентов рассеяния Ми, мы рассчитали функцию $f(r_{эф})$ при разных значениях $r_{эф}$ (рис. 3). По графику функции $f(r_{эф})$ и по величине отношения $\delta_{\lambda_2}/\delta_{\lambda_3}$ находили эффективный радиус аэрозольных частиц. Эффективное количество аэрозольных частиц рассчитывалось по формуле

$$N_{эф} = \frac{\delta_{\lambda_2}}{0,4343\pi r_{эф}^2 K(y_2)}. \quad (10)$$

Оптический метод, который применялся для расчета величин $r_{эф}$ и $N_{эф}$, позволяет находить размеры и количество аэрозольных частиц монодисперсной системы, если оптические толщины δ_2 и δ_3 превышают некоторый предел, который для сферических капель воды равен примерно 0,020 [1]. Как видно из табл. 2, минимальная величина оптической толщины аэрозоля составляла 0,029. Следовательно, применение оптического метода для расчетов в нашем случае вполне оправдано.

С другой стороны, оптический метод эффективен только для тех водяных капель, радиус которых меняется в пределах 0,05—

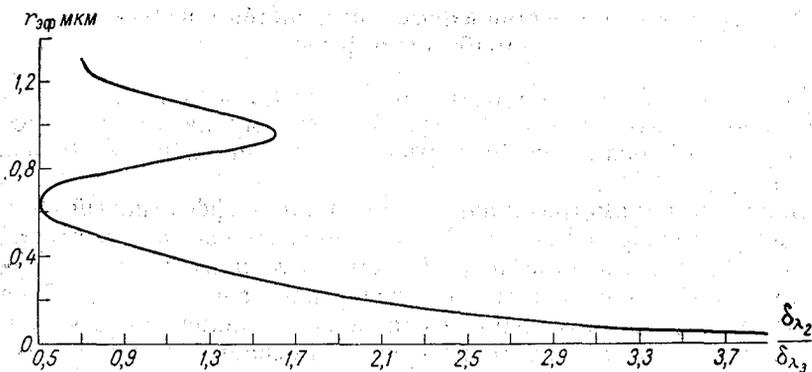


Рис. 3. Эффективный радиус аэрозольных частиц $r_{эф}$ в зависимости от отношения $\delta_{\lambda_2}/\delta_{\lambda_3}$ (для $\lambda_2=369$ нм и $\lambda_3=530$ нм).

0,65 мкм, так как функция $f(r_{эф})$ однозначно определена только для значений $r_{эф} < 0,65$ мкм (рис. 3).

Результаты определения величин $r_{эф}$ и $N_{эф}$ приведены в табл. 2. Несмотря на значительные колебания оптической толщины аэрозоля, эффективный радиус аэрозольных частиц изменяется в сравнительно узких пределах — от 0,18 до 0,40 мкм, и среднее его значение для океанов равно 0,32 мкм. Среднее значение $N_{эф}$ составило для океанов $0,33 \cdot 10^8$ частиц/см². Эта величина в 2,3 раза меньше, чем среднее за август значение $N_{эф}$ для Воейково [1]. Но эффективные радиусы аэрозольных частиц над океанами в среднем в 1,5 раза превосходят величины $r_{эф}$, наблюдавшиеся в Воейково [1], т. е. аэрозольные частицы над океанами более эффективны в оптическом смысле, чем над сушей.

Измерение оптической толщины аэрозоля в двух участках спектра позволяет определить количество аэрозольных частиц разных размеров в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см², если аэрозоль состоит из сферических частиц одинаковой природы, распределение которых по радиусам удовлетворяет некоторой функ-

ции, зависящей от двух параметров [1]. В качестве функции распределения была выбрана функция

$$\Delta N_i = A r_i^2 \cdot 10^{-K r_i}, \quad (11)$$

где ΔN_i — число частиц, радиус которых r_i ; A и K — параметры.

Оптические толщины аэрозоля для длин волн λ_2 и λ_3 будут равны:

$$\delta_2 = 0,4343\pi A \sum_{i=1}^n r_i^4 \cdot 10^{-K r_i} K_i(y_2), \quad (12)$$

$$\delta_3 = 0,4343\pi A \sum_{i=1}^n r_i^4 \cdot 10^{-K r_i} K_i(y_3). \quad (13)$$

Отношение оптических толщин аэрозоля является функцией только одного параметра K

$$\delta_2/\delta_3 = f(K). \quad (14)$$

Функция $f(K)$ вычислялась заранее для разных значений K . Значения r_i при этом принимались равными 0,05; 0,10; 0,15; 0,20; ...; 0,65 мкм. В дальнейшем параметр сразу находился по величине отношения δ_2/δ_3 .

Второй параметр находился по формуле

$$A = \frac{\delta_2}{0,4343\pi \sum_{i=1}^n r_i^4 \cdot 10^{-K r_i} K_i(y_2)}. \quad (15)$$

Распределение аэрозольных частиц по размерам, вычисленное по формуле (11), приводится в табл. 4. Здесь указаны также величины r_{\max} — радиусы частиц, которые содержатся в наибольшем количестве в аэрозоле, и N_{\max} — число частиц в максимуме распределения. Формулы для расчета r_{\max} и N_{\max} получаются при исследовании функции (11) и после некоторых преобразований могут быть представлены в виде:

$$r_{\max} = \frac{0,87}{K}, \quad (16)$$

$$N_{\max} = 0,102 \frac{A}{K^2}. \quad (17)$$

Каждое из распределений, приведенных в табл. 4, можно отнести к одному из четырех типов, которые различаются между собой по виду кривой распределения. Характеристика каждого типа распределения дана в табл. 5. Основанием для отнесения распределения к тому или иному типу служит величина отношения δ_2/δ_3 , от которой зависит вид кривой распределения.

Т а б л и ц а 4
 Распределение аэрозольных частиц по размерам и параметры функции распределения r_{\max} и N_{\max} (1968 г.)

Дата	Радиусы аэрозольных частиц, мкм										r_{\max} мкм	N_{\max} частиц/см ²
	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60				
26/VII	2,54·10 ⁸	2,03·10 ⁸	9,10·10 ⁷	3,23·10 ⁷	2,89·10 ⁶	2,00·10 ⁵	1,00·10 ⁴			0,062	2,65·10 ⁸	
27/VII	4,33·10 ⁷	6,59·10 ⁷	5,65·10 ⁷	3,83·10 ⁷	1,25·10 ⁷	3,22·10 ⁶	7,30·10 ⁵	1,50·10 ⁵		0,104	6,59·10 ⁷	
30/VII	2,21·10 ⁷	3,91·10 ⁷	3,89·10 ⁷	3,06·10 ⁷	1,35·10 ⁷	4,67·10 ⁶	1,42·10 ⁶	4,00·10 ⁵		0,123	4,06·10 ⁷	
2/VIII	6,41·10 ⁶	1,32·10 ⁷	1,52·10 ⁷	1,39·10 ⁷	8,24·10 ⁶	3,86·10 ⁶	1,59·10 ⁶	6,00·10 ⁵		0,150	1,52·10 ⁷	
3/VIII	7,31·10 ⁶	1,50·10 ⁷	1,79·10 ⁷	1,66·10 ⁷	1,01·10 ⁷	4,89·10 ⁶	2,07·10 ⁶	8,10·10 ⁵		0,154	1,79·10 ⁷	
4/VIII	2,09·10 ⁶	4,30·10 ⁶	4,96·10 ⁶	4,53·10 ⁶	2,68·10 ⁶	1,25·10 ⁶	5,10·10 ⁵	1,90·10 ⁵		0,150	4,96·10 ⁶	
6/VIII	7,55·10 ⁷	1,04·10 ⁸	8,11·10 ⁷	4,98·10 ⁷	1,34·10 ⁷	2,83·10 ⁶	5,20·10 ⁵	9,00·10 ⁴		0,094	1,05·10 ⁸	
11/VIII	5,96·10 ⁶	1,11·10 ⁷	1,16·10 ⁷	9,61·10 ⁶	4,68·10 ⁶	1,80·10 ⁶	6,00·10 ⁵	1,90·10 ⁵		0,131	1,18·10 ⁷	
12/VIII	7,38·10 ⁶	1,14·10 ⁷	9,81·10 ⁶	6,70·10 ⁶	2,22·10 ⁶	5,80·10 ⁵	1,30·10 ⁵	2,00·10 ⁴		0,105	1,14·10 ⁷	
13/VIII	5,70·10 ⁸	2,87·10 ⁸	8,13·10 ⁷	1,82·10 ⁷	6,40·10 ⁵	1,00·10 ⁴				0,048	5,70·10 ⁸	
14/VIII	2,05·10 ⁸	1,70·10 ⁸	7,91·10 ⁷	2,91·10 ⁷	2,81·10 ⁶	2,10·10 ⁵	1,00·10 ⁴			0,064	2,16·10 ⁸	
16/VIII	1,60·10 ⁸	1,69·10 ⁸	1,01·10 ⁸	4,74·10 ⁷	7,47·10 ⁶	9,30·10 ⁵	1,00·10 ⁵	1,00·10 ⁴		0,075	1,85·10 ⁸	
17/VIII	1,31·10 ⁸	1,54·10 ⁸	1,02·10 ⁸	5,32·10 ⁷	1,03·10 ⁷	1,57·10 ⁶	2,10·10 ⁵	2,00·10 ⁴		0,082	1,61·10 ⁸	
18/VIII	7,90·10 ⁵	1,71·10 ⁶	2,07·10 ⁶	1,97·10 ⁶	1,27·10 ⁶	6,50·10 ⁵	2,90·10 ⁵	1,20·10 ⁵		0,161	2,08·10 ⁶	
19/VIII	7,36·10 ⁶	1,18·10 ⁷	1,06·10 ⁷	7,58·10 ⁶	2,74·10 ⁶	7,60·10 ⁵	1,90·10 ⁵	4,00·10 ⁴		0,110	1,19·10 ⁷	
21/VIII	3,15·10 ⁶	6,02·10 ⁶	6,48·10 ⁶	5,51·10 ⁶	2,83·10 ⁶	1,15·10 ⁶	4,10·10 ⁵	1,30·10 ⁵		0,136	6,54·10 ⁶	
23/VIII	2,64·10 ⁶	5,11·10 ⁶	5,56·10 ⁶	4,78·10 ⁶	2,51·10 ⁶	1,04·10 ⁶	3,80·10 ⁵	1,20·10 ⁵		0,138	5,59·10 ⁶	
24/VIII	6,68·10 ⁶	1,11·10 ⁷	1,04·10 ⁷	7,71·10 ⁶	3,01·10 ⁶	9,20·10 ⁵	2,50·10 ⁵	6,00·10 ⁴		0,114	1,13·10 ⁷	
25/VIII	1,16·10 ⁶	2,51·10 ⁶	3,03·10 ⁶	2,90·10 ⁶	1,88·10 ⁶	9,60·10 ⁵	4,30·10 ⁵	1,80·10 ⁵		0,161	3,04·10 ⁶	
29/VIII	2,22·10 ⁶	4,71·10 ⁶	5,62·10 ⁶	5,30·10 ⁶	3,35·10 ⁶	1,67·10 ⁶	7,30·10 ⁵	2,60·10 ⁵		0,158	5,63·10 ⁶	

Таблица 5

Основные параметры, характеризующие типы распределения аэрозольных частиц по размерам

Тип распределения	Средняя величина $\frac{\delta_2}{\delta_3}$ на	r_{\max} мкм			$N_{\max} \cdot 10^7$ частиц/см ²			Дни, в которые наблюдалось распределение
		средняя	наибольшая	наименьшая	средняя	наибольшая	наименьшая	
Внетропический <i>a</i>	1,88	0,066	0,082	0,048	28,00	57,00	16,10	26/VII, 13—14/VIII, 16—17/VIII
Переходный <i>b</i>	1,25	0,135	0,138	0,131	0,80	1,18	0,56	11/VIII, 21/VIII, 23/VIII
Тропический <i>в</i>	1,14	0,156	0,161	0,150	0,81	1,79	0,21	2—4/VIII, 18/VIII, 25/VIII, 29/VIII
Смешанный <i>г</i>	1,42	0,108	0,123	0,094	4,15	10,50	1,13	27/VII, 30/VII, 6/VIII, 12/VIII, 19/VIII, 24/VIII

Первый тип (внетропический) характеризуется резко выраженным максимумом, приходящимся на минимальные размеры аэрозольных частиц. Величина r_{\max} изменяется в довольно широких пределах: от 0,048 до 0,082 мкм. Количество же аэрозольных частиц в максимуме распределения не испытывает значительных колебаний: наибольшее значение превосходит наименьшее всего в 3,5 раза. Подобное распределение встречалось в субтропических и умеренных широтах обоих полушарий.

Второй тип распределения (переходный) наблюдался в переходной зоне от субтропиков к тропикам. Аэрозольные частицы здесь уже менее однородны. Величины r_{\max} и N_{\max} изменяются незначительно.

Третий тип распределения (тропический) характеризуется наибольшим смещением максимума в сторону больших частиц. Величина r_{\max} изменяется в пределах 0,156—0,161 мкм, а количество частиц в максимуме распределения колеблется от $0,56 \cdot 10^7$ до $1,18 \cdot 10^7$ частиц/см².

Четвертый тип распределения (смешанный) встречался на всех широтах обоих полушарий и связан с возмущениями в атмосфере вследствие изменения синоптической обстановки. Отдельные значения N_{\max} внутри данного типа могут отличаться друг от друга примерно на порядок.

Из табл. 2 и 4 следует, что в среднем для океанов $N_{\text{эф}}$ составляло примерно $0,33 \cdot 10^8$ частиц/см², а N_{max} — примерно $0,85 \times 10^8$ частиц/см². При сравнении этих средних значений с данными, полученными в Воейково, видно, что количество аэрозольных частиц в атмосфере над океанами примерно в 2 раза меньше, чем над континентами.

4. Количество больших и гигантских частиц в атмосфере над океанами

Для расчета количества больших и гигантских частиц в атмосфере применялась формула распределения аэрозольных частиц, полученная Юнге [6]:

$$\frac{dN}{dr} = cr^{-n}, \quad (18)$$

где N — число частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения с радиусами меньше r , n — показатель Юнге, c — постоянная. Формула (18) применима, согласно Юнге [6], при $0,08 < r < 10$ мкм.

Если рассмотреть вертикальный столб атмосферы единичного сечения, то оптическая толщина аэрозоля на основании теории Ми определяется формулой

$$\delta_{\lambda} = 0,4343\pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 K(y) \frac{dN}{dr} dr, \quad (19)$$

где r_1 и r_2 — соответственно наибольший и наименьший радиусы частиц в данном распределении.

Подставив dN/dr из (18) в (19) и перейдя к переменной y , получим

$$\delta_{\lambda} = 0,4343\pi c \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3-n} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} y^{2-n} K(y) dy, \quad (20)$$

где y_{\min} и y_{\max} — минимальное и максимальное значения y для разных значений r и λ в момент наблюдения.

Взяв отношение оптических толщин аэрозоля для двух выбранных длин волн, получим выражение

$$\frac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_{\lambda_3}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \right)^{3-n}, \quad (21)$$

из которого легко определяется показатель Юнге.

Второй параметр распределения c находится из формулы

$$c = \frac{\delta_{\lambda}}{0,4343 \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3-n} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} y^{2-n} K(y) dy}. \quad (22)$$

Формула (20) подробно исследуется в работе [2], где приводятся также таблицы и графики, облегчающие нахождение параметров функции распределения.

Зная параметры n и c , можно по формуле (18) оценить количество больших N_B и гигантских N_Γ частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения. К большим частицам относятся такие аэрозоли, радиус которых колеблется в пределах 0,1—1,0 мкм. У гигантских частиц радиус изменяется от 1 до 10 мкм. Величины N_B и N_Γ рассчитывались по формулам:

$$N_B = \frac{c}{n-1} \cdot 10^5 (n-1), \quad (23)$$

$$N_\Gamma = \frac{c}{n-1} \cdot 10^4 (n-1). \quad (24)$$

Результаты расчетов показателя Юнге и количества больших и гигантских частиц в атмосфере приведены в табл. 6.

Таблица 6

Средние за день показатель Юнге n , число больших частиц N_B и отношение числа больших частиц к числу гигантских N_B/N_Γ в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см² в Атлантическом и Индийском океанах (1968 г.)

Дата	Координаты		n	$N_B \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$	$\frac{N_B}{N_\Gamma} \cdot 10^3$
	широта	долгота			
26/VII	55°31' С	7°22' В	4,8	1,2	7,2
27/VII	50 08	2 13	4,0	3,0	1,1
30/VII	33 19	13 38	3,8	2,6	0,7
2/VIII	23 45	17 02	3,4	1,5	0,3
3/VIII	17 23	18 03	3,4	1,9	0,3
4/VIII	10 49	18 00	3,7	0,6	0,8
6/VIII	00 04 Ю	9 54	4,2	3,5	1,2
11/VIII	25 40	10 02	3,7	0,9	0,5
12/VIII	30 25	14 00	4,0	0,6	1,5
13/VIII	35 00	19 50	5,2	1,0	16,6
14/VIII	33 53	27 15	4,8	1,4	6,4
16/VIII	29 50	38 24	4,6	2,6	3,6
17/VIII	27 15	47 10	4,4	3,1	3,0
18/VIII	24 53	51 10	3,4	0,2	0,2
19/VIII	22 05	57 51	3,9	0,6	1,9
21/VIII	19 05	66 56	3,6	0,6	0,5
23/VIII	17 21	77 37	3,6	0,5	0,6
24/VIII	16 26	83 07	3,9	0,6	0,8
25/VIII	14 43	89 06	3,8	0,6	0,8
29/VIII	6 35	105 20	3,5	0,7	0,5

Из табл. 6 видно, что показатель Юнге изменялся в пределах 3,4—5,2, а среднее его значение для океанов составило 4,0.

Максимальные величины параметра ($n=4,6 \div 5,2$), отмечавшиеся в наиболее высоких широтах обоих полушарий (26 июля на 55° с. ш. и 13—16 августа на $30\text{—}35^\circ$ ю. ш.), указывали на сильную зависимость оптической толщины аэрозоля от длины волны и свидетельствовали о том, что оптически активный аэрозоль был образован мельчайшими каплями воды. Действительно, как видно из табл. 5, в рассматриваемых районах максимум в распределении аэрозольной субстанции по размерам приходится на минимальные радиусы частиц (тип распределения *a*).

В отличие от рассмотренного выше случая 2, 3 и 18 августа показатель Юнге был близок к 3,0, т. е. оптическая толщина аэрозоля почти не зависела от длины волны и, следовательно, оптически активный аэрозоль состоял из крупных частиц. В эти дни, как видно из табл. 5, максимум в распределении аэрозолей по размерам приходился на самые большие радиусы частиц (тип распределения *b*). 2 и 3 августа аэрозоль мог состоять преимущественно из пылевых частиц, которые были вынесены из Сахары, так как в эти дни наблюдалась мгла, а 18 августа аэрозоль был образован каплями воды.

Количество больших частиц в атмосфере над океанами колеблется в широких пределах: максимальные значения N_B превышают минимальные в 17 раз. Возрастание числа аэрозольных частиц связано или с определенными аэросиноптическими условиями (например, появление значительной конденсационной мутности в атмосфере за холодным фронтом 16—17 августа и за счет выноса холодных масс воздуха с севера 27 июля), или с локальными особенностями района (увеличение замутненности атмосферы около зоны конвергенции пассатных ветров 6 августа и при выносе пыли из Африки 30 июля).

Среднее количество больших частиц в атмосфере над океанами составляет около $1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, а гигантских частиц — около $6,0 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$. Среднее для океанов значение N_B оказалось примерно в 2 раза меньше, чем средние за август 1967 г. значения N_B в Карадаге и Куйбышеве [2]. Такое сравнение еще раз подтверждает вывод о том, что в атмосфере над океанами аэрозольных частиц примерно в 2 раза меньше, чем над континентами.

5. Оптическая толщина аэрозоля в полосе поглощения озона

Оптическая толщина аэрозоля в области пропускания первого светофильтра ($\lambda=314 \text{ нм}$) определялась с помощью выражения (20). Применяя его к двум длинам волн λ_1 и λ_2 , получаем

$$\frac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_{\lambda_2}} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{3-n} \quad (25)$$

Средние за день величины δ_{λ_1} (δ_1) приводятся в табл. 2.

Во всех рассматриваемых случаях (см. табл. 2) оптическая толщина аэрозоля увеличивается с уменьшением длины волны. Величины δ_1 превосходят значения δ_2 на 5—30%. В среднем для океанов оптическая толщина аэрозоля для $\lambda_1=314$ нм на 13% больше, чем для $\lambda_2=369$ нм.

ВЫВОДЫ

1. Предложен и применен на практике метод градуировки озонметра с целью приведения отсчетов к постоянной температуре (20°).

2. Широкий ход оптической толщины аэрозоля характеризуется небольшим возрастанием величин δ_2 и δ_3 к экватору.

3. В Атлантическом океане отмечены области повышенной замутненности атмосферы около побережья Африки ($\delta_2=0,270$ и $\delta_3=0,220$) и около зоны конвергенции пассатных ветров на экваторе ($\delta_2=0,300$, $\delta_3=0,195$).

4. Значительные колебания аэрозольной прозрачности атмосферы связаны в основном с прохождением барических образований.

5. Оптическая толщина аэрозоля в Атлантическом океане примерно в 2,5 раза больше, чем на тех же широтах в Индийском океане.

6. В среднем для океанов оптическая толщина аэрозоля для $\lambda_2=369$ нм на 40% больше, чем для $\lambda_3=530$ нм, и на 13% меньше, чем для $\lambda_1=314$ нм.

7. Существует тесная связь (коэффициент корреляции более 0,90) между величинами оптической толщины и фактором мутности, характеризующим прозрачность атмосферы для интегрального потока солнечной радиации.

8. Суточный ход оптической толщины аэрозоля характеризуется непериодическими колебаниями. Отклонения величин от средних дневных значений составляют для $\lambda_2=369$ нм в среднем около $\pm 20\%$, а для $\lambda_3=530$ нм — около $\pm 25\%$.

9. Среднее значение эффективного радиуса аэрозольных частиц для океанов равно 0,32 мкм; среднее значение эффективного числа аэрозольных частиц составляет $0,33 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

10. Аэрозольные частицы над океанами более эффективны в оптическом смысле, чем над сушей.

11. Распределение аэрозольных частиц по размерам в каждом случае относится к одному из четырех типов, три из которых локализованы в определенных географических районах, а четвертый тип распределения наблюдается на всех широтах и связан с изменениями аэросиноптических условий.

12. Число частиц в максимуме распределения составляет в среднем для океанов $0,85 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

13. Показатель Юнге колеблется в пределах 3,4—5,2, а среднее его значение для океанов равно 4,0.

14. Количество больших частиц в атмосфере над океанами в среднем составляет $1,4 \cdot 10^8$ см⁻², а число гигантских частиц — примерно $6,0 \cdot 10^4$ см⁻².

15. Количество аэрозольных частиц над океанами примерно в 2 раз меньше, чем над континентами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гу щ и н Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеониздат, Л., 1963.

2. Гу щ и н Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. Труды ГГО, вып. 223, 1968.

3. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов (групп) гидрометеорологических обсерваторий УГМС. Л., 1965.

4. С и в к о в С. И. Общий метод приведения интенсивности солнечной радиации к определенному числу масс атмосферы. Труды ГГО, вып. 14(76), 1949.

5. Ф е т т В. Атмосферная пыль. ИЛ, М., 1961.

6. Ю н г е Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. Изд. «Мир», М., 1965.

О ВЛИЯНИИ РАССЕЯННОЙ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ПОКАЗАНИЯ ПРИБОРА М-83

Для выяснения влияния околосолнечной радиации на показания прибора М-83 [2] была проделана серия экспериментов с экранами, перекрывающими поток прямой солнечной радиации, но оставляющими открытым доступ в прибор рассеянной радиации. Эксперименты проводились при отсутствии облачности в районе Солнца и при разных его угловых высотах на базах Главной геофизической обсерватории в Воейково (Ленинград) и в Карадаге (Феодосия).

Перед входной диафрагмой прибора М-83 на его оси устанавливались два небольших круглых непрозрачных экрана (диаметром 14 и 15,5 мм), которые закрывали доступ в прибор радиации в пределах телесного угла в 2° . Поскольку предельный телесный угол прибора М-83 равен 6° , в прибор с экранами поступала только рассеянная радиация D_λ от кольцевой околосолнечной области от 2 до 6° . Два экрана применялись для ослабления влияния дифракции на их краях, поскольку второй большой экран, расположенный на большем расстоянии от прибора, был «невидим» из центра внутренней диафрагмы прибора (диаметр внутренней диафрагмы равен 4 мм). При снятых экранах в прибор поступала суммарная радиация Q_λ в пределах телесного угла 6° . Определялось отношение D_λ/Q_λ для разных высот Солнца и разных длин волн. Выделение спектральных интервалов производилось с помощью стеклянных светофильтров [3], которые вставлялись во вращающийся диск прибора М-83. Для измерений использовались интервалы длин волн, у которых λ_{\max} равнялись 314, 369, 444, 530, 570 и 634 нм.

На рис. 1 приводятся результаты одной серии измерений отношения D_λ/Q_λ для шести указанных интервалов длин волн. Из рис. 1 следует, что отношение D_λ/Q_λ увеличивается с уменьшением высоты Солнца и длины волны. Величина отношения D_λ/Q_λ не превышала 0,05 для $\lambda \geq 369$ нм и $\theta \geq 10^\circ$. Для $\theta \geq 20^\circ$ и $\lambda \geq 369$ нм отношение D_λ/Q_λ не превышало 0,02. В результате измерений этого отношения в другие дни были получены величины, близкие к показанным на рис. 1.

Как известно, оценка отношения D_λ/Q_λ важна при измерении спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля.

При расчете оптической толщины атмосферы и аэрозоля [2, 3] принимается, что $S_\lambda = Q_\lambda$. В действительности

$$S_\lambda = Q_\lambda - D_\lambda. \quad (1)$$

Значением D_λ в формуле (1) можно в ряде случаев пренебречь, если $D_\lambda < 0,02Q_\lambda$. Это последнее условие, как было показано выше, соблюдается при $\theta \geq 20^\circ$ и $\lambda \geq 369$ нм.

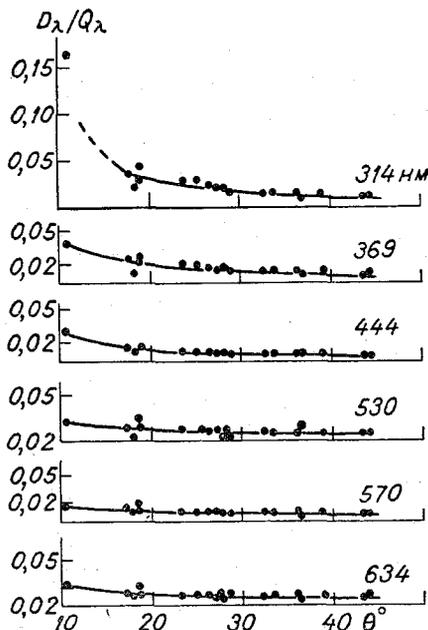


Рис. 1. Отношение D_λ/Q_λ для озонметра М-83 в зависимости от высоты Солнца θ и длины волны λ . Карадаг, 16 сентября 1968 г.

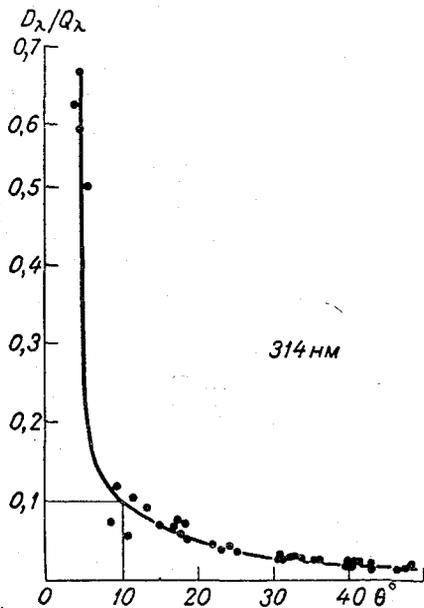


Рис. 2. Отношение D_λ/Q_λ для озонметра М-83 в зависимости от высоты Солнца θ и $\lambda = 314$ нм. Карадаг, 12 и 13 сентября 1968 г.

В результате измерения отношения D_λ/Q_λ с помощью двух экранов было найдено, что это отношение резко возрастает с уменьшением высоты Солнца θ при $\theta < 10^\circ$ и $\lambda = 314$ нм. На рис. 2 показан один из результатов измерения отношения D_λ/Q_λ при $\lambda = 314$ нм и разных высотах Солнца. Резкий рост этого отношения при $\theta < 10^\circ$ объясняется резким увеличением D_λ вследствие многократного рассеяния (в основном вторичного) в атмосфере. Соответствующее теоретическое обоснование такого эффекта вторичного рассеяния приводится в монографии [2].

Для озонотрии важное значение имеет оценка влияния рассеянной околосолнечной радиации на отношение Q_λ/Q_{λ_1} , которое

используется для расчета общего содержания озона [2]. Ранее [1] было найдено, что получаемое при измерении отношение Q_λ/Q_{λ_1} зависит от телесного угла прибора, увеличиваясь с ростом этого телесного угла. Измерение общего содержания озона по озонometру М-83 производилось на сети станций в 1957—1970 гг. с помощью двух светофильтров с длинами волн в максимуме спектральной чувствительности $\lambda_1=314$ нм, $\lambda_2=369$ нм. Учитывая, что λ_1 и λ_2 лежат в ультрафиолетовой области спектра, следует ожидать заметного

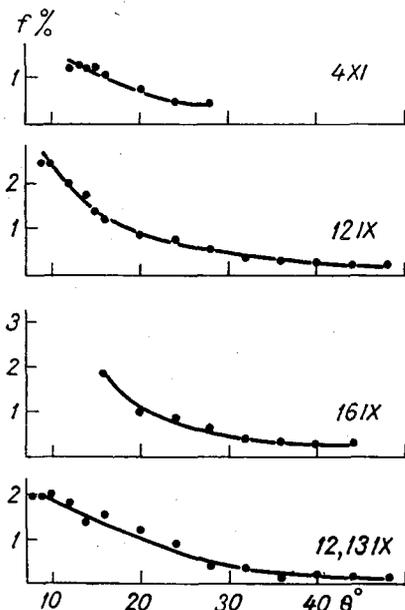


Рис. 3. Расхождение f (%) между величинами Q_λ/Q_{λ_1} и S_λ/S_{λ_1} ($\lambda_1=314$ нм, $\lambda_2=369$ нм). Карадаг, сентябрь—ноябрь, 1968 г.

влияния на каждый из отсчетов Q_λ и Q_{λ_1} околосолнечной радиации при $\theta < 30^\circ$, что и было отмечено при наших измерениях отношения D_λ/Q_λ (рис. 1 и 2).

Очевидно также, что влияние околосолнечной радиации на отношение Q_λ/Q_{λ_1} будет меньше, чем на Q_λ и Q_{λ_1} в отдельности. Для определения этого влияния рассчитаем на основании формулы (1) величину относительного расхождения f между отношениями Q_λ/Q_{λ_1} и S_λ/S_{λ_1} , учитывая, что первое из них зависит от околосолнечной радиации, а второе не зависит. Из (1) следует, что для длины волн λ

$$\frac{S_\lambda}{Q_\lambda} = 1 - \frac{D_\lambda}{Q_\lambda}. \quad (2)$$

Аналогичное выражение можно написать для λ_1 . Разделив эти выражения друг на друга и преобразуя, получим

$$f = \frac{Q_\lambda/Q_{\lambda_1} - S_\lambda/S_{\lambda_1}}{S_\lambda/S_{\lambda_1}} \cdot 100\% = \frac{D_\lambda/Q_\lambda - D_{\lambda_1}/Q_{\lambda_1}}{1 - D_\lambda/Q_\lambda} \cdot 100\%. \quad (3)$$

С помощью выражения (3) на основании измеренных отношений D_λ/Q_λ и $D_{\lambda_1}/Q_{\lambda_1}$ были вычислены величины f для разных высот Солнца и разных дней наблюдений (рис. 3). Как видно из рис. 3, расхождения между отношениями Q_λ/Q_{λ_1} и S_λ/S_{λ_1} при $\theta > 10^\circ$ не превосходили 2%, а при $\theta > 20^\circ$ — 1%. Это означает, что рассеянная околосолнечная радиация, поступающая в озонметр М-83 из кольцевой зоны 2—6°, практически не влияет на значения общего содержания озона, измеряемые этим прибором при $\theta > 20^\circ$, и влияет в незначительной степени при $10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$. Указанное влияние на величину общего содержания озона не будет превышать [2] в первом случае ($\theta > 20^\circ$) $1\% \cdot 2,5 = 2,5\%$, во втором случае ($10^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$) $2\% \cdot 2,5 = 5\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуцин Г. П. О двух важных особенностях озонметрических приборов. Сб. «Атмосферный озон». Изд. МГУ, 1961.
2. Гуцин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеиздат, Л., 1963.
3. Гуцин Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. Труды ГГО, вын. 223, 1968.

К МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ РАДИАЦИИ

Как известно [1], в настоящее время не производятся регулярные измерения ультрафиолетовой (УФ) радиации на сети станций, несмотря на значительный интерес, постоянно проявляемый к этому виду радиации биологами, работниками медицины, сельского хозяйства и некоторых отраслей промышленности [1]. Основная причина, тормозящая такие наблюдения, заключается в отсутствии достаточно обоснованной методики измерения УФ радиации.

Для унификации измерений УФ радиации необходимо вести эти измерения приборами со строго определенной спектральной чувствительностью, совпадающей с общепринятыми спектральными областями *A* (315—380 нм) и *B* (280—315 нм) [1]. Но поскольку в действительности таких идеальных приборов нет, предлагается расчетным методом приводить показания реальных приборов к идеальным.

Ниже излагается основанный на этом предложении метод измерения естественной УФ радиации в областях *A* и *B* при помощи приборов со светофильтрами, а также метод их абсолютной градуировки.

Рассмотрим сначала метод измерения прямой УФ радиации. Пусть имеется ультрафиолетметр, спектральная чувствительность которого ψ_{λ} в областях *A* и *B* известна и соответствует кривым *I* и *III*, показанным на рис. 1. Эти кривые в рассматриваемом случае совпадают с кривыми спектральной чувствительности модернизированного сетевого озонметра М-83 [3] для его первого и третьего светофильтров. Заметим, однако, что предлагаемый метод позволяет использовать для измерений УФ радиации ультрафиолетметры с разнообразной спектральной чувствительностью. Необходимым условием при этом является то, что полосы спектральной чувствительности этих ультрафиолетметров (независимо от их формы) должны быть близкими к упомянутым областям спектра *A* и *B*.

