

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

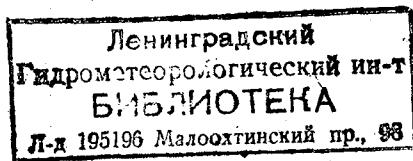
ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

384

АКТИНОМЕТРИЯ
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА
ОЗОНОМЕТРИЯ

Под редакцией
д-ра техн. наук Г. П. ГУЩИНА



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

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

Results of measurements of radiation balance components, spectral transparency of the atmosphere and aerosols, range of visibility, and total atmospheric ozone are discussed; techniques used for the above measurements are considered.

The book is intended for specialists working in the field of atmospheric physics.

Е. П. Барашкова

**ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК
ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ
ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ
«ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО» ЯЩИКА**

Метод определения излучательной способности с помощью «излучательного» ящика [1, 4] основан на том, что радиация q , выходящая через отверстие верхнего основания полого прямоугольного параллелепипеда, нижним основанием которого является исследуемый образец, а боковыми гранями — идеальные зеркала, а) в случае зеркального верхнего основания (зеркальный ящик) равна σT_1^4 (где T_1^4 — температура исследуемого образца); б) в случае черного верхнего основания (черный ящик) является функцией температуры верхнего основания T_2 и излучательной способности A_1 и температуры T_1 нижнего основания (исследуемого образца).

Коэффициенты уравнения, связывающего q с σT_1^4 , σT_2^4 , A_1 , зависят от геометрических соотношений параллелепипеда и определяются с помощью методов лучевой алгебры [2, 3]. В идеальном случае, когда излучательная способность боковых граней $A_0=0$, а верхнего черного основания $A_2=1$, уравнение, связывающее q с A_1 , σT_1^4 , σT_2^4 , имеет простой вид:

$$q = \frac{(\varphi_{12} + \varphi_{01} \varphi_{10}) A_1 \sigma T_1^4 + (\varphi_{12} + \varphi_{02} \varphi_{20}) \sigma T_2^4 - A_1 \varphi_{12} \sigma T_2^4}{1 - \varphi_{01} \varphi_{10} (1 - A_1)}, \quad (1)$$

где φ_{12} , φ_{01} , φ_{10} , φ_{02} , φ_{20} — коэффициенты облученности, показывающие, какая часть лучистой энергии, уходящей от одной поверхности (первая цифра индекса), попадает на вторую поверхность (вторая цифра индекса). В нашем случае 1 — соответствует нижнему основанию, 2 — верхнему, 0 — боковой поверхности. При этом из геометрии зеркального и черного ящиков следует $\varphi_{12} = \varphi_{21}$; $\varphi_{02} = \varphi_{01}$; $\varphi_{10} = \varphi_{20}$; $\varphi_{12} + \varphi_{01}$; $\varphi_{10} + \varphi_{02}$; $\varphi_{20} = 1$; $\varphi_{12} = 0,237$.

При $A_2=0$

$$q_0 = \sigma T_1^4. \quad (2)$$

Определив на основании измерений при $A_2=0$ и $A_2=1$ величины σT_1^4 и q и измерив температуру верхнего черного основания T_2 , из соотношения (1) определяем излучательную способность исследуемого образца A_1 .

$$A_1 = \frac{(1 - \varphi_{01} \varphi_{10})q - (\varphi_{12} + \varphi_{02} \varphi_{20})\sigma T_2^4}{(\varphi_{12} + \varphi_{01} \varphi_{10})\sigma T_1^4 - \varphi_{12}\sigma T_2^4 - \varphi_{01} \varphi_{10} q}. \quad (3)$$

Экспериментальная проверка метода [1] показала, что в отдельных случаях при расчете по этой формуле для зеркальных поверхностей получаются значения $A_1 < 0$, для черных поверхностей значения $A_1 > 1$.

Ошибки определения A_1 могут быть вызваны недостаточной точностью измерения q и T_2 и расчетов коэффициентов облученности. Но основной причиной, по-видимому, является то обстоятельство, что в действительности излучательная способность черного основания $A_2 \neq 1$, а боковых граней $A_0 \neq 0$ и измеренные значения q не соответствуют значениям A_2 и A_0 , заложенным в формулу (3). Чтобы оценить связанную с этим ошибку, в формулу (3) подставлялись значения q , соответствующие разным значениям A_2 и A_0 . Для расчета q при произвольных значениях A_2 и A_0 методом лучевой алгебры было получено простое, но громоздкое выражение, которое схематически может быть записано в виде

$$q = k_0 \sigma T_0^4 + k_1 \sigma T_1^4 + k_2 \sigma T_2^4. \quad (4)$$

Коэффициенты k_0 , k_1 , k_2 являются функциями A_0 , A_1 , A_2 и коэффициентов облученности φ_{ij} .

Для того чтобы выяснить, как влияют на точность определения A_1 свойства черных и зеркальных поверхностей в отдельности были рассмотрены два основных случая:

- 1) $A_0 = 0$, $A_2 \neq 1$ ($0,9 \leq A_2 \leq 1,0$);
- 2) $A_2 = 1$, $A_0 \neq 0$ ($0 \leq A_0 \leq 0,10$).

В первом случае $k_0 = 0$, коэффициенты k_1 и k_2 при неизменных геометрических соотношениях зависят от A_2 и A_1 , во втором случае коэффициенты k_0 , k_1 и k_2 зависят от A_0 и A_1 . Эти зависимости представлены в табл. 1.

Остановимся на первом случае, когда $A_0 = 0$, $A_2 \neq 1$.

Произведенные расчеты показали, что отклонение излучательной способности верхнего черного основания A_2 от единицы приводит к различным изменениям выходящей из черного ящика радиации \bar{q} в зависимости от излучательной способности исследуемого образца A_1 и разности температур верхнего T_2 и нижнего T_1 оснований. В табл. 2 приведена зависимость разности $\Delta_1 q = q - \bar{q}$ (где q соответствует $A_2 = 1$, $A_0 = 0$ и \bar{q} соответствует $A_2 \neq 1$, $A_0 = 0$) от A_2 при постоянном значении A_1 и от A_1 при постоянном значении A_2 .

Зависимость коэффициентов формулы (4) от A_0 , A_1 и A_2

A_1	A_2										A_0													
	1,0	0,98	0,96	0,94	0,92	0,90	0,0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	1,0	0,98	0,96	0,94	0,92	0,90	0,0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10
	$A_0 = 0, A_2 \neq 1$												$A_2 = 1, A_0 \neq 0$											
	Коэффициент k_0												Коэффициент k_1											
0,0	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	
0,2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,1939	0,1780	0,1743	0,1697	0,1670	0,1635	0,1600	0,1599	0,1599	0,1599	
0,4	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,3443	0,3208	0,3208	0,3151	0,3092	0,3035	0,2979	0,2924	0,2924	0,2924	0,2924	
0,6	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,4640	0,4379	0,4379	0,4309	0,4240	0,4172	0,4104	0,4036	0,4036	0,4036	0,4036	
0,8	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,5617	0,5357	0,5357	0,5282	0,5207	0,5133	0,5059	0,4986	0,4986	0,4986	0,4986	
1,0	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,6430	0,6185	0,6185	0,6109	0,6032	0,5956	0,5880	0,5804	0,5804	0,5804	0,5804	
	$A_0 = 0, A_2 \neq 1$												$A_2 = 1, A_0 \neq 0$											
	Коэффициент k_2												Коэффициент k_2											
0,0	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	0,9700	0,9404	0,9118	0,8838	0,8565	0,8290	0,8016	0,7742	0,7468	0,7194	0,6920	
0,2	0,8220	0,8190	0,8161	0,8128	0,8094	0,8061	0,8220	0,8094	0,8061	0,8220	0,8094	0,8061	0,7998	0,7740	0,7563	0,7385	0,7149	0,6920	0,6692	0,6462	0,6232	0,6002	0,5772	
0,4	0,6792	0,6746	0,6703	0,6655	0,6608	0,6557	0,6792	0,6608	0,6557	0,6792	0,6608	0,6557	0,6625	0,6462	0,6298	0,6138	0,5980	0,5820	0,5657	0,5492	0,5328	0,5168	0,5008	
0,6	0,5621	0,5571	0,5529	0,5487	0,5444	0,5360	0,5621	0,5444	0,5360	0,5621	0,5444	0,5360	0,5494	0,5367	0,5232	0,5098	0,4964	0,4830	0,4696	0,4562	0,4428	0,4294	0,4160	
0,8	0,4643	0,4593	0,4542	0,4490	0,4437	0,4383	0,4643	0,4437	0,4383	0,4643	0,4437	0,4383	0,4545	0,4446	0,4350	0,4254	0,4158	0,4062	0,3966	0,3870	0,3774	0,3678	0,3582	
1,0	0,3815	0,3768	0,3719	0,3670	0,3620	0,3570	0,3815	0,3620	0,3570	0,3815	0,3620	0,3570	0,3739	0,3662	0,3586	0,3510	0,3434	0,3358	0,3282	0,3206	0,3130	0,3054	0,2978	

Из табл. 2 следует, что значение $\Delta_1 q$ тем больше, чем больше отклонение A_2 от 1 и чем больше разность $T_2 - T_1$. При изменении знака разности $T_2 - T_1$ меняется и знак $\Delta_1 q$.