Основная идея метода состоит в том, что с помощью особых коэффициентов трансформации $F(\theta, \Omega)$, зависящих, как будет показано ниже, от высоты Солнца θ и общего содержания озона Ω ,

показания реального ультрафиолетметра приводятся (трансформируются) к показаниям идеального ультрафиолетметра с прямоугольной спектральной чувствительностью, совпадающей с упомянутыми областями *A* и *B*.

Учитывая, что в ближней УФ области спектра ослабление радиации в атмосфере происходит вследствие рассеяния на молекулах воздуха (релеевское рассеяние) и аэрозолях и вследствие поглоще-

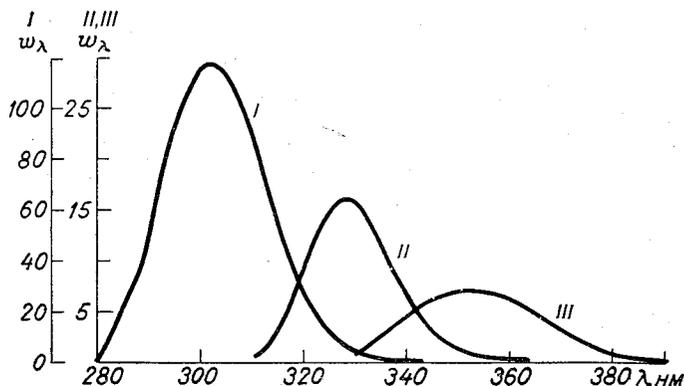


Рис. 1. Относительная спектральная чувствительность модернизированного озонметра М-83.

I, II и III — номера светофильтров.

ния озона, получим, что отсчет по реальному ультрафиолетметру, пропорциональный прямой УФ радиации в области *A* (или *B*),

$$I_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} c \omega_{1,\lambda} I_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m_1 \delta_\lambda)} d\lambda, \quad (1)$$

а соответствующая абсолютная величина прямой УФ радиации по идеальному ультрафиолетметру с прямоугольной спектральной чувствительностью в области *A* (или *B*) равна

$$I_2 = \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{2,\lambda} I_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m_1 \delta_\lambda)} d\lambda, \quad (2)$$

где *c* — постоянная, зависящая от выбора относительной величины $\omega_{1,\lambda}$, λ_1 и λ_2 — границы спектральной чувствительности реального ультрафиолетметра в области *A* (или *B*), $\omega_{2,\lambda} = 1$ при $315 \leq \lambda \leq 400$ нм и $\omega_{2,\lambda} = 0$ при всех остальных значениях λ ; $\lambda_3 = 315$ нм, $\lambda_4 = 400$ нм (или $\lambda_3 = 280$ нм, $\lambda_4 = 315$ нм для области *B*), $I_{\lambda,0}$ — спектральное распределение солнечной УФ радиации вне атмосферы, μ , m и m_1 — озонная, воздушная и аэрозольная массы, α_λ — коэффициент поглощения озона для длины волны λ , β_λ — оптическая толщина релеевской атмосферы, δ_λ — оптическая толщина аэрозоля.

Как видно из (1) и (2), величина I_2/I_1 с точностью до постоянной является функцией высоты Солнца θ и общего содержания озона Ω и почти не зависит от оптической толщины аэрозоля δ_λ , поскольку спектральные интервалы, выделяемые реальным и идеальным ультрафиолетметрами близки друг к другу. Последнее допущение, как известно, используется в методе измерения общего содержания озона для приборов с широкими полосами спектральной чувствительности [2]. В данном случае сравниваемые полосы спектральной чувствительности (область B и полоса I , область A и полоса III на рис. 1) значительно ближе друг к другу по оси длин волн, чем области I и II на рис. 1, применяемые для измерения общего содержания озона. Пренебрегая по указанным причинам величиной $10^{-m_\lambda(\delta_1 - \delta_2)}$, где δ_1 и δ_2 — значения оптической толщины аэрозоля внутри близких интервалов $\lambda_1 - \lambda_2$ и $\lambda_3 - \lambda_4$ соответственно, из (1) и (2) получим

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1}{c} \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{2,\lambda} I_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu_\Omega \alpha_\lambda + m\beta_\lambda)} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{1,\lambda} I_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu_\Omega \alpha_\lambda + m\beta_\lambda)} d\lambda}. \quad (3)$$

Назовем правую часть выражения (3) коэффициентом трансформации и обозначим ее через $F(\theta, \Omega)$. Значения коэффициента трансформации $F(\theta, \Omega)$ для прибора со спектральной чувствительностью, показанной на рис. 1 (кривые I и 3), были рассчитаны на ЭВМ, причем значения $I_{0,\lambda}$ были взяты из работы [5], значение α_λ для температуры -50° — из работ [7, 8], значение β_λ — из работы [6]. Величина $F(\theta, \Omega)$ для области B в зависимости от θ и Ω приведена в табл. 1, где для удобства в связи с неопределенностью постоянной c было положено, что $F(\theta=30^\circ, \Omega=0,320 \text{ см}) = 1$.

Из (3) следует, что прямая УФ радиация I_2 , измеренная по идеальному ультрафиолетметру, равна (с точностью до постоянной) отсчету по реальному ультрафиолетметру I_1 , умноженному на коэффициент трансформации, т. е.

$$I_2 = kF(\theta, \Omega) I_1. \quad (4)$$

Абсолютная градуировка ультрафиолетметра может быть произведена как по Солнцу, так и по искусственному источнику света, калиброванному по длинам волн. В обоих случаях находится постоянная k в формуле (4), которую в дальнейшем будем называть коэффициентом привязки.

Если в качестве источника радиации используется Солнце, то для нахождения коэффициента привязки k применяются выражения (2) и (4). С помощью выражения (2) рассчитывается абсолютное значение прямой УФ радиации I_2 , которая могла бы быть измерена идеальным ультрафиолетметром в момент градуировки в $\text{вт}/\text{м}^2$.

Для расчета величины I_2 необходимо знать θ_1 , Ω_1 и $\delta_{\lambda, 1}$, которые наблюдались в момент градуировки реального ультрафиолетметра. Указанные величины, как известно, измеряются на озонометрических станциях СССР [2, 4]. Величина δ_{λ} , кроме того, может быть определена с помощью формулы Онгстрема

$$\delta_{\lambda} = c_1 \lambda^{-b}, \quad (5)$$

причем постоянные c_1 и b находятся на основании одновременных измерений δ_{λ} в двух участках спектра (участки II и III на рис. 1). Вследствие близости величин m и m_1 значение m_1 в формуле (2) принимается равным m . При расчете величины I_2 по формуле (2) значения $I_{\lambda, 0}$ необходимо приводить к среднему расстоянию Земли от Солнца.

Если в момент градуировки отсчет по линейной шкале реального ультрафиолетметра, направленного на Солнце, равен n делениям, то коэффициент привязки k [на основании формулы (4)] будет равен

$$k = \frac{I_2}{F(\theta_1, \Omega_1)n}. \quad (6)$$

Рабочее значение коэффициента привязки k находится как средняя арифметическая величина из ряда его измерений. При этом, очевидно, следует отдать предпочтение тем градуировочным измерениям, в момент которых наблюдалась высокая прозрачность атмосферы по вертикали (значения δ_{λ} были близкими к нулю).

Из формулы (4) следует, что при измерении УФ радиации переводный множитель, в отличие от аналогичного множителя, применяемого при измерении интегральной радиации, состоит из двух сомножителей и равен

$$M = kF(\theta, \Omega). \quad (7)$$

Как видно из (7), переводный множитель для УФ радиации зависит от высоты Солнца и общего содержания озона, причем он увеличивается с ростом высоты Солнца и уменьшается с увеличением общего содержания озона (табл. 1). Такая зависимость весьма сильная и пренебрегать ею при измерении ультрафиолетовой радиации нельзя.

До настоящего времени зависимость переводного множителя ультрафиолетметра от высоты Солнца и общего содержания озона практически не учитывалась [1], что обесценивало результаты измерений УФ радиации.

На основании формулы (4) можно записать следующие две формулы, необходимые для практических расчетов прямой УФ радиации:

$$S_A = k_A F_A(\theta, \Omega) n_A, \quad (8)$$

$$S_B = k_B F_B(\theta, \Omega) n_B. \quad (9)$$

Индексы A и B в формулах (8) и (9) относятся к соответствующим спектральным областям.

Коэффициент трансформации $F(\theta, \Omega)$ ультрафиолетметра в области B (280—315 нм)
(спектральная чувствительность ультрафиолетметра на рис. 1, кривая 1)

$\Omega \cdot 10^{-3}$ см	θ°																		
	5	6	8	10	12	14	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
200	0,274	0,288	0,447	0,59	0,70	0,80	0,83	0,98	1,06	1,12	1,15	1,17	1,19	1,20	1,21	1,21	1,22	1,22	1,22
240	0,150	0,232	0,369	0,50	0,62	0,72	0,76	0,92	1,02	1,08	1,12	1,15	1,17	1,18	1,19	1,20	1,21	1,21	1,21
280	0,120	0,177	0,303	0,432	0,55	0,65	0,69	0,86	0,97	1,05	1,09	1,12	1,15	1,16	1,17	1,18	1,19	1,20	1,20
320	0,091	0,138	0,248	0,369	0,481	0,58	0,62	0,81	0,92	1,00	1,06	1,09	1,12	1,15	1,16	1,17	1,17	1,18	1,19
360	0,088	0,107	0,202	0,314	0,422	0,52	0,57	0,75	0,87	0,96	1,02	1,06	1,10	1,12	1,14	1,15	1,16	1,16	1,17
400	0,051	0,084	0,165	0,268	0,369	0,464	0,51	0,70	0,83	0,92	0,99	1,06	1,07	1,10	1,12	1,13	1,14	1,15	1,15
440	0,038	0,065	0,138	0,228	0,322	0,415	0,458	0,64	0,78	0,88	0,96	1,00	1,05	1,07	1,09	1,11	1,13	1,14	1,14
480	0,029	0,050	0,110	0,194	0,281	0,369	0,411	0,60	0,73	0,85	0,92	0,97	1,02	1,04	1,07	1,09	1,10	1,12	1,12
520	0,022	0,039	0,092	0,163	0,245	0,328	0,369	0,55	0,70	0,80	0,88	0,94	0,99	1,02	1,05	1,06	1,08	1,09	1,10
560	0,016	0,030	0,075	0,138	0,213	0,291	0,330	0,51	0,65	0,76	0,84	0,91	0,96	0,99	1,02	1,04	1,06	1,07	1,08

Рассмотренная выше методика относится к уровню моря. Если измерения прямой УФ радиации производятся на какой-то высоте, то значения коэффициента трансформации будут иными, чем на уровне моря. При измерении на высотах в пределах тропосферы для расчета соответствующего $F(\theta, \Omega)$ достаточно в формуле (3) изменить значения β_λ , умножив их на отношение p/p_0 , где p и p_0 — давление на избранной высоте и на уровне моря. При измерении на высотах в пределах стратосферы появляется необходимость введения поправки в значение Ω , уменьшающегося с ростом высоты. Поскольку для расчета $F(\theta, \Omega)$ увеличения высоты места наблюдений аналогично уменьшению общего содержания озона, то из табл. 1 следует, что переводный множитель ультрафиолетметра с ростом этой высоты будет увеличиваться.

Градуировка ультрафиолетметра по калиброванному искусственному источнику света производится аналогичным образом. При расчете I_2 по формуле (2) за значение $I_{0, \lambda}$ в этом случае принимается известное спектральное распределение энергии искусственного источника света (I_λ в абсолютных единицах). Показатель степени при десятке в формуле (2) будет равен нулю, поскольку градуировка производится по близко расположенному источнику света. Из выражения (3) следует, что коэффициент трансформации в случае искусственного источника света будет равен постоянной величине, которую вследствие произвольности постоянной c можно положить равной единице. Тогда для искусственного источника света коэффициент привязки (и равный ему переводный множитель) будет равен

$$k = \frac{I_2}{n}, \quad (10)$$

где

$$I_2 = \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} w_{2, \lambda} I_\lambda d\lambda. \quad (11)$$

Что касается методики измерения УФ суммарной радиации в области A или B , падающей от полусферы на горизонтальную поверхность, то она в значительной мере схожа с методикой измерения прямой УФ радиации. Однако в этом случае величина коэффициента трансформации будет иметь иное значение.

Для расчета коэффициента трансформации в этом случае в формулу (3) необходимо вместо прямой УФ радиации подставить значение спектральной суммарной УФ радиации у поверхности земли при разных значениях θ и Ω . Эти значения суммарной УФ радиации для некоторых θ и Ω опубликованы, в частности, в монографии [1]. Заметим, что суммарная УФ радиация изменяется с высотой Солнца меньше, чем прямая УФ радиация, что приводит к меньшей зависимости соответствующего коэффициента трансформации от высоты Солнца.

Градуировка ультрафиолетметра, предназначенного для измерения суммарной УФ радиации, может быть произведена по методу Солнце — тень или с помощью трубы, направленной на Солнце (при этом положение приемной поверхности ультрафиолетметра перпендикулярно солнечным лучам). В качестве величины I_2 в формуле (6) в этом случае используется прямая УФ радиация, и отсчет n соответствует только прямой УФ радиации.

Работе формулы для расчета суммарной УФ радиации в области A и B будут иметь вид:

$$Q_A = k_A F_{A,Q}(\theta, \Omega) n_A, \quad (12)$$

$$Q_B = k_B F_{B,Q}(\theta, \Omega) n_B. \quad (13)$$

В качестве прибора для измерения суммарной УФ радиации в первый период может служить озонметр М-83, оснащенный УФ насадкой в виде, например, интегрирующей сферы, расширяющей его телесный угол до 180° .

Из изложенного следует, что организация регулярных корректных наблюдений за прямой и суммарной УФ радиацией требует совмещения станций, измеряющих УФ радиацию, со станциями, измеряющими общее содержание озона.

В заключение отметим, что предложенная здесь методика пригодна для измерения эритемной, антирахитной и загарной радиации в абсолютных единицах ($\text{вт}/\text{м}^2$), поскольку в этой методике никаких ограничений на величину $\omega_{2,\lambda}$ в формуле (2) не накладывается.

Что касается вопросов, связанных с приборами для измерения УФ радиации и возможными их погрешностями, то они будут рассмотрены в другой статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белинский В. А., Гараджа М. П., Меженная Л. М., Незваль Е. И. Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба. Изд. МГУ, 1968.
2. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеоздат, Л., 1963.
3. Гущин Г. П. Озонметр. Авторское свидетельство № 160877 от 14 июня 1962 г. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 5, 1964.
4. Гущин Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. Труды ГГО, вып. 223, 1968.
5. Johnson F. S. The solar constant. Journ. of Meteorol., No 6, 1954.
6. Penndorf R. B. Tables of the refractive index for standard air the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0,2 and 20 and their application to atmospheric optics. Journ. Opt. Soc. of Amer., 47(2), 1957.
7. Vigroux E. Contribution a l'étude experimentale de l'absorption de l'ozone. Annales de Physique, t. 8, 1953.
8. Vigroux E. Determination des coefficients moyens d'absorption de l'ozone en vue des observations concernaut l'ozone atmospherique a l'aide lu spectrometre Dobsonu. Ann. Phys., t. 2, 1967.

ОЗОННЫЕ МАССЫ ДЛЯ ПЯТИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОЗОНА В АТМОСФЕРЕ

При расчете общего содержания и вертикального распределения озона, измеренного оптическими приборами [1], используется озонная масса μ (или относительный путь луча в слое озона), которая определяется формулой

$$\mu = \frac{1}{\Omega} \int_0^H \rho_3(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh, \quad (1)$$

где Ω — общее содержание озона в атм. см, H — высота верхней границы атмосферы (км), $\rho_3(h)$ — плотность озона $\left(\frac{\text{атм-см}}{\text{км}}\right)$ на высоте h и

$$\operatorname{cosec} \theta_h = \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{R}{R+h} \frac{\eta(0)}{\eta(h)}\right]^2 \cos^2 \theta}}, \quad (2)$$

где R — средний радиус земли (6371 км), $\eta(h)$ и $\eta(0)$ — коэффициенты преломления воздуха на высотах h и 0 км, θ — видимая высота светила [1].

Величина коэффициента преломления обычно вычисляется по формуле

$$\eta(h) = 1 + \eta_{0,\lambda} \frac{P(h)}{1013} \frac{273}{273 + T(h)}, \quad (3)$$

где $\eta_{0,\lambda}$ — коэффициент преломления воздуха при температуре 0° и давлении в 1 атм. для длины волны λ (в области 310—330 нм $\eta_{0,\lambda} = 0,000304$), $P(h)$ — давление в миллибарах на высоте h , $T(h)$ — температура на высоте h [1]. Для расчета $\eta(h)$ используются обычно стандартные значения $P(h)$ и $T(h)$.

Как видно из формулы (1), величина μ зависит от вертикального распределения озона $\rho_3(h)$. В то же время на озонметриче-

Вертикальное распределение озона $\rho_3(h)$ $\left(\frac{\text{атм-см}}{\text{км}}\right)$

h км	Зима I	Зима II	Весна	Лето	Осень
	Q см				
	0,359	0,469	0,375	0,334	0,297
0	0,0028	0,0030	0,0030	0,0030	0,0028
2	0,0029	0,0032	0,0031	0,0030	0,0031
4	0,0031	0,0035	0,0032	0,0030	0,0031
6	0,0032	0,0040	0,0035	0,0034	0,0035
8	0,0037	0,0045	0,0037	0,0040	0,0037
10	0,0059	0,0065	0,0052	0,0049	0,0042
12	0,0133	0,0140	0,0090	0,0060	0,0053
14	0,0150	0,0215	0,0120	0,0081	0,0071
16	0,0149	0,0217	0,0130	0,0100	0,0088
18	0,0140	0,0200	0,0131	0,0114	0,0100
20	0,0135	0,0185	0,0134	0,0117	0,0105
22	0,0128	0,0180	0,0135	0,0119	0,0106
24	0,0125	0,0171	0,0136	0,0121	0,0108
26	0,0114	0,0157	0,0140	0,0124	0,0112
28	0,0111	0,0140	0,0140	0,0125	0,0112
30	0,0098	0,0118	0,0134	0,0123	0,0107
32	0,0083	0,0092	0,0107	0,0109	0,0088
34	0,0058	0,0075	0,0070	0,0071	0,0060
36	0,0048	0,0055	0,0051	0,0054	0,0050
38	0,0037	0,0043	0,0024	0,0039	0,0039
40	0,0028	0,0035	0,0032	0,0034	0,0030
42	0,0024	0,0030	0,0028	0,0029	0,0025
44	0,0018	0,0028	0,0025	0,0027	0,0019
46	0,0010	0,0022	0,0020	0,0019	0,0015
48	0,0008	0,0018	0,0018	0,0018	0,0004

Озонная масса μ в зависимости от видимой высоты светила θ

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
Зима I										
1	13,877	13,737	13,597	13,456	13,314	13,172	13,028	12,885	12,740	12,596
2	12,451	12,307	12,163	12,019	11,876	11,734	11,593	11,453	11,314	11,176
3	11,039	10,904	10,770	10,638	10,508	10,379	10,252	10,126	10,003	9,881
4	9,761	9,642	9,526	9,411	9,298	9,187	9,078	8,970	8,864	8,760
5	8,658	8,558	8,459	8,362	8,267	8,173	8,081	7,990	7,901	7,814
6	7,728	7,644	7,561	7,479	7,399	7,321	7,244	7,168	7,093	7,020
7	6,948	6,877	6,807	6,739	6,672	6,606	6,541	6,477	6,414	6,353
8	6,292	6,232	6,174	6,116	6,060	6,004	5,949	5,895	5,842	5,790
9	5,738	5,688	5,638	5,589	5,541	5,493	5,447	5,401	5,355	5,311
10	5,267	5,224	5,181	5,139	5,098	5,057	5,017	4,978	4,939	4,901
11	4,863	4,826	4,789	4,753	4,717	4,682	4,648	4,613	4,578	4,546
12	4,519	4,482	4,450	4,418	4,387	4,357	4,326	4,297	4,267	4,238
13	4,210	4,182	4,154	4,126	4,099	4,072	4,046	4,020	3,994	3,968
14	3,943	3,918	3,894	3,870	3,846	3,822	3,799	3,776	3,753	3,730
15	3,708	3,686	3,664	3,643	3,622	3,601	3,580	3,559	3,539	3,519
16	3,499	3,480	3,460	3,441	3,422	3,404	3,385	3,367	3,349	3,331
17	3,313	3,295	3,278	3,261	3,244	3,227	3,210	3,194	3,178	3,162
18	3,146	3,130	3,114	3,099	3,083	3,068	3,053	3,038	3,024	3,009
19	2,995	2,980	2,966	2,952	2,938	2,925	2,911	2,898	2,884	2,871
20	2,858	2,845	2,832	2,820	2,807	2,794	2,782	2,770	2,758	2,746
21	2,734	2,722	2,710	2,699	2,687	2,676	2,664	2,653	2,642	2,631
22	2,620	2,610	2,599	2,588	2,578	2,567	2,557	2,547	2,537	2,527
23	2,517	2,507	2,497	2,487	2,478	2,468	2,458	2,449	2,440	2,430
24	2,421	2,412	2,403	2,394	2,385	2,376	2,368	2,359	2,350	2,342
25	2,333	2,325	2,317	2,308	2,300	2,292	2,284	2,276	2,268	2,260
26	2,252	2,244	2,237	2,229	2,222	2,214	2,206	2,199	2,192	2,184
27	2,177	2,170	2,163	2,156	2,149	2,142	2,135	2,128	2,121	2,114
28	2,107	2,101	2,094	2,087	2,081	2,074	2,068	2,061	2,055	2,049
29	2,042	2,036	2,030	2,024	2,018	2,012	2,005	2,000	1,994	1,988
30	1,982	1,976	1,970	1,964	1,959	1,953	1,948	1,942	1,936	1,931
31	1,925	1,920	1,914	1,909	1,904	1,899	1,893	1,888	1,883	1,878
32	1,873	1,867	1,862	1,857	1,852	1,847	1,842	1,837	1,833	1,828
33	1,823	1,818	1,813	1,809	1,804	1,799	1,795	1,790	1,786	1,781
34	1,776	1,772	1,768	1,763	1,759	1,754	1,750	1,746	1,741	1,737
35	1,733	1,729	1,724	1,720	1,716	1,712	1,708	1,704	1,700	1,696
36	1,692	1,688	1,684	1,680	1,676	1,672	1,668	1,664	1,660	1,657
37	1,653	1,649	1,645	1,642	1,638	1,634	1,631	1,627	1,623	1,620
38	1,616	1,613	1,609	1,606	1,602	1,599	1,595	1,592	1,589	1,585
39	1,582	1,578	1,575	1,572	1,568	1,565	1,562	1,559	1,556	1,552
40	1,549	1,546	1,543	1,540	1,537	1,533	1,530	1,527	1,524	1,522
41	1,518	1,515	1,512	1,509	1,506	1,503	1,500	1,498	1,495	1,492
42	1,489	1,486	1,483	1,480	1,478	1,475	1,472	1,469	1,467	1,464
43	1,461	1,459	1,456	1,453	1,451	1,448	1,445	1,443	1,440	1,438
44	1,435	1,432	1,430	1,427	1,425	1,422	1,420	1,417	1,415	1,412
45	1,410	1,408	1,405	1,403	1,400	1,398	1,396	1,393	1,391	1,389

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
46	1,386	1,384	1,382	1,380	1,377	1,375	1,373	1,370	1,368	1,366
47	1,364	1,362	1,360	1,357	1,355	1,353	1,351	1,349	1,347	1,344
48	1,342	1,340	1,338	1,336	1,334	1,332	1,330	1,328	1,326	1,324
49	1,322	1,320	1,318	1,316	1,314	1,312	1,310	1,308	1,306	1,305
50	1,303	1,301	1,299	1,297	1,295	1,293	1,292	1,290	1,288	1,286
51	1,284	1,283	1,281	1,279	1,277	1,275	1,274	1,272	1,270	1,269
52	1,267	1,265	1,263	1,262	1,260	1,258	1,257	1,255	1,253	1,252
53	1,250	1,248	1,247	1,245	1,244	1,242	1,240	1,239	1,237	1,236
54	1,234	1,233	1,231	1,230	1,228	1,227	1,225	1,224	1,222	1,221
55	1,219	1,218	1,216	1,215	1,213	1,212	1,210	1,209	1,208	1,206
56	1,205	1,203	1,202	1,200	1,199	1,198	1,196	1,195	1,194	1,192
57	1,191	1,190	1,188	1,187	1,186	1,184	1,183	1,182	1,180	1,179
58	1,178	1,177	1,175	1,174	1,173	1,172	1,170	1,169	1,168	1,167
59	1,166	1,164	1,163	1,162	1,161	1,160	1,158	1,157	1,156	1,155
60	1,154	1,153	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,146	1,145	1,144
61	1,142	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	1,135	1,134	1,133
62	1,132	1,131	1,130	1,129	1,128	1,127	1,126	1,125	1,124	1,123
63	1,122	1,121	1,120	1,119	1,118	1,117	1,116	1,115	1,114	1,113
64	1,112	1,111	1,110	1,109	1,108	1,107	1,106	1,106	1,105	1,104
65	1,103	1,102	1,101	1,100	1,099	1,098	1,098	1,097	1,096	1,095
66	1,094	1,093	1,092	1,092	1,091	1,090	1,089	1,088	1,088	1,087
67	1,086	1,085	1,084	1,084	1,083	1,082	1,081	1,080	1,080	1,079
68	1,078	1,077	1,077	1,076	1,075	1,074	1,074	1,073	1,072	1,072
69	1,071	1,070	1,069	1,069	1,068	1,067	1,067	1,066	1,065	1,065
70	1,064	1,063	1,063	1,062	1,061	1,060	1,059	1,059	1,058	1,057
71	1,057	1,056	1,056	1,055	1,054	1,054	1,053	1,052	1,052	1,051
72	1,051	1,051	1,050	1,050	1,049	1,048	1,048	1,047	1,047	1,046
73	1,046	1,045	1,044	1,044	1,043	1,043	1,042	1,042	1,041	1,041
74	1,040	1,040	1,039	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036
75	1,035									

Зима II

1	13,706	13,577	13,447	13,316	13,182	13,048	12,912	12,776	12,638	12,500
2	12,361	12,222	12,083	11,944	11,806	11,668	11,531	11,394	11,258	11,124*
3	10,990	10,858	10,727	10,597	10,469	10,342	10,217	10,094	9,972	9,851
4	9,733	9,616	9,501	9,387	9,276	9,166	9,057	8,951	8,846	8,743
5	8,642	8,542	8,444	8,347	8,253	8,160	8,068	7,978	7,890	7,803
6	7,717	7,633	7,551	7,470	7,390	7,312	7,235	7,159	7,085	7,012
7	6,940	6,870	6,800	6,732	6,665	6,600	6,535	6,471	6,409	6,347
8	6,287	6,227	6,169	6,111	6,055	5,999	5,944	5,890	5,837	5,785
9	5,734	5,684	5,634	5,585	5,537	5,490	5,443	5,397	5,352	5,308
10	5,264	5,221	5,178	5,136	5,095	5,054	5,014	4,975	4,936	4,898
11	4,860	4,823	4,786	4,750	4,715	4,680	4,645	4,611	4,577	4,544
12	4,511	4,479	4,447	4,416	4,385	4,355	4,324	4,295	2,265	4,236
13	4,208	4,180	4,152	4,124	4,097	4,070	4,044	4,018	3,992	3,967
14	3,942	3,917	3,892	3,868	3,844	3,820	3,797	3,774	3,751	3,729
15	3,706	3,684	3,663	3,641	3,620	3,599	3,578	3,558	3,538	3,518
16	3,498	3,478	3,459	3,440	3,421	3,402	3,384	3,365	3,347	3,329
17	3,312	3,294	3,278	3,259	3,242	3,226	3,209	3,193	3,176	3,160
18	3,144	3,128	3,113	3,097	3,082	3,067	3,052	3,037	3,022	3,008

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
19	2,994	2,979	2,965	2,951	2,937	2,924	2,910	2,897	2,883	2,870
20	2,857	2,844	2,831	2,818	2,806	2,793	2,781	2,769	2,757	2,745
21	2,733	2,721	2,709	2,698	2,686	2,675	2,664	2,652	2,641	2,630
22	2,619	2,609	2,598	2,587	2,577	2,566	2,556	2,546	2,536	2,526
23	2,516	2,506	2,496	2,486	2,477	2,467	2,458	2,448	2,439	2,430
24	2,420	2,411	2,402	2,393	2,384	2,376	2,367	2,358	2,350	2,431
25	2,333	2,324	2,316	2,308	2,299	2,291	2,283	2,275	2,267	2,259
26	2,251	2,244	2,236	2,228	2,221	2,213	2,206	2,198	2,191	2,184
27	2,176	2,169	2,162	2,155	2,148	2,141	2,134	2,127	2,120	2,113
28	2,106	2,100	2,093	2,087	2,080	2,074	2,067	2,061	2,054	2,048
29	2,042	2,035	2,029	2,023	2,017	2,011	2,005	1,999	1,993	1,987
30	1,981	1,975	1,970	1,964	1,958	1,952	1,947	1,941	1,936	1,930
31	1,925	1,919	1,914	1,908	1,903	1,898	1,893	1,887	1,882	1,877
32	1,872	1,867	1,862	1,857	1,852	1,847	1,842	1,837	1,832	1,827
33	1,822	1,818	1,813	1,808	1,803	1,799	1,794	1,789	1,785	1,780
34	1,776	1,771	1,767	1,762	1,758	1,754	1,749	1,745	1,741	1,736
35	1,732	1,728	1,724	1,720	1,715	1,711	1,707	1,703	1,699	1,695
36	1,691	1,687	1,683	1,679	1,675	1,671	1,668	1,664	1,660	1,656
37	1,652	1,649	1,645	1,641	1,637	1,634	1,630	1,626	1,223	1,619
38	1,616	1,612	1,609	1,605	1,602	1,598	1,595	1,591	1,588	1,585
39	1,581	1,578	1,575	1,571	1,568	1,565	1,561	1,558	1,555	1,552
40	1,549	1,545	1,542	1,539	1,536	1,533	1,530	1,527	1,524	1,521
41	1,518	1,515	1,512	1,509	1,506	1,503	1,500	1,497	1,494	1,491
42	1,489	1,486	1,483	1,480	1,477	1,475	1,472	1,469	1,466	1,464
43	1,461	1,458	1,456	1,453	1,450	1,448	1,445	1,442	1,440	1,437
44	1,434	1,432	1,429	1,427	1,424	1,422	1,419	1,417	1,414	1,412
45	1,410	1,407	1,405	1,402	1,400	1,398	1,395	1,393	1,391	1,389
46	1,386	1,384	1,381	1,379	1,377	1,374	1,372	1,370	1,368	1,366
47	1,363	1,361	1,359	1,357	1,355	1,352	1,350	1,348	1,346	1,344
48	1,342	1,340	1,338	1,336	1,334	1,332	1,330	1,328	1,326	1,324
49	1,322	1,320	1,318	1,316	1,314	1,312	1,310	1,308	1,306	1,304
50	1,302	1,300	1,299	1,297	1,295	1,293	1,291	1,289	1,288	1,286
51	1,284	1,282	1,280	1,279	1,277	1,275	1,273	1,272	1,270	1,268
52	1,266	1,265	1,263	1,261	1,260	1,258	1,256	1,255	1,253	1,251
53	1,250	1,248	1,246	1,245	1,243	1,242	1,240	1,238	1,237	1,235
54	1,234	1,232	1,231	1,229	1,228	1,226	1,225	1,223	1,222	1,220
55	1,219	1,217	1,216	1,214	1,213	1,211	1,210	1,209	1,207	1,206
56	1,204	1,203	1,202	1,200	1,199	1,197	1,196	1,195	1,193	1,192
57	1,191	1,189	1,188	1,187	1,185	1,184	1,183	1,181	1,180	1,179
58	1,178	1,176	1,175	1,174	1,172	1,171	1,170	1,169	1,168	1,166
59	1,165	1,164	1,163	1,162	1,160	1,159	1,158	1,157	1,156	1,155
60	1,153	1,152	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,145	1,144	1,143
61	1,142	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	1,134	1,133	1,132
62	1,131	1,130	1,129	1,128	1,127	1,126	1,125	1,124	1,123	1,122
63	1,121	1,120	1,119	1,118	1,117	1,116	1,115	1,114	1,114	1,112
64	1,111	1,111	1,111	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104	1,103
65	1,102	1,102	1,101	1,100	1,099	1,098	1,097	1,096	1,095	1,095
66	1,094	1,093	1,092	1,091	1,090	1,090	1,089	1,088	1,087	1,086
67	1,086	1,085	1,084	1,083	1,082	1,082	1,081	1,080	1,079	1,079
68	1,078	1,077	1,076	1,076	1,075	1,074	1,073	1,073	1,072	1,071
69	1,070	1,070	1,069	1,068	1,068	1,067	1,066	1,066	1,065	1,064

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
70	1,064	1,063	1,062	1,062	1,061	1,060	1,060	1,059	1,058	1,058
71	1,057	1,056	1,056	1,055	1,055	1,054	1,053	1,052	1,052	1,052
72	1,051	1,050	1,050	1,049	1,049	1,048	1,047	1,047	1,046	1,046
73	1,045	1,045	1,044	1,044	1,043	1,042	1,042	1,041	1,041	1,040
74	1,040	1,039	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036	1,035
75	1,035									

Весна

1	13,499	13,364	13,229	13,094	12,959	12,823	12,687	12,551	12,414	12,277
2	12,140	12,004	11,868	11,732	11,597	11,462	11,329	11,196	11,064	10,934
3	10,805	10,677	10,550	10,425	10,301	10,178	10,058	9,938	9,820	9,704
4	9,590	9,477	9,365	9,256	9,148	9,042	8,937	8,834	8,732	8,632
5	8,534	8,438	8,343	8,249	8,157	8,067	7,978	7,890	7,804	7,720
6	7,637	7,555	7,475	7,396	7,318	7,242	7,167	7,094	7,021	6,950
7	6,880	6,811	6,743	6,676	6,611	6,546	6,483	6,421	6,360	6,299
8	6,240	6,182	6,124	6,068	6,012	5,958	5,904	5,851	5,799	5,748
9	5,698	5,648	5,599	5,551	5,504	5,457	5,411	5,366	5,322	5,278
10	5,235	5,192	5,150	5,109	5,068	5,028	4,989	4,950	4,912	4,874
11	4,837	4,800	4,764	4,728	4,693	4,658	4,624	4,591	4,557	4,525
12	4,492	4,460	4,429	4,398	4,367	4,337	4,307	4,278	4,249	4,220
13	4,192	4,164	4,136	4,109	4,082	4,056	4,030	4,004	3,978	3,953
14	3,928	3,904	3,879	3,855	3,832	3,808	3,785	3,762	3,739	3,717
15	3,695	3,673	3,652	3,630	3,609	3,589	3,568	3,548	3,528	3,508
16	3,488	3,468	3,449	3,430	3,412	3,393	3,374	3,356	3,338	3,320
17	3,303	3,286	3,268	3,251	3,234	3,218	3,201	3,185	3,169	3,153
18	3,137	3,121	3,106	3,090	3,075	3,060	3,045	3,030	3,016	3,001
19	2,987	2,973	2,959	2,945	2,931	2,917	2,904	2,890	2,877	2,864
20	2,851	2,838	2,825	2,813	2,800	2,788	2,776	2,763	2,751	2,739
21	2,727	2,716	2,704	2,692	2,681	2,670	2,659	2,647	2,636	2,626
22	2,615	2,604	2,593	2,583	2,572	2,562	2,552	2,541	2,531	2,521
23	2,511	2,502	2,492	2,482	2,472	2,463	2,453	2,444	2,435	2,426
24	2,416	2,407	2,398	2,389	2,380	2,372	2,363	2,354	2,346	2,337
25	2,329	2,320	2,312	2,304	2,296	2,288	2,280	2,272	2,264	2,256
26	2,248	2,240	2,233	2,225	2,217	2,210	2,202	2,195	2,188	2,180
27	2,173	2,166	2,159	2,152	2,145	2,138	2,131	2,124	2,117	2,110
28	2,104	2,097	2,090	2,084	2,077	2,071	2,064	2,058	2,052	2,045
29	2,039	2,033	2,026	2,020	2,014	2,008	2,002	1,996	1,990	1,984
30	1,979	1,973	1,967	1,961	1,956	1,950	1,944	1,939	1,933	1,928
31	1,922	1,917	1,911	1,906	1,901	1,896	1,890	1,885	1,880	1,875
32	1,870	1,864	1,859	1,854	1,849	1,844	1,840	1,835	1,830	1,825
33	1,820	1,815	1,811	1,806	1,801	1,797	1,792	1,787	1,783	1,778
34	1,774	1,769	1,765	1,760	1,756	1,752	1,747	1,743	1,739	1,734
35	1,730	1,726	1,722	1,718	1,714	1,709	1,705	1,701	1,697	1,693
36	1,689	1,685	1,681	1,677	1,673	1,670	1,666	1,662	1,658	1,654
37	1,650	1,647	1,643	1,639	1,636	1,632	1,628	1,625	1,621	1,618
38	1,614	1,611	1,607	1,604	1,600	1,597	1,593	1,590	1,586	1,583
39	1,580	1,576	1,573	1,570	1,566	1,563	1,560	1,557	1,553	1,550
40	1,547	1,544	1,541	1,538	1,534	1,531	1,528	1,525	1,522	1,519
41	1,516	1,513	1,510	1,507	1,504	1,501	1,499	1,496	1,493	1,490
42	1,487	1,484	1,481	1,479	1,476	1,473	1,470	1,468	1,465	1,462

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
43	1,459	1,457	1,454	1,452	1,449	1,445	1,444	1,441	1,438	1,436
44	1,433	1,431	1,428	1,426	1,423	1,420	1,418	1,416	1,413	1,411
45	1,408	1,406	1,403	1,401	1,399	1,396	1,394	1,392	1,389	1,387
46	1,385	1,382	1,380	1,378	1,376	1,373	1,371	1,369	1,367	1,354
47	1,362	1,360	1,358	1,356	1,354	1,351	1,349	1,347	1,345	1,343
48	1,341	1,339	1,337	1,335	1,333	1,331	1,328	1,326	1,324	1,322
49	1,320	1,318	1,316	1,315	1,313	1,311	1,309	1,307	1,305	1,303
50	1,301	1,299	1,297	1,296	1,294	1,292	1,290	1,288	1,286	1,285
51	1,283	1,281	1,279	1,277	1,276	1,274	1,272	1,270	1,269	1,267
52	1,265	1,264	1,262	1,260	1,259	1,257	1,255	1,252	1,252	1,250
53	1,249	1,247	1,245	1,244	1,242	1,241	1,239	1,237	1,236	1,234
54	1,233	1,231	1,230	1,228	1,227	1,225	1,224	1,222	1,221	1,219
55	1,218	1,216	1,215	1,213	1,212	1,210	1,209	1,208	1,206	1,205
56	1,203	1,202	1,200	1,199	1,198	1,196	1,195	1,194	1,192	1,191
57	1,190	1,188	1,187	1,186	1,184	1,183	1,182	1,180	1,179	1,178
58	1,177	1,175	1,174	1,173	1,172	1,170	1,169	1,168	1,167	1,165
59	1,164	1,163	1,162	1,160	1,159	1,158	1,157	1,156	1,155	1,154
60	1,152	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,146	1,144	1,143	1,142
61	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	1,135	1,134	1,133	1,132
62	1,130	1,129	1,128	1,127	1,126	1,125	1,124	1,123	1,122	1,121
63	1,120	1,119	1,118	1,117	1,116	1,115	1,114	1,114	1,113	1,112
64	1,111	1,110	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104	1,103	1,102
65	1,102	1,101	1,100	1,099	1,098	1,097	1,096	1,095	1,095	1,094
66	1,093	1,092	1,091	1,090	1,090	1,089	1,088	1,087	1,086	1,086
67	1,085	1,084	1,083	1,082	1,082	1,081	1,080	1,079	1,078	1,078
68	1,077	1,076	1,075	1,075	1,074	1,073	1,072	1,072	1,071	1,070
69	1,070	1,069	1,068	1,068	1,068	1,067	1,066	1,065	1,065	1,064
70	1,063	1,062	1,061	1,061	1,060	1,059	1,058	1,058	1,057	1,055
71	1,056	1,056	1,055	1,054	1,054	1,053	1,053	1,052	1,051	1,051
72	1,050	1,050	1,049	1,048	1,048	1,047	1,047	1,046	1,046	1,045
73	1,044	1,044	1,043	1,043	1,042	1,042	1,041	1,041	1,040	1,040
74	1,039	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,035	1,035	1,034
75	1,034									

Лето

1	13,452	13,313	13,174	13,036	12,898	12,760	12,622	12,485	12,347	12,210
2	12,072	11,936	11,800	11,664	11,530	11,396	11,263	11,132	11,001	10,872
3	10,743	10,617	10,941	10,367	10,245	10,124	10,004	9,886	9,770	9,655
4	9,542	9,430	9,320	9,212	9,105	9,000	8,897	8,795	8,694	8,596
5	8,499	8,403	8,309	8,217	8,126	8,036	7,949	7,862	7,777	7,694
6	7,611	7,530	7,451	7,373	7,296	7,220	7,146	7,073	7,001	6,931
7	6,861	6,793	6,726	6,660	6,595	6,531	6,468	6,406	6,346	6,286
8	6,227	6,169	6,112	6,056	6,001	5,947	5,894	5,841	5,789	5,738
9	5,688	5,639	5,590	5,543	5,496	5,449	5,404	5,359	5,315	5,271
10	5,228	5,186	5,144	5,103	5,063	5,023	4,984	4,945	4,907	4,869
11	4,832	4,796	4,760	4,724	4,689	4,655	4,621	4,587	4,554	4,521
12	4,489	4,457	4,426	4,395	4,365	4,334	4,305	4,276	4,246	4,218
13	4,190	4,162	4,134	4,107	4,081	4,054	4,028	4,002	3,977	3,952
14	3,927	3,902	3,878	3,854	3,831	3,807	3,784	3,761	3,739	3,716
15	3,694	3,673	3,651	3,630	3,609	3,588	3,568	3,547	3,527	3,507

град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
16	3,488	3,468	3,449	3,430	3,412	3,393	3,375	3,356	3,385	3,321
17	3,303	3,286	3,269	3,252	3,235	3,218	3,202	3,185	3,169	3,153
18	3,137	3,122	3,106	3,091	3,076	3,060	3,046	3,031	3,016	3,002
19	2,988	2,973	2,959	2,945	2,932	2,918	2,904	2,891	2,878	2,865
20	2,852	2,839	2,826	2,814	2,801	2,789	2,776	2,764	2,752	2,740
21	2,728	2,717	2,705	2,694	2,682	2,671	2,660	2,648	2,637	2,626
22	2,616	2,605	2,594	2,584	2,573	2,563	2,553	2,542	2,532	2,522
23	2,512	2,503	2,493	2,483	2,474	2,464	2,455	2,445	2,436	2,427
24	2,418	2,408	2,400	2,391	2,382	2,373	2,364	2,356	2,347	2,338
25	2,330	2,322	2,313	2,305	2,297	2,289	2,281	2,273	2,265	2,257
26	2,249	2,242	2,234	2,226	2,219	2,211	2,204	2,196	2,189	2,182
27	2,174	2,167	2,160	2,153	2,146	2,139	2,132	2,125	2,118	2,112
28	2,105	2,098	2,092	2,085	2,078	2,072	2,066	2,059	2,053	2,046
29	2,040	2,034	2,028	2,022	2,016	2,010	2,004	1,998	1,992	1,986
30	1,980	1,974	1,968	1,963	1,957	1,951	1,946	1,940	1,934	1,929
31	1,924	1,918	1,913	1,907	1,902	1,897	1,892	1,886	1,881	1,876
32	1,871	1,866	1,861	1,856	1,851	1,846	1,841	1,836	1,831	1,826
33	1,821	1,817	1,812	1,807	1,802	1,798	1,793	1,789	1,784	1,780
34	1,775	1,770	1,766	1,762	1,757	1,753	1,748	1,744	1,740	1,736
35	1,731	1,727	1,723	1,719	1,715	1,711	1,706	1,702	1,698	1,694
36	1,690	1,686	1,682	1,678	1,675	1,671	1,667	1,663	1,659	1,656
37	1,652	1,648	1,644	1,641	1,637	1,633	1,630	1,626	1,622	1,619
38	1,615	1,612	1,608	1,605	1,601	1,598	1,594	1,591	1,588	1,584
39	1,581	1,577	1,574	1,571	1,568	1,564	1,561	1,558	1,555	1,551
40	1,548	1,545	1,542	1,539	1,536	1,533	1,530	1,526	1,523	1,520
41	1,517	1,514	1,511	1,508	1,506	1,503	1,500	1,497	1,494	1,491
42	1,488	1,485	1,482	1,480	1,477	1,474	1,471	1,469	1,466	1,463
43	1,460	1,458	1,455	1,453	1,450	1,447	1,445	1,442	1,439	1,437
44	1,434	1,432	1,429	1,427	1,424	1,422	1,419	1,417	1,414	1,412
45	1,409	1,407	1,404	1,402	1,400	1,397	1,395	1,393	1,390	1,388
46	1,386	1,383	1,381	1,379	1,377	1,374	1,372	1,370	1,368	1,365
47	1,363	1,361	1,359	1,357	1,355	1,352	1,350	1,348	1,346	1,344
48	1,342	1,340	1,338	1,336	1,334	1,332	1,330	1,328	1,326	1,324
49	1,322	1,320	1,318	1,316	1,314	1,311	1,310	1,308	1,306	1,304
50	1,302	1,300	1,298	1,297	1,295	1,293	1,291	1,289	1,288	1,286
51	1,284	1,282	1,280	1,278	1,277	1,275	1,273	1,272	1,270	1,268
52	1,266	1,265	1,263	1,261	1,260	1,258	1,256	1,255	1,253	1,251
53	1,250	1,248	1,246	1,245	1,243	1,242	1,240	1,238	1,237	1,235
54	1,234	1,232	1,231	1,229	1,228	1,226	1,225	1,223	1,222	1,220
55	1,219	1,217	1,216	1,214	1,213	1,211	1,210	1,208	1,207	1,206
56	1,204	1,203	1,202	1,200	1,199	1,197	1,196	1,195	1,193	1,192
57	1,191	1,189	1,188	1,187	1,185	1,184	1,183	1,181	1,180	1,179
58	1,178	1,176	1,175	1,174	1,172	1,171	1,170	1,169	1,168	1,166
59	1,165	1,164	1,163	1,162	1,160	1,159	1,158	1,157	1,156	1,154
60	1,153	1,152	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,145	1,144	1,143
61	1,142	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	1,135	1,134	1,132
62	1,131	1,130	1,129	1,128	1,127	1,126	1,125	1,124	1,123	1,122
63	1,121	1,120	1,119	1,118	1,117	1,116	1,115	1,114	1,114	1,112
64	1,112	1,111	1,110	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104	1,103
65	1,102	1,102	1,101	1,100	1,099	1,098	1,097	1,096	1,096	1,095
66	1,094	1,093	1,092	1,091	1,090	1,090	1,089	1,088	1,087	1,086

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
67	1,086	1,085	1,084	1,083	1,082	1,082	1,081	1,080	1,079	1,079
68	1,078	1,077	1,076	1,076	1,075	1,074	1,073	1,073	1,072	1,071
69	1,071	1,070	1,069	1,068	1,068	1,067	1,066	1,066	1,065	1,064
70	1,064	1,063	1,062	1,062	1,061	1,060	1,060	1,059	1,058	1,058
71	1,057	1,056	1,056	1,055	1,055	1,054	1,053	1,053	1,052	1,052
72	1,051	1,050	1,050	1,049	1,049	1,048	1,048	1,047	1,046	1,046
73	1,045	1,045	1,044	1,044	1,043	1,043	1,042	1,042	1,041	1,040
74	1,040	1,039	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036	1,036
75	1,035									

Осень

1	13,635	13,487	13,340	13,194	13,048	12,903	12,758	12,613	12,469	12,326
2	12,183	12,041	11,899	11,759	11,620	11,482	11,345	11,209	11,074	10,941
3	10,810	10,680	10,551	10,424	10,299	10,176	10,054	9,933	9,814	9,698
4	9,583	9,469	9,358	9,248	9,139	9,033	8,928	8,824	8,723	8,623
5	8,525	8,428	8,333	8,240	8,148	8,058	7,969	7,881	7,796	7,711
6	7,628	7,547	7,466	7,388	7,310	7,234	7,159	7,086	7,013	6,942
7	6,872	6,804	6,736	6,670	6,604	6,540	6,477	6,415	6,354	6,293
8	6,234	6,176	6,119	6,063	6,007	5,953	5,899	5,846	5,794	5,744
9	5,693	5,644	5,595	5,547	5,500	5,453	5,408	5,362	5,318	5,274
10	5,231	5,189	5,147	5,106	5,065	5,025	4,986	4,947	4,909	4,871
11	4,834	4,798	4,761	4,726	4,691	4,656	4,622	4,588	4,555	4,523
12	4,490	4,458	4,427	4,396	4,365	4,335	4,306	4,276	4,247	4,218
13	4,190	4,162	4,135	4,108	4,081	4,054	4,028	4,002	3,977	3,952
14	3,927	3,902	3,878	3,854	3,830	3,807	3,784	3,761	3,738	3,716
15	3,694	3,672	3,651	3,630	3,608	3,588	3,567	3,547	3,527	3,509
16	3,487	3,468	3,449	3,430	3,411	3,392	3,374	3,356	3,338	3,320
17	3,302	3,285	3,268	3,251	3,234	3,217	3,201	3,184	3,168	3,152
18	3,136	3,121	3,130	3,090	3,075	3,060	3,045	3,030	3,015	3,001
19	2,987	2,972	2,958	2,944	2,931	2,917	2,904	2,890	2,877	2,864
20	2,851	2,838	2,825	2,813	2,800	2,788	2,775	2,763	2,751	2,739
21	2,727	2,716	2,704	2,692	2,681	2,670	2,658	2,647	2,636	2,626
22	2,615	2,604	2,593	2,583	2,572	2,562	2,552	2,541	2,531	2,521
23	2,511	2,502	2,492	2,482	2,472	2,463	2,454	2,444	2,435	2,426
24	2,416	2,407	2,398	2,390	2,381	2,372	2,363	2,354	2,346	2,337
25	2,329	2,321	2,312	2,304	2,296	2,288	2,280	2,272	2,264	2,252
26	2,248	2,240	2,233	2,225	2,218	2,210	2,203	2,195	2,188	2,181
27	2,173	2,166	2,159	2,152	2,145	2,138	2,131	2,124	2,117	2,110
28	2,104	2,097	2,090	2,084	2,077	2,071	2,064	2,058	2,052	2,045
29	2,039	2,033	2,027	2,021	2,014	2,008	2,002	1,996	1,990	1,985
30	1,979	1,973	1,967	1,962	1,956	1,950	1,944	1,939	1,933	1,928
31	1,922	1,917	1,912	1,906	1,901	1,896	1,890	1,885	1,880	1,875
32	1,870	1,865	1,860	1,855	1,850	1,845	1,840	1,835	1,830	1,825
33	1,820	1,816	1,811	1,806	1,802	1,797	1,792	1,788	1,783	1,778
34	1,774	1,770	1,765	1,761	1,756	1,752	1,748	1,743	1,739	1,735
35	1,730	1,726	1,722	1,718	1,714	1,710	1,706	1,701	1,697	1,693
36	1,689	1,685	1,682	1,678	1,674	1,670	1,666	1,662	1,658	1,655
37	1,651	1,647	1,643	1,640	1,636	1,632	1,629	1,625	1,621	1,618
38	1,614	1,611	1,607	1,604	1,600	1,597	1,593	1,590	1,587	1,583
39	1,580	1,576	1,573	1,569	1,566	1,560	1,559	1,556	1,553	1,550
40	1,547	1,544	1,541	1,538	1,535	1,532	1,529	1,526	1,523	1,520

θ град.	Десятые доли									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
41	1,516	1,514	1,510	1,508	1,505	1,502	1,499	1,496	1,493	1,490
42	1,487	1,484	1,482	1,479	1,476	1,473	1,471	1,468	1,465	1,462
43	1,460	1,457	1,454	1,452	1,449	1,446	1,444	1,441	1,439	1,436
44	1,433	1,431	1,428	1,426	1,423	1,421	1,418	1,416	1,413	1,411
45	1,409	1,406	1,404	1,401	1,399	1,397	1,394	1,392	1,390	1,387
46	1,385	1,382	1,380	1,378	1,376	1,374	1,371	1,369	1,367	1,365
47	1,362	1,360	1,358	1,356	1,354	1,352	1,349	1,347	1,345	1,343
48	1,341	1,339	1,337	1,335	1,333	1,331	1,329	1,327	1,325	1,323
49	1,321	1,319	1,317	1,315	1,313	1,311	1,309	1,307	1,305	1,303
50	1,301	1,300	1,298	1,296	1,294	1,292	1,290	1,288	1,287	1,285
51	1,283	1,281	1,279	1,277	1,276	1,274	1,272	1,271	1,269	1,267
52	1,266	1,264	1,262	1,260	1,259	1,257	1,255	1,254	1,252	1,250
53	1,249	1,247	1,246	1,244	1,242	1,241	1,239	1,238	1,236	1,235
54	1,233	1,232	1,230	1,228	1,227	1,225	1,224	1,222	1,221	1,219
55	1,218	1,216	1,215	1,214	1,212	1,211	1,209	1,208	1,206	1,205
56	1,204	1,202	1,201	1,199	1,198	1,197	1,195	1,194	1,192	1,191
57	1,190	1,189	1,187	1,186	1,185	1,183	1,182	1,181	1,179	1,178
58	1,177	1,176	1,174	1,173	1,172	1,170	1,169	1,168	1,167	1,166
59	1,164	1,163	1,162	1,161	1,160	1,158	1,157	1,156	1,155	1,154
60	1,153	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,146	1,145	1,144	1,142
61	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	1,135	1,134	1,133	1,132
62	1,131	1,130	1,129	1,128	1,127	1,126	1,124	1,124	1,123	1,122
63	1,120	1,120	1,119	1,118	1,116	1,115	1,114	1,113	1,112	1,111
64	1,111	1,110	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104	1,104	1,103
65	1,102	1,101	1,100	1,099	1,098	1,097	1,096	1,096	1,095	1,094
66	1,093	1,092	1,091	1,091	1,090	1,089	1,088	1,087	1,086	1,086
67	1,085	1,084	1,083	1,082	1,082	1,081	1,080	1,079	1,079	1,078
68	1,077	1,076	1,076	1,075	1,074	1,074	1,073	1,072	1,071	1,071
69	1,070	1,069	1,068	1,068	1,067	1,066	1,066	1,065	1,064	1,064
70	1,063	1,062	1,062	1,061	1,060	1,060	1,059	1,058	1,058	1,057
71	1,056	1,056	1,055	1,055	1,054	1,053	1,053	1,052	1,052	1,051
72	1,050	1,050	1,049	1,049	1,048	1,047	1,047	1,046	1,046	1,045
73	1,045	1,044	1,044	1,043	1,042	1,042	1,041	1,041	1,040	1,040
74	1,039	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036	1,035	1,035
75	1,034									

Таблица 3
Озонная масса μ для различных вертикальных распределений озона

θ град.	Зима I	Зима II	Весна	Лето	Осень	По формуле (4), $h_1 = 23$ км
90	1	1	1	1	1	1
60	1,154	1,153	1,152	1,153	1,153	1,153
30	1,982	1,981	1,979	1,980	1,979	1,979
20	2,858	2,857	2,851	2,852	2,851	2,847
15	3,708	3,706	3,695	3,694	3,694	3,684
10	5,267	5,264	5,235	5,228	5,231	5,186
5	8,658	8,642	8,534	8,499	8,525	8,238
3	11,039	10,990	10,805	10,743	10,810	9,990
1	13,877	13,706	13,499	13,452	13,635	11,470

ских станциях используются стандартизированные значения μ , не зависящие от $\rho_3(h)$ и определяемые приближенной формулой

$$\mu = \left[1 - \left(\frac{R}{R+h_1} \right)^2 \cos^2 \theta \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где h_1 — средняя высота озонного слоя. Вывод формулы (4) приводится в монографии [1].

В связи со сказанным выше представляет интерес сравнить между собой значения μ , вычисленные по формуле (1) для разных $\rho_3(h)$, наблюдавшихся в атмосфере, и затем сравнить их со значениями, вычисленными по формуле (4).

Для расчета μ в зависимости от θ и $\rho_3(h)$ нами использовалось пять различных вертикальных распределений озона, характерных для Канады в разные сезоны [2] (табл. 1). Эти значения $\rho_3(h)$, как показывают наблюдения, можно считать также характерными для средних и высоких широт обоих полушарий.

Результаты расчетов озонной массы μ приводятся в табл. 2. Для удобства приводится также табл. 3, в которой дополнительно указаны значения μ , полученные по формуле (4) при $h_1=23$ км (подробные значения μ при $h_1=23$ км даны в [1]).

Из табл. 2 и 3 следует, что значения μ , полученные по формуле (1) для разных вертикальных распределений озона, сравнительно мало отличаются друг от друга. Так, в интервале высот $10^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ указанные значения μ для одних и тех же высот светила θ различаются между собой не более чем на 0,7%. При $\theta \geq 5^\circ$ эти различия не превышают 1,8%, при $\theta \geq 3^\circ$ они составляют 2,7%, при $\theta \geq 1^\circ$ равны 3,1%.

Значения μ , вычисленные по формуле (4) при $\theta \geq 10^\circ$, отличаются от соответствующих значений μ , вычисленных по формуле (1), не более чем на 1,6%. При этом значения μ , вычисленные по формуле (4), в интервале высот $20 \leq \theta \leq 1$ заметно меньше значений μ , вычисленных по формуле (1). При $\theta=5^\circ$ различия между значениями μ , вычисленными по формулам (1) и (4), достигают 4,9%, при $\theta=3^\circ$ они составляют 9,5%, при $\theta=1^\circ$ равны 17,7%.

Таким образом, при $\theta \geq 10^\circ$ в качестве значений μ можно без заметной погрешности использовать значения, полученные по формуле (4). Учитывая, что на озонметрических станциях СССР и мировой озонметрической сети общее содержание озона измеряется при $\theta > 10^\circ$, следует считать оправданным применение значений μ для расчета общего содержания озона, полученных по формуле (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеониздат, Л., 1963.
2. Meteer C. L., Godson W. L. The vertical distribution of atmospheric ozone over canadian stations from Umkher observations. Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 86, No 370, 1960.

ЗОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕРМОБАТАРЕЙ СТАНДАРТНЫХ АКТИНОМЕТРОВ

ВВЕДЕНИЕ

При изучении временной и пространственной изменчивости прямой солнечной радиации и ее статистических характеристик (корреляционных функций, энергетических спектров и т. п.) необходимо знать характеристическую функцию актинометров [1, 2]. Характеристические функции (функции виньетирования) в [1, 3] были вычислены для некоторых отечественных приборов, в том числе и для актинометров, исходя из чисто геометрических параметров. При этом предполагалось, что распределение чувствительности по приемной поверхности термобатареи равномерное.

Однако уже в [4, 5] и других работах отмечалось, что приемники реальных актинометров, пиргелиометров далеко не совершенны, и их зональные характеристики чувствительности (ЗХЧ) могут существенно исказить геометрическую характеристическую функцию. Интересно исследовать в этом отношении отечественные актинометры.

В этой работе мы приводим ЗХЧ термобатарей актинометров Савинова—Янишевского АТ-50 и АТ-50м, измеренные на стационарной установке, описанной в [6]. Указан новый (ускоренный) метод определения осредненных по площади характеристических функций актинометров с учетом реальной ЗХЧ термобатареи.

1. Теория. Определения

В обычной модели актинометра Савинова—Янишевского АТ-50 приемником радиации служит диск из тонкой серебряной фольги, склеенной шеллаком с папиросной бумагой и зачерненной со стороны падающих лучей Солнца сажой с янтарным лаком. С другой стороны к бумаге приклеены нечетные спаи звездчатой термобатареи, а четные, внешние спаи приклеены к медному кольцу, зажато-му в корпусе трубки актинометра через слой бумаги, для тепло-

отвода и электрической изоляции. В центре приемного диска батареи АТ-50 имеется отверстие диаметром 4 мм [7]. Модернизированный прибор АТ-50м подобного отверстия не имеет, а его батарея снабжена дополнительными спаями, улучшающими стабильность места нуля актинометра. Размеры коллиматорной трубки и угловые характеристики обеих моделей аналогичны.

Термоздс, развиваемая термобатареей актинометра под действием потока энергии \bar{J} , принятого в апертуре прибора, определяемой радиусами действующих входной R и выходной r диафрагм и расстоянием l между ними, равна

$$V = \int_0^{2\pi} \int_0^{\beta_2} J(\beta, \varphi) K(\beta, \varphi) d\varphi d\beta = \\ = \pi r^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\beta_2} E(\beta, \varphi) K(\beta, \varphi) F(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\varphi d\beta, \quad (1)$$

где $E(\beta, \varphi)$ — угловое распределение энергетической яркости источника (индикатриса яркости), $K(\beta, \varphi)$ — распределение чувствительности по поверхности термобатареи (ЗХЧ), β, φ — координатные углы, β_2 — предельный угол актинометра, ограничивающий зону полутени, $F(\beta, \infty)$ — геометрическая функция виньетирования (полутени) при бесконечно удаленном источнике излучения. Функция $F(\beta, \infty)$ для АТ-50 была определена в [1], наша задача — определить $K(\beta, \varphi)$ для АТ-50 и АТ-50м. Однако необходимо остановиться на некоторых особенностях вычисления геометрической $F(\beta, \infty)$ для АТ-50, имеющего батарею с отверстием.

Действие этого отверстия в центре батареи с радиусом r_0 равносильно потере доли потока энергии (при симметричном ореоле, когда $E(\varphi) = \text{const}$):

$$\bar{J}_n = 2\pi^2 r^2 \int_0^{\beta'_2} E(\beta) F_n(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta, \quad (2)$$

где β'_2 — предельный угол для отверстия с радиусом r_0 .

Редуцированный поток энергии, попадающий на действующую кольцевую зону термобатареи, будет

$$\bar{J}_x = \bar{J} - \bar{J}_n = 2\pi^2 r_*^2 \int_0^{\beta_2} E(\beta) F_x(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta, \quad (3)$$

где r_* — эффективный радиус кольцевой зоны батареи.

В (3) мы имеем дело как бы с двумя равноправными приемниками радиации с радиусами r и r_0 , причем действие их противоположно друг другу. Поэтому результирующее действие кольцевой зоны $r - r_0$ батареи АТ-50 можно оценить по разности эффектив-

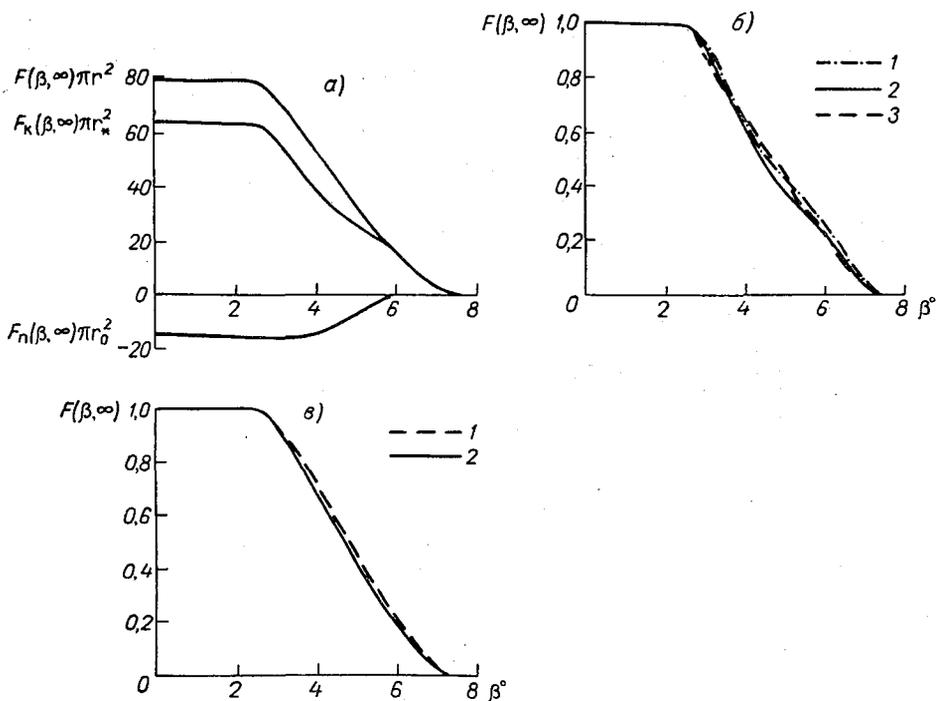


Рис. 1.

a — учет действия центрального отверстия в термобатарее актинометра АТ-50; *б* — эффективные функции виньетирования (получены) $F_K^*(\beta, \infty)$, полученные с учетом действительного распределения чувствительности $K(\beta, \varphi)$ по поверхности термобатарей АТ-50: 1 — $F_K(\beta, \infty)$, рассчитанная по формуле (5), 2 — $F_K^*(\beta, \infty)$, полученная интегрированием по формуле (10) и по $K(\beta, \varphi)$, измеренной тонким световым пучком-зондом, 3 — $F_K^*(\beta, \infty)$, полученная интегрированием с широким световым пучком; *в* — геометрическая функция $F(\beta, \infty)$ (1); эффективная функция $F^*(\beta, \infty)$ (2), полученная интегрированием по формуле (10) и по $K(\beta, \varphi)$, измеренной тонким световым зондом для АТ-50м.

ных площадей выходной диафрагмы $\pi r^2 F(\beta, \infty)$ и отверстия $\pi r_0^2 F_n(\beta, \infty)$:

$$\pi r_*^2 F_K(\beta, \infty) = \pi [r^2 F(\beta, \infty) - r_0^2 F_n(\beta, \infty)]. \quad (4)$$

А так как в области зоны прямого облучения $F(\beta, \infty) = 1$, то $r_*^2 = r^2 - r_0^2$, и при этих условиях геометрическую функцию $F_K(\beta, \infty)$, нормированную на единицу, можно рассчитать по формуле

$$F_K(\beta, \infty) = \frac{r^2 F(\beta, \infty) - r_0^2 F_n(\beta, \infty)}{r^2 - r_0^2}. \quad (5)$$

На рис. 1а приведены функции $F(\beta, \infty)\pi r^2$, $F_n(\beta, \infty)\pi r_0^2$ и $\pi(r^2 - r_0^2)F_K(\beta, \infty)$, а на рис. 1б — $F_K(\beta, \infty)$, нормированная на 1.

Видно, что $F_R(\beta, \infty)$ в обоих случаях характеризуется небольшим провалом в зоне полутени по сравнению с геометрической $F(\beta, \infty)$, рассчитываемой обычно без учета действия центрального отверстия.

2. Зональные характеристики чувствительности актинометров АТ-50

Измерение $K(\beta, \varphi)$ производилось на установке [6] со световым пятном-зондом диаметром 1 мм. Общее представление о процедуре измерений и получившихся результатах для батарей АТ-50 и АТ-50м дает рис. 2 а, б, на котором показаны $K(x, y)$, измеренные

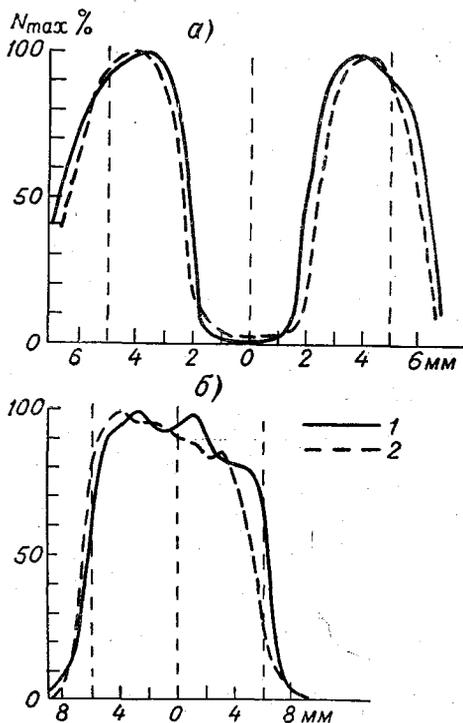


Рис. 2. Распределение чувствительности $K(x, y)$ по поверхности батарей актинометра АТ-50 (а) и термобатареи АТ-50м (б) по двум взаимно перпендикулярным сечениям.

1 — по OX , 2 — по OY .

вдоль двух взаимно перпендикулярных сечений OX и OY ($\varphi=0$, $\varphi=90^\circ$).

Неравномерность ЗХЧ не превышает 10—20%, что не хуже, чем у стандартных моделей зарубежных сетевых актинометров. Заметна несимметричность ЗХЧ, причем для АТ-50м даже несколько большая, чем для АТ-50. Это, по-видимому, связано с тем, что использовалась опытная модель АТ-50м.

Чувствительность батареи у АТ-50 повышается по радиусам r от внутреннего края действующего кольца приемной поверхности к центру этого кольца и вновь понижается к краю диафрагмы.