Интересна зависимость величины $\Delta_1 q$ от излучательной способности образца A_1 . Для зеркальных образцов ($A_1 = 0$) отклонение A_2 от 1 не вызывает никаких изменений q , $\Delta_1 q = 0$; при $A_1 > 0$ $\Delta_1 q$ растет с увеличением A_1 и достигает максимальных значений при

Таблица 2

Зависимость $\Delta_1 q$ от излучательной способности верхнего основания A_2 (а) и нижнего основания A_1 (б) при различных значениях

$T_2 - T_1$. ($T_2 = 273 + t_2$)
а) $\Delta_1 q$ при $A_0 = 0$, $A_1 = 0,6$, $t_2 = 40^\circ \text{C}$

$T_2 - T_1$	A_2					
	1,0	0,98	0,96	0,94	0,92	0,90
40	$0 \cdot 10^{-4}$	$16 \cdot 10^{-4}$	$33 \cdot 10^{-4}$	$50 \cdot 10^{-4}$	$68 \cdot 10^{-4}$	$86 \cdot 10^{-4}$
30	0	13	26	40	54	68
20	0	9	18	27	37	47
10	0	5	10	15	20	25
0	0	0	0	0	0	0
-10	0	-6	-10	-16	-22	-27
-20	0	-11	-23	-34	-46	-58

б) $\Delta_1 q$ при $A_0 = 0$, $A_0 = 0,9$, $t_2 = 40^\circ \text{C}$

$T_2 - T_1$	A_1					
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
40	$0 \cdot 10^{-4}$	$52 \cdot 10^{-4}$	$76 \cdot 10^{-4}$	$86 \cdot 10^{-4}$	$86 \cdot 10^{-4}$	$81 \cdot 10^{-4}$
30	0	41	61	68	68	64
20	0	29	42	47	47	44
10	0	15	22	25	25	23
0	0	0	0	0	0	0
-10	0	-17	-24	-27	-28	-26
-20	0	-35	-51	-58	-58	-54

$A_1 = 0,6$. Дальнейшее увеличение A_1 вызывает незначительное убывание $\Delta_1 q$. Зависимость $\Delta_1 q$ от A_1 проявляется в большей степени при больших разностях $T_2 - T_1$.

Рассмотрим, как отразятся эти изменения q на величине A_1 . На основании формулы (3)

$$\frac{\partial A_1}{\partial q} = \frac{0,3815(\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4)}{(0,3815q - 0,6185\sigma T_1^4 + 0,237\sigma T_2^4)^2} \quad (5)$$

Так как отклонение A_2 от 1 при $\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4 < 0$ приводит к уменьшению q , а при $\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4 > 0$ — к увеличению, из формулы (5) следует, что в том и другом случае $\partial A_1 > 0$ и излучательная способность A_1 увеличивается. Отклонение A_2 от 1 не оказывает никакого влияния на излучательную способность зеркальных поверхностей (при $A_1 = 0$ $\Delta_1 A_1 = 0$) и проявляется наиболее заметным образом при оценке излучательной способности черных поверхностей. На рис. 1 приведена зависимость $\Delta_1 A_1 = \bar{A}_1 - A_1$ (где \bar{A}_1 — рассчитанные по фор-

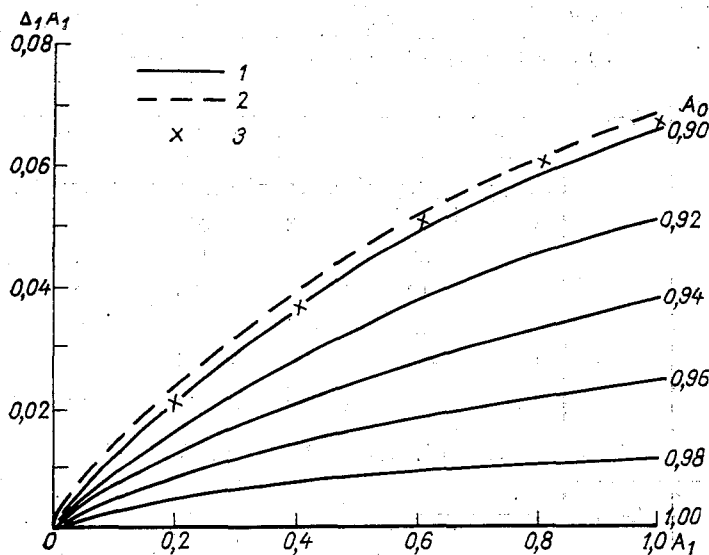


Рис. 1. Зависимость расхождений $\Delta_1 A_1$ рассчитанных и действительных значений излучательной способности исследуемого образца от излучательной способности образца A_1 и верхнего основания ящика A_2 при $A_0 = 0$.

1) $t_2 = 40^\circ\text{C}$, $t_1 = 0^\circ\text{C}$; 2) $t_2 = 10^\circ\text{C}$, $t_1 = 0^\circ\text{C}$, $A_2 = 0,9$; 3) $t_2 = 40^\circ\text{C}$, $t_1 = 60^\circ\text{C}$, $A_2 = 0,9$

муле (3), A_1 — действительные значения излучательной способности образца) от A_1 при разных значениях A_2 для $t_2 = 40^\circ\text{C}$ и $t_1 = 0^\circ\text{C}$. Изменение температуры верхнего и нижнего оснований практически не сказывается на величине $\Delta_1 A_1$. Для сравнения на рис. 1 нанесены данные, соответствующие $t_2 = 10^\circ\text{C}$, $t_1 = 0^\circ\text{C}$, $A_2 = 0,9$, и $t_2 = 40^\circ\text{C}$, $t_1 = 60^\circ\text{C}$, $A_2 = 0,9$. При $t_2 = t_1$ определение A_1 невозможно из-за неопределенности типа $\frac{0}{0}$.

Рассмотрим второй случай, когда $A_2 = 1$, $A_0 \neq 0$ ($0 \leq A_0 \leq 0,1$).

Отклонение A_0 от нуля также приводит к изменению радиации q , выходящей из излучательного ящика. В соответствии с формулой (4) и табл. 1 при этом увеличивается вклад $k_0 \sigma T_0^4$ и уменьша-

ется вклад σT_1^4 и σT_2^4 , поэтому изменение величины q зависит от соотношения температур T_0 , T_1 и T_2 .

Были рассмотрены изменения q при следующих соотношениях t_0 , t_1 и t_2 ($T_0=273+t_0$; $T_1=273+t_1$; $T_2=273+t_2$):

- а) при постоянном значении $t_2=40^\circ\text{C}$ $t_1=t_0$ меняется от 0 до 60°C ;
- б) при постоянных значениях $t_2=40^\circ\text{C}$ и $t_0=20^\circ\text{C}$ t_1 меняется от 0 до 60°C ;
- в) при постоянных значениях $t_0=t_1=0^\circ\text{C}$ t_2 меняется от 0 до 40°C ;

Таблица 3

Зависимость $\Delta_2 q$ от излучательной способности боковых граней A (а) и нижнего основания A_1 (б) при различных значениях t_2-t_1

а) $\Delta_2 q$ при $A_2=1$, $A_1=0$, $t_2=40^\circ\text{C}$, $t_1=t_0$

$t_0=t_1$	t_2-t_1	A_0					
		0,00	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10
0	40	$0 \cdot 10^{-4}$	$92 \cdot 10^{-4}$	$182 \cdot 10^{-4}$	$270 \cdot 10^{-4}$	$356 \cdot 10^{-4}$	$439 \cdot 10^{-4}$
10	30	0	70	138	205	270	334
20	20	0	35	89	132	175	216
30	10	0	18	36	53	79	96
40	0	0	-12	-24	-36	-47	-58
50	-10	0	-45	-80	-133	-175	-216
60	-20	0	-82	-162	-240	-316	-390

б) $\Delta_2 q$ при $A_2=1$, $A_0=0,10$, $t_2=40^\circ\text{C}$, $t_1=t_0$

$t_0=t_1$	$t_2=t_1$	A_1					
		0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0	40	$439 \cdot 10^{-4}$	$323 \cdot 10^{-4}$	$242 \cdot 10^{-4}$	$183 \cdot 10^{-4}$	$140 \cdot 10^{-4}$	$108 \cdot 10^{-4}$
10	30	334	244	181	136	103	78
20	20	216	156	113	83	61	45
30	10	86	58	38	25	16	9
40	0	-58	-50	-44	-39	-34	-31
50	-10	-216	-169	-138	-110	-91	-75
60	-20	-390	-300	-235	-187	-152	-123

г) при постоянных значениях $t_1=0$ и $t_2=40^\circ\text{C}$ t_0 меняется от 0 до 40°C .

Представление об изменении q при отклонении A_0 от нуля для случая а) дает табл. 3, где приведены значения $\Delta_2 q = q - \bar{q}$ (где q соответствует $A_0=0$, $A_2=1$; $\bar{q} - A_0 \neq 0$, $A_2=1$) в зависимости от A_0 и A_1 . В этом случае при постоянных значениях t_0 , t_1 , t_2 величина $\Delta_2 q$ — линейно растет при увеличении A_0 , увеличение разности t_2-t_0 приводит к росту Δq ; при $t_2-t_1 < 0$ также и $\Delta_2 q < 0$. Наиболее замет-

ным образом q меняется в случае зеркальных образцов ($A_1=0$) и в меньшей степени в случае черных ($A_1=1$). Следует отметить, что изменение q под влиянием отклонения A_0 от нуля в несколько раз больше, чем под влиянием отклонения A_2 от единицы.

В случаях б), в), г), так же как и в случае а), отклонение A_0 от нуля оказывает наибольшее влияние на величину q для зеркальных образцов ($A_1=0$) и наименьшее для черных ($A_1=1$). При всех значениях A_1 происходит увеличение $\Delta_2 q$ с ростом отклонения A_0 от нуля.