У АТ-50м ЗХЧ одногорбая, но имеет максимум, смещенный относительно центра.

Эти примеры показывают, что измерение ЗХЧ имеет существенное значение для контроля за качеством изготовления термобатарей, позволяет определить степень «пятнистости» приемника и быстро обнаружить скрытые дефекты изготовления батареи или дефекты, возникшие в процессе эксплуатации прибора.

Для большинства практических задач, связанных с определением режимных характеристик прямой солнечной радиации и ее изменчивости, достаточно пользоваться осредненными ЗХЧ, например

$$\bar{K}(\beta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} K(\beta, \varphi) d\varphi, \quad (6)$$

или при осреднении по всей площади приемника

$$\bar{K} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\pi r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\beta_2} K(\beta, \varphi) d\varphi d\beta. \quad (7)$$

Величина \bar{K} входит в паспорт стандартных сетевых актинометров и может быть определена с помощью контрольного прибора.

Можно ввести безразмерную нормированную ЗХЧ, осредненную по кольцевым зонам и зависящую только от β , $\bar{k}_n(\beta)$, и эффективную функцию виньетирования (полутени) $F^*(\beta, \infty)$, учитывающую действительное распределение чувствительности по поверхности термобатареи

$$\bar{k}_n(\beta) = \frac{\bar{K}(\beta)}{\bar{K}} = \frac{F^*(\beta, \infty)}{F(\beta, \infty)}. \quad (8)$$

Тогда при симметричном ореоле вместо (1) можно написать

$$V = \bar{J}\bar{K} = 2\pi^2 r^2 \bar{K} \int_0^{\beta_2} E(\beta) F^*(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta, \quad (9)$$

где

$$F^*(\beta, \infty) = \frac{\iint_{S_{\text{вид}}} K(\beta, \varphi) d\varphi d\beta}{\iint_S K(\beta, \varphi) d\varphi d\beta} = \frac{\iint_{S_{\text{вид}}} K(x, y) dx dy}{\iint_S K(x, y) dx dy}. \quad (10)$$

Здесь $S_{\text{вид}}$ — видимая площадь приемника, общая для приемника и проекции на него входной диафрагмы [1, 4], S — площадь приемника; β , φ , x и y — текущие координаты.

Очевидно также, что при равномерно ярком источнике радиации, когда $E(\beta, \varphi) = \text{const}$, получаем:

$$\bar{J} = 2\pi \cdot \pi r^2 \bar{E} \int_0^{\beta_2} F^*(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta, \quad (11)$$

или

$$\bar{J} = \pi \bar{E} S \psi, \quad (12)$$

где ψ — коэффициент диафрагмирования [1, 4] и

$$\psi = 2 \int_0^{\beta_2} F^*(\beta, \infty) \sin \beta \cos \beta d\beta. \quad (13)$$

На рис. 1б, в показаны эффективные функции виньетирования $F^*(\beta, \infty)$, нормированные на единицу и учитывающие действительную ЗХЧ термобатареи $K(\beta, \varphi)$, измеренную тонким световым пучком-зондом для АТ-50 и АТ-50м [6]. Все $F^*(\beta, \infty)$ рассчитаны по формуле (10). В качестве своеобразного «эталоны» на тех же рисунках приведены $F_{\pi}(\beta, \infty)$ (см. рис. 1б) и геометрическая функция $F(\beta, \infty)$, не учитывающие зональной чувствительности ($K(\beta, \varphi) = \text{const}$).

Формулы (8) и (10) указывают на возможность упрощения процедуры интегрирования при определении $F^*(\beta, \infty)$. Если в компараторе, описанном в [6], убрать выходную линзу, формирующую яркое пятно-зонд малого диаметра, а приемник (термобатарею) и широкий параллельный пучок света, выходящий из коллиматора осветителя, задиафрагмировать до диаметров $2r$ и $2R$ соответственно, то, перемещая приемник относительно падающего параллельного пучка, получим на выходе исследуемой батареи ЭДС, пропорциональную $F^*(\beta, \infty)$. Очевидным условием светового интегрирования является требование однородности яркости пучка по всему его поперечному сечению. Мы проводили проверку однородности свечения пучка и корректировали яркость с точностью до 0,5% с помощью фотоэлемента с малым диаметром приемной площадки. На рис. 1б приведена функция $F_h^*(\beta, \infty)$, полученная световым интегрированием (с широким пучком-зондом) для батареи АТ-50м.

3. Обсуждение

Используя $F_{\pi}(\beta, \infty)$ и $F^*(\beta, \infty)$, учитывающие действительные ЗХЧ актинометров, мы вычислили коэффициенты ψ по формуле (13). Сопоставление получившихся значений этого коэффициента с ψ , рассчитанными из чисто геометрических соотношений (по геометрической $F(\beta, \infty)$ или по точным формулам из [4, 1]), показало следующее.

Учет действия центрального отверстия в батарее АТ-50 [замена $F(\beta, \infty)$ на $F_{\pi}(\beta, \infty)$] не изменяет величину ψ , а следова-

тельно, и измеряемого интегрального потока солнечной радиации \bar{J} [см. формулу (12)] более чем на 0,5—1%, а учет действительного распределения чувствительности по поверхности термобатарей $K(\beta, \varphi)$ — более чем на 1,0—2,5%.

В современной литературе точность измерения интегрального потока прямой солнечной радиации на уровне земли оценена в 1% по [8], в 4% по [9] и в 2—3% по [10]. Авторы [11] считают не без основания оценку в 1% явно заниженной, так как одно уже только действие околосолнечной радиации может быть соизмеримо [12], а по нашим расчетам [13] достигает даже в условиях «хорошей актинометрической погоды» 2—2,5%. Поэтому наиболее достоверной оценкой точности измерения интегрального потока прямой радиации при режимных наблюдениях со стандартными сетевыми актинометрами сейчас можно считать 2—3%.

Таким образом, ни учет действия центрального отверстия в батарее АТ-50, ни учет ЗХЧ обеих моделей АТ-50 и АТ-50м не могут существенным образом изменить результат таких измерений.

Положение существенно изменяется, если стандартные актинометры используются для ореольных наблюдений [12] или для наблюдений со светофильтрами, особенно с узкополосными. Здесь возможно проявление различных дестабилизирующих факторов, сравнимых по величине с измеряемыми количествами энергии.

Это же замечание относится и к пиргелиомерам, особенно к их прецизионным моделям. Учитывать действительные ЗХЧ в этих случаях обязательно, но следует повысить точность компаратора, описанного в [6].

Для ореольных и спектральных наблюдений, особенно с узкополосными светофильтрами или с узкими кольцевыми зонами, нужно применять специальные радиометры с термобатареями повышенной чувствительности и стабильности и отказаться от сомнительной практики использования стандартных сетевых актинометров (пиргелиометров) для этих целей. Исключение могут составить разве только стандартные стеклянные шоттовские светофильтры и их отечественные аналоги, обладающие достаточно широкой полосой пропускания и оправдавшие себя в прошлые годы.

ВЫВОДЫ

1. При режимных измерениях интегрального потока прямой солнечной радиации действие центрального отверстия в батарее актинометра АТ-50 и реальной зональной характеристики чувствительности батарей АТ-50 и АТ-50м можно не учитывать.

2. Измерение зональной характеристики чувствительности $K(\beta, \varphi)$ рекомендуется применять для технологического контроля за качеством изготовления термобатарей, для оценки их «пятнистости» и для быстрого обнаружения скрытых дефектов при изготовлении батареи или при ее эксплуатации в приборе.

3. Рекомендуются с осторожностью использовать стандартные актинометры (пиргелиометры) для спектральных и ореольных наблюдений, особенно с узкополосными фильтрами и узкими кольцевыми зонами.

4. Для исследования зональных характеристик приемных устройств прецизионных пиргелиометров, конструируемых с целью повышения точности измерения интегрального потока прямой радиации до 0,5—1% (и даже до 0,1% по предложению ВМО последних лет), необходимо повысить точность компаратора, описанного в [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Голиков В. И. Угловые и геометрические характеристики актинометров, пиргелиометров и некоторых фотометров, измеряющих прямую и рассеянную околосолнечную радиацию. Труды ГГО, вып. 237, 1969.

2. Дмитриев А. А., Инджгиа Р. Г. Приближенное восстановление на конечном интервале истинных полей яркости по сглаженным. Изв. АН СССР, сер. «Физ. атм. и океана», т. 4, № 6, 1966.

3. Голиков В. И. О характеристиках ореольного фотометра В. Г. Фесенкова. Труды ГГО, вып. 223, 1968.

4. Bossy L., Pastiels R. Etude des propriétés fondamentales des actinomètres. Institut royal météorologique de Belgique. Mémoires, v. 29, Bruxelles, 1948.

5. Major G. Distribution of sensitivity of the sensor of pyrheliometers. *Időjárás*, 6, 1968.

6. Голиков В. И. Устройство для измерения зональной чувствительности термо- и фотоприемников, используемых в актинометрии. Труды ГГО, вып. 237, 1969.

7. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы. Гидрометеоздат, Л., 1957.

8. Перрен де Бришамбо Ш. Солнечное излучение и радиационный режим в атмосфере. Пер. с фр. Изд. «Мир», М., 1966.

9. Bossolasco M., Cicconi G., Dagnino J., Elena A., Florechini G. Solar constant and sunspots. *Pure and applied geophysics*, v. 62, № 3, 1965.

10. Пивоварова З. И. Изучение радиационного климата СССР по данным актинометрических измерений. Докл. Всес. конф. по использованию солн. энергии. Секция С-6. Радиационный климат и измерения. М., 1969.

11. Глаголев Ю. А., Тормоз Л. Ф. Средние и экстремальные значения плотности потока прямой солнечной радиации в атмосфере. Метеорология и гидрология, № 8, 1969.

12. Скуратовская Л. М., Янишевский Ю. Д. О влиянии околосолнечной радиации на сравнимость показаний актинометров с различными углами отверстий. Труды ГГО, вып. 184, 1966.

13. Голиков В. И. Об ореольном эффекте отечественных и зарубежных актинометров и пиргелиометров. Труды ГГО, вып. 237, 1969.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ КОНТРОЛЯ ЗА ОПТИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТЬЮ АТМОСФЕРЫ ПИ И ИЗМЕРЕНИЯХ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА ИЛИ ДРУГИХ СЕЛЕКТИВНО ПОГЛОЩАЮЩИХ ГАЗОВ

При определении общего содержания селективно поглощающих газов x (например, озона) оптическим методом двух длин волн [1—3] текущие значения x , осредняемые за некоторый интервал времени наблюдений, часто приходится ограничивать по допустимой амплитуде аэрозольного фона атмосферы. С этой целью величину x определяют или с набором перекрещивающихся парных длин волн, или с помощью спектральных коэффициентов прозрачности атмосферы вблизи полос селективного поглощения и, основываясь на некоторых априорных предположениях об оптических свойствах частиц аэрозоля, находят по этим коэффициентам «аэрозольную поправку» [2, 5].

В дополнение к этим методам, связанным со спектральными измерениями прямой солнечной радиации, рассмотрим принципиальные возможности устранения аэрозольного фона атмосферы из текущих значений x , основываясь на непосредственных измерениях рассеянной радиации неба. Для этого воспользуемся некоторыми критериями (оценками) оптической стабильности атмосферы, учитывающими изменчивость околосолнечного ореола.

Приборной реализацией такой методики ограничения атмосферных шумов в текущих значениях x может служить ореольный фотометр, измеряющий спектральную яркость околосолнечного неба в одной или нескольких кольцевых зонах [4]. В качестве примера рассмотрим макет ореольного озонметра.

1. Трудности теории озонметра, имеющего конечную спектральную и угловую селективность

Общее содержание озона определяют по наблюдениям прямой солнечной радиации на двух, близких друг к другу, длинах волн λ_1 , λ_2 , из которых одна (например, 3410 Å) приходится на полосу

поглощения, а другая лежит вне ее (3690 Å) [1—3]. Это общее содержание определяется по известной формуле Бугера

$$x = \frac{(\lg J_{0\lambda_1} - \lg J_{0\lambda_2}) - (\lg J_{\lambda_1} - \lg J_{\lambda_2})}{(\alpha_1 - \alpha_2) m_{\text{оз}}} - \frac{(\beta_1 - \beta_2) m_p + (\delta_1 - \delta_2) m_a}{(\alpha_1 - \alpha_2) m_{\text{оз}}}; \quad (1)$$

где J_{λ_1} , J_{λ_2} — спектральные потоки прямой солнечной радиации, ослабленные озоном, молекулами воздуха и аэрозолем; $J_{0\lambda_1}$, $J_{0\lambda_2}$ — заатмосферные значения интенсивностей тех же потоков; α_1 , α_2 , β_1 , β_2 — десятичные коэффициенты поглощения озона и ослабления релейской атмосферой; δ_1 , δ_2 — десятичные оптические толщи аэрозоля; $m_{\text{оз}}$, m_p , m_a — оптические массы озона, релейской атмосферы и аэрозоля; x — количество озона в сантиметрах слоя.

В первом приближении (с точностью до 1—2% при высотах Солнца $h_{\odot} \geq 30 \div 20^\circ$) полагают, что $m_{\text{оз}} \approx m_p \approx m_a \approx m$, где m — массы Бемнорада.

Формулой (1) можно пользоваться лишь в двух случаях: 1) если потоки J_{λ} монохроматические и свободны от действия околосолнечной радиации; 2) если влияние аэрозольного ослабления мало, т. е. $\delta_1 - \delta_2 = \left\{ \begin{smallmatrix} 0 \\ \text{const} \end{smallmatrix} \right.$. Однако реальный прибор, как правило, обладает конечной спектральной и угловой селективностью, поэтому поступают двояко: 1) либо заранее указывают допустимый для наблюдений диапазон высот Солнца (масс атмосферы), допустимую немонохроматичность светофильтров и допустимый апертурный угол $2z_0$, где z_0 — центральный угол, (см. [4]) (по современным оценкам $m \leq 5 \div 7$, $|\lambda_1 - \lambda_2| \approx 150 \div 300 \text{ Å}$, ширина полосы пропускания светофильтров на уровне 0,5 от максимума резонансной кривой $10-150 \text{ Å}$ и $z_0 \leq 1 \div 2^\circ$); 2) либо учитывают реальные характеристики прибора прямо при построении x -номограмм, как это сделано, например, в теории сетевого озонметра с широкополосными светофильтрами (определены $\alpha_{\text{эф}}$ для исключения эффекта Форбса, предельно сужен апертурный угол для уменьшения действия рассеянного света [2]).

Допущение $\delta_1 - \delta_2 = \left\{ \begin{smallmatrix} 0 \\ \text{const} \end{smallmatrix} \right.$ оправдывают двумя причинами: близостью λ_1 , λ_2 и тем, что на спектральном интервале 3000—4000 Å δ_{λ} меняется в зависимости от λ меньше, чем α_{λ} и β_{λ} .

Но уже в [2] было показано, что при сильных отклонениях характеристик прозрачности атмосферы от среднего локального режима величина аэрозольной поправки в текущих значениях x может стать существенной. В более поздних исследованиях [5—9] выявлено, что аэрозольная компонента атмосферы сложна и обладает чрезвычайно изменчивой пространственно-временной структурой. Особое значение имеет фактор случайности возникновения многих существенных нарушений метастабильного состояния («нормы») аэрозольного фона. Вероятность таких возмущений повышается в связи с общим увеличением мутности атмосферы в последние десятилетия, в особенности для наблюдательских пунктов

вблизи крупных промышленных центров. По этим причинам трудно, например, регламентировать начало — конец атмосферно-оптических (и озонных) наблюдений по чисто астрономическим параметрам h_0 , m . Помутнения атмосферы, при которых возникает необходимость введения аэрозольной поправки или даже теряется всякий смысл озонных измерений по прямому солнечному свету, могут возникать в любое время дня, при любых высотах Солнца. В таких ситуациях аэрозольную поправку выгодно определять непосредственно в процессе измерения x , а наблюдатель должен иметь в своем распоряжении метод и инструмент, позволяющие объективно оценивать устойчивость оптических свойств атмосферы. Весьма перспективны в этом отношении прямые измерения рассеянной радиации неба [10—15].

2. Макет ореольного озонметра. Особенности измерения общего содержания селективно поглощающего газа прибором с переменной апертурой

Макет ореольного озонметра был осуществлен на базе ореольного фотометра В. Г. Фесенкова, в котором селеновый фотоэлемент замещался фотоэлементом Ф-4, а светофильтры подбирались по характеристикам, близким к сетевому озонметру М-83: один общий фильтр УФС-2 и два сменных на λ_1 и λ_2 — ЖС-3 и СЗС-9. Угловые характеристики макета приблизительно совпали с угловыми характеристиками М-83 [4].

Величины спектральных потоков радиации, действующих в апертурах ореольного озонметра, определяются интегральными соотношениями (см. [4]), причем при существующей методике градуировки ореольного прибора по яркости стандартного белого экрана [10] индикатрису яркости в пределах апертуры обычно не учитывают: $\int E(z, \lambda) d\lambda dz = \bar{E}_\lambda$, а тогда [4]:

$$J_i^* = 2\pi^2 r^2 \bar{E}_\lambda \bar{\gamma} \int_{z_i}^{z_j} F_k(z, \infty) \sin z \cos z dz, \quad (2)$$

$$J_\lambda = \frac{J_\lambda^*}{\bar{\gamma}} = \pi \bar{E} S \psi_k = \frac{(n - n_0) a k_t \psi_k}{\bar{\gamma}}, \quad (3)$$

где i, j, k — индексы, относящиеся к соответствующим граничным углам используемых апертур; $F_k(z, \infty)$ — функция виньетирования для системы диафрагм коллиматора, затеняющего диска или кольцевой зоны; n, n_0 — отсчеты по выходному прибору фотометра; a — переводный множитель в абсолютные единицы; k_t — температурный множитель для фотоэлемента и фильтров; $\bar{\gamma}$ — осредненный редуцирующий множитель, учитывающий селективность светофильтров и приемника; ψ_k — поверхностно-угловое соотношение для соответствующей апертуры прибора [4]. При измерениях яркости ореола очень важно учесть все редуцирующие множители в (2) — (3), за исключением, может быть, a , чтобы получить

отсчеты, соответствующие прямой и околосолнечной рассеянной радиации в сопоставимых масштабах.

Нужно помнить, что величины потоков J_λ являются чисто инструментальными [7], в реальных условиях они могут оказаться не свободными от влияния кратного рассеяния, альbedo при низком Солнце и других факторов.

Ореольный озонметр по величинам потоков радиации, действующих в апертуре коллиматора J_λ и в кольцевой зоне $J_{н,к;\lambda}$, позволяет определить поток $J_{\odot\lambda}$, экранируемый центральным дисковым экраном, и, таким образом, определить по стандартным x -нограммам значения x , x_{\odot} , соответствующие наибольшей и наименьшей из используемых апертур.

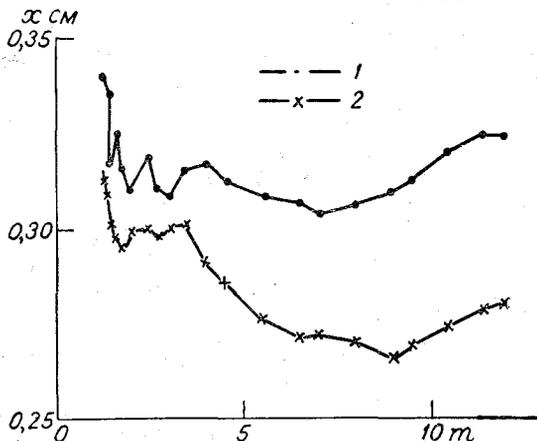


Рис. 1. Ход ультрафиолетовой прозрачности, пересчитанной в эквивалентные толщи озона, по измерениям с макетом ореольного озонметра в Воейково.

1 — x_{\odot} , 2 — x .

Совершенно очевидно, что если атмосфера оптически устойчива, а рассеянным светом можно пренебречь ($J_{н,к;\lambda} \rightarrow 0$), то $x \approx x_{\odot}$, что и наблюдается в обычных условиях. С увеличением мутности атмосферы возникает заметное рассеяние, и $|x - x_{\odot}| \neq 0$ (обычно $x_{\odot} > x$); причем при неустойчивой атмосфере $|x - x_{\odot}| \neq \text{const}$. О степени постоянства $|x - x_{\odot}|$ можно судить по серии последовательно измеренных x , x_{\odot} , приходящихся на выбранный временной интервал осреднения (день, полдень, час и т. д.), а относительную погрешность, вносимую действием околосолнечного ореола, можно оценить по отношению тех же разностей к $x_{\text{ср}} = \frac{x + x_{\odot}}{2}$ или x_{\odot} . Наиболее надежным будет отношение

$$x_{\odot} = \frac{|x - x_{\odot}|}{x_{\odot}}, \quad (4)$$

так как величины x_{\odot} определяются с наименьшей апертурой и менее подвержены суммарному действию рассеянной радиации.

На рис. 1 представлен ход ультрафиолетовой прозрачности, измеренной ореольным озонметром в Воейково при пробных испытаниях макета и пересчитанной в эквивалентные толщи озона

в сантиметрах (15 июня 1967 г.). Ход x , x_{\odot} в этот день может считаться характерным для оптически квазиустойчивых дней с ясным небом, когда изменения прозрачности в течение дня не достигали значений, при которых необходима аэрозольная поправка (если не считать больших значений m , где $\kappa_{\odot \max}$ достигает 5—10%, что еще считается допустимым при сетевых озонных измерениях [2]). Можно отметить также неустойчивость отсчетов в околополуденное время, что вызывается появлением пыли и возрастанием турбулентности.

Критерий (4), вообще говоря, является чисто инструментальной характеристикой, позволяющей при увеличении мутности атмосферы установить момент, начиная с которого одна из выбранных апертур (сначала наибольшая) становится непригодной для озонных измерений. Для более точных количественных оценок режима прозрачности атмосферы, критического в отношении введения аэрозольной поправки, необходимо в добавление к (4) определить ряд оптических характеристик атмосферы, связанных с индикатрисой рассеяния и с ее ореольной частью. К их рассмотрению и переходим.

3. Контроль за оптической стабильностью атмосферы. Особенности градуировки ореольного озонметра

С помощью ореольного фотометра, снабженного набором светофильтров, свободных от действия эффекта Форбса и с $\lambda_{\text{эф}}$, расположенными внутри и вблизи от полосы селективного поглощения, можно получить ряд характеристик, количественно определяющих степень устойчивости оптических свойств атмосферы за период осреднения текущих значений x . Среди таких характеристик имеются: относительный ореол

$$\eta_{\lambda} = \frac{J_{n, \kappa; \lambda}}{J_{\lambda}}; \quad (5)$$

эффективный коэффициент рассеяния для фиксированной кольцевой зоны неба (ореола), характеризующейся некоторым эффективным углом $z_{\text{эф}}$ [4]

$$\mu_{\lambda} = \frac{J_{n, \kappa; \lambda}}{J_{\lambda} m}; \quad (6)$$

спектральные коэффициенты прозрачности атмосферы

$$p_{\lambda}^m = \frac{J_{\odot \lambda} + J_{n, \kappa; \lambda}}{J_{0\lambda}} = \frac{J_{\lambda}}{J_{0\lambda}}; \quad p_{\odot \lambda}^m = \frac{J_{\odot \lambda}}{J_{0\lambda}}, \quad (7)$$

где

$$p_{\lambda}^m = 10^{-(\beta + \delta) m}; \quad (8)$$

спектральные коэффициенты прозрачности атмосферы, определяемые по яркости околосолнечного неба

$$p_{n, \lambda}^m = \frac{J_{n, \kappa; \lambda}}{\mu_{\lambda} J_{0\lambda} m} \quad (9)$$

и т. п.

При устойчивой атмосфере функции $\eta(m)$, $\mu(m)$ графически представляют собой прямые линии или полосы $\eta \pm \Delta\eta$, $\mu \pm \Delta\mu$, параллельные оси m , причем $\Delta\eta$ и $\Delta\mu$ можно заранее рассчитать по допустимой погрешности измерения x , по формулам и соотношениям, представленным в работах [2, 10, 11 и 15].

По спектральному ходу измеренных величин η_λ , μ_λ и ρ_λ и их допустимых вариаций $\Delta\eta$, $\Delta\mu$ и $\Delta\rho$ можно определить степень нейтральности аэрозольного ослабления относительно интересующих нас λ , т. е. решить вопрос о целесообразности введения поправки на аэрозольное ослабление в соответствующие значения x .

Так, если потребовать, чтобы относительная погрешность определения озона x не превышала 5—10%, то соответствующие вариации эффективного коэффициента рассеяния $\mu_{\lambda_1}/\mu_{\lambda_2} \leq 10 \div 15\%$.

Далее, в графической интерпретации формул (7) и (9) имеют место прямые линии $\lg J_\lambda = f_1(m)$ и $\lg \frac{J_{\text{н}, \kappa; \lambda}}{m} = f_2(m)$, по наклону которых можно определить ρ_λ и $\rho_{\text{н}, \lambda}$. В то время как бугеровские прямые (7) мало чувствительны к внезапным изменениям оптических свойств атмосферы и совсем не чувствительны к их плавным изменениям [10—13], совмещенные графики $f_1(m)$ и $f_2(m)$ позволяют количественно оценить пределы, тенденцию и знак изменения коэффициента прозрачности практически за любой интервал наблюдений (день, полдня, несколько часов и т. п.). В качестве критерия устойчивости предложено использовать отношение [11]

$$x_p = \frac{|p_\lambda - p_{\text{н}, \lambda}|}{|p_\lambda + p_{\text{н}, \lambda}|}. \quad (10)$$

При этом максимальная погрешность в определении коэффициента прозрачности вследствие монотонного изменения оптических свойств атмосферы за время наблюдений x равна $\frac{|p_\lambda - p_{\text{н}, \lambda}|}{2}$.

Действительное значение p заключено между ρ_λ и $\rho_{\text{н}}$: при $\rho_{\text{н}} < p < \rho_\lambda$ величина p растет с увеличением m , при $\rho_{\text{н}} > p > \rho_\lambda$ она убывает. Подчеркнем еще раз, что нас интересуют здесь лишь такие отклонения действительных значений p от локальной «нормы» прозрачности и такие нарушения спектрального хода этих отклонений, которые приводят к существенному увеличению аэрозольной поправки [2]. Подробности методики использования формул (7), (9) и (10) достаточно полно изложены в оригинальных работах [10—13].

Характеристики (5)—(10) полезны и при градуировках озонометров, в том числе и ореольных: при нахождении заатмосферных значений спектральных потоков радиации $J_{0\lambda}$ и заатмосферной постоянной озонометра $L_0 = \lg J_{0\lambda_1} - \lg J_{0\lambda_2}$. Обычно эти величины находят путем экстраполяции бугеровских прямых на $m=0$ [2].

В [12] было показано, что при отсутствии специальных наблю-

дений за оптической стабильностью атмосферы при измерениях в ультрафиолетовой части спектра даже в условиях ясного неба можно ожидать появления систематических занижений в дополненных и завышений в послеполуденных значениях $J_{0\lambda}$. Систематическая ошибка, оцениваемая в [12] по (5), составила от 6 до 25% (ясные дни).

Если использовать ореольный прибор и критерии (5)—(10), можно существенно сократить время, потребное для нахождения $J_{0\lambda}$, L_0 , так как сличение озонметров можно производить по текущим наблюдениям, не дожидаясь наступления «идеальных состояний» атмосферы. Если при этом отбирать только особо устойчивые дни, то можно определить заведомо универсальное значение L_0 , свободное от влияния местной «нормы» прозрачности атмосферы. Этот факт особенно важен при региональных сравнениях озонметров (или других приборов, использующих аналогичную методику измерения общего содержания селективно поглощающего вещества в атмосфере).

ЛИТЕРАТУРА

1. Прокофьева И. А. Атмосферный озон. Изд. АН СССР, М., 1961.
2. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеиздат, Л., 1963.
3. Кондратьев К. Я. Актинометрия. Гидрометеиздат, Л., 1965.
4. Голиков В. И. Об угловых характеристиках ореольного фотометра В. Г. Фесенкова. Труды ГГО, вып. 223, 1968.
5. Гушин Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. Труды ГГО, вып. 223, 1968.
6. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. Пер. с англ. Изд. «Мир», М., 1965.
7. Розенберг Г. В. Сумерки. Физматгиз, 1963.
8. Ивлев Л. С., Суриков О. М. Аэростатные измерения вертикального распределения атмосферного аэрозоля. Сб. «Проблемы физ. атмосф.», вып. 6. Изд. ЛГУ, 1968.
9. Розенберг Г. В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля. УФН, т. 95, вып. 1, 1968.
10. Пясковская-Фесенкова Е. В. Рассеяние света в земной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1957.
11. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Труды Астрофизического института АН КазССР, т. VI, 1965; т. X, 1968. Изд. «Наука» КазССР, Алма-Ата.
12. Ситник Г. Ф. О наземных абсолютных измерениях энергии в солнечном спектре. Астрон. журнал, т. 42, вып. 5, 1965.
13. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света и основные оптические параметры атмосферы. Автореф. диссертации. ЛГУ, 1967.
14. Ошерович А. Л., Суслов А. К. О селективности аэрозольного ослабления при озонметрических наблюдениях в Заилийском Алатау. Сб. «Проблемы физ. атмосф.», вып. 5. Изд. ЛГУ, 1967.
15. Ошерович А. Л., Суслов А. К. Определение содержания озона и колебаний прозрачности в Куль-Сары в мае 1966 г. Сб. «Проблемы физ. атмосферы», вып. 6. Изд. ЛГУ, 1968.

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ЮЖНОМ БАЙКАЛЕ

Данные о прозрачности атмосферы представляют существенный интерес для характеристики ее оптических свойств в том или ином пункте. Наряду с этим для самых различных областей знания (астрономии, климатологии, медицины и др.) необходимы сведения о спектральной прозрачности, о качественной и количественной оценке устойчивости оптических свойств атмосферы. Поэтому на многих совещаниях по атмосферной оптике указывалось на необходимость создания службы прозрачности атмосферы [1]. Пункт наблюдения на Байкале мог бы входить в сеть этой службы.

Первые экспериментальные данные об интегральной прозрачности атмосферы получены В. В. Буфалом [2] по материалам актинометрических наблюдений, выполненных в 1955—1959 гг. в нос. Лиственничное и на о. Ольхон. Средние годовые значения коэффициентов прозрачности в этих пунктах равны соответственно 0,773 и 0,784, т. е. они больше, чем в других районах, расположенных на той же широте.

В данной работе приводятся результаты измерений спектральной прозрачности атмосферы над Южным Байкалом, полученные с помощью ореольных фотометров конструкции Фесенкова с тремя фильтрами. Фотометры были изготовлены в ГГО для определения прозрачности атмосферы на сети станций. Исследования фотоэлементов и фильтров проведены в лаборатории Астрофизического института АН КазССР.

В ореольных фотометрах использовались селеновые фотоэлементы. Эффективные длины волн для системы фотоэлемент — фильтр составляли 445, 546 и 636 нм. Определения прозрачности выполнены в двух пунктах в районе Лиственки и охватывают период с 13 января по 26 мая 1968 г. Один из фотометров находился на высоте 210 м над уровнем Байкала ($H=660$ м), другой — на льду озера, в 10 км от берега. Наблюдения производились в тех случаях, когда можно было измерять околосолнечный ореол и когда количество общей облачности не превышало 3 баллов (по

горизонту). Обработаны все без исключения результаты наблюдений.

Данные обработки приведены в табл. 1. В графе 3 табл. 1 даны пределы атмосферных масс в направлении на Солнце (для синего фильтра), по которым определялись величины P_λ по Бугеру. Как известно, для определения коэффициента прозрачности атмосферы пользуются формулой Бугера, которая при измерениях на ореольном фотометре имеет следующий логарифмический вид:

$$\lg F_{m,\lambda} = \lg F_{0,\lambda} + m_\odot \lg P_\lambda, \quad (1)$$

где $F_{0,\lambda}$ — световой поток от Солнца вне атмосферы для длины волны λ , $F_{m,\lambda}$ — тот же поток в направлении на Солнце при атмосферной массе m_\odot .

Так как величина $F_{0,\lambda}$ в общем неизвестна, то P_λ определялось графически [3]. По оси абсцисс откладывались атмосферные массы в направлении на Солнце, по оси ординат — соответствующие значения $\lg F_{m,\lambda}$. По получившимся точкам проводилась бугеровская прямая, тангенс угла наклона которой равен $\lg P_\lambda$, а в пересечении с осью ординат она дает значение $\lg F_{0,\lambda}$. При такой методике определения P_λ разброс точек на бугеровском графике будет обусловлен ошибками наблюдений и изменениями прозрачности атмосферы, а ошибки P_λ будут зависеть от величины неустойчивости прозрачности атмосферы. Из всех наблюдений нами были найдены значения $\lg F_{0,\lambda}$. Но при измерениях порой отмечалась значительная неустойчивость оптических свойств атмосферы, поэтому эти значения не приводятся.

Бугеровские коэффициенты прозрачности, приведенные в графах 4—6 табл. 1, вообще говоря, имеют различный вес, если в качестве этого веса принимать продолжительность наблюдений (промежуток m). От этого несоответствия можно избавиться, воспользовавшись другими методами определения P_λ — по максимуму околосолнечного ореола и по измерениям рассеянной радиации, которые мы и использовали. Ниже будет показано, что, применяя их одновременно с методом Бугера, можно определить истинные значения P_λ .

Для сравнения наших результатов с данными [2] были выведены средние месячные величины P_λ (разумеется, ориентировочные). Ход этих величин по месяцам имеет такой же характер, как и для интегрального потока, осредненного за 4 года наблюдений. Исключением является февраль, в котором средние P_λ занижены за счет наблюдений 9 февраля (день с очень низкой прозрачностью). В этот день отмечалась плотная дымка над пунктом наблюдений.

Приведенные в табл. 1 величины P_λ позволяют достаточно полно охарактеризовать прозрачность над Байкалом. Дополнительно на рис. 1 мы показываем распределение значений P_λ по их величине; по горизонтальной оси отложены интервалы значений P_λ , а по вертикальной — их повторяемость в процентах от общего числа наблюдений (серий). Максимумы кривых относятся

Спектральная прозрачность и фактор неустойчивости для пункта Листвянка-1 (1968 г.)

Дата	Время наблюдений	m	По Бугеру P_{λ}			По максимуму ореола (Пясковская-Фесенкова) P_{λ}			По яркости ореола (Лившиц) P_{λ}			Фактор неустойчивости $\chi = \frac{P_6 - P_H}{P_6 + P_H} \cdot 100\%$		
			636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм
13/1	п. п.	1-13	0,900	0,848	0,823	0,883	0,865	—	0,878	0,820	0,758	+1,2	+1,7	+4,1
14/1	п. п.	4-13	0,828	0,861	0,820	—	0,793	—	0,808	0,843	0,748	+1,2	+1,1	+4,6
17/1	п. п.	3-10	0,837	0,775	0,752	0,860	0,766	0,766	0,852	0,780	0,690	+0,9	-0,3	+4,3
19/1	д. п.	3-7	0,855	0,802	0,711	0,876	0,848	0,792	0,858	0,757	0,675	-0,2	+1,6	+2,6
20/1	п. п.	3-12	0,867	0,812	0,768	0,867	—	—	0,835	0,805	0,748	+1,9	-0,2	+0,5
21/1	д. п.	3-13	0,816	0,748	0,720	0,821	0,808	0,800	0,835	0,787	0,730	+1,9	+1,6	+2,6
25/1	п. п.	3-6	0,812	0,752	0,740	0,808	0,733	—	0,854	0,772	0,737	-1,2	-1,6	+1,2
Среднее			0,845	0,798	0,761	—	—	—	0,846	0,779	0,715	$\pm 1,5$	$\pm 2,5$	$\pm 4,4$
9/11	д. п.	3-4,5	0,776	0,732	0,670	0,783	—	—	0,784	0,661	0,632	-0,5	+5,1	+2,8
19/11	п. п.	3-6	0,776	0,724	0,631	0,805	0,747	—	0,794	0,722	0,638	-1,1	+0,1	-0,6
20/11	п. п.	2-10	0,861	0,809	0,769	0,838	0,784	—	0,794	0,765	0,660	+4,0	+2,8	+7,6
20/11	д. п.	3-10	0,861	0,812	0,761	0,813	0,788	—	0,820	0,788	0,695	+2,4	+1,5	+4,5
24/11	д. п.	2-12	0,880	0,797	0,717	—	—	—	0,607	0,560	0,510	+18,4	+17,5	+16,9
27/11	п. п.	2,5-8	0,848	0,816	0,752	—	0,770	—	0,692	0,654	0,613	+10,1	+11,0	+10,2
29/11	п. п.	2,5-12	0,847	0,794	0,746	0,837	—	—	0,831	0,782	0,673	+1,0	+0,8	+5,1
Среднее			0,836	0,783	0,721	—	—	—	0,760	0,704	0,632	$\pm 8,9$	$\pm 8,6$	$\pm 8,5$
4/111	д. п.	2,5-5	0,790	0,715	0,692	0,780	0,758	—	0,800	0,730	0,630	-0,6	-1,0	+4,8
6/111	п. п.	4-10	0,850	0,787	0,700	—	—	—	0,782	0,737	0,525	+4,2	+3,3	+14,3
7/111	д. п.	2-5	0,805	0,752	0,688	0,760	0,728	—	0,718	0,655	0,593	+5,7	+6,9	+7,4
21/111	п. п.	2-9,5	0,886	0,843	0,795	0,868	0,875	0,788	0,835	0,805	0,740	+3,0	+2,3	+3,6
21/111	п. п.	2-9	0,843	0,790	0,745	0,820	0,770	—	0,820	0,778	0,673	+1,4	+0,8	+5,1
22/111	д. п.	1,5-8	0,847	0,783	0,727	0,858	0,816	0,654	0,816	0,773	0,654	+1,9	+0,6	+5,3
22/111	п. п.	1,5-18	0,870	0,825	0,788	0,873	0,843	0,805	0,854	0,823	0,765	+0,9	+0,1	+1,5
26/111	п. п.	1,5-12	0,868	0,833	0,784	0,855	0,808	0,732	0,851	0,811	0,740	+1,0	+1,3	+2,9

Дата	Время наблюдений	m	По Бугеру P_λ			По максимуму ореола (Пясковская-Фесенкова) P_λ			По яркости ореола (Лившиц) P_λ			Фактор неустойчивости $\chi = \frac{P_6 - P_n}{P_6 + P_n} \%$		
			636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм	636 нм	546 нм	445 нм
30/III	п. п.	5,5-18	0,880	0,825	0,807	—	—	—	0,849	0,816	0,764	+1,8	+0,6	+2,7
Среднее			0,849	0,795	0,747	—	—	—	0,814	0,770	0,676	$\pm 2,8$	$\pm 2,7$	$\pm 6,7$
4/IV	п. п.	2,5-5,5	0,847	0,785	0,735	—	—	—	0,870	0,812	0,719	-1,3	-1,7	+1,1
5/IV	д. п.	2,5-8	0,865	0,809	0,758	0,816	0,795	0,690	0,820	0,783	0,678	+2,7	+1,6	+5,6
11/IV	п. п.	1,5-4	0,781	0,744	0,657	0,755	—	—	0,718	0,675	0,575	+4,2	+4,9	+6,6
14/IV	п. п.	1,5-7,5	0,862	0,807	0,745	0,783	0,700	—	0,754	0,688	0,568	+6,7	+8,0	+13,5
15/IV	д. п.	1,5-4	0,824	0,748	0,692	0,760	0,751	0,606	0,748	0,707	0,630	+4,8	+2,8	+4,8
	п. п.	1,5-18	0,870	0,809	0,771	—	0,745	0,622	0,823	0,778	0,698	+2,0	+2,0	+5,0
	д. п.	1,5-4	0,827	0,773	0,716	0,780	0,768	0,606	0,827	0,758	0,652	+2,0	+1,0	+4,7
16/IV	п. п.	1,5-13	0,859	0,804	0,762	0,834	0,764	—	0,827	0,785	0,695	+1,9	+1,2	+4,6
17/IV	д. п.	1,5-12	0,851	0,791	0,736	0,783	0,783	—	0,790	0,744	0,648	+3,7	+3,1	+6,4
19/IV	п. п.	1,5-14	0,841	0,777	0,734	0,783	0,768	—	0,805	0,758	0,783	+2,2	+1,2	+3,6
22/IV	д. п.	1,5-3,5	0,782	0,718	0,635	—	—	—	0,878	0,878	0,724	-5,8	-10,0	-6,6
24/IV	п. п.	1,5-12	0,771	0,703	0,680	0,810	0,610	0,512	0,758	0,685	0,622	+0,8	+1,3	+4,5
29/IV	п. п.	1,5-16,5	0,878	0,828	0,776	0,805	0,792	0,645	0,794	0,758	0,687	+5,0	+4,4	+6,1
	д. п.	1-5,5	0,858	0,806	0,737	0,812	0,809	0,606	0,776	0,747	0,655	+5,0	+3,8	+5,9
30/IV	п. п.	1,5-7	0,870	0,825	0,758	0,833	0,780	0,700	0,812	0,768	0,692	+3,4	+3,6	+4,6
Среднее			0,839	0,788	0,726	0,897	0,783	0,635	0,799	0,755	0,662	$\pm 3,8$	$\pm 4,2$	$\pm 6,1$
7/V	п. п.	1,5-10	0,877	0,823	0,755	0,897	0,783	0,635	0,862	0,802	0,713	+0,9	+1,3	+2,9
18/V	д. п.	1,5-4	0,807	0,740	0,668	—	—	0,734	0,893	0,855	0,718	-5,0	-7,2	-3,6
26/V	д. п.	1-6	0,851	0,793	0,724	0,830	0,735	0,655	0,785	0,737	0,635	+4,0	+3,7	+6,5
Среднее			0,845	0,785	0,716	0,845	0,785	0,655	0,847	0,798	0,689	$\pm 3,7$	$\pm 4,7$	$\pm 4,6$
Среднее за весь период			0,842	0,790	0,736	0,842	0,790	0,736	0,807	0,757	0,671	$\pm 4,7$	$\pm 4,8$	$\pm 6,3$

Примечания. 1. Истинные коэффициенты прозрачности атмосферы: $P_K = 0,824 \pm 0,018$, $P_3 = 0,774 \pm 0,016$, $P_C = 0,704 \pm 0,032$.

2. Здесь и в остальных таблицах этой статьи д. п. — дополненные наблюдения, п. п. — последовательные наблюдения.

к следующим величинам P_λ : для синего фильтра — 0,750, для зеленого — 0,800, для красного — 0,850. Отметим предельные значения коэффициентов прозрачности за период наблюдений: красный фильтр — 0,900 и 0,771, зеленый — 0,861 и 0,703, синий — 0,823 и 0,631. Эти данные подтверждают выводы В. В. Буфала [2] о том, что для Байкала характерна достаточно большая прозрачность атмосферы, причем во всех участках спектра.

Характеристика оптических свойств атмосферы над Байкалом дается нами по бугеровским величинам P_λ . В то же время известно, что метод Бугера не дает действительной картины, так как истинные значения коэффициентов прозрачности могут быть получены

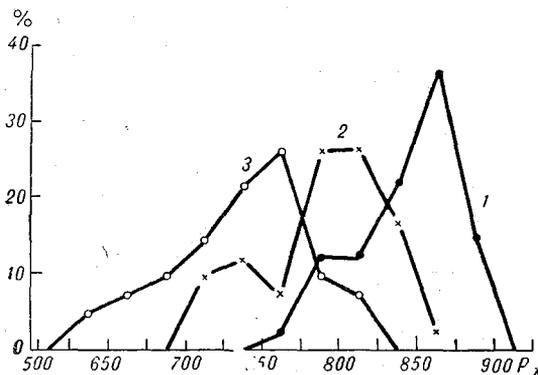


Рис. 1. Повторяемость различных значений P_λ (по Бугеру) в пос. Листвянка-1.

1 — красный фильтр, 2 — зеленый, 3 — синий.

только при неизменности оптических свойств атмосферы за все время наблюдений, на что, в частности, указывается в работах [3, 4, 5].

В условиях неустойчивости прозрачности атмосферы для нахождения истинных величин P_λ нами использовались указанные выше два других метода определения P_λ . Сами по себе эти методы, как известно [3, 5], не дают достоверных коэффициентов прозрачности в условиях неустойчивости оптических свойств атмосферы, но эта неустойчивость будет оказывать на них влияние, противоположное по знаку влиянию на метод Бугера. Так, если P_0 получится завышенным, то коэффициент прозрачности по двум другим методам будет заниженным, и наоборот. При совместном использовании эти методы дают истинные (или по крайней мере близкие к ним) величины P_λ , если даже атмосфера в оптическом отношении была неустойчива.

В графах 7—9 табл. 1 приведены коэффициенты прозрачности, определенные по методу максимума ореола (метод Пясковской-Фесенковой), в котором величины P_λ находятся по формуле

$$\ln P_\lambda = - \frac{1}{m_{\max, \lambda}}, \quad (2)$$

где m_{\max} — значение атмосферной массы в направлении на Солнце в момент максимума околосолнечного ореола.

Величины P_λ , полученные по измерениям яркости ореола (метод Лившица) при разных m_\odot , приводятся в графах 10—12 табл. 1. Коэффициенты прозрачности здесь определялись графически, подобно методу Бугера, и были численно равны угловому коэффициенту прямой. Уравнение этой прямой

$$\lg \frac{F_n}{m_\odot} = m_\odot \lg P_\lambda + C. \quad (3)$$

В этой формуле F_n — световой поток от околосолнечного ореола при данной атмосферной массе m_\odot , C — постоянная (не зависящая от m_\odot).

Рассмотрим результаты определений P_λ двумя последними методами.

Процент использования метода максимума ореола составляет для красного фильтра 76, для зеленого — 72, для синего — 43, т. е. в среднем метод можно было использовать примерно в $\frac{2}{3}$ случаев от общего количества наблюдений. Такие же данные о применимости метода приводит и Н. Ф. Тягун [6].

Отметим, что в 25% дней при наших наблюдениях отмечались фиктивные максимумы ореола. В большинстве случаев они возникают в близполуденные часы и явно заметны. В такие дни P_λ определялось по этому методу, хотя яркость ореола при действительном максимуме была меньше, чем при фиктивном.

Метод определения P_λ Лившица по измерениям яркости ореола в различных точках альмукантарата Солнца оказался достаточно пригодным и дающим хорошие результаты при оптической устойчивости атмосферы. В неустойчивые дни его выгодно использовать совместно с методом Бугера. Высказанные Лившицем соображения относительно границ применимости метода [5] полностью подтвердились.

В качестве примера использования различных методов определения P_λ рассмотрим результаты измерений 30 апреля 1969 г. после полудня, представленные на рис. 2. В этот день возможно было применение всех трех методов нахождения P_λ . Изменение оптических свойств атмосферы, что следует из графиков (рис. 2 *д*), происходило монотонно, без резких колебаний оптической устойчивости, вследствие чего методы максимума ореола и измерений яркости ореола дали близкие значения P_λ . Расхождения в значениях коэффициентов прозрачности для красного фильтра составляют 2,6%, для зеленого — 1,6%, для синего — 1,1%. В то же время эти значения P_λ намного отличаются от величин P_λ , определенных по методу Бугера (расхождения составляют соответственно 6,9; 7,1 и 9,2%), что вызвано общей значительной оптической неустойчивостью. Заметим, что в красной и зеленой областях спектра величина неустойчивости одинакова, в синей она больше. Это же подтверждается ходом величины $\mu = \frac{F_n}{F_\odot m_\odot}$ и говорит об изменении спектра аэрозолей.

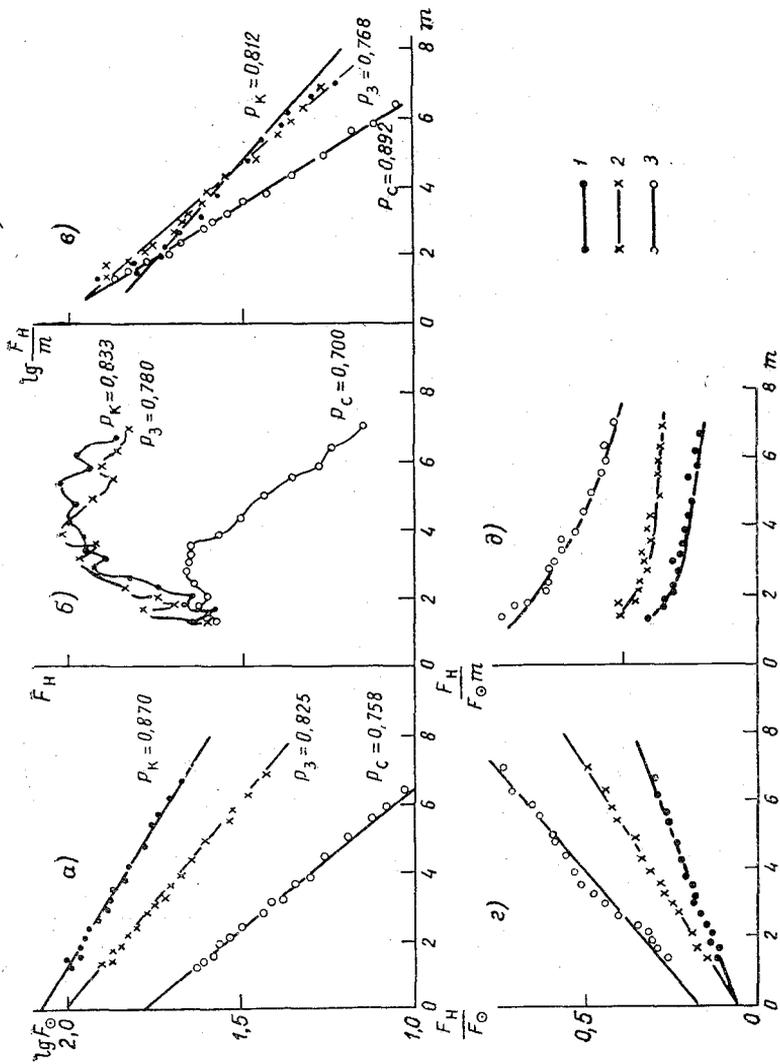


Рис. 2. Характеристики спектральной прозрачности атмосферы и устойчивости ее оптических свойств за 30 апреля 1969 г. после полудня.

$a - P_\lambda$ по Бугеру, $b - P_\lambda$ по тах орсела, $v - P_\lambda$ по яркости орсела, $g -$ зависимость $\frac{F_H}{F_0}$ от m , $d -$ зависимость μ от m_{\odot} . 1 - красный фильтр, 2 - зеленый, 3 - синий.

Выше указывалось, что расхождение величин P_λ , определенных разными методами, обусловливается изменением оптических свойств атмосферы. Однако, хотя и редко, могут быть и такие случаи, когда расхождение P_λ незначительное, но наблюдается оптическая неустойчивость атмосферы. Это может быть тогда, когда изменение прозрачности происходит сначала в одну сторону, а затем в другую. Такими днями при наших наблюдениях явились 19 и 22 февраля после полудня.

В большинстве же случаев прозрачность в полдень хуже, чем утром и вечером, поэтому все среднемесячные величины P_λ , определенные по методу Лившица, меньше бугеровских. Из табл. 1 видно, что разность между величинами P_λ , определенными этими двумя методами, может быть значительной при оптической неустойчивости атмосферы. Так, в феврале 1968 г. разность между среднемесячными значениями P_λ достигает в синем фильтре 13%, т. е. ошибки как бугеровских, так и определенных по методу Лившица коэффициентов прозрачности в среднем равны половине этой величины.

Изучение оптической неустойчивости атмосферы в том или ином пункте представляет чрезвычайно большой интерес и имеет практическое значение прежде всего в астрономии и метеорологии. До последнего времени эту неустойчивость характеризовали лишь качественно, используя довольно чувствительный критерий, предложенный Фесенковым и дополненный и уточненный Пясковской-Фесенковой. Г. Ш. Лившиц [5] предложил применять критерий, позволяющий охарактеризовать количественно устойчивость оптических свойств атмосферы, которая выражается величиной

$$\kappa = \frac{|P_6 - P_n|}{P_6 + P_n}, \quad (4)$$

где P_6 — бугеровский коэффициент прозрачности, а P_n — определенный из наблюдений яркости ореола. Величина κ , названная фактором неустойчивости, характеризует максимальную относительную ошибку в определении P_λ тем и другим способом и ее значение зависит от величины изменения прозрачности. Чем больше оптическая неустойчивость атмосферы, тем больше величина κ . Если $\kappa = 0$, то это должно означать идеальную устойчивость.

За исключением тех редких случаев, когда в течение серии наблюдений отмечалось изменение прозрачности с разным знаком, фактор неустойчивости можно считать достаточно надежной количественной характеристикой, совершенно необходимой при исследовании устойчивости оптических свойств атмосферы. Схему этого исследования можно представить следующим образом. Используя критерий Фесенкова, по ходу прямой относительного ореола устанавливаем, в какую сторону происходило изменение прозрачности за период наблюдений. Затем по графикам зависимости величины μ от m_\odot [3] определяем момент, когда именно нарушилась устойчивость прозрачности атмосферы. Наконец, находим величину фактора неустойчивости Лившица по формуле (4), что даст количест-

венную характеристику изменения оптических свойств атмосферы. Пользуясь таким анализом результатов наблюдений, можно установить, пригодны ли они для решения тех или иных задач.

Заметим, что не всегда необходимо строить все указанные выше графики, связанные с исследованием устойчивости, так как некоторые характеристики взаимообусловлены. Но полное исследование устойчивости оптических свойств атмосферы возможно только при совместном определении качественных и количественных характеристик. Зная последние, можно найти значения истинных коэффициентов прозрачности P

$$P \pm \Delta P = \frac{P_n + P_b}{2} \pm \left| \frac{P_n - P_b}{2} \right|, \quad (5)$$

где $\frac{P_n - P_b}{2}$ будет максимальной ошибкой в определении P .

Для характеристики оптической устойчивости атмосферы и определения истинных коэффициентов прозрачности в п. Листвянка-1 нами были вычислены величины факторов неустойчивости для всех серий наблюдений и для всех фильтров. Полученные результаты помещены в табл. 1. Величины κ здесь, в отличие от полученных из формулы (4), имеют следующие знаки:

знак $+$, когда $P_b > P > P_n$ (если P растет с увеличением или убывает с уменьшением m_{\odot});

знак $-$, когда $P_b < P < P_n$ (если P убывает с увеличением или растет с уменьшением m_{\odot}).

Таким образом, значения κ в табл. 1 характеризуют не только величину оптической неустойчивости атмосферы, но и направление изменения прозрачности. Из приведенных данных можно заметить следующее. Во-первых, при наших наблюдениях отмечались разные по знаку значения фактора неустойчивости, но в основном они положительные (83%). Больше всего отрицательных значений κ было в зимний период. В этот же период отмечено несколько случаев идеальной устойчивости оптических свойств (κ близко к 0). Во-вторых, оптическая устойчивость зависит от длины волны. Различия между величинами κ для красного и зеленого фильтров в большинстве случаев невелики, хотя для последнего средние значения все же больше. Для синего фильтра величина фактора неустойчивости почти всегда больше, чем для предыдущих двух. В-третьих, в зимний период атмосфера в пункте наблюдений в оптическом отношении более устойчива, чем в весенний период, что видно по ходу

средних квадратичных значений $\kappa_{\text{ср}}$ по месяцам $\left(\kappa_{\text{ср}} = \pm \sqrt{\frac{[\kappa^2]}{n}} \right)$.

Из табл. 1 видно, что в феврале значение $\kappa_{\text{ср}}$ очень велико, но это объясняется аномальной оптической неустойчивостью в конце февраля.

На рис. 3 приведены статистические данные об устойчивости оптических свойств атмосферы для разных длин волн. Повторяемость

N различных значений κ дана в том виде, в каком это приводится у Г. Ш. Лившица [5], что сделано для удобства сопоставления материалов наблюдений. По оси абсцисс отрезки отложены также через интервалы в 1% κ . Наши данные показывают, что для λ_0 , равных 636 и 546 нм, большинство величин κ (80%) находится в пределах $-2 < \kappa\% < +5$, причем максимальная повторяемость, как и в работе [5], приходится на $\kappa = +2\%$. Серии наблюдений, при которых значение κ больше 10%, у нас также встречались редко (2 случая).

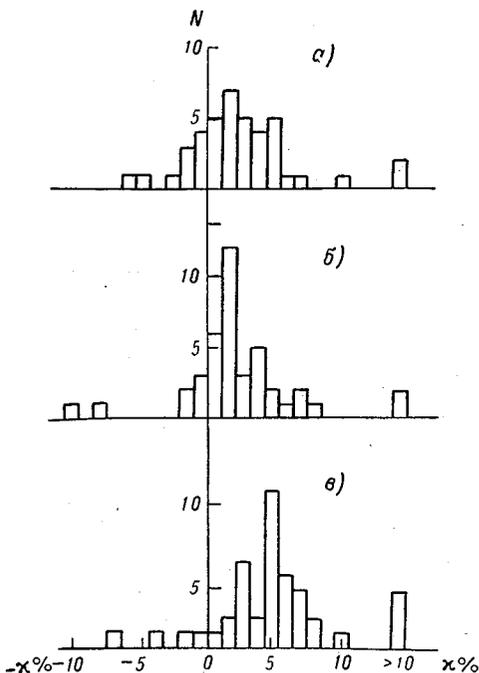


Рис. 3. Статистические данные об устойчивости оптических свойств атмосферы.

a — красный фильтр, *b* — зеленый, *v* — синий.

Иначе обстоит дело для синего фильтра с $\lambda_0 = 445$ нм. Здесь максимум повторяемости приходится на $\kappa = +5\%$, и отмечено 4 случая, когда фактор $\kappa > 10\%$.

Таким образом, для синей области спектра в районе п. Листвянка-1 атмосфера более нестабильна в оптическом отношении, чем для красной и зеленой частей спектра. Это видно и по средним квадратичным значениям фактора неустойчивости, выведенным для всего срока наблюдений: для красного и зеленого фильтров величины κ почти равны $\pm 4,7\%$ и $\pm 4,8\%$, а для синего они гораздо больше ($\pm 6,3\%$). Следовательно, для Байкала характерна значительная оптическая неустойчивость атмосферы в видимом участке спектра. Но все же необходимо учитывать, что найденные пределы изменения прозрачности, т. е. величины фактора κ , являются максимальными потому, что в обработку были взяты все без исключе-

ния серии измерений. Если же исключить редко встречающиеся случаи, то, например, для красного фильтра, для которого 80% величин κ находятся в пределах $-2 < \kappa\% < +5$, среднее квадратичное значение фактора неустойчивости будет равно $\pm 2,6\%$. Эта величина характеризует уже нормальные оптические свойства атмосферы над Южным Байкалом, т. е. такие, которые позволяют выполнять исследования, связанные с необходимостью оптической устойчивости атмосферы.

За весь период наших наблюдений средние значения истинных коэффициентов прозрачности и их средние квадратичные ошибки равны:

$$\lambda_0 = 636 \text{ нм}, \quad P = 0,824 \pm 0,018,$$

$$\lambda_0 = 546 \text{ нм}, \quad P = 0,774 \pm 0,016,$$

$$\lambda_0 = 445 \text{ нм}, \quad P = 0,704 \pm 0,032.$$

Величины ошибок при этом как раз близки к тем средним квадратичным значениям фактора неустойчивости, которые получаются при исключении редко встречающихся значений κ .

При сравнении прозрачности атмосферы над Байкалом с прозрачностью в других районах СССР (выполненном В. В. Буфалом) оказалось, что над Байкалом прозрачность выше. Для подтверждения этого вывода мы сравнивали коэффициенты прозрачности для п. Листвянка-1 и для п. Монды (Бурятской АССР). Первый характеризует прозрачность атмосферы над Южным Байкалом, второй — в Прибайкалье. В Мондах наблюдения выполнены Н. Ф. Тягун с ореольным фотометром, у которого эффективные длины волн системы фотозлемент—фильтр соответствуют нашим. Для сравнения отобраны все дни одновременных наблюдений, в том числе и те, в которых не совпадают лишь серии измерений. Между соответствующими коэффициентами прозрачности P_λ находились разности, которых за данный период наблюдений оказалось 13. Все результаты помещены в табл. 2.

Разумеется, в п. Монды, расположенном на высоте 2008 м над уровнем моря, в горах, прозрачность атмосферы должна быть выше, чем в п. Листвянка-1, расположенном на высоте 660 м над уровнем моря. Но, как видно из табл. 2, разность величин P_λ в большинстве случаев незначительная, а в отдельные дни она даже отрицательная. Средние же значения коэффициентов прозрачности в Мондах больше, чем в Листвянке-1, для красного фильтра на 4,0%, для зеленого — на 2,8%, для синего — на 2,4%.

Для абсолютного сравнения прозрачности в пунктах Монды и Листвянка-1 мы воспользовались зависимостью оптической толщи атмосферы от высоты места наблюдений [7], которая получена по измерениям в зеленой области спектра. Интерполируя зависимость на высоты 660 и 2008 м и имея $P = e^{-\tau}$, мы нашли, что

Таблица 2

Сопоставление коэффициентов прозрачности атмосферы в пунктах Монды и Листвянка-1 (1968 г.) (метод Бугера)

Дата	λ ₀ = 636 нм красный фильтр		λ ₀ = 546 нм зеленый фильтр		λ ₀ = 445 нм синий фильтр		
	Листвянка	Монды	Листвянка	Монды	Листвянка	Монды	
	ΔP _λ		ΔP _λ		ΔP _λ		
13/I		0,915	0,848	0,847	0,823	0,810	-0,013
14/I	д. п. п.	0,900	0,861	0,860	0,820	0,813	-0,007
21/I	д. п. п.	0,816	0,748	0,840	0,720	0,780	0,060
29/II	д. п. п.	0,847	0,794	0,863	0,746	0,825	0,079
7/III	д. п. п.	0,886	0,875	0,850	0,807	0,795	-0,012
11/IV	д. п. п.	0,890	0,744	0,785	0,657	0,750	0,093
14/IV	д. п. п.	0,862	0,807	0,826	0,745	0,755	0,010
15/IV	д. п. п.	0,824	0,748	0,810	0,692	0,716	0,024
16/IV	д. п. п.	0,827	0,809	0,755	0,771	0,725	-0,046
17/IV	д. п. п.	0,859	0,773	0,825	0,716	0,765	0,049
	д. п. п.	0,851	0,804	0,830	0,762	0,752	-0,010
26/V	д. п. п.	0,851	0,791	0,778	0,751	0,728	-0,023
Среднее	д. п. п.	0,882	0,800	0,820	0,724	0,757	0,033
	д. п. п.	±0,032	±0,042	±0,033	±0,049	±0,036	0,018

разность между средними значениями P для зеленого фильтра должна быть не 2,8%, а 6,5%. Полученные расхождения между величинами $\Delta P = P_{\text{Монды}} - P_{\text{Листвянка-1}}$ можно объяснить большей прозрачностью над Южным Байкалом (почти на 4,0% по сравнению с Прибайкальским районом).

Разумеется, эти данные носят лишь ориентировочный характер, так как получены по малочисленным наблюдениям, охватывающим только зимний и весенний периоды одного года.

Как указывалось выше, кроме п. Листвянка-1, наблюдения велись и на льду озера Байкал. Разность высот этих станций составляла 210 м. К сожалению, частая дымка над Байкалом от Ангары и сильные ветры не всегда позволяли вести измерения. Из всех наблюдений выбраны только 3 дня одновременных определений коэффициента прозрачности P_λ . Результаты приведены в табл. 3. Из таб-

Таблица 3

Сравнение спектральной прозрачности атмосферы на южном Байкале (1968 г.)
(Листвянка-1, Листвянка, лед)

Дата	Время наблюдений	$\lambda_0 = 636$ нм красный фильтр			$\lambda_0 = 546$ нм зеленый фильтр			$\lambda_0 = 445$ нм синий фильтр		
		пункт 1	лед	ΔP_λ	пункт 1	лед	ΔP_λ	пункт 1	лед	ΔP_λ
27/II	п. п.	0,848	0,864	+0,016	0,816	0,853	+0,037	0,752	0,844	+0,092
4/III	п. п.	0,850	0,879	+0,029	0,787	0,851	+1,064	0,700	0,841	+0,141
7/III	п. п.	0,886	0,905	+0,019	0,843	0,878	+0,035	0,795	0,834	+0,039
Среднее		0,861	0,883	+0,022	0,815	0,860	+0,045	0,737	0,839	+0,102

лицы видно, что значения P_λ для первого пункта меньше во всех трех сериях. Особенно велика разность для синего фильтра. Это можно объяснить тем, что синий фильтр ($\lambda_0 = 445$ нм) наиболее чувствителен к различным изменениям в атмосфере (появлению взвешенных аэрозольных частиц). В дни, которые приведены в таблице, наблюдался северо-западный ветер. Это, по-видимому, и вызвало пониженную прозрачность атмосферы в п. Листвянка-1, так как частицы дыма из порта Байкал и от судоверфи, расположенных достаточно близко, проникали гораздо больше на этот пункт. Безусловно, на коэффициент прозрачности атмосферы большое влияние оказывали синоптические условия, от которых зависит оптическая устойчивость атмосферы. Но этот вопрос требует специального рассмотрения. В дальнейшем при накоплении большего количества данных по другим районам Байкала авторы попытаются дать анализ этому влиянию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кучеров Н. И. Исследование атмосферной прозрачности и солнечного свечения. Вестн. АН СССР, № 9, 1964.

2. Буфал В. В. Некоторые данные по прозрачности атмосферы на Байкале. Сб. «Элементы гидрометеорологического режима озера Байкал». Труды Лимнологического ин-та, т. V (XXV), 1964.

3. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1957.

4. Никитинская Н. И. О применимости метода Бугера — Ламберта для определения спектральной прозрачности толщи атмосферы. Актиметрия и атмосферная оптика. Гидрометеоиздат, Л., 1961.

5. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Труды Астрофизического ин-та АН КазССР, т. VI, 1965; т. X, 1968. Изд. «Наука» КазССР, Алма-Ата.

6. Тягун Н. Ф. Наблюдения прозрачности атмосферы на Саянской обсерватории СибИЗМИР СО АН СССР. Сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», вып. 4, М., 1967.

7. Торопова Т. П., Тейфель Я. А. Измерения околосолнечных ореолов на разных высотах над уровнем моря. Изв. АН КазССР, вып. 1, т. 16, 1963.

В. А. КЛЕВАНЦОВА, А. А. ЕЛИСЕЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНЕРЦИИ ПИРГЕЛИОМЕТРОВ И АКТИНОМЕТРОВ

Для актинометрических приборов, как и для всех приборов, измеряющих величины, меняющиеся во времени, одной из существенных характеристик является их инерция. Авторами статьи проведено исследование инерции компенсационных пиргелиометров разных конструкций, а также инерции стандартных актинометров, применяющихся на сети станций Гидрометслужбы.

Исследованию подвергались три термоэлектрических актинометра типа АТ-50 и восемь компенсационных пиргелиометров типа Онгстрема. Из них два оригинальных пиргелиометра Онгстрема № 212 и № 250; пиргелиометр конструкции Линдгольма № 164 с более толстыми приемными полосками, замененными при ремонте; пиргелиометры, сконструированные и изготовленные в ГГО № 616 и № 480 (с тремя приемниками), с приемными полосками толщиной 0,02 мм и одной термопарой для определения равенства температур полосок; пиргелиометры № 541 и № 542 с приемными полосками толщиной 0,04 мм и термобатареей из 19 термоспаев; пиргелиометр Янишевского типа М-59 № 539 с круглыми приемными отверстиями и термобатареей. В отличие от остальных приборов, термобатарей пиргелиометра № 542 не приклеены к приемным полоскам, а только прижаты к ним.

Для исследования инерции проведены записи изменений показаний приборов, подвергнутых действию радиации, при их мгновенном затенении, а затем при мгновенном удалении затеняющего экрана. Приборы освещались параллельным пучком радиации, полученным от лампы накаливания. Облученность была около $1,3 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}$. Запись показаний приборов производилась посредством шлейфового осциллографа типа К12-21. Для записи использовалась диаграммная лента шириной 100 мм со скоростью протяжки 3 мм/сек.

При исследовании инерции пиргелиометров освещалась одна из приемных полосок, и к осциллографу подключались провода от термопары (или термобатарей). Изменение показаний при освещении и затенении записывалось для каждой из полосок. Для за-

писи показаний пиргелиометров с одной термопарой дополнительно использовался фотокомпенсационный усилитель типа Ф 115 А-1, погрешность за счет инерционности усилителя оказалась пренебрежимо малой. На рис. 1 приведена запись показаний пиргелиометра № 212, полученная при освещении, а затем при его затенении.

При анализе записей мы предположили, что охлаждение приемника прибора после затенения происходит в соответствии с теорией регулярного режима [1], и, следовательно, можно принять, что из-

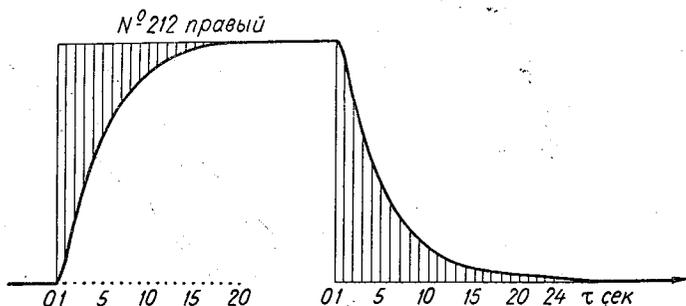


Рис. 1. Запись показаний пиргелиометра № 212.