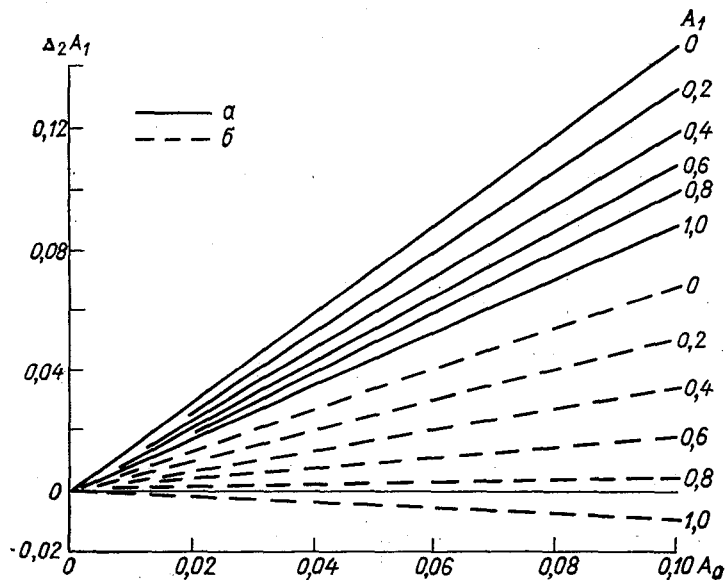


Рис. 2. Зависимость расхождений $\Delta_2 A_1$ рассчитанных (а) и действительных (б) значений излучательной способности образца от излучательной способности образца A_1 и зеркальных стенок A_0 при $A_2=1$.

1) $t_2 = 40^\circ\text{C}$, $t_0 = t_1 = 0^\circ\text{C}$; 2) $t_2 = 40$, $t_1 = 0^\circ$, $t_0 = 20^\circ\text{C}$

Увеличение температуры t_1 при $A_1 > 0$ приводит к увеличению $\Delta_2 q$; зависимость $\Delta_2 q$ от t_1 усиливается по мере увеличения A_1 , но в любом случае при $A_1 > 0$ отклонение $\Delta_2 q$ остается меньше значений $\Delta_2 q$ при $A_1=0$, которые от t_1 не зависят.

Увеличение температуры верхнего основания t_2 при неизменной температуре нижнего основания и боковых граней (случай в) также приводит к увеличению $\Delta_2 q$, только в противоположность предыдущему случаю влияние изменения t_2 наиболее сильно проявляется при зеркальных образцах ($A_1=0$) и в меньшей степени при черных ($A_1=1$).

В случае г) увеличение температуры боковых стенок вызывает уменьшение $\Delta_2 q$ и при некоторых сочетаниях A_1 и t_0 значение $\Delta_2 q$ становится меньше нуля. Переход $\Delta_2 q$ через нуль при $t_0=30^\circ\text{C}$ про-

исходит при $A_1=0,25$, при $t_0=20^\circ\text{C}$ — при $A_1=0,8$. При $t_0=40^\circ\text{C}$ во всем диапазоне изменения A_1 значение $\Delta_2 q < 0$.

Таким образом, отклонение излучательной способности зеркальных стенок от нуля в зависимости от сочетаний t_0 , t_1 и t_2 может привести к различным не только по величине, но и по знаку изменениям выходящей из излучательного ящика радиации q .

Таблица 4

Зависимость $\Delta_2 A_1$ от t_2 , t_1 , t_0 при $A_0 = 0,06$, $A_2 = 1$ для черных ($A_1 = 1$) и зеркальных ($A_1 = 0$) поверхностей

$t_2 = 40^\circ\text{C}, t_0 = t_1$			$t_2 = 40^\circ\text{C}, t_0 = 20^\circ\text{C}$	
t_1	$A_1=0$	$A_1=1$	$A_1=0$	$A_1=1$
0	0,0865	0,0527	0,0412	-0,0056
10	0,0827	0,0484	0,0541	0,0091
20	0,0758	0,0396	0,0758	0,0396
30	0,0565	0,0138	0,1508	0,1329
40	1,6425	0,6250	1,6200	0,6800
50	0,1386	0,1169	-0,1157	-0,2105
60	0,1174	0,0922	-0,0574	-0,1330

$t_1=0^\circ\text{C}, t_0=0^\circ\text{C}$			$t_2=40^\circ\text{C}, t_1=0^\circ\text{C}$		
t_2	$A_1=0$	$A_1=1$	t_0	$A_1=0$	$A_1=1$
0	-1,8000	-2,700	0	0,0865	0,0527
10	0,0699	0,0264	10	0,0644	0,0249
20	0,0815	0,0431	20	0,0408	-0,0056
30	0,0859	0,0501	30	0,0159	-0,0376
40	0,0881	0,0527	40	-0,0112	-0,0726

Влияние этих изменений q на величину A_1 в свою очередь зависит от соотношения t_1 и t_2 (формула (5)). Зависимость $\Delta_2 A_1 = A_1 - A_1$ от A_0 и A_1 для двух случаев представлена на рис. 2. Здесь \bar{A}_1 соответствует $A_2=1$, $A_0 \neq 0$, $A_1 - A_2 = 1$, $A_0 = 0$.

Влияние температуры стенок t_0 и оснований t_1 и t_2 излучательной камеры на величину $\Delta_2 A_1$ прослеживается по данным табл. 4.

При одинаковых условиях отклонение A_0 от нуля приводит к большим погрешностям определения излучательной способности зеркальных образцов, чем черных. При благоприятных сочетаниях

температур t_0 , t_1 и t_2 увеличение излучательной способности зеркальных стенок до $A_0=0,06$ приводит к незначительным отклонениям A_1 от действительных значений. При близких значениях t_1 и t_2 излучательная способность исследуемого образца A_1 получается с очень большими ошибками ($A_1 < 0$ и $A_1 > 1$).

Из рис. 2 видно, что для всех типов образцов (от зеркального до черного) наблюдается линейный рост $\Delta_2 A_1$ с увеличением A_0 .

Для оценки совместного влияния отклонения A_2 от единицы и A_0 от нуля был рассмотрен случай, соответствующий $A_2=0,94$, $A_0=0,06$ при $t_1=t_0=20^\circ\text{C}$ и $t_2=40^\circ\text{C}$. Полученные при этом значения ΔA_1 следующие:

A_1	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
ΔA_1	0,0719	0,0789	0,0912	0,0802	0,814	0,0789

Они являются суммой $\Delta_1 A_1 + \Delta_2 A_1$, соответствующих $A_2=0,94$, $A_0=0,0$ и $A_2=1,0$, $A_0=0,06$, и несущественно изменяются в зависимости от свойств образца (A_1).

Таблица 5

A_0	A_1					
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0,00	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,02	13,2	2,6	1,3	0,9	0,7	0,4
0,04	13,2	4,4	2,6	1,6	1,3	0,9
0,06	13,2	5,7	3,5	2,5	1,9	1,4
0,08	13,2	6,7	4,5	3,1	2,3	2,1
0,10	13,2	7,5	5,5	3,6	2,6	2,2

Дополнительную ошибку в значение A_1 вносит неточная оценка σT_1^4 по показаниям радиометра в зеркальном ящике ($A_2=A_0$) вследствие отклонения A_0 от нуля. В табл. 5 представлена зависимость ΔT_1 (разности измеренной и действительной температуры образца) от A_0 и A_1 при $t_1=0$, $t_2=t_0=10^\circ\text{C}$.

Наибольшие ошибки в определении T_1 отмечаются при измерении температуры зеркальных поверхностей. Ошибка ΔT_1 уменьшается с увеличением A_1 и растет с увеличением A_0 .

Зависимость отклонения излучательной способности образца $\Delta_3 A_1$, вызванного неточным определением T_1 , от A_1 и A_0 , соответствующая рассмотренному случаю, представлена на рис. 3, из которого следует, что при $t_1=0$, $t_2=t_0=10^\circ\text{C}$ $\Delta_3 A_1 < 0$ и его абсолютное значение растет по мере увеличения A_1 и A_0 .

Аналогичные расчеты, проведенные для других сочетаний t_0 , t_1 , t_2 , показали, что в случае $t_0=10^\circ\text{C}$, $t_1=t_2=20^\circ\text{C}$ абсолютные значе-

ния $\Delta_3 A_1$ уменьшаются по сравнению со значениями, приведенными на рис. 3, а в случае $t_0 = t_1 = t_2 = 20^\circ\text{C}$ $\Delta_3 A_1 > 0$.

В зависимости от знака $\Delta_3 A_1$ суммарная ошибка определения A_1 будет увеличиваться или уменьшаться.

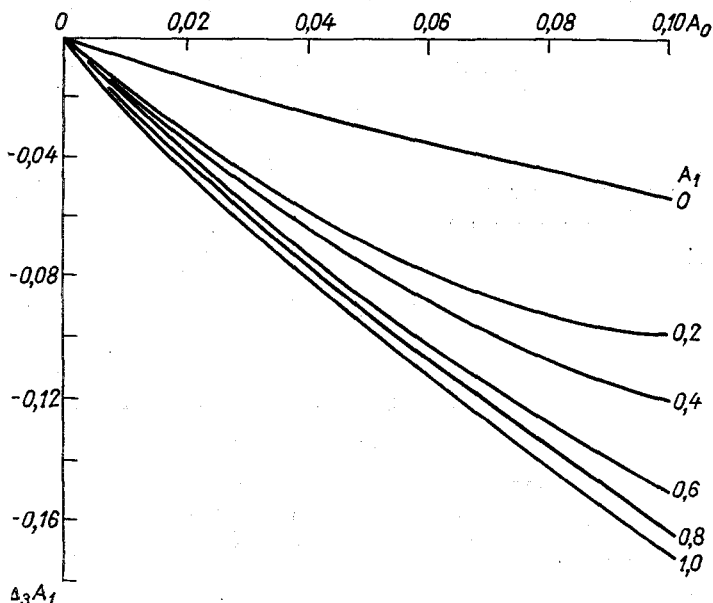


Рис. 3. Зависимость от излучательной способности образца A_1 и зеркального покрытия A_0 расхождений $\Delta_3 A_1$ рассчитанных и действительных значений излучательной способности образца, вызванных неточным определением температуры образца вследствие отклонения A_0 от нуля.

Таким образом, проведенные выше расчеты $\Delta_1 A_1$, $\Delta_2 A_1$, $\Delta_3 A_1$ подтвердили результаты, полученные ранее [1] при экспериментальной проверке метода, и показали, что использованный метод определения излучательной способности при отклонении свойств покрытий излучательного ящика от идеальных (что имеет место в реальных условиях) не обеспечивает необходимой точности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашкова Е. П. Экспериментальная проверка метода определения излучательной способности в инфракрасной области спектра с помощью «излучательного» ящика.— Тр. ГГО, 1976, вып. 357, с. 3—11.
2. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962, с. 79—127.
3. Шорип С. Н. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1964, с. 408—440.
4. Vuetther K. J. K. and C. D. Kern. The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces.— „J. Geoph. Res.” 1965, vol. 70, p. 1329—1337.

В. И. Горышин, С. Л. Аствацатуров

НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗМЕНЧИВОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Введение

Опыт эксплуатации на сети АМСГ регистраторов прозрачности атмосферы типа М-37, РДВ-1 и РДВ-2 показал, что пространственная и временная структура поля прозрачности атмосферы изменчива и весьма сложна, однако количественные характеристики этого поля изучены еще слабо. Некоторые результаты подобных исследований приводятся в ряде работ, например [1, 2, 3], но их следует рассматривать как начальный этап подобных исследований. Для совершенствования методов измерения дальности видимости необходимо более глубокое знание пространственных и временных характеристик поля прозрачности атмосферы. Знание этих характеристик позволит найти оптимальные решения вопроса о пространственном и временном осреднении измеряемых оптических характеристик атмосферы при определении дальности видимости для нужд оперативной практики при метеорологическом обслуживании авиации и задач получения режимной информации.

Прохождение светового луча регистратора прозрачности через замутненную атмосферу определяется прежде всего флуктуациями параметров аэрозоля, а также флуктуациями плотности среды, влажности, температуры около некоторых средних значений. Флуктуации плотности, влажности, температуры создают в основном высокочастотные составляющие колебаний. Основной вклад в низкочастотные составляющие колебаний создают флуктуации параметров аэрозоля в зоне измерительного луча прибора.

Подобно другим метеорологическим элементам, процесс изменения прозрачности, а следовательно, и дальности видимости зависит от времени и пространственных координат и является случайным процессом. При его изучении был использован известный аппарат корреляционного и спектрального анализа.

Непрерывные синхронные измерения горизонтальной прозрачности атмосферы в видимой области спектра в приземном слое атмосферы производились в течение двух лет с помощью нескольких приборов РДВ-2, установленных на измерительной трассе научно-экспериментальной базы ГГО в пос. Воейково, и с помощью трех приборов РДВ-2, установленных на взлетно-посадочной полосе (ВПП) аэропорта Пулково. Четыре прибора на трассе в Воейково были установлены по линии с севера на юг с разрывом 125 м между концами измерительных баз приборов РДВ-2. Длина трассы, на которой изучалась структура прозрачности, в Воейково была равна 775 м. Общая длина измерительной трассы 1200 м. Приборы в аэропорту Пулково располагались вдоль ВПП, расстояние между приборами составляло 1400 и 2800 м. Подробное описание оборудования измерительной трассы на базе ГГО в пос. Воейково можно найти в отчете по теме № 3.26.007 плана НИР и ОКР ГУГМС за 1973 г.

Синхронные показания всех приборов РДВ регистрировались с помощью самописцев типа ПС1-13 на диаграммной ленте при скорости протягивания ее 60 мм/ч. Затем с лент с помощью специального приспособления снимались синхронные отсчеты по всем приборам с шагом 1 мин при видимости до 3 км и шагом 5 мин при видимости более 3 км. Анализировались только те случаи, когда исследуемое метеорологическое явление наблюдалось по всей трассе размещения регистраторов прозрачности атмосферы.

За два года был собран очень большой экспериментальный материал, однако ввиду большой трудоемкости его обработки к анализу был привлечен более ограниченный материал, но достаточно обширный, чтобы оправдать применение статистического метода исследования.

Основные расчеты производились на ЭВМ по известным программам статистического анализа случайных процессов [4]. Часть обработки материала наблюдений, связанная с построением гистрограмм, выполнена вручную.

Для различных метеорологических явлений, вызывающих изменение прозрачности атмосферы, вычислялись средние значения реализаций, дисперсии, автокорреляционные функции, взаимные корреляционные функции и производилась оценка плотностей вероятности.

1. Пространственная изменчивость горизонтальной прозрачности атмосферы

Расчет метеорологической дальности видимости (МДВ) мы производили на основании результата приборных измерений прозрачности слоя атмосферы протяженностью 50—100 м, т. е. наши измерения фактически относятся к данной точке пространства. Эти результаты измерения мы вынуждены экстраполировать на большие дистанции в соответствии с реально наблюдаемой дальностью

видимости. В этих случаях возникает возможность появления больших погрешностей в оценке видимости в связи с большой пространственной неоднородностью помутнения атмосферы. Для определения возможного диапазона подобных погрешностей нами была произведена оценка плотностей вероятности появления определенных расхождений в показаниях двух приборов, разнесенных в пространстве на различные расстояния, в разных метеорологических явлениях.

Для оценки искажений, вносимых в результаты исследований самими приборами, была проанализирована связь показаний двух приборов РДВ-2, работавших на общей измерительной базе 100 м в течение трех месяцев. Результаты этого эксперимента показали, что 99,4% всех синхронных измерений прозрачности атмосферы имели расхождение не более ± 1 деления шкалы и 100% не более ± 2 делений шкалы прозрачности. Более подробно эти исследования представлены в работе [5].

Известно, что один из способов оценки плотности вероятности состоит в построении гистограмм, показывающих долю наблюдений, лежащих в определенном интервале.

Нами изучались ряды синхронных измерений МДВ двумя приборами РДВ, разнесенными в пространстве на определенное расстояние от 125 до 2800 м, в дымаках, туманах, осадках. Показания одного прибора РДВ условно принимались за образцовые и далее вычислялись относительные отклонения показаний второго прибора в процентах. По этим данным строились гистограммы, ширина интервала была принята равной 10%. Обобщенные результаты исследований представлены в табл. 1—2.

Таблица 1 содержит результаты вычисления отклонений в показаниях приборов при различных расстояниях между приборами РДВ-2 при измерениях в туманах, дымаках, снегопадах и дождях. Доля случаев отклонений измеренных приборами значений дальности видимости в различных диапазонах представлена в таблице в знаменателе дроби, числитель дроби определяет число случаев, при которых отклонения укладывались в указанные диапазоны.

Таблица 2 обобщает результаты всех измерений и содержит данные о долях случаев, имеющих отклонения в диапазонах 0—10, 0—20, 0—30, 0—40 и 0—50%.

В дополнение к результатам исследований, представленным в табл. 1 и 2, на рис. 1 даны примеры гистограмм, определяющих вероятность появления определенных отклонений в показаниях двух приборов РДВ-2, разнесенных в пространстве на определенное расстояние, при условии, что оба прибора остаются в зоне наблюдаемого метеорологического явления.

Анализ вышеуказанных материалов приводит к следующим выводам:

1. Результаты расчетов дальности видимости на основании приборного измерения прозрачности слоя атмосферы протяженностью 500—100 м являются в определенной степени случайными, не всегда соответствующими действительному значению дальности видимости.

Таблица 1

Рассорт- ные меж- ду ПЛБ, м	Общее число слу- чаев	Число слу- чаев от- клонений со знака- ми + и -	Доля случаев отклонений в диапазонах, %												
			0-10	10,1-20	20,1-30	30,1-40	40,1-50	50,1-60	60,1-70	70,1-80	80,1-90	90,1-100	100,1-150		
125	740	325 (+)	149 <u>0,201</u>	79 <u>0,107</u>	36 <u>0,049</u>	19 <u>0,026</u>	11 <u>0,015</u>	8 <u>0,011</u>	3 <u>0,004</u>	3 <u>0,004</u>	2 <u>0,003</u>	2 <u>0,003</u>	2 <u>0,003</u>	2 <u>0,003</u>	13 <u>0,018</u>
		415 (-)	176 <u>0,238</u>	108 <u>0,146</u>	57 <u>0,077</u>	34 <u>0,046</u>	13 <u>0,018</u>	12 <u>0,016</u>	7 <u>0,009</u>	5 <u>0,007</u>	2 <u>0,003</u>	2 <u>0,003</u>	—	—	1 <u>0,001</u>
		Сумма	325 <u>0,439</u>	187 <u>0,253</u>	93 <u>0,126</u>	53 <u>0,072</u>	24 <u>0,032</u>	20 <u>0,027</u>	10 <u>0,014</u>	8 <u>0,011</u>	4 <u>0,005</u>	4 <u>0,005</u>	2 <u>0,003</u>	2 <u>0,003</u>	14 <u>0,019</u>
350	738	358 (+)	114 <u>0,154</u>	56 <u>0,076</u>	44 <u>0,050</u>	29 <u>0,039</u>	27 <u>0,036</u>	21 <u>0,028</u>	16 <u>0,022</u>	13 <u>0,018</u>	7 <u>0,009</u>	7 <u>0,009</u>	9 <u>0,012</u>	9 <u>0,012</u>	22 <u>0,03</u>
		380 (-)	152 <u>0,206</u>	79 <u>0,107</u>	64 <u>0,087</u>	44 <u>0,060</u>	18 <u>0,024</u>	14 <u>0,019</u>	5 <u>0,007</u>	3 <u>0,004</u>	1 <u>0,001</u>	1 <u>0,001</u>	—	—	—
		Сумма	266 <u>0,360</u>	135 <u>0,180</u>	108 <u>0,146</u>	73 <u>0,099</u>	45 <u>0,061</u>	35 <u>0,047</u>	21 <u>0,028</u>	16 <u>0,022</u>	8 <u>0,011</u>	8 <u>0,011</u>	9 <u>0,012</u>	9 <u>0,012</u>	22 <u>0,03</u>
575	176	16 (+)	10 <u>0,057</u>	3 <u>0,017</u>	1 <u>0,006</u>	2 <u>0,011</u>	2 <u>0,011</u>	10 <u>0,057</u>	2 <u>0,011</u>	1 <u>0,006</u>	—	—	—	—	—
		160 (-)	45 <u>0,256</u>	30 <u>0,170</u>	29 <u>0,165</u>	22 <u>0,125</u>	21 <u>0,119</u>	10 <u>0,057</u>	1 <u>0,011</u>	1 <u>0,006</u>	—	—	—	—	—
		Сумма	55 <u>0,312</u>	32 <u>0,188</u>	30 <u>0,170</u>	22 <u>0,125</u>	23 <u>0,131</u>	10 <u>0,057</u>	1 <u>0,011</u>	1 <u>0,006</u>	—	—	—	—	—
1400	864	309 (+)	96 <u>0,111</u>	59 <u>0,068</u>	35 <u>0,04</u>	32 <u>0,037</u>	22 <u>0,025</u>	9 <u>0,01</u>	10 <u>0,012</u>	3 <u>0,003</u>	3 <u>0,003</u>	3 <u>0,003</u>	3 <u>0,003</u>	3 <u>0,003</u>	370 <u>0,043</u>