менение показаний прибора со временем происходит по экспоненте. В этом случае инерцию прибора можно характеризовать коэффициентом λ , который определяется из выражения

$$\frac{N_{\max}}{N} = e^{\frac{\Delta\tau}{\lambda}},$$

где N_{\max} — максимальная ордината по записи, N — текущая ордината, $\Delta\tau$ — промежуток времени, λ — коэффициент инерции. Численно коэффициент инерции λ равен времени, в течение которого показание прибора после затенения изменится в e раз.

При мгновенном облучении прибора по экспоненте изменяется разность между максимальным показанием (стационарное состояние открытого прибора) и показанием прибора в данный момент. Результаты обработки записей показаний приборов представлялись графически в полулогарифмическом масштабе. По оси абсцисс откладывалось время в секундах, а по оси ординат — отношение $\ln \frac{N_{\max}}{N}$ в случае затенения прибора или $\ln \frac{N_{\max}}{N_{\max} - N}$ при освещении его.

На рис. 2 для примера приведены графики, полученные для пиргелиометров № 250 и 541 и для актинометра № 392. Крестиками нанесены данные, полученные при освещении приборов, точками — при затенении. Из рисунка видно, что полученные зависимости

мало отличаются от линейной и при освещении, и при затенении приборов, следовательно, изменение показаний приборов происходило по закону, близкому к экспоненциальному.

По полученным точкам были проведены прямые, средние для нагревания и охлаждения, и по ним для каждого из приборов вычислены значения λ в секундах, которые даются в табл. 1. Из рис. 2

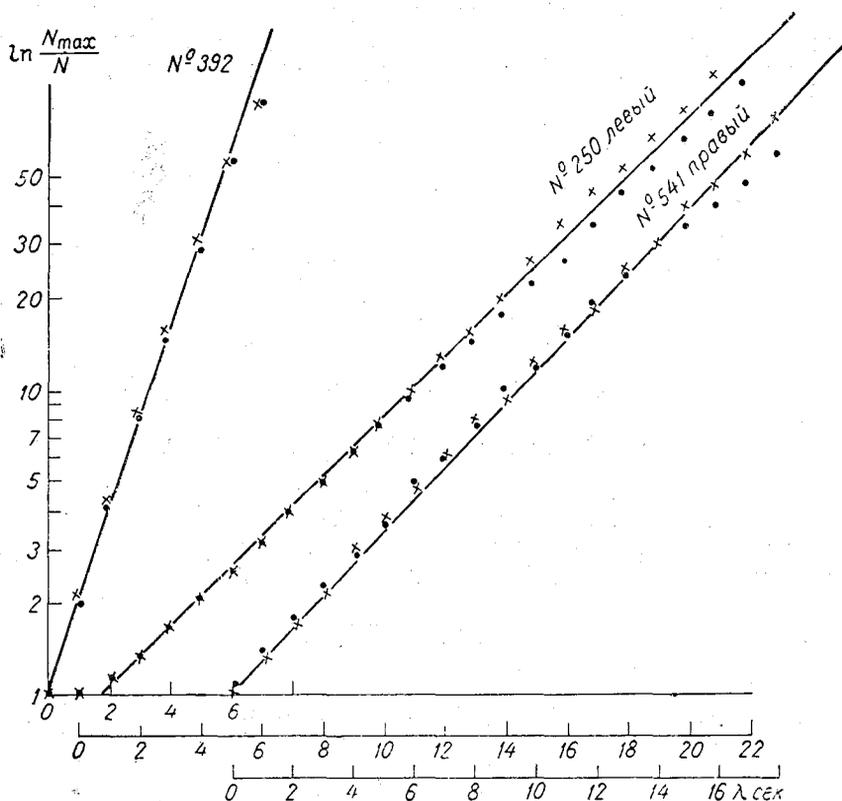


Рис. 2. Изменение отношений показаний пиргелиометров и актинометров $\ln \frac{N_{max}}{N}$ во времени в полулогарифмическом масштабе.

видно, что не на всех участках точки хорошо ложатся на прямую, т. е. некоторое время изменение температуры происходит не по экспоненте. Это более заметно у пиргелиометров с одной термопарой. Например, из рис. 2 видно, что для пиргелиометра № 250 экспоненциальный закон может быть применен только через 2 сек. после изменения теплового режима прибора.

Следует отметить, что почти для всех приборов при приближении к равновесному состоянию точки, соответствующие нагреванию прибора, отклоняются влево, а точки, соответствующие охлажде-

Коэффициенты инерции пиргелиметров и актинометров

№ прибора	λ	λ_1	τ	τ_1	τ_2		
Пиргелиометры							
212	правый	5,0	5,3	26	28	25	С одной терморпарой То же
	левый	4,7	5,0	25	26	24	
250	правый	4,6	5,6	24	30	25	"
	левый	4,5	5,5	24	29	23	
164	правый	4,8	5,3	25	28	24	"
	левый	4,8	5,1	25	27	22	
616	правый	3,6	4,6	19	24	18	"
	левый	4,0	4,5	21	24	20	
480 (1)	правый	4,8	5,7	25	30	24	"
	левый	4,9	5,6	26	30	25	
480 (2)	правый	5,6	6,6	30	35	27	"
	левый	4,8	5,6	26	30	24	
480 (3)	правый	4,1	5,2	22	28	20	"
	левый	3,7	4,8	20	26	22	
541	правый	4,0	3,6	21	19	20	С термобатареей То же
	левый	3,6	3,3	19	18	16	
542	правый	2,5	2,2	13	12	13	"
	левый	3,0	2,6	16	14	16	
539	правый	5,3	5,3	28	28	25	"
	левый	4,3	4,2	23	22	20	
Актинометры							
2530		2,2	2,1	12	11	12	
392		1,6	1,4	8	7	8	
2551		1,2	1,3	6	7	7	

нию, отклоняются вправо от прямой, т. е. охлаждение происходит несколько медленнее, чем нагревание.

Из табл. 1 видно, что коэффициент инерции пиргелиметров равен 3—5 сек., а актинометров 1,5—2 сек. У большинства пиргелиметров коэффициенты инерции правого и левого приемника мало различаются, но у некоторых (с термобатареей) различия достигают 20%. Разница в инерции происходит, по-видимому, за счет неодинаковой теплопроводности слоя приемная поверхность—спай.

На практике коэффициент инерции прибора обычно определяется как время, за которое показание его после затенения уменьшится в e раз. При этом время отсчитывают с момента затенения, т. е. с момента, когда процесс охлаждения в ряде случаев еще не следует по экспоненте. Для того чтобы определить ошибку, получающуюся при этом, по тем же данным нами было определено

время, в течение которого показания приборов уменьшались в e раз начиная с момента затенения. Полученные значения λ_1 также приведены в табл. 1. Из этих данных видно, что величины λ_1 больше, чем λ , для пиргелиометров с одной термопарой. Поэтому при определении инерции отсчет времени целесообразно начинать не с момента затенения прибора, а по прошествии двух секунд.

Для оценки зависимости величины λ от интенсивности радиации нами было записано изменение показаний приборов при облучении их радиацией разной интенсивности: пиргелиометр — 0,8 и 1,6 кал/см² мин. и актинометр — 0,5 и 1,3 кал/см² мин. Зависимости коэффициента инерции от интенсивности радиации не обнаружено.

При проверке актинометрических приборов инерцию принято [2] характеризовать временем τ , в течение которого показание затененного прибора не дойдет до стационарного состояния (нулевого отсчета) на 0,5% максимального отклонения.

По найденным величинам λ и λ_1 для пиргелиометров и актинометров были рассчитаны τ и τ_1 по формулам:

$$\tau = \lambda \ln \frac{N_{\max}}{N} \quad \text{и} \quad \tau_1 = \lambda_1 \ln \frac{N_{\max}}{N},$$

где $N = 0,5\% N_{\max}$.

Кроме того, для всех приборов эта величина, обозначенная τ_2 , была определена непосредственно по записям на лентах осциллографа. Значения τ , τ_1 и τ_2 приведены в табл. 1. При сравнении величин τ , τ_1 и τ_2 видно, что значения τ_2 , снятые с лент, практически (с точностью до 1—2 сек.) совпадают со значениями τ , рассчитанными по коэффициенту λ .

Приведенные данные показывают, что пиргелиометры разных моделей при облучении приходят к стационарному состоянию с точностью до 0,5% за 13—25 сек., а актинометры за 7—12 сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостехиздат, М., 1954.
2. Руководство по проверке метеорологических приборов. Гидрометеиздат, Л., 1967.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СХЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО НАЗАД СВЕТА

При рассмотрении возможности измерения прозрачности атмосферы по интенсивности света, рассеянного назад к источнику, первым по важности является вопрос о корреляционной связи между прозрачностью атмосферы и интенсивностью обратно рассеянного света. Эта зависимость носит достаточно сложный характер и непосредственно решению в общем виде не поддается. Однако теоретические и экспериментальные исследования, проведенные рядом авторов, показали, что в случае однородной атмосферы корреляционная связь между интенсивностью обратно рассеянного света и прозрачностью атмосферы вполне удовлетворительная [1, 2, 4].

Значительно сложнее обстоит дело в случае измерения в неоднородной атмосфере. Здесь приходится решать вопрос и о качестве корреляционной связи между рассеянным назад светом и прозрачностью атмосферы, и о величине измерительной базы (или глубины эффективного проникновения), на которой эта корреляционная связь достаточно устойчива при различном характере хода неоднородной атмосферы. Заметим, что даже для случая однородной атмосферы эти вопросы решены далеко не полностью. Из многочисленных экспериментальных работ известно, что общая ошибка измерения однородной горизонтальной прозрачности атмосферы составляет приблизительно 20—25% [1, 2, 4], причем эта величина практически не меняется в очень широком диапазоне помутнений. Постоянство этой ошибки по всему диапазону помутнений и ее величина до сих пор достаточно четкого объяснения не получили.

Для того чтобы ответить на эти и ряд других вопросов, необходимо в первую очередь выяснить, как должна выглядеть идеальная теоретическая схема измерения, которая по интенсивности рассеянного назад света однозначно определяла бы прозрачность как однородной, так и неоднородной атмосферы. Построив такую теоретическую модель, можно оценить, во-первых, предельные возможности метода обратного светорассеяния (точность измерения,

величину эффективного проникновения прожекторного луча в атмосферу) и, во-вторых, определить возможную степень приближения к такой идеальной схеме в реальных условиях.

Как это показано в [1], основное ограничение, имеющее место в реальных условиях, заключается в том, что вследствие расходимости светового пучка реальных источников яркость света, рассеянного каждым элементарным слоем атмосферы, зависит не только от свойств атмосферы, но и от расстояния данного слоя до источника света. Иначе говоря, сигнал от каждого слоя атмосферы входит в общую сумму с удельным весом, обратно пропорциональным (в случае точечного источника) квадрату расстояния l от данного слоя до источника. Это и обуславливает специфическую особенность

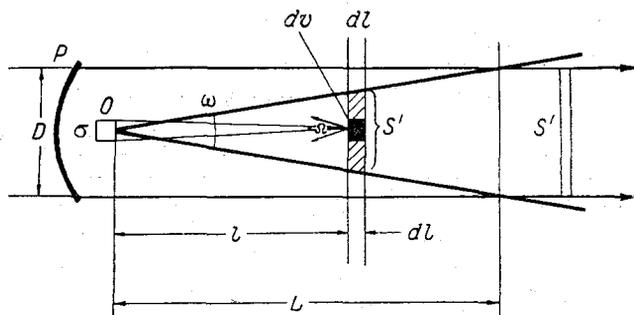


Рис. 1. Теоретическая схема измерения.

реальной схемы измерения, заключающуюся в том, что вблизи прожектора (где l мал) создается зона яркого обратного свечения протяженностью 20—30 м, в которой сосредоточивается более 90% всей рассеянной назад световой энергии. Отсюда очевидно, что для устранения этого эффекта желательно было бы иметь световой пучок, весьма слабо расходящийся в пространстве, и в пределе — строго параллельный пучок света.

Рассмотрим этот идеальный случай (рис. 1). Источник P посылает в атмосферу параллельный пучок света, однородный по структуре; величина светового потока равна Φ_0 . Перед источником в точке O располагается приемник света с малым телесным углом поля зрения ω . Полагая геометрические размеры приемника весьма малыми, будем считать, что экранирование им света прожектора пренебрежимо мало, т. е. приемник практически не создает области тени. Выделим в слое dl на расстоянии l от прожектора элементарный объем $dv = dS dl$. Световой поток, рассеянный этим элементарным объемом в телесном угле 4π ,

$$d\Phi = \rho_l E dv = \frac{\Phi_0}{S_0} e^{-\epsilon(l)} \rho_l dv, \quad (1)$$

где Φ_0 — общий световой поток источника света P , $S_0 = \frac{\pi D^2}{4}$ — площадь сечения светового пучка, ρ_l — коэффициент рассеяния в объеме dv , $\xi(l) = \int_0^l \rho dl$ — оптическая толщина слоя l , а величина $e^{-\xi(l)}$ учитывает потери света при прохождении света от прожектора до слоя dl .

Сила света элементарного объема dv в направлении к приемнику света

$$di = \frac{\Phi_0}{S_0} e^{-\xi(l)} \rho(180^\circ) \frac{1}{4\pi} dv, \quad (2)$$

где $\rho(180^\circ)$ — коэффициент рассеяния в направлении, составляющем 180° с направлением падающего света.

Вследствие недостаточного знания абсолютных значений $\rho(180^\circ)$ при различной мутности атмосферы оперировать с этой величиной неудобно. Поэтому вместо нее вводят безразмерную величину, пропорциональную отношению коэффициента рассеяния под углом 180° к общему коэффициенту рассеяния ρ , равную

$$\varphi(180^\circ) = \frac{1}{4\pi} \frac{\rho(180^\circ)}{\rho}.$$

Вводя величину $\varphi(180^\circ)$ в формулу (2) и обозначая ее для краткости φ , получим

$$di = \frac{\Phi_0}{S_0} e^{-\xi(l)} \varphi \rho_l dS dl. \quad (3)$$

Если рабочая площадь поверхности приемника равна σ , то телесный угол, под которым эта поверхность видна с расстояния l , равен $\Omega = \frac{\sigma}{l^2}$. При этом световой поток, поступающий на приемник O от элементарного объема dv , равен

$$d\Phi = di \Omega e^{-\xi(l)} = \frac{\Phi_0}{S_0} \varphi \rho_l e^{-2\xi(l)} \frac{\sigma}{l^2} dS dl. \quad (4)$$

Общая величина светового потока, создаваемого на приемнике рассеянным назад светом,

$$\Phi = \frac{\Phi_0 \sigma}{S_0} \int_0^\infty \int_{(S')} \varphi \rho_l \frac{e^{-2\xi(l)}}{l^2} dl dS = \frac{\Phi_0 \sigma}{S_0} \int_0^\infty \varphi \rho_l \frac{e^{-2\xi(l)}}{l^2} S' dl, \quad (5)$$

где предел интегрирования S' есть площадь элементарного слоя dl , от которой рассеянный свет попадает на приемник O .

Рассмотрим, что представляет собой площадь S' и как она зависит от l . Для удобства такого рассмотрения разобьем весь интеграл в формуле (5) на две части: от O до $l=L$, где L — расстояние,

в пределах которого конус поля зрения приемника целиком лежит внутри пучка света прожектора, и от L до ∞ , где конус зрения приемника выходит за пределы пучка, захватывая его целиком. В первом случае ($0 < l < L$) площадь S' непрерывно возрастает с расстоянием по закону $S' = \omega l^2$, где ω — телесный угол приемника O . При расстояниях $l > L$, когда конус поля зрения приемника захватывает весь пучок света целиком, величина площади, с которой поступает на приемник рассеянный свет, больше не возрастает, оставаясь постоянной, равной площади пучка света $S_0 = \frac{\pi D^2}{4}$.

Соответственно вышесказанному, выражение (5) принимает вид

$$\Phi = \frac{\Phi_{0\sigma}}{S_0} \left[\omega \int_0^L \varphi \rho_l e^{-2\xi(l)} dl + S_0 \int_L^\infty \varphi \rho_l \frac{e^{-2\xi(l)}}{l^2} dl \right]. \quad (6)$$

Полагая $\varphi = \varphi(180^\circ) = \text{const}$, что для ограниченного диапазона помутнений допустимо, и обозначая $\frac{\Phi_0}{S_0} = E$, выражение (6) можно переписать в виде

$$\Phi = E\omega\varphi\sigma \int_0^L \rho_l e^{-2\xi(l)} dl + \Phi_0\varphi\sigma \int_L^\infty \rho_l \frac{e^{-2\xi(l)}}{l^2} dl. \quad (7)$$

Рассмотрим первый из интегралов выражения (7). Как показывает анализ, этот интеграл имеет решение, справедливое как для однородной, так и для неоднородной атмосферы. Действительно,

если ввести новую переменную $x = \xi(l) = \int_0^l \rho dl$, то дифференциал этой переменной по верхнему пределу равен $dx = \rho_l dl$ и, следовательно,

$$\int_0^L \rho_l e^{-2\xi(l)} dl = \int_0^L \rho_l e^{-2 \int_0^l \rho dl} dl = \int_0^X e^{-2x} dx = \frac{1}{2} (1 - e^{-2X}), \quad (8)$$

где $X = \int_0^L \rho \cdot dl$.

Отсюда выражение (7) переписывается в виде

$$\Phi = \frac{E\omega\varphi\sigma}{2} \left(1 - e^{-2 \int_0^L \rho dl} \right) + \Phi_0\varphi\sigma \int_L^\infty \rho_l \frac{e^{-2\xi(l)}}{l^2} dl. \quad (9)$$

Полученный результат весьма важен. Прежде всего он говорит о том, что для параллельного пучка в пределах некоторого ограниченного участка существует четкая однозначная зависимость между

сигналом и прозрачностью атмосферы, независимо от того, однородно или нет на данном участке атмосферное помутнение. При этом дальность действия этой однозначной зависимости соответствует тому участку L , в пределах которого конус поля зрения приемника целиком лежит внутри пучка света прожектора. В то же время начиная с расстояния L и далее интенсивность поступающего на приемник света быстро падает, поскольку в этой области [что следует из второго слагаемого формулы (9)] уже действует закон обратных квадратов. Отсюда важный вывод: метод обратного светорассеяния дает однозначную зависимость между прозрачностью атмосферы на участке и интенсивностью рассеянного назад света для однородной и неоднородной атмосферы, если:

а) на данном участке L пучок света параллелен, однороден по структуре и конус поля зрения приемника целиком лежит внутри светового пучка прожектора,

б) общая интенсивность света, поступающего от слоев атмосферы, расположенных далее расстояния L , пренебрежимо мала по сравнению с основным сигналом.

Таким образом, для идеальной схемы, в которой выполнены вышеизложенные условия, зависимость между сигналом на приемнике и прозрачностью (точнее, оптической толщиной) участка L имеет вид

$$\Phi = \frac{E\omega\varphi\sigma}{2} \left(1 - e^{-2 \int_0^L \rho dt} \right). \quad (10)$$

По мере ухудшения прозрачности атмосферы величина $e^{-2 \int_0^L \rho dt} \rightarrow 0$ и величина светового потока Φ приближается к своему максимальному значению, равному $\Phi_m = \frac{E\omega\varphi\sigma}{2}$. Соответственно выражение (10) можно переписать в виде

$$\Phi = \Phi_m \left(1 - e^{-2\bar{\rho}L} \right), \quad (11)$$

где $\bar{\rho} = \frac{1}{L} \int_0^L \rho dt$, а Φ_m — максимальное значение светового потока на приемнике при бесконечно плохой видимости. Поскольку приближение величины Φ к ее максимальному значению Φ_m с ростом $\bar{\rho}L$ носит асимптотический характер, то практически $\Phi \approx \Phi_m$ (с точностью до 1%) уже при оптической толщине $\bar{\rho}L \approx 2,5$.

Обращает на себя внимание формальное сходство выражения (11) со световоздушным уравнением Кошмидера, характеризующим изменение яркости слоя атмосферной дымки в зависимости от протяженности исследуемого слоя атмосферы. Ход кривых в обоих

случаях имеет одинаковый характер, единственное отличие в структуре формулы (11) состоит в удвоенной величине оптической толщины слоя ($2\rho L$) вместо (ρL) в формуле Кошмидера.

Отсюда вытекает, что для идеальной схемы при увеличении оптической толщины слоя L наступает момент насыщения, когда дальнейшее ухудшение прозрачности на этом участке практически не меняет величину потока на приемнике (точно так же, как это имеет место для яркости дымки по формуле Кошмидера).

Оценим ход и величину теоретической ошибки для идеальной схемы. Из (11) следует

$$e^{-2\bar{\rho}L} = \frac{\Phi_m - \Phi}{\Phi_m}. \quad (12)$$

Логарифмируя (12) и решая его относительно $\bar{\rho}$, получаем

$$-\bar{\rho} = \frac{1}{2L} [\ln(\Phi_m - \Phi) - \ln \Phi_m]. \quad (13)$$

Дифференцируя (13), после несложных преобразований и перехода к конечным приращениям получим

$$-\Delta\bar{\rho} = \frac{1}{2L} \frac{\Phi}{\Phi_m - \Phi} \left(\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m} + \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \right). \quad (14)$$

Разделив $\Delta\bar{\rho}$ на $\bar{\rho}$ и производя несложные преобразования, найдем общее выражение для средней квадратичной ошибки

$$-\frac{\Delta\bar{\rho}}{\bar{\rho}} = \frac{e^{2\bar{\rho}L} - 1}{2\bar{\rho}L} \sqrt{\left(\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi} \right)^2}. \quad (15)$$

Выражение (15) есть общее выражение теоретической ошибки метода обратного светорассеяния для идеальной схемы.

Рассмотрим полученное выражение. Здесь отношение $\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m}$ определяет нестабильность исходного уровня сигнала, получаемую, например, вследствие непостоянства яркости источника света; величина $\frac{\Delta\Phi}{\Phi}$ есть текущее значение ошибки фотометрирования.

Обычно для хорошо налаженной, стабилизированной схемы $\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m} \ll \frac{\Delta\Phi}{\Phi}$ и соответственно $\sqrt{\left(\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi} \right)^2} \approx \frac{\Delta\Phi}{\Phi}$. Обозна-

чив $\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \delta\Phi$ и $\frac{\Delta\bar{\rho}}{\bar{\rho}} = \delta\rho$, можно переписать выражение (15) в виде

$$-\delta\rho = \frac{e^{2\bar{\rho}L} - 1}{2\bar{\rho}L} \delta\Phi. \quad (16)$$

Из (16) следует, что при одной и той же погрешности фотометрирования $\delta\Phi$ ошибка измерения определяется оптической толщиной исследуемого слоя атмосферы, или, иначе говоря, является функцией двух параметров: средней величины коэффициента рассеяния (ослабления) на базе измерения и величины самой базы измерения L . Для анализа такая двойная зависимость неудобна, поскольку для каждой базы измерения L ход ошибок различен.

При оценке ошибок измерения базисного способа для исключения такой двойной зависимости обычно вводят понятие экстраполяционного параметра $z = \frac{S_M}{L}$, определяющего отношение метеорологической дальности видимости к базе измерения, а ошибку измерения δS_M представляют как функцию величины z . Такая зависимость применяется весьма часто, так как хорошо иллюстрирует возможности метода.

Здесь мы прибегнем к такому же приему и для метода обратного рассеяния, т. е. выразим ошибку измерения δS_M как функцию экстраполяционного параметра z . Такой прием обеспечит, во-первых, большую наглядность при анализе и, во-вторых, позволит сопоставить общий ход ошибок базисного метода и метода обратного светорассеяния и экстраполяционные возможности этих двух методов в однородной атмосфере. Полагая $\rho = \frac{\ln 1/\varepsilon}{S_M}$ и учитывая, что $-\delta\rho = \delta S_M$, где δS_M — относительная ошибка измерения величины S_M , т. е. $\delta S_M = \frac{\Delta S_M}{S_M}$, а ε — контрастная чувствительность глаза, имеем

$$\delta S_M = \frac{1}{\ln \frac{1}{\varepsilon}} 0,5z \left[\exp\left(\frac{2 \ln \frac{1}{\varepsilon}}{z}\right) - 1 \right] \delta\Phi. \quad (17)$$

Для фотоэлектрической схемы измерения величина ошибки $\delta\Phi$ определяется тем минимальным значением абсолютной величины потока (иногда называемого пороговым), которое может быть зарегистрировано приемником. Это минимальное значение $\Delta\Phi$ можно считать приблизительно постоянным [3]; в этом случае величина $\delta\Phi$ будет возрастать по мере уменьшения величины потока Φ на приемнике. Учитывая, что $\Phi = \Phi_m(1 - e^{-2\rho L})$ и $\delta\Phi = \frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_m} \frac{1}{1 - e^{-2\rho L}}$, выражение (17) удобно представить в виде

$$\delta S_M = \frac{1}{\ln \frac{1}{\varepsilon}} 0,5z \exp\left(\frac{2 \ln \frac{1}{\varepsilon}}{z}\right) \frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}. \quad (18)$$

Графики хода ошибок δS_M в зависимости от величины z при $\frac{\Delta\Phi}{\Phi_m}$, равном соответственно 2, 3 и 5%, и $\epsilon=3\%$ приводятся на рис. 2. Из графиков видно, что для метода обратного светорассеяния, как и для базисного метода, имеется некоторый ограниченный с обеих сторон диапазон величин z , приемлемый для измерения с точки зрения допустимых ошибок. В то же время если для базисного метода нижний предел измеряемых помутнений ограничен величиной $z=1\div 1,5$, то для метода обратного рассеяния эта величина $z\approx 2\div 3$, что объясняется тем, что при измерении методом обратного рассеяния луч света проходит измеряемую трассу дважды.

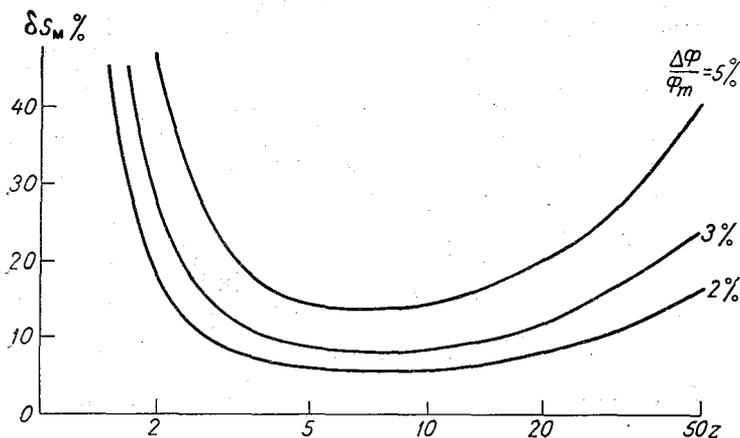


Рис. 2. Теоретическая ошибка измерения S_M по интенсивности рассеянного назад света для идеальной схемы.

Следует, однако, учесть, что здесь мы имеем в виду предельные возможности метода обратного светорассеяния, которые могут быть получены, в частности, при условии компенсации разброса индикатрисы. К сожалению, до сих пор никаких удовлетворительных способов компенсации этого разброса не имеется, и это существенно ухудшает возможности метода. Действительно, в этом случае даже при идеально стабилизированной схеме измерения составляющей $\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m}$ пренебречь нельзя, поскольку сюда будет входить также и ошибка, обусловленная разбросом индикатрисы, т. е. $\frac{\Delta\Phi_m}{\Phi_m} \approx \frac{\Delta\Phi}{\Phi}$. При этом, как показывает анализ, общая величина ошибки измерения δS_M возрастает в среднем до 20—25%, а нижний экстраполяционный предел увеличивается до $z=4\div 6$ и практически не зависит от точности фотометрирования, а определяется только величиной разброса индикатрисы.

Резюмируя вышесказанное, можно сделать следующие выводы.

1. Метод обратного рассеяния принципиально может обеспечить возможность измерения прозрачности как однородной, так и неоднородной атмосферы. Характер получающихся в этом случае зависимостей в определенной степени аналогичен по структуре световоздушному уравнению Кошмидера.

2. Общая ошибка измерения прозрачности атмосферы определяется в основном диапазоном измеряемых помутнений и величиной измерительной базы (глубиной зондирования). При этом объективным пределом повышения точности измерения является разброс индикатрисы рассеяния в реальной атмосфере.

3. С точки зрения допустимых ошибок измерения метод обратного рассеяния имеет некоторый диапазон величин z , ограниченный с обеих сторон. Поэтому выбор величины измерительной базы (или глубины зондирования) в первую очередь должен определяться заданным диапазоном атмосферных мутностей, подлежащих измерению.

4. Максимальная глубина зондирования для метода обратного светорассеяния должна быть по крайней мере в несколько раз меньше величины измеряемой метеорологической дальности видимости, так как в противном случае ошибка измерения становится очень большой. С этой точки зрения увеличение глубины зондирования с помощью, например, таких мощных источников света, как лазеры, целесообразно лишь при том условии, что полученный выигрыш в дальности действия не приведет одновременно к значительной потере точности результатов измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. Гидрометеониздат, Л., 1966.
2. Гольберг М. А. Исследование возможности измерения прозрачности атмосферы на сети Гидрометслужбы по интенсивности рассеянного света. Автореф. диссертации. ГГО, 1968.
3. Горышин В. И. Об оценке точности объективных измерений метеорологической дальности видимости. Труды ГГО, вып. 169, 1965.
4. Curcio I. and Knestrick. Correlation of atmospheric transmissivity with backscattering. J.O.S.A. No. 10, 1958.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РЕАЛЬНОЙ СХЕМЫ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Из анализа теоретической схемы измерения прозрачности атмосферы методом обратного светорассеяния следует, что однозначная зависимость между прозрачностью атмосферы на некотором ограниченном участке L и интенсивностью рассеянного назад света будет выполняться в случае, если [1]:

а) на участке L пучок света параллелен и конус поля зрения приемника целиком лежит внутри светового пучка источника,

б) интенсивность рассеянного света, поступающего на приемник от слоев атмосферы, расположенных за пределами участка L , весьма мала по сравнению с интенсивностью света, поступающего от участка L .

В реальных условиях, однако, мы всегда имеем дело не с параллельным, а с расходящимся пучком света, для которого с теми или иными оговорками выполняется известный закон квадратов расстояния, поэтому непосредственная реализация теоретической схемы измерения в том виде, как она рассмотрена в [1], невозможна. Эта схема должна рассматриваться лишь как исходная теоретическая модель, на основе которой в каждом конкретном случае можно оценить, в какой степени приближается к ней наша реальная схема, как видоизменяются при этом исходные соотношения и какова в конечном счете точность измерения данной реальной схемы. Под этим углом зрения мы и будем рассматривать реальную схему измерения прозрачности атмосферы, основанную на методе обратного рассеяния с применением теневых зон [2, 4].

Напомним, что основное назначение теневых зон — исключить попадание на приемник сигналов большой интенсивности от близких к источнику света слоев атмосферы. Необходимость введения теневых зон вытекает из того, что в реальных условиях, когда мы имеем дело с расходящимся пучком света, интенсивность обратного рассеянного света быстро падает с расстоянием от источника. В результате в непосредственной близости от источника интенсивность рассеянного света будет максимальной, а интенсивность сигналов

от более далеких слоев будет весьма малой. Расчеты показывают, что в слое 1—10 м от источника света содержится около 80—90% всей рассеянной назад энергии, а вклад всех остальных слоев составляет соответственно всего 10—20% [2, 3]. При таких условиях метод обратного светорассеяния может рассматриваться только как локальный нефелометрический метод.

Повысить чувствительность измерительной схемы к более слабым сигналам от удаленных слоев атмосферы можно, например, если исключить попадание на приемник рассеянного света от близких к источнику ярко светящихся слоев атмосферы. Это и осуществляется путем введения теневых зон, позволяющих как бы пройти мимо зоны наиболее яркого свечения и войти в пучок света за ее пределами.

Практически это выполняется следующим образом (рис. 1). Приемник O , жестко связанный с источником света (прожектором) O , располагается не перед прожектором, а сбоку от него, и так, чтобы визирная ось приемника входила бы в прожекторный луч не сразу, а на определенном расстоянии l_1 от прожектора. Если угол поля зрения приемника мал, то вблизи прожектора в этом случае образуется теневая зона, равная приблизительно l_1 , рассеянный свет от которой не попадает на приемник O .

Можно показать, что в этом случае мы в определенной степени приближаемся к рассмотренной выше идеальной схеме измерения с параллельным пучком света. Действительно, как это следует из закона квадратов расстояний, освещенность, создаваемая расходящимся пучком, меняется особенно быстро вблизи источника света и значительно слабее при удалении от него. Так, в соответствии с законом квадратов на участке от 1 до 10 м от источника освещенность меняется в 100 раз, на участке от 10 до 20 м — уже в 4 раза, а на участке от 20 до 30 м — в 2,25 раза и т. д. Таким образом, увеличивая теневую зону l_1 и исключая попадание на приемник света от самых близких к источнику слоев атмосферы, мы тем самым обеспечиваем измерение сигналов в той области прожекторного луча, где пучок света на отрезках конечной длины уже в какой-то степени приближается к параллельному.

Приведенные здесь рассуждения в определенной степени носят иллюстративный характер. Как будет показано далее, реальные соотношения в случае введения теневых зон имеют гораздо более сложный характер, однако общий смысл приведенных здесь рассуждений сохраняется.

1. Основные расчетные соотношения для схемы измерения с теневой зоной

Сделав эти общие замечания, перейдем непосредственно к теории реальной схемы измерения, изображенной на рис. 1. Выделим в слое dl на расстоянии l от прожектора элементарный объем $dv = dS dl$. Световой поток, рассеянный в этом элементарном объеме

в телесном углу 4π с учетом ослабления света на пути l

$$d\Phi = \rho_l E e^{-\xi(l)} dl. \quad (1)$$

Здесь ρ_l — коэффициент рассеяния в объеме dv , $\xi(l)$ — оптическая толщина слоя l , равная (для непоглощающей среды) $\xi(l) =$

$$= \int_0^l \rho dl, \quad E e^{-\xi(l)} — \text{освещенность, создаваемая прожекторным пучком}$$

на элементарной поверхности dS рассматриваемого объема dv при оптической толщине слоя l , равной $\xi(l)$. В данном случае приемник O принимает свет, рассеянный назад не под углом 180° , а под неко-

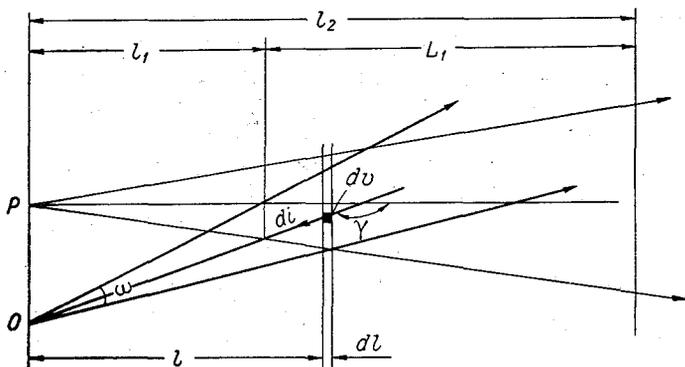


Рис. 1. К схеме измерения прозрачности атмосферы методом обратного рассеяния.