Наблюдения в туманах

294655

555 (-)	128	147	129	53	19	7	25	7	—	—
	0,148	0,170	0,149	0,061	0,046	0,008	0,029	0,008	—	—
Сумма	224	206	164	85	62	17	28	10	3	37
	0,259	0,238	0,190	0,098	0,072	0,02	0,032	0,012	0,003	0,043
936	547 (+)	94	83	56	53	18	18	11	9	35
2800		0,100	0,089	0,060	0,057	0,019	0,019	0,012	0,010	0,037
	389 (-)	86	51	40	28	28	19	2	—	2
	0,109	0,092	0,054	0,043	0,030	0,030	0,020	0,002	—	0,002
Сумма	248	180	134	96	81	46	37	13	9	37
	0,265	0,192	0,143	0,102	0,086	0,049	0,039	0,014	0,010	0,039

Наблюдения в дымках

683	382 (+)	195	112	17	4	5	2	4	4	2
125		0,286	0,164	0,025	0,01	0,007	0,003	0,006	0,006	0,003
	301 (-)	153	80	17	11	3	—	—	—	—
		0,224	0,117	0,025	0,016	0,004	—	—	—	—
Сумма	348	192	66	34	18	8	2	4	4	2
	0,510	0,281	0,097	0,065	0,026	0,012	0,003	0,006	0,006	0,003
681	169 (+)	48	35	11	8	4	1	2	2	—
350		0,07	0,051	0,016	0,012	0,006	0,001	0,003	0,003	—
	512 (-)	117	145	44	15	1	—	—	—	—
		0,172	0,273	0,064	0,022	0,001	—	—	—	—
Сумма	165	238	180	55	23	5	1	2	2	—
	0,242	0,349	0,264	0,081	0,034	0,007	0,001	0,003	0,003	—
575	69 (+)	30	21	6	3	1	2	—	—	—
		0,132	0,092	0,026	0,013	0,004	0,009	—	—	—

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА

264	52 (-)	36	14	2	33	13	1	18	31	9	9	45
		0,136	0,053	0,008	0,125	0,049	0,004	0,014	0,025	0,007	0,007	0,036
1400	Сумма	95	79	43	57	44	29	44	57	44	29	44
		0,360	0,299	0,163	0,046	0,035	0,023	0,035	0,046	0,035	0,023	0,035
	715 (+)	226	155	92	104	92	43	104	104	92	43	104
		0,181	0,124	0,074	0,083	0,074	0,034	0,083	0,083	0,074	0,034	0,083
	531 (-)	179	123	91	47	48	13	47	47	48	13	47
		0,144	0,098	0,073	0,038	0,038	0,01	0,038	0,038	0,038	0,01	0,038
	Сумма	405	278	183	104	92	43	104	104	92	43	104
		0,325	0,223	0,147	0,083	0,074	0,034	0,083	0,083	0,074	0,034	0,083

Наблюдения в дождех

1400	2056	1166 (+)	246	224	196	137	112	69	48	35	15	21	63
			0,12	0,109	0,095	0,067	0,054	0,034	0,023	0,017	0,007	0,01	0,031
	890 (-)	199	150	94	75	60	43	43	65	89	108	7	—
		0,097	0,073	0,046	0,036	0,029	0,021	0,021	0,032	0,043	0,052	0,003	—
	Сумма	445	374	290	212	172	112	113	124	124	123	28	63
		0,216	0,182	0,141	0,103	0,084	0,054	0,055	0,06	0,06	0,06	0,014	0,034

2. Полная сходимости показаний двух приборов в пределах инструментальной погрешности наблюдается только в том случае, когда оба прибора измеряют прозрачность на одной и той же измерительной базе.

3. Вероятность появления определенных отклонений в показаниях двух приборов, разнесенных в пространстве, слабо зависит от расстояния между приборами при измерении прозрачности в зоне исследуемого явления. Разнесение пунктов установки приборов на 200—300 м приводит к возникновению примерно таких же расхождений в показаниях двух приборов, как и разнесение на существенно большие расстояния в зоне явления.

Таблица 2

Доля отклонений в показаниях двух приборов РДВ в различных метеорологических явлениях

Расстояние между РДВ, м	Диапазоны отклонений, %									
	0-10	0-20	0-30	0-40	0-50	0-10	0-20	0-30	0-40	0-50
	Туманы					Дымки				
125	0,439	0,692	0,818	0,890	0,922	0,510	0,791	0,888	0,938	0,964
350	0,360	0,540	0,696	0,785	0,846	0,242	0,591	0,855	0,936	0,970
575	0,312	0,500	0,670	0,795	0,926	0,355	0,837	0,925	0,956	0,974
1400	0,259	0,497	0,687	0,785	0,857	—	—	—	—	—
2800	0,265	0,457	0,600	0,702	0,788	—	—	—	—	—
	Снегопады					Дожди				
125 м	0,367	0,577	0,756	0,909	0,981	—	—	—	—	—
350 м	0,360	0,659	0,822	0,947	0,996	—	—	—	—	—
1400 м	0,325	0,548	0,695	0,778	0,852	0,216	0,398	0,539	0,642	0,726

4. Гистограммы, характеризующие вероятность определенных отклонений в показаниях двух приборов в туманах, снегопадах, дождях, примерно одинаковы. Это говорит о том, что структуры неоднородностей помутнения в этих явлениях мало различаются. Небольшое различие гистограмм наблюдается для случаев наблюдений в дымках, когда основная масса отклонений заключена в более узком диапазоне, т. е. в этих случаях атмосфера более однородна в пределах изучаемого пространства.

5. Полученные результаты позволяют сделать предположительный вывод о том, что размер неоднородностей помутнения, вызывающих флуктуации измеренной прибором прозрачности около некоторого среднего значения, определяется значениями от десятков до нескольких сотен метров.

6. Основная масса отклонений в показаниях двух регистраторов прозрачности атмосферы, разнесенных в пространстве на расстояние до 1,4 км, укладывается в диапазон $\pm 50\%$. Большие отклонения, достигающие 100%, в основном связаны с теми измерениями, когда один из приборов уже находился в зоне возникшего явления, например тумана, а другой был еще вне этой зоны.

7. Количественные результаты исследований показывают, что возможные погрешности в определении истинного значения дальности видимости, связанные ошибками пространственного осреднения измеряемой величины, могут быть весьма значительны, гораздо больше ошибок, связанных с влиянием погрешности измерения прибором прозрачности слоя атмосферы протяженностью 50—100 м.

8. При измерении оптических параметров атмосферы с целью определения дальности видимости необходимо осреднять их на дистанциях, близких к измеряемой МДВ.

2. Временная изменчивость горизонтальной прозрачности атмосферы

Рассмотрим результаты статистического исследования временных характеристик поля прозрачности атмосферы. При анализе реализаций возникает вопрос о стационарности изучаемого процесса. Приблизительно об этом можно судить по виду кривой регистрации. Более строго стационарность процесса может быть проверена путем подсчета среднего квадратического отклонения σ и коэффициента вариации $k = \sigma/\bar{S}_M$, где \bar{S}_M — среднее значение МДВ за некоторый промежуток времени. В качестве примера в табл. 3 представлены результаты обработки синхронных записей МДВ в снегопаде в шести точках пространства в течение 5 ч. Осреднение проведено по 75-минутным интервалам. В последней графе приведены данные за весь 5-часовой период наблюдения.

Анализ материалов табл. 3 показывает, что процесс изменения прозрачности во времени можно с некоторым приближением считать стационарным. Разброс значений коэффициента вариации довольно мал. Более заметен разброс значений среднего квадратического отклонения, но он случаен, так как не обнаруживается закономерного изменения значений в сторону уменьшения или увеличения при переходе от одного периода записи к другому.

В настоящее время проводится мало исследований, связанных со статистической обработкой данных о видимости. В литературе представлены лишь эпизодические работы. Наши исследования показали, что флуктуации прозрачности подчиняются закону нормального распределения Гаусса. Проверка производилась путем нанесения данных распределения на клетчатку вероятностей. На ней, как известно, график нормального распределения отображается прямой линией. Основная масса обработанных данных удовлетворяла этому условию.

В дополнение к вышеизложенному были построены гистограммы повторяемости частот относительных отклонений $\Delta S_M/\bar{S}_M$ в процен-

тах от средних значений МДВ при различных метеорологических условиях. Симметричный характер полученных нами гистограмм при обработке больших рядов наблюдений также подтверждает нормальный закон распределения отклонений.