торым углом γ , зависящим от величины теневой зоны l_1 . Однако практически угол γ мало отличается от 180° , и потому удобно считать, что $\gamma \approx 180^\circ$, и оперировать, как и в случае идеальной схемы, с индикатрисой рассеяния под углом 180° .

Таким образом, полагая $\gamma \approx 180^\circ$ и вводя безразмерную величину $\varphi(180^\circ)$ (для краткости φ), характеризующую индикатрису рассеяния под углом 180° , найдем силу света этого объема dv в направлении к приемнику O

$$di = \varphi \rho_l E e^{-\xi(l)} dS dl. \quad (2)$$

Если площадь поверхности приемника равна σ и телесный угол, под которым видна эта поверхность с расстояния l , равен $\Omega = \frac{\sigma}{l^2}$, то световой поток, поступающий на приемник O от элементарного объема dv равен

$$d\Phi = di \Omega e^{-\xi(l)} = \varphi \rho_l E e^{-2\xi(l)} \frac{\sigma}{l^2} dS dl. \quad (3)$$

Рассчитаем величину светового потока, поступающего на приемник O от элементарного слоя dl . Если телесный угол поля зрения приемника ω достаточно мал, то на приемник будет поступать рас-

сеянный свет только от той части слоя dl , которая находится внутри конуса поля зрения приемника. Пусть на расстоянии l от приемника конус поля зрения приемника вырезает в слое dl поверхность площадью S' . Тогда сигнал на приемнике, приходящий от слоя dl , равен

$$d\Phi = \varphi \rho_l e^{-2\xi(l)} \frac{\sigma}{l^2} dl \int_{S'} E dS. \quad (4)$$

Для удобства последующего анализа введем некоторую переменную функцию¹ $E(l) = \frac{\int_{S'} E dS}{S'}$. Вводя ее в выражение (4) и учитывая, что $S' \approx \omega l^2$, получим

$$d\Phi = \varphi \rho_l \sigma \omega e^{-2\xi(l)} E(l) dl.$$

Общий световой поток, поступающий на приемник от всего исследуемого слоя атмосферы

$$\Phi = \varphi \omega \sigma \int_{l_1}^{l_2} E(l) \rho_l e^{-2\xi(l)} dl, \quad (5)$$

где пределы интегрирования $l_1 - l_2$ определяют границы участка, от которого рассеянный свет поступает на приемник O . Если при удалении от прожектора пучок света прожектора не выходит за пределы конуса поля зрения приемника, то, вообще говоря, $l_2 \rightarrow \infty$. Однако далекие от прожектора слои атмосферы дают малый вклад в суммарный сигнал, и учитывать их нет необходимости. Следовательно, и в этом случае надо ограничиться суммированием сигналов в пределах некоторой области от l_1 до l_2 , составляющей так называемую эффективную область зондирования L , равную $l_2 - l_1$. Область от l_2 до ∞ представляет собой область малых сигналов. Соответственно величину l_2 следует выбирать так, чтобы сигналы от области $l_2 \div \infty$ представляли собой величину второго порядка малости по сравнению с основным сигналом от эффективной области зондирования. Более подробно вопрос о рациональном выборе величины l_2 будет обсуждаться далее.

Рассмотрим полученное выражение (5). Согласно теореме о среднем, его можно представить в виде

$$\Phi = \varphi \omega \sigma E_{\text{ср}} \int_{l_1}^{l_2} \rho_l e^{-2\xi(l)} dl, \quad (6)$$

где

$$E_{\text{ср}} = \frac{\int_{l_1}^{l_2} \rho_l E(l) e^{-2\xi(l)} dl}{\int_{l_1}^{l_2} \rho_l e^{-2\xi(l)} dl}. \quad (7)$$

¹ В работе [4] эта функция обозначена $E(l, \beta)$.

Вводя в выражение (6) новую переменную $x = \xi(L) = \int_0^L \rho dl$, аналогично тому, как это было сделано в [1], и производя интегрирование, получим

$$\Phi = \frac{1}{2} \varphi \omega \sigma E_{\text{ср}} e^{-2\xi(L)} [1 - e^{-2\xi(L)}] \quad (8)$$

Рассмотрим, что представляет собой входящая в выражение (8) величина $E_{\text{ср}}$. Интегрируя функцию, стоящую в знаменателе выражения (7), получим (для краткости индекс у $E_{\text{ср}}$ отбрасываем)

$$E = \frac{2 \int_{l_1}^{l_2} \rho l E(l) e^{-2\xi(l)} dl}{e^{-2\xi(l_1)} [1 - e^{-2\xi(L)}]}, \quad (9)$$

или разделив числитель и знаменатель на $e^{-2\xi(l_1)}$, получаем

$$E = \frac{2 \int_{l_1}^{l_2} \rho l E(l) e^{-2\xi(l-l_1)} dl}{1 - e^{-2\xi(L)}}, \quad (10)$$

где $\xi(l-l_1) = \int_{l_1}^l \rho dl$ есть оптическая толщина слоя $(l-l_1)$. Таким образом, величина E не зависит от степени помутнения на участке l_1 , а определяется только характером помутнения участка зондирования L и параметрами установки.

Для теоретического анализа величину E удобно представить в виде функции, зависящей от средней прозрачности на участке зондирования L . Для этого введем безразмерную функцию $F(l)$, определяемую как $F(l) = \frac{\rho l}{\rho_{\text{ср}}}$, где ρl — текущее значение коэффициента

рассеяния, а $\rho_{\text{ср}} = \frac{1}{L} \int_{l_1}^{l_2} \rho dl$ — средняя величина коэффициента

рассеяния на участке зондирования L . При этом выражение (10) приобретает вид

$$E = \frac{2 \rho_{\text{ср}} \int_{l_1}^{l_2} F(l) E(l) \exp \left[-2 \int_{l_1}^l \rho dl \right] dl}{1 - e^{-2\xi(L)}}. \quad (11)$$

С физической стороны функция $F(l)$ определяет характер хода прозрачности с расстоянием, или, иначе говоря, характеризует степень однородности помутнения на участке зондирования (например, для однородной атмосферы $\rho_l = \rho_{\text{ср}}$ и $F(l) = 1$).

Таким образом, в самом общем виде величина E есть функция средней величины коэффициента рассеяния на участке зондирования, характера хода и степени неоднородности помутнения на участке зондирования и параметров установки. Поэтому в общем случае величина E определяется однозначно только для однородной атмосферы, где при известных параметрах установки она может быть рассчитана как однозначная функция коэффициента рассеяния

$$E_{\text{одн}} = \frac{2\rho \int_{l_1}^{l_2} E(l) e^{-2\rho(l-l_1)} dl}{1 - e^{-2\rho L}} \quad (12)$$

В то же время, как это будет показано далее, существуют определенные условия, при которых величина E слабо зависит от степени и стратификации атмосферного помутнения, определяясь в основном только параметрами установки, или, иначе говоря, являясь приборной функцией установки. Для рассматриваемой схемы измерения это условие независимости величины E от степени и характера помутнения может быть выполнено лишь в определенных пределах. В результате измерение прозрачности атмосферы при ее стратификации, отличной от той, для которой были рассчитаны соответствующие значения функции E , будет неизбежно сопровождаться некоторым увеличением погрешности измерения. Наша основная задача заключается в том, чтобы определить условия, при которых это возрастание погрешности измерения будет минимальным.

Как следует из вышеизложенного, наиболее простые соотношения между входящими в основные расчетные выражения величинами будут иметь место для однородной атмосферы. Поэтому расчет градуировочных кривых удобнее всего начинать именно с однородной атмосферы. Зная величину E для однородной атмосферы [$F(l) = 1$], можно далее определить, как сильно она меняется для различных моделей неоднородной атмосферы [$F(l) = \text{var}$], и решить вопрос, в какой степени градуировочные кривые, рассчитанные для однородной атмосферы, будут справедливы для неоднородной атмосферы и при каких условиях расхождения между данными установки обратного рассеяния и истинными значениями прозрачности атмосферы будут минимальными.

Таким образом, из общего анализа реальной схемы измерения с теневой зоной вытекает следующее.

1. Величина сигналов на приемнике как для теоретической [1], так и для реальной схемы есть одинаковая функция оптической толщины участка зондирования L и пропорциональна величине [$1 - e^{-2\xi(L)}$]. Введение в реальную схему теневой зоны приводит к дополнительной зависимости сигнала на приемнике и от величины ослабления света на участке теневой зоны, т. е. от множителя $e^{-2\xi(l)}$.

2. Если для теоретической схемы величина сигнала Φ на приемнике пропорциональна постоянной и зависящей только от параметров установки величине потока Φ_m , то для реальной схемы величина сигнала Φ пропорциональна некоторой переменной величине E , зависящей в общем случае как от параметров установки, так и от степени и характера атмосферного помутнения. Для обеспечения минимальной погрешности измерения реальной схемы в условиях различной стратификации атмосферы необходимо определить условия, при которых эта величина E слабо зависит от степени и характера атмосферного помутнения.

2. Однородная атмосфера. Измерение прозрачности атмосферы при двух теневых зонах

Как следует из (8), величина светового потока на приемнике в случае однородной атмосферы равна

$$\Phi = kE_{\text{одн}}e^{-2\tau l_1} [1 - e^{-2\rho L}], \quad (13)$$

где $k = 1/2\Phi_0\sigma$, а величина $E_{\text{одн}}$ определяется из выражения (12). Наличие в выражении (13) дополнительного множителя $e^{-2\rho l_1}$, учитывающего ослабление сигнала на участке теневой зоны, приводит к тому, что зависимость между сигналом на приемнике Φ и прозрачностью атмосферы приобретает неоднозначный характер. Действительно, согласно (13), при любом конечном значении величины $E_{\text{одн}}$ величина $\Phi \rightarrow 0$ как при $\rho \rightarrow 0$, так и при $\rho \rightarrow \infty$. Следовательно, при некотором $\rho = \rho'$ величина светового потока Φ имеет максимальное значение, и связь между величинами ρ и Φ неоднозначна — одному и тому же значению светового потока Φ могут соответствовать два различных значения измеряемой величины ρ .

Анализ, проведенный в работах [5, 6], показывает, что точка, соответствующая максимальному значению величины Φ , определяется условием $\rho' l_1 = 0,305$, или $\rho' = \frac{0,305}{l_1}$, т. е. зависит от величины теневой зоны l_1 . Увеличение теневой зоны l_1 приводит к тому, что точка максимума величины Φ смещается в область более слабых помутнений.

Для того чтобы в измеряемом диапазоне помутнений обеспечить однозначную связь между величиной потока Φ и величиной ρ (или прозрачностью атмосферы), необходимо выбирать такие значения теневой зоны l_1 , при которых максимум величины сигнала Φ лежал бы за пределами рабочего диапазона. Из этого условия вытекает, что сколь-нибудь значительное увеличение дальности действия установки обратного рассеяния путем простого увеличения теневой зоны l_1 возможно только при измерении слабых помутнений, когда ослабление на участке теневой зоны мало. При измерении прозрач-

ности более плотных помутнений теньевую зону приходится уменьшать, а это неизбежно приводит к резкому возрастанию удельного веса сигналов от близких к прожектору слоев и соответствующему уменьшению глубины зондирования L . Поэтому схема измерения с одной теньевой зоной на практике используется лишь для локальных измерений, в частности, для измерения горизонтальной прозрачности атмосферы [3].

Для обеспечения достаточно большой глубины зондирования атмосферы в широком диапазоне помутнений необходимо измерять сигналы не на одной, а на нескольких теньевых зонах, выбирая их так, чтобы каждая зона измерения захватывала только определенную часть исследуемого слоя атмосферы. Измерив величину сигналов от каждого такого участка, можно затем по соответствующей методике, которая будет рассмотрена далее, определить общую прозрачность всего исследуемого слоя атмосферы.

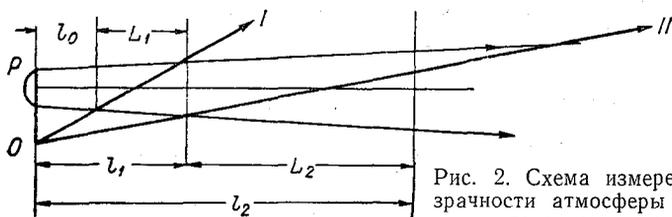


Рис. 2. Схема измерения прозрачности атмосферы с двумя теньевыми зонами.

Можно показать, что измерение прозрачности атмосферы с помощью нескольких теньевых зон есть следующая степень приближения к теоретической схеме измерения, рассмотренной в [1]. С этой точки зрения смысл введения нескольких теньевых зон заключается в том, что обычный расходящийся пучок света в пределах требуемого рабочего участка разбивается на ряд ограниченных участков ΔL , на каждом из которых пучок света в первом приближении может рассматриваться как параллельный пучок. Иначе говоря пучок света в пределах общей глубины зондирования рассматривается как состоящий из отдельных участков с параллельным пучком. Очевидно, что чем больше степень дробления исследуемого участка l_2 , тем меньше будет ошибка за счет фактической непараллельности пучка света на каждом отдельном участке ΔL . Однако чрезмерное дробление участка l_2 приводит к громоздким вычислениям и трудно выполнимо на практике. По-видимому, целесообразно разбивать весь участок зондирования l_2 на 2—3 отдельных участка, выбирая для этой цели соответственно 2—3 теньевые зоны.

Для простоты математических выкладок рассмотрим здесь случай, когда измерение прозрачности атмосферы производится с помощью двух теньевых зон. При этом на приемник поступают сигналы от двух различных участков исследуемого слоя l_2 — от ближнего

(I) и дальнего (II), где дальний участок зондирования имеет эффективную глубину $L_2 = l_2 - l_1$ (l_1 — величина теневой зоны, l_2 — верхняя граница участка зондирования), а ближний участок зондирования охватывает слои атмосферы, расположенные непосредственно вблизи прожектора, от l_0 до l_1 , т. е. $L_1 = l_1 - l_0$ (рис. 2). Заметим, что для обеспечения однозначности полученных результатов измерения необходимо теневую зону ближнего участка l_0 выбирать столь малой, чтобы во всем рабочем диапазоне помутнений двукратное ослабление на этом участке было пренебрежимо малым, т. е. $e^{-2\rho(l_0)} \approx 1$. Это условие для ближней теневой зоны остается в силе при любой степени дробления всего исследуемого слоя l_2 .

Согласно (13), сигналы, поступающие на приемник от ближней и дальней зон, будут соответственно равны

$$\Phi_6 = kE_6 e^{-2\rho l_0} [1 - e^{-2\rho L_1}] \approx kE_6 [1 - e^{-2\rho l_1}], \quad (14)$$

так как $e^{-2\rho l_0} \approx 1$ и соответственно $e^{-2\rho L_1} \approx e^{-2\rho l_1}$, а

$$\Phi_d = kE_d e^{-2\rho l_1} [1 - e^{-2\rho L_2}], \quad (15)$$

где входящие в формулы величины E_6 и E_d определяются как

$$E_6 = \frac{2\rho \int_{l_0}^{l_1} E(l) e^{-2\rho(l-l_0)} dl}{1 - e^{-2\rho L_1}}. \quad (16)$$

$$E_d = \frac{2\rho \int_{l_1}^{l_2} E(l) e^{-2\rho(l-l_1)} dl}{1 - e^{-2\rho L_2}}. \quad (17)$$

Из (14) и (15) следует

$$1 - e^{-2\rho l_1} = \frac{\Phi_6}{kE_6} \quad (18)$$

и

$$e^{-2\rho l_1} - e^{-2\rho l_2} = \frac{\Phi_d}{kE_d}. \quad (19)$$

Суммируя (18) и (19), получим

$$1 - e^{-2\rho l_2} = \frac{1}{k} \left(\frac{\Phi_6}{E_6} + \frac{\Phi_d}{E_d} \right), \quad (20)$$

или

$$e^{-\rho l_2} = \sqrt{1 - \frac{1}{k} \left(\frac{\Phi_6}{E_6} + \frac{\Phi_d}{E_d} \right)}. \quad (21)$$

Следовательно, чтобы определить общую прозрачность слоя l_2 , необходимо измерить величину сигналов на приемнике Φ_6 и Φ_d от обоих участков зондирования и определить соответствующие им значения величин E_6 и E_d .

Из (14) и (16) следует, что между величинами Φ_6 и E_6 существует однозначная связь. Эта связь может быть найдена путем совместного решения (14) и (16) и выражена в виде зависимости $E_6 = f_1(\Phi_6)$, что позволит определять величину E_6 непосредственно по измеренной величине сигнала Φ_6 .

Величину E_d определить непосредственно по величине сигнала Φ_d нельзя. Это вытекает из того, что для дальней теневой зоны ход кривой $\Phi_d = \psi(\rho)$ может иметь максимум в рабочем диапазоне, тогда зависимость между Φ_d и E_d будет неоднозначна. Иначе говоря, одному и тому же значению Φ_d будут соответствовать два значения коэффициента рассеяния ρ и соответственно два значения величины E_d . Поэтому величину E_d следует определять, учитывая одновременно и величину сигнала от ближней зоны Φ_6 .

Общая методика измерения при этом сводится к следующему. По величине сигнала от ближней зоны (14) следует определить ослабление на участке l_1

$$e^{-2\rho l_1} = 1 - \frac{\Phi_6}{kE_6}. \quad (22)$$

Найденную величину $e^{-2\rho l_1}$ в качестве поправки следует ввести в формулу (15) с тем, чтобы из сигнала Φ_d исключить влияние ослабления на участке теневой зоны l_1 ,

$$\Phi_{дп} = \frac{\Phi_d}{e^{-2\rho l_1}} = \frac{\Phi_d}{1 - \frac{\Phi_6}{kE_6}}. \quad (23)$$

Найденная таким образом величина светового потока $\Phi_{дп}$ определяет уровень сигнала на приемнике от дальней зоны зондирования при отсутствии ослабления на участке теневой зоны l_1 . Удобство введения этой величины заключается в том, что зависимость между $\Phi_{дп}$ и ρ монотонна и не имеет максимума, а следовательно, будет обеспечиваться однозначная зависимость и между $\Phi_{дп}$ и E_d , вытекающая непосредственно из (15) и (23),

$$\Phi_{дп} = kE_d(1 - e^{-2\rho L_2}). \quad (24)$$

Таким образом, для определения величины E_d вместо зависимости $E_d = \Phi(\Phi_d)$ следует использовать зависимость $E_d = f_2(\Phi_{дп})$, которая может быть найдена путем совместного решения системы уравнений (17) и (24).

3. Измерение неоднородной атмосферы. К выбору величины l_2

Принципиально методика измерения прозрачности неоднородной атмосферы не отличается от методики, изложенной выше для однородной атмосферы. Повторяя ход наших предыдущих рассуждений, можно получить аналогичную (21) формулу общей прозрач-

ности исследуемого слоя неоднородной атмосферы:

$$e^{-\xi(l_2)} = \sqrt{1 - \frac{1}{k} \left(\frac{\Phi_6}{E_6'} + \frac{\Phi_d}{E_d'} \right)}. \quad (25)$$

В этом случае, однако, величины E_6' и E_d' имеют, согласно (11), следующий вид:

$$E_6' = \frac{2\rho_1 \int_{l_0}^{l_1} F(l) E(l) \exp \left[-2 \int_{l_0}^l \rho dl \right] dl}{1 - e^{-2\rho_1 L_1}}, \quad (26)$$

$$E_d' = \frac{2\rho_2 \int_{l_1}^{l_2} F(l) E(l) \exp \left[-2 \int_{l_1}^l \rho dl \right] dl}{1 - e^{-2\rho_2 L_2}}, \quad (27)$$

где ρ_1 и ρ_2 — средние значения коэффициентов рассеяния на участках ближней и дальней зон зондирования, т. е. $\rho_1 = \frac{1}{L_1} \int_{l_0}^{l_1} \rho dl$

$$\text{и } \rho_2 = \frac{1}{L_2} \int_{l_1}^{l_2} \rho dl.$$

Таким образом, для неоднородной атмосферы входящие в формулу (25) величины E_6' и E_d' при одной и той же оптической толщине исследуемых слоев L_1 и L_2 зависят еще и от стратификации атмосферы на этих участках. Поэтому, строго говоря, для различной стратификации атмосферы следует использовать различные зависимости $E' = f(\Phi)$. Однако практически это невозможно и поэтому необходимо рассмотреть, в какой степени можно использовать в этих случаях зависимости $E_6' = f_1(\Phi_6)$ и $E_d' = f_2(\Phi_{\text{дп}})$, рассчитанные для однородной атмосферы. К сожалению, такой анализ весьма сложен и не может дать однозначного ответа хотя бы потому, что невозможно рассмотреть все закономерности, по которым может меняться с расстоянием ход помутнения в реальной атмосфере. В то же время оценить общую тенденцию хода ошибок при измерении неоднородной атмосферы и определить некоторые условия, при которых эти ошибки будут минимальными, в определенной степени возможно.

Такой анализ может быть проведен двумя различными способами. Во-первых, путем сопоставления хода функций E_6' и E_d' при различных значениях глубины зондирования l_2 и определения такого оптимального значения $l_{2 \text{ опт}}$, при котором погрешность измерения в неоднородной атмосфере будет минимальной. Во-вторых, путем рассмотрения некоторых конкретных моделей неоднородной атмосферы и оценки погрешности измерения, возникающей

в случае использования для данной стратификации атмосферы величин $E_б$ и $E_д$, рассчитанных для однородной атмосферы.

Анализ ходов $E'_б$ и $E'_д$ (26), (27), соответствующих неоднородной атмосфере, показывает, что дополнительная ошибка измерения при любой стратификации атмосферы будет равна нулю в том случае, если в пределах каждой эффективной области зондирования величина функции $E(l)$ остается постоянной, а за ее пределами быстро падает, имея, таким образом, в идеале на каждом участке зондирования П-образную форму. Это условие постоянства функции $E(l)$ должно выполняться только в пределах данной области зондирования, т. е. величины $E(l)$ для каждой зоны должны быть постоянны, но могут быть и не равны между собой. Условие быстрого спада функции $E(l)$ за пределами участка зондирования диктуется необходимостью исключить влияние неучитываемых световых сигналов от слоев, расположенных далее участка зондирования.

При выполнении этих условий, как следует из (16), (17) и (26), (27), величины $E'_б = E_б$ и $E'_д = E_д$, поэтому градуировочные кривые однородной атмосферы абсолютно справедливы и для неоднородной атмосферы. Однако практически эти условия могут быть выполнены только в определенной степени. Как показано в [4], постоянство функции $E(l)$ внутри данной эффективной зоны зондирования достаточно хорошо обеспечивается при малых теневых зонах и значительно хуже при больших теневых зонах. При большой теневой зоне значительно хуже выполняется и второе условие — быстрый спад функции $E(l)$ за пределами области зондирования.

При рассмотрении реальной схемы измерения с приемником света, расположенным сбоку от прожектора, было установлено, что величина $E(l)$ в пределах области зондирования вначале быстро возрастает, затем в некоторых пределах практически не меняется, а затем быстро падает близко к закону обратных квадратов [4]. Чем дальше от прожектора удалена рассматриваемая область зондирования, тем более пологим будет этот спад функции $E(l)$. При таких условиях выбор оптимальной (с точки зрения получения минимальных ошибок) глубины зондирования l_2 для дальней теневой зоны связан с определенными трудностями. С точки зрения постоянства функции $E(l)$ внутри области зондирования L_2 ее верхнюю границу l_2 желательно выбирать малой с тем, чтобы захватить только ту область прожекторного пучка, где функция $E(l)$ постоянна по величине. Однако при этом возрастает удельный вес неучитываемых в расчетных формулах сигналов от слоев атмосферы, находящихся за пределами l_2 , что приведет к соответствующему увеличению погрешности измерения. С другой стороны, значительное увеличение l_2 приводит к сильному изменению величины $E(l)$ внутри области зондирования, в результате чего возрастает погрешность измерения, связанная с различным характером стратификации неоднородной атмосферы. Таким образом, требования,

предъявляемые к рациональному выбору l_2 опт, в определенной степени противоречат друг другу и здесь приходится выбирать некоторое компромиссное решение с тем, чтобы результирующая ошибка измерения была минимальной.

Вопрос о выборе оптимальной величины l_2 является одним из важнейших в теории обратного рассеяния, поскольку именно величина l_2 определяет общую глубину эффективного зондирования в атмосфере, т. е. то оптимальное расстояние, при котором данные установки обратного рассеяния с наибольшей точностью соответствуют фактической величине прозрачности на данном участке.

Для определения общей тенденции хода ошибок в неоднородной атмосфере были выбраны различные модели строения этой неоднородной атмосферы и путем численного интегрирования рассчитаны величины сигналов на приемнике Φ и соответствующие им значения E при различных исходных значениях l_2 . В качестве основной модели строения атмосферы была выбрана экспоненциальная, т. е. такая, при которой коэффициент рассеяния меняется с расстоянием по экспоненциальному закону. Выбор экспоненциальной модели обусловлен основным назначением метода обратного рассеяния — измерять наклонную и вертикальную прозрачность атмосферы. Вообще говоря, экспоненциальный характер убывания прозрачности с высотой характерен только для достаточно высокой прозрачности атмосферы [7, 8]. Однако какой-нибудь определенной закономерности изменения вертикальной и наклонной прозрачности в условиях плохой видимости, низкой облачности и т. п. не существует. Чтобы охватить различные возможные случаи хода реальной прозрачности с расстоянием, рассматривались как случаи убывания прозрачности атмосферы с расстоянием, так и случаи, когда прозрачность с расстоянием возрастает. Расчет производился для трех различных теневых зон l_1 и для каждой зоны рассчитывалось 12 различных моделей неоднородной атмосферы. Для упрощения расчетов было принято, что ошибка измерения по ближней зоне пренебрежимо мала и может не учитываться.

Проведенные расчеты показали, что для каждой теневой зоны l_1 существует некоторая оптимальная величина l_2 , при которой ошибка измерения в неоднородной атмосфере будет минимальной. В диапазоне видимостей 0,5—4 км эта величина l_2 приблизительно равна пяти-семикратной величине теневой зоны l_1 , т. е. l_2 опт = $(5 \div 7) l_1$, причем меньшим значениям прозрачности соответствует и меньшая величина l_2 опт. При скорости изменения ρ в 1,5—4 раза на каждые 100 м исследуемого участка атмосферы величина ошибки, получаемой за счет использования зависимостей $E = f(\Phi)$, рассчитанных для однородной атмосферы, составляла в среднем 10—15%. Заметим, что по данным [6] величина l_2 для нефелометрической установки обратного рассеяния соответствует приблизительно $l_2 = (3 \div 4) l_1$ в области низких видимостей и $l_2 = (9 \div 10) l_1$ при дальности видимости $S_M = 10$ км.

Таким образом, схема измерения с двумя теневыми зонами может обеспечить измерение прозрачности как однородной, так и неоднородной атмосферы. Оптимальная дальность действия этой схемы зависит от диапазона измеряемых помутнений и величины дальней теневой зоны и в диапазоне видимостей 0,5—4 км составляет приблизительно $(5 \div 7) l_1$. При необходимости измерения прозрачности атмосферы в более широком диапазоне помутнений весь измеряемый диапазон необходимо разбить на соответствующее количество поддиапазонов и для каждого из них выбирать свое оптимальное значение глубины эффективного проникновения $l_2 \text{ опт.}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев В. А. Теоретическая модель схемы измерения прозрачности атмосферы по интенсивности рассеянного назад света. См. настоящий сборник.
2. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1966.
3. Гольберг М. А. Теория нефелометрической установки обратного рассеяния. Труды НИИГМП, вып. 13, 1965.
4. Ковалев В. А. К измерению прозрачности атмосферы методом обратного светорассеяния. Труды ГГО, вып. 237, 1969.
5. Гершун А. А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. Физматгиз, М., 1958.
6. Гольберг М. А. Исследование возможности измерения прозрачности атмосферы на сети Гидрометслужбы по интенсивности рассеянного света. Автореф. диссертации. ГГО, 1968.
7. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 1957.
8. Рабинович Ю. И. Вертикальное распределение аэрозольного ослабления в атмосфере. Труды ГГО, вып. 118, 1961.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА ПРИБОРАМИ С ШИРОКИМИ ПОЛОСАМИ ПРОПУСКАНИЯ

В настоящее время для измерения общего содержания атмосферного озона, кроме приборов обсерваторского типа со сложными спектральными системами, методика применения которых хорошо известна [1], применяются простые озонметры со стеклянными светофильтрами. Такие приборы выделяют довольно широкие участки спектра ультрафиолетовой радиации, так что коэффициент поглощения озоном УФ радиации в пределах рабочего участка сильно изменяется. Метод расчета озона для приборов с широкими полосами пропускания предложен Р. Стером [2], усовершенствован и развит Г. П. Гушиным [3, 4] и применяется на сети озонметрических станций, оборудованных озонметром М-83.

В работах [5, 6], где рассматривается очевидная погрешность озонметра М-83 и часто наблюдаемый при измерениях этим прибором фиктивный суточный ход озона, поставлена под сомнение возможность использования для измерения озона приборов с широкими полосами пропускания. Однако это заключение основано на выводах работы [7], где оценка возможных погрешностей приборов с широкими полосами пропускания сделана для случая, когда при расчете озона используется метод Добсона, хотя он в приборе М-83 не применяется.

В настоящей работе сделана попытка оценить возможности простых фильтровых озонметров при использовании метода для приборов с широкими полосами пропускания. Для этого были рассмотрены и рассчитаны наиболее существенные характеристики прибора:

- 1) чувствительность прибора к озону;
- 2) динамический диапазон прибора;
- 3) возможность использования «долгого» метода Бугера при расчете озона.

¹ Здесь и далее под озоном подразумевается общее содержание атмосферного озона.

Измерительная схема. Расчет указанных характеристик проводился применительно к измерительной схеме озонметра, состоящей из двух светофильтров (один из которых расположен в полосе поглощения озона, другой вне ее), фотоэлемента (фотоумножителя), усилителя, отсчетного прибора.

Спектральная чувствительность прибора k_λ определяется в основном спектральным пропусканием светофильтра τ_λ , а также спектральной характеристикой фотоприемника ϵ_λ :

$$k_\lambda = \tau_\lambda \epsilon_\lambda. \quad (1)$$

Для краткости изложения спектральную чувствительность озонметра k_λ будем называть пропусканием фильтра. Форму реальных кривых пропускания фильтров, особенно стеклянных, хорошо отражает аппроксимация пропускания k_λ в виде

$$k_\lambda = \cos^2 \frac{\pi (\lambda - \lambda_{\max})}{\lambda_2 - \lambda_1} \left| \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right|, \quad (2)$$

где длина волны λ_{\max} соответствует максимальному пропусканию фильтра, а λ_1 и λ_2 — границы пропускания фильтра.

Расчет интенсивности ультрафиолетовой радиации. Для расчета общего содержания озона используется закон Бугера—Ламберта

$$S_\lambda = S_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \mu \Omega - \beta_\lambda m - \delta_\lambda m}, \quad (3)$$

где S_λ — интенсивность солнечной радиации с длиной волны λ на уровне наблюдения, $S_{0\lambda}$ — интенсивность солнечной радиации с длиной волны λ за атмосферой, Ω — толщина слоя озона, α_λ — коэффициент поглощения озона, β_λ — коэффициент релеевского рассеяния, δ_λ — оптическая толщина аэрозоля, m — воздушная масса, μ — озонная масса.

В приборах с узкими полосами пропускания озон находится из отношения отсчетов по двум фильтрам $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$, где $I_{\lambda_1} = c_1 S_{\lambda_1}$, $I_{\lambda_2} = c_2 S_{\lambda_2}$, c_1 и c_2 — постоянные прибора, по формуле

$$\Omega = \frac{\lg \frac{I_{0\lambda_1}}{I_{0\lambda_2}} - \lg \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} - (\beta_1 - \beta_2) m}{(a_1 - a_2) \mu}. \quad (4)$$

В приборах с широкими полосами пропускания линейная зависимость между $\lg \frac{I_1}{I_2}$ и m не сохраняется, поэтому содержание озона представляют в виде функции

$$\Omega = f \left(\frac{I_1}{I_2}, m \right), \quad (5)$$

где

$$I = cS = c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k_\lambda S_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \mu \Omega - \beta_\lambda m - \delta_\lambda m} d\lambda, \quad (6)$$

а S — интенсивность УФ радиации, прошедшей через фильтр с пропусканием k_λ , c — постоянная фильтра.

При линейном преобразовании сигнала $c = \text{const}$, следовательно,

$$\Omega = f\left(\frac{S_1}{S_2}, \mu\right). \quad (7)$$

Интенсивность ультрафиолетовой радиации, прошедшей через фильтр с пропусканием k_λ , согласно (3) и (6), представим в виде

$$S = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k_\lambda S_\lambda d\lambda. \quad (8)$$

Расчет интенсивности ультрафиолетовой радиации S_λ на уровне моря в области длин волн от 300 до 350 нм с интервалом 0,4 нм

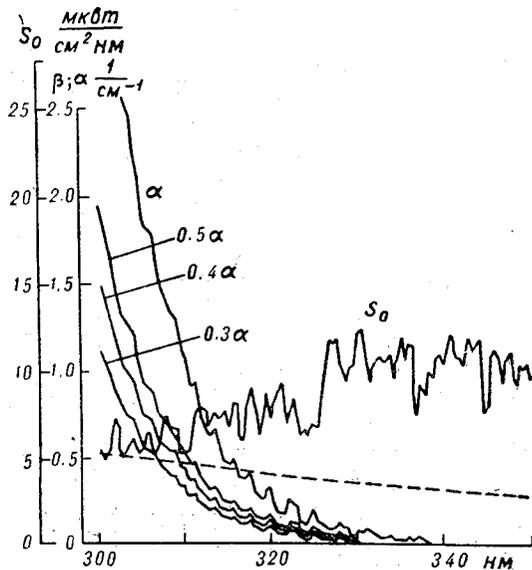


Рис. 1. Спектр ультрафиолетовой солнечной радиации на верхней границе атмосферы

S_0 (мкВт/см², нм), коэффициенты поглощения озона

α (1/см) (при температуре -50°C) и коэффициент молекулярного ослабления β .

был сделан по формуле (3) для значений воздушных масс 1, 2, 3 и 4 и содержания озона 0,3; 0,4 и 0,5 см.

Необходимые для расчета значения $S_{0\lambda}$ с интервалом 0,4 нм были взяты из работы [8], значения коэффициентов поглощения озона α_λ — из работ Вигру [9, 10], значения коэффициентов релеев-

ского рассеяния β — по Пендорфу. Поскольку в рассмотренном диапазоне изменения высот солнца (до $m=4$) озонная и воздушная массы не различаются более чем на 4%, в расчете было принято $\mu=m$.

На рис. 1 изображен спектр интенсивности ультрафиолетовой радиации за атмосферой, а также значения коэффициентов поглощения озона (для -50°C) и коэффициентов релеевского рассеяния. На рис. 2 показана часть рассчитанного спектра ультрафио-

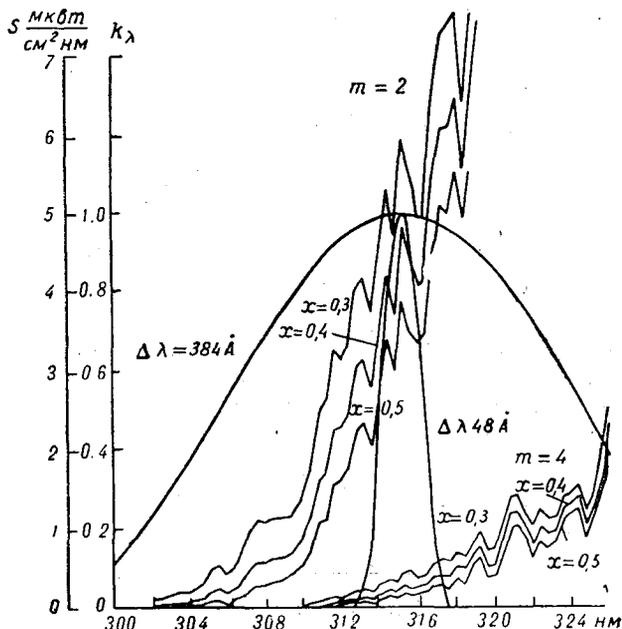


Рис. 2. Спектр ультрафиолетовой солнечной радиации на уровне моря при $m=2$ и $m=4$. Пропускание фильтра k_λ ($\lambda_{\text{max}}=315,2$ нм, $\Delta\lambda=38,4$ нм).

летовой радиации на уровне моря для $m=2$ и $m=4$. Заметно резкое уменьшение радиации с уменьшением длины волн.

Далее была рассчитана интенсивность ультрафиолетовой радиации на уровне моря, прошедшей через фильтр с пропусканием k_λ . Расчеты проводились по формуле (8) численным интегрированием с шагом по спектру 0,4 нм для фильтров с максимумами пропускания λ_{max} на длинах волн 305,2; 310; 315,2; 320; 325,2 нм и полной шириной $\Delta\lambda$ от 1,2 до 38,4 нм. (Кривая пропускания фильтров с $\lambda_{\text{max}}=315,2$ нм и $\Delta\lambda$, равных 4,8 и 38,4 нм, приведена на рис. 2.) Интенсивность радиации S , прошедшей через фильтр k_λ , была рассчитана для разного содержания озона (0,3; 0,4; 0,5 см) и для разных значений воздушных масс (1, 2, 3, 4, рис. 3).

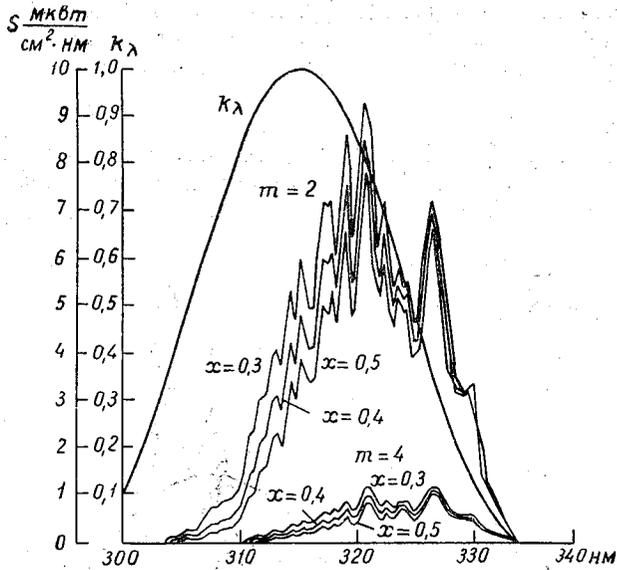


Рис. 3. Спектр ультрафиолетовой солнечной радиации, прошедшей через фильтр k_λ ($\lambda_{\max}=305,2$ нм, $\Delta\lambda=38,4$ нм).

Таблица 1

Интенсивность ультрафиолетовой радиации S (мквт/см²), прошедшей через фильтр с пропусканием k_λ (λ_{\max} , $\Delta\lambda$) при $m=2$ ($\delta=0$)

λ_{\max} нм	Ω см	$\Delta\lambda$ нм						
		0,4	1,2	2,4	4,8	9,6	19,2	38,4
305,2	0,3	0,196	0,366	0,536	0,922	2,24	6,33	27,9
	0,4	0,0816	0,151	0,220	0,386	1,01	3,58	20,5
	0,5	0,0347	0,0632	0,091	0,163	0,468	2,10	15,7
310	0,3	0,588	1,204	1,98	4,15	9,05	22,1	59,4
	0,4	0,360	0,745	1,23	2,61	6,16	15,7	47,9
	0,5	0,221	0,465	0,776	1,65	4,08	11,4	39,6
315,2	0,3	2,40	4,44	6,75	12,5	25,4	51,7	112,0
	0,4	1,94	3,58	5,43	10,1	20,5	42,0	98,2
	0,5	1,57	2,87	4,37	8,1	16,6	35,4	87,5
320	0,3	3,08	6,50	10,83	21,6	41,5	32,8	181,0
	0,4	2,66	5,70	9,56	19,3	37,2	73,2	169,0
	0,5	2,28	4,96	8,19	17,3	33,3	66,0	151,0
325,2	0,3	3,93	8,20	13,8	29,4	62,3	130,0	
	0,4	3,66	7,68	12,9	27,8	58,8	123,0	
	0,5	3,42	7,09	12,1	26,4	55,8	117,0	

Радикация, прошедшая через фильтры с $\Delta\lambda=0,4$ нм, была рассчитана для прямоугольной формы кривой пропускания, т. е. фактически представляет собой интенсивность монохроматической радиации.

В табл. 1 приведены результаты расчета для $m=2$.

1. Чувствительность прибора к озону

Как уже было сказано, озон находится по отношению интенсивностей радиации, прошедшей через фильтры озонометра.

Обозначим интенсивности радиации при содержании озона Ω и массе m для 1-го и 2-го фильтров как S_1 и S_2 , а при содержании озона $\Omega - \Delta\Omega$ и при той же массе — как S'_1 и S'_2 и найдем, во сколько раз изменится отношение S_1/S_2 при изменении озона на $\Delta\Omega$:

$$r_m = \frac{S'_1/S'_2}{S_1/S_2} = \frac{S'_1/S_1}{S'_2/S_2} = \frac{r_{1m}}{r_{2m}}. \quad (9)$$

Величину r_m назовем чувствительностью прибора к озону. Если второй фильтр расположен в области спектра, где отсутствует поглощение озона, то $S'_2 = S_2$, а $r_m = S'_1/S_1 = r_{1m}$, т. е. чувствительность прибора определяется изменением интенсивности радиации, выделенной первым фильтром.

Для дальнейших расчетов зададим величину $\Delta\Omega = 0,1$ см. Найдем r_m для фильтров разной ширины, расположенных в различных участках спектра ультрафиолетовой радиации. Для расчета r_m воспользуемся значениями S_1 , причем в каждом случае находим r_m как среднее из двух значений по формуле

$$r_m = \frac{S_{0,3}/S_{0,4} + S_{0,4}/S_{0,5}}{2}, \quad (10)$$

где индексы 0,3; 0,4 и 0,5 показывают, при каком содержании озона была рассчитана интенсивность ультрафиолетовой радиации S .

Полученные значения r_m приведены в табл. 2 и на рис. 4. Из таблиц и рисунков видно, что чувствительность прибора к озону;

- 1) резко возрастает с уменьшением длины волны;
- 2) для фильтров с полной шириной до 10—20 нм очень мало уменьшается с расширением фильтра на всех длинах волн;
- 3) для фильтров с полной шириной свыше 10—20 нм резко падает с расширением фильтра, особенно на более коротких длинах волн.

Особенно следует отметить выявленное при расчете сохранение чувствительности к озону прибора с фильтрами шириной до 10—20 нм, близкой к чувствительности к озону монохроматической радиации.

Величина чувствительности r_m характеризует влияние озона на измеряемую радиацию, но, кроме нее, необходимо также знать, как при расчете озона (искомой величины) сказывается изменение

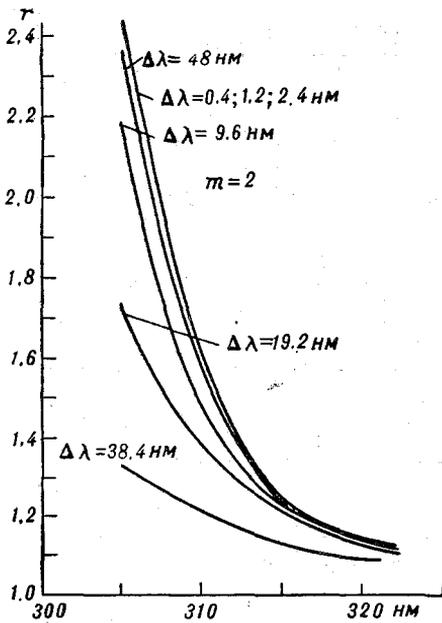


Рис. 4. Чувствительность к озону приборов с фильтрами с шириной пропускания $\Delta\lambda$ в зависимости от положения максимума пропускания фильтра.

Таблица 2

Чувствительность прибора r_m к озону

λ_{\max} нм	$\Delta\lambda$ нм													
	0,4		1,2		2,4		4,8		9,6		19,2		38,4	
	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$
305,2	2,40	5,6	2,41	5,7	2,42	5,6	2,40	5,4	2,20	4,15	1,74	2,33	1,33	1,48
310,0	1,64	2,66	1,60	2,58	1,60	2,53	1,59	2,43	1,48	2,12	1,39	1,70	1,22	1,36
315,2	1,23	1,53	1,24	1,52	1,24	1,54	1,24	1,52	1,23	1,48	1,21	1,40	1,13	1,18
320,0	1,16	1,36	1,14	1,33	1,14	1,29	1,13	1,26	1,11	1,25	1,12	1,22	1,09	1,13
325,2	1,07	1,15	1,08	1,15	1,07	1,12	1,06	1,12	1,05	1,11	1,05	1,09		

радиации (отсчета по прибору). Для оценки изменения озона представим чувствительность прибора к озону для монохроматической радиации согласно (9) и (3) в виде

$$r_m = \frac{S'_\lambda}{S_\lambda} = \frac{S_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \mu (\Omega - \Delta\Omega) - \beta_\lambda m}}{S_{0\lambda} \cdot 10^{-\alpha_\lambda \mu \Omega - \beta_\lambda m}} = 10^{\alpha_\lambda \mu \Delta\Omega} \quad (11)$$

Для фильтров с конечной шириной можно написать

$$r_m = 10^{\alpha_{\text{эф}} \mu \Delta\Omega} \quad (12)$$

Расчет показал, что практически для любого из выбранных фильтров при $m = \mu = \text{const}$ сохраняется соотношение $S_{0,3}/S_{0,4} \approx S_{0,4}/S_{0,5}$, т. е. значение $\alpha_{\text{эф}}\mu$ при довольно большом изменении озона от 0,3 до 0,5 см остается постоянным. Из (12) следует

$$\alpha_{\text{эф}}\mu = \frac{\lg r_m}{\Delta\Omega} = 10 \lg r_m. \quad (13)$$

Также можно написать, что при $m = \text{const}$

$$\Delta\Omega = \frac{1}{\alpha_{\text{эф}}\mu} \lg \frac{S'}{S}. \quad (14)$$

Допустим, что S' отличается от S на 10%, тогда при содержании озона 0,3 см относительное изменение озона равно

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \% = \frac{1,4}{\lg r_m}. \quad (15)$$

Таблица 3

Относительное изменение содержания озона $\Delta\Omega/\Omega$ (%) при изменении интенсивности ультрафиолетовой радиации на 10% ($\Omega = 0,3$ см)

λ_{max} нм	$\Delta\lambda$ нм													
	0,4		0,2		2,4		4,8		9,6		19,2		38,4	
	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$	$m=2$	$m=4$
305,2	4	2	4	2	4	2	4	2	4	2	6	4	11	8
310,0	7	3	7	3	7	3	7	4	8	4	10	6	16	11
315,2	15	8	15	8	15	8	15	8	15	8	17	10	25	19
320,0	21	10	25	12	26	14	28	14	29	14	28	17	60	27
325,2	44	23	39	23	50	30	57	30	58	30	61	37		

В табл. 3 приведены результаты расчета $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \%$ при $m=2$ для разных фильтров. Предположим, что погрешность измерения радиации составляет 10%. В этом случае данные табл. 3 характеризуют точность определения озона для приборов с разными фильтрами. Из этой таблицы видно, что при равной погрешности измерения радиации наименьшие погрешности в определении озона получаются для более коротковолновых фильтров. Погрешность в определении озона остается почти постоянной для фильтров с шириной полосы до 20,0 нм и лишь для более широкополосных фильтров она быстро возрастает. Из табл. 3 следует также, что приборы с полосой пропускания 20,0 нм и более могут иметь ту же точность, что и приборы с очень узкими полосами пропускания. Например, для прибора с $\Delta\lambda = 38,4$ нм и $\lambda_{\text{max}} = 310$ нм возможная погрешность

при $m=2$ получается такой же, как и для прибора с $\Delta\lambda=0,4$ нм и $\lambda_{\max}=315,2$ нм, а выбрав фильтр с довольно широкой полосой пропускания $\Delta\lambda=9,6$ нм и $\lambda_{\max}=305,2$ нм, получим максимально возможную точность для рассмотренного диапазона длин волн.

2. Динамический диапазон озонметров

Отметим еще одну особенность озонметрических наблюдений. Если содержание озона в течение года колеблется от 0,2 до 0,6 см, т. е. всего в 3 раза, то измеряемая интенсивность ультрафиолетовой радиации меняется в гораздо больших пределах.

Назовем динамическим диапазоном озонметра отношение максимального к минимальному измеряемых сигналов. Так как рассматриваются приборы с линейной регистрацией, то можно говорить о динамическом диапазоне изменения интенсивности ультрафиолетовой радиации в пределах полосы пропускания фильтров. В табл. 4 приводятся результаты расчета динамических диапазонов изменения интенсивности ультрафиолетовой радиации, прошедшей через фильтры с пропусканием k_{λ} (характеристики фильтров перечислены выше).

Таблица 4

Динамический диапазон $D=S_{\max}/S_{\min}$ (S_{\max} соответствует $\Omega=0,2$ см, $m=1$; S_{\min} $\Omega=0,6$ см, $m=4$, $\delta=0,250$)

λ_{\max} нм	$\Delta\lambda$ нм						
	0,4	1,2	2,4	4,8	9,6	19,2	38,4
305,2	4×10^6	4×10^6	4×10^6	$3,5 \times 10^6$	1×10^6	64 000	3250
310,0	53 000	43 000	40 000	34 500	19 300	6 000	1250
315,2	2 060	2 200	2 190	2 040	1 800	1 230	520
320,0	890	740	640	570	540	480	
325,2	310	300	270	250	230		

Динамический диапазон D был рассчитан по формуле

$$D = S_{\max}/S_{\min} \quad (16)$$

Максимальные интенсивности S_{\max} были найдены для содержания озона $\Omega=0,2$ см и воздушной массы $m=1$, минимальные S_{\min} — для $\Omega=0,6$ см, $m=4$. Кроме того, при расчете D было учтено ослабление радиации аэрозолем ($\delta=0,250$, ослабление нейтральное).

Первое, что обращает на себя внимание в табл. 4, — очень большая величина динамического диапазона во всем рассмотренном участке спектра. Особенно большая величина динамического диапазона характерна для фильтров, расположенных в более коротко-

волновых участках спектра. Например, для фильтра с $\lambda_{\max} = 305,2$ нм и $\Delta\lambda$ от 0,4 до 10 нм динамический диапазон превышает 10^6 (вспомним, что диапазон изменения содержания озона равен 3).

В приборе с линейным усилением такой диапазон можно реализовать, только используя очень большое число оптических или электрических ослабителей, причем параметры ослабителей должны быть определены с высокой точностью. Это неизбежно приводит к такому усложнению прибора, которое делает практически невозможным использование его на широкой озонметрической сети. Анализ табл. 2, 3 и 4 показывает, что достаточно простой озонометр с линейным усилением можно создать лишь при малой чувствительности прибора к озону.

Несравненно лучшие результаты дает использование компенсационного метода, реализованного в спектрофотометре Добсона. Однако технические трудности в изготовлении необходимого для компенсации потоков оптического клина или какой-либо механической системы компенсации также велики и оправданы лишь для создания специальных озонометров обсерваторского типа.

Наиболее просто преодолеваются эти трудности, если в озонометре используется не линейное, а логарифмическое усиление. Учитывая, что вакуумный фотоумножитель может обеспечить линейное преобразование ультрафиолетовой радиации в диапазоне 10^5 — 10^6 , логарифмирующий элемент следует ставить непосредственно за фотоумножителем. При этом появляется возможность сжать динамический диапазон до величины, не превышающей один порядок, что уже существенно ближе к диапазону изменения содержания озона. Приборы такого типа уже использовались для оптических исследований [11], но для озонметрии не применялись. В настоящее время озонометр с логарифмическим усилением разрабатывается в Главной геофизической обсерватории.

3. Особенности применения «долгого» метода Бугера в озонметрии

На рис. 5 нанесены рассчитанные значения логарифма интенсивности ультрафиолетовой радиации, прошедшей через фильтры с различными параметрами, в зависимости от воздушной массы. По графикам видно, что уже при ширине фильтра 2,4 и 4,8 нм значения $\lg S$ не ложатся на прямую линию. При реальных наблюдениях такое отклонение (проявление эффекта Форбса) может привести к погрешностям в определении $\lg S_0$, а следовательно, и в расчете содержания озона. Чтобы оценить возможные погрешности из-за неправильного определения $\lg S_0$, мы получили значение $\lg S_0$ путем экстраполяции прямых, одна из которых проведена через точки, соответствующие $\lg S$ при $m=1$ и $m=2$, а другая — через точки $m=3$ и $m=4$. Расхождение между ними, которое можно считать погрешностью в определении $\lg S_0$, приводит к ошибкам в расчете озона при фильтрах с $\lambda_{\max} = 305,2$ нм от 3% при $\Delta\lambda = 2,4$ нм до 30% при $\Delta\lambda = 19,2$ нм.

Угол наклона кривых к оси абсцисс, который, согласно формуле (4), определяется в основном коэффициентом поглощения озона, при фильтрах с $\Delta\lambda=2,4$ нм сильно зависит от m , поэтому как использование коэффициента поглощения, соответствующего λ_{\max} , так и какого-либо постоянного эффективного коэффициента поглощения озона также приводит к появлению систематических ошибок в определении озона. Поэтому, учитывая, что для измере-

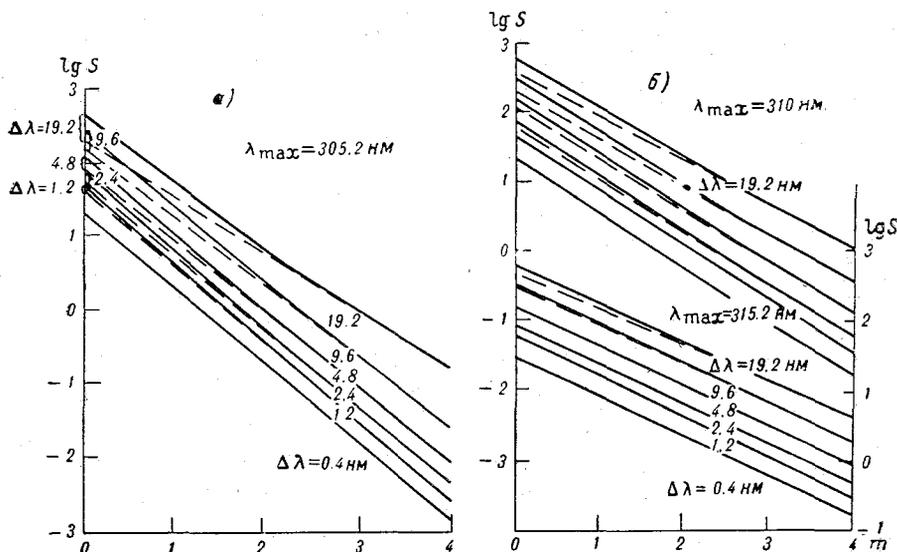


Рис. 5. Зависимость логарифма интенсивности ультрафиолетовой радиации, прошедшей через фильтр k_λ (λ_{\max} , $\Delta\lambda$), от воздушной массы m .

$a - \lambda_{\max}=305,2$ нм, $b - \lambda_{\max}=310$ и $\lambda_{\max}=315,2$ нм.

ния озона наиболее удобны фильтры, максимумы пропускания которых соответствуют длинам волн короче 315 нм, использовать для расчета озона формулу (4) можно лишь при измерениях озона со спектральными интервалами не шире 3—5 нм. При работе с более широкополосными фильтрами следует пользоваться расчетами по методу для приборов с широкими полосами пропускания. При этом необходимо знать спектральную чувствительность прибора.

Если учесть также, что спектр ультрафиолетовой радиации у земли представляет собой далеко не гладкую кривую (см. рис. 2), то требования к устойчивости спектральных характеристик прибора с узкими полосами пропускания должны быть очень высокими.

ВЫВОДЫ

На основе изложенного выше анализа характеристик озонметров можно сделать вывод, что на широкой сети станций целесообразно иметь простые фильтровые приборы с относительно широ-

кими полосами пропускания; такие приборы при правильном выборе параметров фильтра могут иметь чувствительность к озону, не уступающую чувствительности монохроматических приборов, а следовательно, могут измерять содержание озона с высокой точностью. Для работы в большом динамическом диапазоне изменения УФ радиации в озонетрах следует применять логарифмическое усиление

ЛИТЕРАТУРА

1. Dobson J. M. B. Observers handbook for the ozone spectrophotometer. *Ann. Intern. Geophys. Year*, 5, No 1—3, 1957.
2. Stair R. Measurement of ozone in terms of its optical absorption. *Ozone chem and Technol.* Washington, 1959.
3. Гущин Г. П. Метод расчета общего содержания атмосферного озона для приборов со светофильтрами. Сб. «Атмосферный озон». Изд. МГУ, 1961.
4. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Гидрометеиздат, Л., 1963.
5. Wojkov R. D. Differences in Dobson spectrophotometer and filter ozonometer measurements of total ozone. *Intern. Ozone symposium in Monaco*. September, 1967.
6. Vanjer I., Warde D. I. The effects of spectral resolution on total ozone measurements. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1969, v. 95, No 404, 395—399.
7. Большакова Л. Г., Ошерович А. Л., Пейсахсон И. В. О систематических ошибках при фильтровой озонетрии. Сб. «Атмосферный озон». Изд. МГУ, 1961.
8. Arvesen John C., Griffin R. N., Douglas B., Peacerson. Determination of extraterrestrial Solar Spectral irradiance from a research aircraft. *Appl. Optics*, v. 8, No 11, 1969.
9. Vigroux E. Contribution a l'etude experimentale de l'absorption l'ozone. *Annales de physique*, 8, 1953.
10. Vigroux E. *Annal. Phys.* 1967, v. 2, p. 209.
11. Дианов-Клоков В. И., Гуркин Г. Д. Простой логарифмический фотометр. ПТЭ, № 6, 1965.

Т. К. ЯСТРЕБОВА

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ИНТЕГРАТОРА Х-603 ПАРАЛЛЕЛЬНО РЕГИСТРАТОРУ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СУММ ОСТАТОЧНОЙ РАДИАЦИИ

Измерение радиационного баланса (остаточной радиации) на сети станций с помощью балансомера М-10 производится отдельными отсчетами по гальванометру во время срочных наблюдений и дискретной регистрацией с помощью МСЩ-Пр [1, 2, 3]. Но конструкция балансомера М-10 не позволяет производить измерения от-

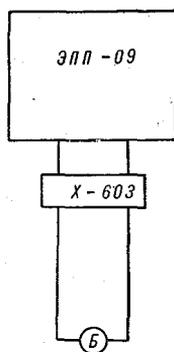


Рис. 1. Схема установки для регистрации и интегрирования радиационного баланса (остаточной радиации).

дельными отсчетами [4]. В целом ряде исследований [5—7] на этот факт обращается внимание и даются рекомендации об автоматическом интегрировании показаний балансомера М-10. Эти рекомендации в настоящее время могут быть осуществлены применением для регистрации радиационного баланса однозаписного электронного потенциометра, параллельно которому включается на входе электролитический интегратор Х-603 [8, 11] (рис. 1). Эта комбинация регистратор—интегратор Х-603 является удачной в том смысле, что регистратор ЭПП-09 не потребляет ток от термоэлектрического датчика, поэтому весь термоток идет через интегратор Х-603, который является счетчиком постоянного тока [8].

Интегратор X-603 выполняет в схеме на рис. 1 двоякую роль: суммирует показания балансомера М-10 и шунтирует регистратор ЭПП-09. Шунтирование необходимо для уменьшения размаха колебаний в записях показаний балансомера М-10 [6, 7]. Обработка регистраций в таком случае производится с учетом сопротивления того диапазона интегратора, который выбран в качестве рабочего [8], т. е. цена деления ленты ЭПП-09 рассчитывается по формуле, приведенной в [9, 10]:

$$\beta = \frac{\alpha_{ш}}{K} = \frac{U_{ш}}{NK}, \quad (1)$$

или

$$\beta = \frac{U_{п} \left(1 + \frac{R_6}{R_N}\right)}{NK}, \quad (2)$$

где $U_{п}$ — номинальный предел регистратора ЭПП-09 в милливольт-тах; K — чувствительность балансомера в $\frac{\text{мВ}}{\text{кал/см}^2 \text{ мин.}}$, R_6 — сопротивление балансомера, R_N — сопротивление рабочего диапазона интегратора, N — число делений шкалы ЭПП. Цена деления интегратора в таком случае рассчитывается обычным образом [8].

Нами проведена опытная регистрация радиационного баланса балансомером М-10 по схеме, приведенной на рис. 1; регистратором служил ЭПП-09 М2. Результаты экспериментальной регистрации и интегрирования радиационного баланса за летние дни 1968 г. приведены в табл. 1.

Таблица 1

Часовые и суточные суммы остаточной радиации по потенциометру и интегратору (1968 г.)

Дата, время	ЭПП-09	X-603	МСЦ-Пр
3/VI, сутки	396	392	372
4/VI, сутки	345	350	323
5/VI, сутки	337	345	323
5/VI, 13—14 час.	32,4	32,0	31
14—15 час.	30,6	31,2	30
15—16 час.	28,1	28,1	27
7/VI, сутки	294	296	278

Из табл. 1 видно, что результаты по двум элементам схемы рис. 1 весьма близки между собой, расхождение составляет $\pm 2\%$, что определяется классом точности интегратора X-603 [8].

Вместо ЭПП-09 в качестве регистратора в схеме может быть использован одноканальный милливольтметр типа МСЦ-Пр 0118, более чувствительный, чем обычно, но в этом случае усложняется

обработка как по регистратору, так и по интегратору, так как регистратор и интегратор взаимно шунтируют друг друга и термоток от датчика разделяется на два прибора: регистратор и интегратор в соответствии с их сопротивлениями.

Так как градуировка МСЦ-Пр осуществляется по срочным наблюдениям [2], то изменится график градуировки регистратора МСЦ-Пр в случае параллельного подключения интегратора, поэтому в журнале необходимо отметить дату подключения интегратора и с момента подключения интегратора составить новый график. Расчет цены деления интегратора проводится в этом случае по формуле

$$A_N = 60 \Gamma \frac{R_6 + R_{л} + R_N + \frac{R_N R_{л} + R_6 R_N}{R_r}}{1000 K}, \quad (3)$$

где A_N — цена деления интегратора в кал/см² на диапазоне N ; Γ — цена деления регистратора в мка — часах; R_6 — сопротивление термоматареи; $R_{л}$ — сопротивление соединительной линии; R_N — сопротивление рабочего диапазона интегратора; R_r — сопротивление гальванографа МСЦ-Пр; K — чувствительность балансомера.

При использовании любого из шести диапазонов интегратора X-603 в качестве рабочего берется общее сопротивление внешней цепи: интегратор-датчик не превосходит критического сопротивления гальванографа МСЦ-Пр 0118 [12]. Результаты расчетов сопротивления приведены в табл. 2. Таким образом, включение интегратора X-603 параллельно гальванографу не нарушает работы гальванографа.

Таблица 2

Общее сопротивление цепи при включении интегратора по схеме рис. 1 и критическое сопротивление гальванографа (ом)

$R_{кр}$	Диапазоны интегратора					
	I	II	III	IV	V	VI
50—80	17	33	38	39	40	40

Схема рис. 1 может быть использована в паре с любым балансомером (любого типа), а не только с балансомером М-10, так как интегратор X-603 по своим характеристикам может быть использован для получения сумм остаточной радиации балансомером различного типа: Шульце, Функа или Кью.

В табл. 3 приведены величины минимального тока, вырабатываемого каждым из четырех типов балансомеров при минимальной величине потока радиации 0,01 кал/см² мин. и величине пороговой чувствительности интегратора X-603. Из табл. 3 видно, что

1. Руководство гидрометеорологических станций по актинометрическим наблюдениям. Гидрометеоздат, Л., 1957.

2. Руководство гидрометеорологических станций по регистрации радиации. Гидрометеоздат, Л., 1961.

3. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеоздат, Л., 1957.

4. Суляев М. А. О некоторых результатах сравнений приемников длинноволновой радиации. Сб. «Метеорологические исследования», № 15. Изд. «Наука», М., 1966.

5. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. Результаты исследования термометрических балансометров Ю. Д. Янишевского. Труды ГГО, вып. 174, 1965.

6. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. О короткопериодических пульсациях в показанных защищенных балансометров и пирометров. Сб. «Метеорологические исследования», № 15. Изд. «Наука», М., 1966.

7. Гоша Н. И., Железнякова Т. В., Перелет Н. А. О некоторых источниках погрешностей балансометров Янишевского. Сб. «Метеорологические исследования», № 15. Изд. «Наука», М., 1966.

8. Методические указания гидрометстанциям. Намерение суточных сумм солнечной радиации электроритическим интергратором. Гидрометеоздат, М., 1968.

9. Росс Ю. К. Опыт применения электронных потенциометров в актинометрии. Сб. «Исследования по физике атмосферы», вып. 2. Изд. АН Эст. ССР, Ин-тл физики и астрономии, Тарту, 1960.

10. Ястребова Т. К. О методике градуировки электронных потенциометров, применяемых для записи составяющих радиационного баланса. Труды ГГО, вып. 112, 1963.

11. Ястребова Т. К. Некоторые исследования интерграторов типа X-603 и опыт их применения на сети станций СССР. Труды VII Всесоюзного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Гидрометеоздат, Л., 1969.

12. Руководство для регистрации радиации на актинометрических станциях гальванорафом типа МСПП-Пр 0618. Л., 1965.

ЛИТЕРАТУРА

Предложенная на рис. 1 схема может быть использована не только при регистрации радиационного баланса, но и при регистрации других видов радиации.

Торговая чувствительность X-603, мка	0,1	2,0	0,64	3,2	0,7
	M-10	Шульце	Функа	Кью	
Балансометры					

Величины минимального теплотока (мка), вырабатываемого балансометрами при радиации 0,01 кал/см² мин.

Минимальный ток любото из балансометров лежит за пределами пороговой чувствительности интергратора X-603.

СОДЕРЖАНИЕ

3	Е. П. Барашкова. Вертикальное распределение нисходящего длинноволнового излучения при безоблачном небе
7	С. С. Богданов, А. М. Броунштейн. О взаимной при- вязке инфракрасных спектров солнечной радиации
17	Г. К. Гущин. Общее содержание атмосферного озона в районе Тихого океана в 1961—1967 гг.
22	Г. К. Гущин. Прозрачность атмосферы над Тихим океаном
40	Г. К. Гущин. Отлические характеристики зарозов над океанами
52	Г. П. Гущин, П. А. Александров. О влиянии рассеянной околосолнечной радиации на показания прибора М-83
69	Г. П. Гущин, Л. А. Говорухин, К. Методике измерения естественной ультрафиолетовой радиации
73	Г. П. Гущин, Т. И. Черняк. Озонные массы для пяти верти- кальных распределений озона в атмосфере
80	В. И. Голников . Зональные характеристики чувствительности термометрарей стандартных актинометров
91	В. И. Голников . О возможности контроля за оптической ста- бильностью атмосферы при измерениях общего содержания озона или других селективно поглощающих газов
99	В. И. Иванов, Г. П. Панов. Исследование спектральной прозрачности атмосферы на южном Байкале
106	В. А. Клеванцова, А. А. Елисеев. Исследование инерции интерферометров и актинометров
120	В. А. Ковалев. Теоретическая модель схемы измерения прозрач- ности атмосферы по интесивности рассеянного назад света
125	В. А. Ковалев. Некоторые вопросы теории реальной схемы обра- ботки рассеяния
134	А. М. Шаляпинский. Особенности измерения общего содер- жания озона приборами с пирокиными полосоми пропускания
148	Т. К. Ястребова. Применение электродифракционного интергра- тора параллельно ретикулятору для получения сумм остаточной радиации
160	Х-603

Труды ГГО, вып. 255

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА И ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией Гущина Геннадия Петровича, Поляковой Елены Андреевны,
Янишевского Юрия Дмитриевича

Редактор А. Б. Котиковская

Технический редактор Л. М. Шиткова

Корректоры: Н. И. Оршер и Т. Н. Черняк

Сдано в набор 11/IX 1970 г. Подписано к печати 9/XII 1970 г. М-12579.
Формат бумаги 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Бум. л. 5,25. Печ. л. 10,5.
Уч.-изд. л. 10,3. Тираж 620 экз. Индекс МЛ-131. Зак. 534. Цена 82 коп.
Гидрометеорологическое издательство, Ленинград, В-53, 2-я линия, д. 23.
Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР, Ленинград, Печатный пер., д. 6.