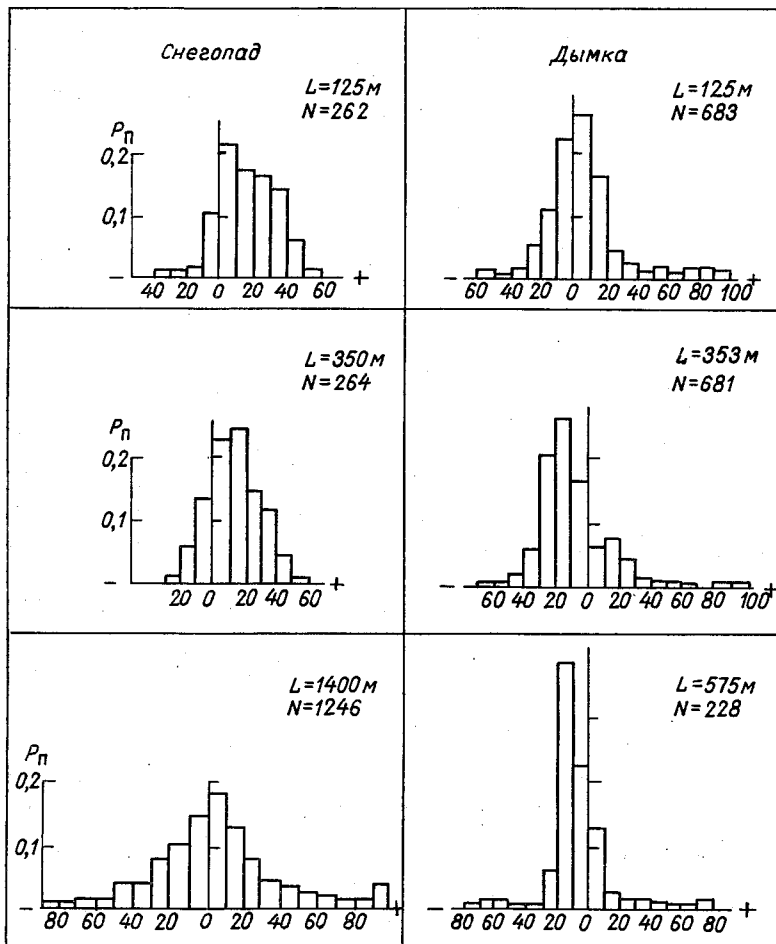
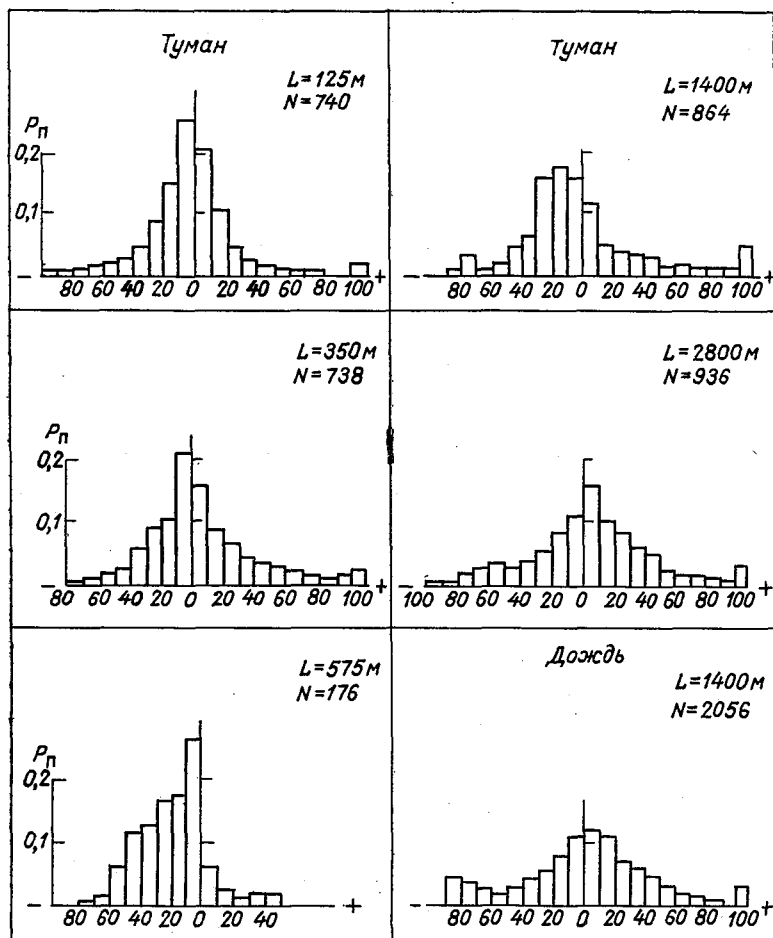


Рис. 1. Гистограммы вероятности появления отклонений в показаниях двух при измерениях в зоне наблюдаемого

Известно, что достаточно информативной характеристикой нормального случайного стационарного процесса является корреляционная функция. В своих расчетах мы использовали нормированную корреляционную функцию $r\tau$. Временные корреляционные функции позволяют оценить степень связности значений прозрачности атмосферы в различные моменты времени и тем самым судить

о временных масштабах колебаний прозрачности, измеренной регистратором в фиксированной точке пространства.

По данным измерений прозрачности атмосферы (аналог величины прозрачности — метеорологическая дальность видимости) на-



приборов РДВ-2, разнесенных в пространстве на определенное расстояние, метеорологического явления.

ми были рассчитаны корреляционные функции и построены соответствующие им кривые при различных периодах наблюдения и осреднения. При этом нас интересовал характер изменения корреляционной функции в зависимости от сдвига времени τ .

Вычисления показали, что конечный результат существенно зависит от длины обрабатываемой выборки, что в свою очередь опре-

деляется большой энергией низкочастотных составляющих колебаний прозрачности атмосферы и приближенностью критерия стационарности.

Это положение затрудняет сравнение результатов вычислений корреляционных или структурных функций, выполненных некоторыми авторами, и придает им частный характер.

Таблица 3

	Интервал точки							
	I			II			III	
	\bar{S}_M	σ	k	\bar{S}_M	σ	k	\bar{S}_M	σ
1	1016	204	0,20	709	129	0,18	797	186
2	1143	114	0,10	901	158	0,17	1000	227
3	—	—	—	952	177	0,16	1114	252
4	1146	119	0,10	988	146	0,15	1223	842
5	1182	155	0,13	1070	249	0,23	—	—
6	1370	198	0,14	1042	236	0,23	977	216

	Интервал точки						
	III	IV			V		
	k	\bar{S}_M	σ	k	\bar{S}_M	σ	k
1	0,23	1544	777	0,50	911	336	0,37
2	0,23	1700	610	0,36	1074	298	0,28
3	0,23	3024	1463	0,50	1292	738	0,6
4	0,7	2397	1159	0,50	1250	607	0,5
5	—	3338	1463	0,51	1790	1126	0,6
6	0,22	1107	148	0,13	1237	874	0,7

Однако следует отметить и общие свойства корреляционных функций: все они плавно понижаются до оси τ , при больших значениях аргумента пересекают ось τ , имеют существенную область отрицательных значений. Появление отрицательной корреляции связано с преобладанием в структуре пульсаций прозрачности низкочастотных составляющих.

Для иллюстрации вышесказанного на рис. 2 представлены графики корреляционных функций при различной длине рядов наблюдений в снегопадах. Кривая 1 соответствует периоду наблюдения, равному 71 мин при интервале отсчетов, равном 1 мин. Кривая 2 — для периода 330 мин, кривая 3 — для периода 840 мин.

На рис. 3 представлены экспериментальные коррелограммы при различных периодах осреднения. Наблюдения проводились в снего-

падах, период наблюдения 1710 мин. Кривая 1 соответствует периоду осреднения 1 мин., кривая 2 — 2 мин, кривая 3 — 4 мин.

Из рис. 3 видно, что с возрастанием периода осреднения время нулевой корреляции возрастает и функция r_τ убывает медленнее.

Для того чтобы оценить степень статистической связи между флуктуациями прозрачности в различных точках пространства,

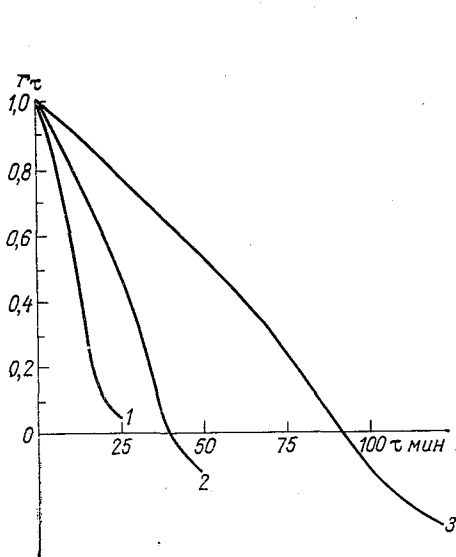


Рис. 2. Корреляционные функции при различной длине рядов наблюдений в снегопадах.

1 — 71 мин; 2 — 230 мин; 3 — 840 мин.

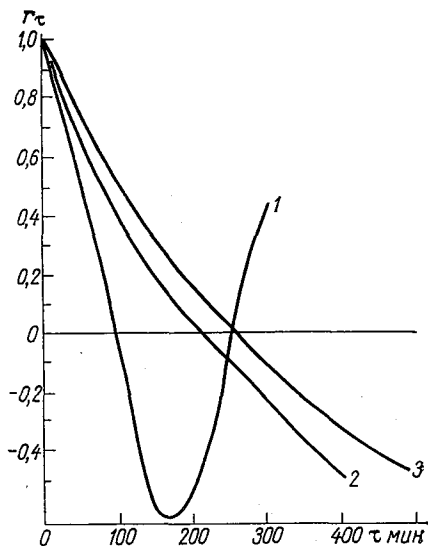


Рис. 3. Корреляционные функции при различных периодах осреднения в снегопадах.

1 — 1 мин; 2 — 2 мин; 3 — 4 мин. Период наблюдения 1710 мин.

были рассчитаны взаимные корреляционные функции. В этом плане функция взаимной корреляции более информативна, чем корреляционная функция, так как, помимо оценки статистической связи процесса изменения прозрачности в двух точках пространства, она дает возможность получить также разность фаз этих двух процессов.

Временной сдвиг, соответствующий максимуму функции взаимной корреляции, определяет среднюю разность фаз анализируемых пульсаций прозрачности в двух точках пространства.

Для примера на рис. 4 представлены графики взаимных корреляционных функций при различных периодах осреднения. Период наблюдения был равен 1710 мин, расстояние между приборами равно 575 м. Кривая 1 на рис. 4 соответствует периоду осреднения 1 мин, кривая 2 — 2 мин и кривая 3 — 4 мин.

В начальный момент коэффициент корреляции равен примерно 0,9, затем он несколько возрастает. Так как временной сдвиг незна-

чителен (около 5 мин), то в масштабе рис. 4 он незаметен. Более подробно начальная часть графиков взаимных корреляционных функций при различных расстояниях между пунктами измерения представлена на рис. 5. В подавляющем большинстве случаев вычисленных взаимных коррелограмм максимум функций для приборов, находящихся на расстоянии 125 м, приходится на временной сдвиг $\tau=2$ мин, а приборов на расстоянии 575 м $\tau=5$ мин.

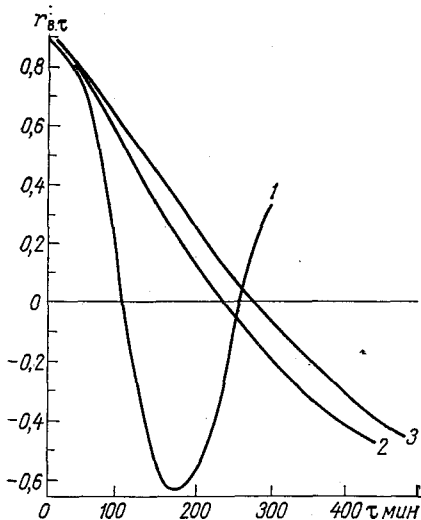


Рис. 4. Взаимные корреляционные функции при различных периодах осреднения.

1 — 1 мин; 2 — 2 мин; 3 — 4 мин. Расстояние между приборами 575 м. Период наблюдения 1710 мин.

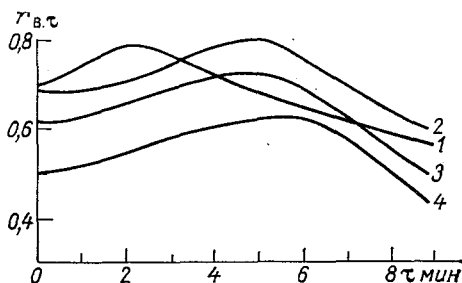


Рис. 5. Взаимные корреляционные функции при различных расстояниях между пунктами измерения.

1 — 125 м; 2 — 525 м; 3 — 1400 м; 4 — 2800 м.

Интересно заметить, что для всех взаимных коррелограмм, вычисленных для данных регистрации прозрачности в аэропорту Пулково (расстояние между приборами 1400 и 2800 м), максимум приходится на сдвиг, равный примерно 5 мин.

Следовательно, временной масштаб, в котором статистическая связь между показаниями регистраторов прозрачности является наиболее сильной, в некоторых пределах зависит от расстояния между приборами, что указывает на определенный масштаб пространственных неоднородностей.

Кривые функций взаимной корреляции по внешнему виду похожи на корреляционные функции и отличаются лишь тем, что имеют максимум на некотором временном сдвиге. Это означает, что пульсации прозрачности в разных точках пространства происходят с некоторой разностью фаз. Были рассчитаны взаимные коррелограммы для периодов осреднения, равных временному сдвигу максимума.

Оказалось, что в этом случае максимум функции наблюдается при $\tau=0$. Это соответствует тому, что процессы изменения прозрачности атмосферы в двух разных точках пространства начинают протекать синфазно.

Тот факт, что функции взаимной корреляции показаний регистраторов достигали максимума примерно при одних и тех же временных сдвигах τ при различных расстояниях между приборами, говорит о том, что пространственные пульсации прозрачности мало зависят от скорости и направления ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартенева О. Д., Довгялло Е. Н., Полякова Е. А. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы.— «Тр. ГГО», 1967, вып. 220, с. 244.
2. Горышин В. И., Корниенко В. И. Изменчивость горизонтальной дальности видимости.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 324, с. 40—49.
3. Гойса Н. И. О пространственном изменении прозрачности атмосферы в условиях большого города.— «Тр. УкрНИГМИ», 1974, вып. 121, с. 97—106.
4. К. Я. Винников, Н. К. Гриб, И. И. Поляк. Методика расчета корреляционных функций и спектров временных рядов.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 308, с. 27—46.
5. Горышин В. И. Результаты исследования тесноты связи показаний двух приборов РДВ-2, работающих на общей измерительной базе.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 357, с. 66—68.

Н. Н. Виноградова

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА В СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ С ИСКРИВЛЕННЫМИ ОСЯМИ

Анализируя ежедневные колебания общего содержания озона (Ω), а также высоты тропопаузы и толщины слоя 500—300 мб над Оксфордом, Ч. Норманд [5] впервые обнаружил хорошее соответствие между изменениями всех трех элементов, а также совпадение периода колебаний этих элементов с прохождением длинных волн высотного потока. В различное время года при прохождении высотной ложбины над станцией отмечалось возрастание Ω , в высотном гребне наблюдалось падение Ω . Позднее во многих работах разных авторов отмечалось увеличение озона в ложбинах и уменьшение его в гребнях [1, 4, 6].

Статистическое подтверждение этих выводов, основанное на большом материале наблюдений, дали Ван-Гуй-Чинь и Г. П. Гущин [2]. В этой работе для ложбин (рассматривался уровень 200 мб) в 79% случаев получены положительные отклонения общего содержания озона от его среднемесячных значений, для гребней — отрицательные отклонения озона составили 76% от рассматриваемого числа случаев.

С другой стороны, Г. П. Гущин впервые показал [3, 4], что поле атмосферного озона заметно деформируется под воздействием струйных течений (СТ). Он установил, что в левой части СТ наблюдаются повышенные значения общего содержания озона, в правой части — пониженные. При этом автор [4] не фиксировал направление осей СТ. В высотных ложбинах и гребнях оси СТ искривлены. Представляет интерес выяснить особенности деформации поля озона в СТ с искривленными осями в ложбинах и гребнях.

В настоящей работе было исследовано распределение отклонений общего содержания озона от среднемесячных значений ($\Delta\Omega = \Omega_i - \Omega_{\text{мес}}$) в высотных ложбинах и гребнях при прохождении через них СТ. С этой целью рассматривалось распределение озона в высотных ложбинах и гребнях, выбранных на уровне изобарической

поверхности 300 мб по обе стороны от оси СТ на расстояниях, не превышающих 1000 км от оси. Использовались средние данные измерений общего содержания озона на следующих станциях: Черчилл (58°45' с. ш., 94°04' з. д.), Эдмонтон (53°34' с. ш., 113°31' з. д.), Гус-Бей (53°19' с. ш., 60°23' з. д.), Аркус (56°10' с. ш., 10°13' в. д.),

Таблица 1

Распределение средних значений отклонений озона $\Delta \bar{\Omega}$ (см · 10⁻³) в высотных ложбинах и гребнях слева и справа от оси струйных течений

Синоптическая ситуация	Распределение $\Delta \bar{\Omega}$ от оси СТ	Станция				
		Черчилл	Эдмонтон	Гус-Бей	Аркус	Ароса
Зима						
Гребень	Слева	-2	2	-6	-4	7
	Справа	-31	-23	-31	-33	-41
Ложбина	Справа	-12	-30	-10	5	7
	Слева	15	14	12	25	37
Весна						
Гребень	Слева	-11	6	14	2	-6
	Справа	-23	-10	-25	-15	-12
Ложбина	Справа	-8	-2	-10	8	10
	Слева	22	14	18	40	20
Лето						
Гребень	Слева	3	-1	-5	7	-5
	Справа	-19	-12	-14	-6	-8
Ложбина	Справа	-5	6	1	6	9
	Слева	17	23	14	20	16
Осень						
Гребень	Слева	-7	-3	8	-11	2
	Справа	-14	-12	-29	-23	-15
Ложбина	Справа	-20	-9	-5	10	13
	Слева	16	15	18	17	16

Ароса (46°46' с. ш., 09°40' в. д.) за период 1967—1968 гг. [7]. Положение оси СТ определялось по картам максимального ветра, составленными в ААНИИ. Всего было проанализировано 1900 случаев.

В табл. 1 приведены результаты расчетов средних значений отклонений общего содержания озона ($\Delta \bar{\Omega}$) от среднемесячных значений по станциям за каждый сезон года для следующих случаев: в ложбине слева и справа от оси СТ; в гребне справа и слева от

оси СТ. Более наглядное представление об отклонениях $\overline{\Delta\Omega}$ дает табл. 2, в которой данные табл. 1 осреднены с учетом числа случаев n . Из табл. 1 и 2 следует, что при ложбинообразном искривлении оси СТ слева от него наблюдаются устойчивые положительные отклонения общего содержания озона, составляющие в среднем 15—24 см 10^{-3} . Эти отклонения близки к наблюдавшимся в СТ, у которых направления осей не фиксировались [4]. В правой части СТ при ложбинообразном искривлении его оси наблюдаются знакопеременные отклонения озона $\overline{\Delta\Omega}$, в среднем меньшие по абсолютной величине, чем в левой части.

Таблица 1

Распределение средних значений отклонений озона (см $\cdot 10^{-3}$) в высотных ложбинах и гребнях слева и справа от оси струйных течений

Сезон	Ложбина				Гребень			
	слева		справа		справа		слева	
	$\overline{\Delta\Omega}$	n	$\overline{\Delta\Omega}$	n	$\overline{\Delta\Omega}$	n	$\overline{\Delta\Omega}$	n
Зима	20	146	-11	58	-30	84	2	103
Весна	24	156	5	110	-18	141	4	107
Лето	18	150	3	97	-14	100	1	101
Осень	16	150	-7	98	-16	184	-2	117

При гребнеобразном искривлении оси СТ в правой его части наблюдаются устойчивые отрицательные отклонения общего содержания озона, составляющие в среднем от -14 до -30 см $\cdot 10^{-3}$. Значения этих отклонений немного превосходят аналогичные отклонения, наблюдавшиеся в СТ, направления осей которых не фиксировались [4]. В левой части СТ при гребнеобразном искривлении его оси наблюдаются малые по абсолютному значению знакопеременные отклонения $\overline{\Delta\Omega}$. Следует добавить, что зимой и весной отклонения $\overline{\Delta\Omega}$ в левой части СТ в ложбинах и в правой части СТ в гребнях превосходят по значению аналогичные отклонения, наблюдаемые летом и осенью (табл. 2), что отмечалось одним из авторов раньше [4] для СТ, направления осей которых не фиксировались.

Из табл. 1 и 2 также следует, что в СТ с искривленными осями наблюдаются повышенные градиенты (по сравнению со средними) общего содержания озона, направленные из левой части СТ в правую.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Особенности горизонтального распределения озона по материалам МГГ и МГС.— В кн.: Тр. Всесоюзного научного метеорологического совещания. Т. 5. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 254—268.
2. Ван-Гуй-Чинь, Гущин Г. П. Колебания общего содержания озона в циклонах и антициклонах.— «Тр. ГГО», 1961, вып. 106, с. 19—36.

3. Гушин Г. П. Закономерности горизонтального распределения и колебаний во времени атмосферного озона. Атмосферный озон.— В кн.: Тр. Всесоюзной конференции по атмосферному озону в МГУ 28—31 октября 1959 г. М., Изд. МГУ, 1961, с. 149—169.

4. Гушин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеониздат, 1964. 341 с.

5. Norman and Ch. Atmospheric ozone and upper — air conditions.— „Quart. J. Roy. Met. Soc.”, 1953, vol. 79, N 339, p. 39—50.

6. Dziejulska-Losiova A. Ozone changes related to the macrosynoptic situations in the middle stratosphere.— „Acta Geophysical Polonica”, vol. 16, № 4, 1968, p. 315—327.

7. Ozone data for the world. Department of transport. Toronto, Canada. 1967—1968.

Г. П. Гущин, М. П. Жукова

ОПТИЧЕСКИЕ МАССЫ АТМОСФЕРЫ И АЭРОЗОЛЯ

В актинометрии, атмосферной оптике и озониметрии широко применяются оптические массы атмосферы m и ее компонент — аэрозоля m_i и озона μ [1, 2]. Однако если данные об оптических массах атмосферы [3, 9] и слоя озона [5] были заранее затабулированы и опубликованы, то оптические массы слоя аэрозоля не рассчитывались и данные о них не публиковались советскими авторами. Это объясняется отсутствием достаточно полных сведений о вертикальном распределении аэрозоля в атмосфере, а также его большой изменчивостью [2, 3]. Обычно оптическую массу аэрозоля приравнивают к оптической массе атмосферы, но делается это без достаточных обоснований. Приведем формулы для расчета указанных оптических масс и результаты их расчета на ЭВМ.

Известно [5], что оптической массой компоненты атмосферы m называется отношение оптической плотности компоненты в наклонном направлении $D_i(\theta)$ к оптической плотности компоненты атмосферы в направлении вертикали D_i (при этом компонента рассматривается во всей толще атмосферы).

Записывается это следующим образом:

$$m_i(\theta) = \frac{D_i(\theta)}{D_i}, \quad (1)$$

где θ — высота светила.

С другой стороны, оптическая плотность компоненты атмосферы $D_i(\theta)$ равна [5]

$$D_i(\theta) = -\lg \tau_i(\theta), \quad (2)$$

где $\tau_i(\theta)$ — коэффициент пропускания компоненты атмосферы. Коэффициент пропускания компоненты атмосферы (имеется ввиду либо чистый воздух, либо озон, либо аэрозоль в ультрафиолетовых и видимой областях спектра), согласно закону Бугера, равен

$$\tau_i(\theta) = \frac{S_{\lambda, i}(\theta)}{S_{\lambda, 0}} = 10^{-\int_0^H k_{\lambda, i}(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh}.$$

Здесь $S_{\lambda, i}(\theta)$ — прямая монохроматическая энергетическая освещенность светилом на уровне прибора, $S_{\lambda, 0}$ — монохроматическая энергетическая освещенность светилом на верхней поверхности атмосферы, $k_{\lambda, i}(h)$ — показатель ослабления рассматриваемого компонента атмосферы на высоте h , H — высота верхней границы пространства компонента в атмосфере, а

$$\operatorname{cosec} \theta_h = \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{R}{R+h} \frac{\eta(0)}{\eta(h)} \right]^2 \cos^2 \theta}}, \quad (4)$$

где R — средний радиус Земли (6371 км), $\eta(h)$ и $\eta(0)$ — коэффициенты преломления воздуха на высотах h и 0 км (вывод выражения (4) приводится в [2]). Величина $\eta(h)$ рассчитывалась по формуле

$$\eta(h) = \sqrt{1 + 2a \frac{\rho(h)}{\rho(0)}}, \quad (5)$$

где $\rho(h)$ и $\rho(0)$ — плотности воздуха на высотах h и 0 м, $a = 293 \cdot 10^{-6}$ [3].

Используя (1), (2), (3) и (4), получим

$$m_i(\theta) = \frac{\int_0^H k_{\lambda, i}(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh}{\int_0^H k_{\lambda, i}(h) dh}. \quad (6)$$

Введем следующие обозначения: $k_{\lambda, a}$ — показатель ослабления аэрозоля, $k_{\lambda, p}$ — показатель ослабления чистого воздуха (релевской атмосферы), $k_{\lambda, оз}$ — показатель ослабления озона.

Тогда из (6) получим:

$$m = \frac{\int_0^H k_{\lambda, p}(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh}{\int_0^H k_{\lambda, p}(h) dh}; \quad (7)$$

$$m_1 = \frac{\int_0^H k_{\lambda, a}(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh}{\int_0^H k_{\lambda, a}(h) dh}; \quad (8)$$

$$\mu = \frac{\int_0^H k_{\lambda, оз}(h) \operatorname{cosec} \theta_h dh}{\int_0^H k_{\lambda, оз}(h) dh}. \quad (9)$$

Значения t (релеевской) в зависимости от высоты Солнца θ

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
1	24,237	23,638	23,044	22,460	21,888	21,331	20,789	20,263	19,755	19,263
2	18,789	18,331	17,890	17,464	17,055	16,660	16,279	15,913	15,559	15,219
3	14,891	14,574	14,269	13,975	13,691	13,417	13,152	12,896	12,649	12,411
4	12,180	11,956	11,740	11,531	11,329	11,133	10,943	10,758	10,580	10,406
5	10,238	10,075	9,917	9,763	9,613	9,468	9,327	9,190	9,056	8,926
6	8,799	8,676	8,556	8,439	8,325	8,214	8,106	8,001	7,898	7,797
7	7,699	7,603	7,510	7,419	7,330	7,242	7,157	7,054	6,993	6,913
8	6,835	6,759	6,684	6,611	6,540	6,470	6,401	6,334	6,269	6,204
9	6,141	6,079	6,018	5,959	5,901	5,843	5,787	5,732	5,678	5,625
10	5,573	5,521	5,471	5,442	5,373	5,326	5,279	5,233	5,188	5,143
11	5,099	5,076	5,014	4,973	4,932	4,892	4,852	4,813	4,775	4,737
12	4,700	4,663	4,628	4,592	4,557	4,523	4,489	4,456	4,423	4,391
13	4,359	4,327	4,296	4,266	4,236	4,206	4,177	4,148	4,120	4,092
14	4,064	4,037	4,010	3,983	3,957	3,931	3,906	3,881	3,856	3,831
15	3,807	3,783	3,760	3,736	3,713	3,691	3,668	3,646	3,624	3,603
16	3,581	3,560	3,539	3,519	3,498	3,478	3,459	3,439	3,420	3,400
17	3,381	3,363	3,344	3,326	3,308	3,290	3,272	3,255	3,237	3,220
18	3,203	3,187	3,170	3,154	3,138	3,122	3,106	3,090	3,074	3,059
19	3,044	3,029	3,014	2,999	2,985	2,970	2,956	2,942	2,928	2,914
20	2,900	2,887	2,873	2,860	2,847	2,834	2,821	2,808	2,795	2,783
21	2,770	2,758	2,746	2,733	2,722	2,710	2,698	2,686	2,675	2,663
22	2,652	2,641	2,630	2,619	2,608	2,597	2,586	2,575	2,565	2,554
23	2,544	2,543	2,524	2,513	2,503	2,494	2,484	2,474	2,464	2,455
24	2,445	2,436	2,426	2,417	2,408	2,399	2,390	2,381	2,372	2,363
25	2,354	2,346	2,337	2,329	2,320	2,312	2,303	2,295	2,287	2,279
26	2,271	2,263	2,255	2,247	2,239	2,231	2,224	2,216	2,209	2,201
27	2,194	2,186	2,179	2,171	2,164	2,157	2,150	2,143	2,136	2,129
28	2,122	2,115	2,108	2,101	2,095	2,088	2,081	2,076	2,068	2,062
29	2,055	2,049	2,043	2,036	2,030	2,024	2,018	2,012	2,006	1,999
30	1,994	1,988	1,982	1,976	1,970	1,964	1,958	1,953	1,947	1,941
31	1,936	1,930	1,925	1,919	1,914	1,908	1,903	1,898	1,892	1,887
32	1,882	1,877	1,872	1,866	1,861	1,856	1,851	1,946	1,841	1,836
33	1,831	1,827	1,822	1,817	1,812	1,807	1,803	1,798	1,793	1,789
34	1,784	1,779	1,775	1,770	1,766	1,761	1,757	1,753	1,748	1,744
35	1,740	1,736	1,731	1,727	1,723	1,718	1,714	1,701	1,706	1,702
36	1,698	1,694	1,690	1,686	1,682	1,678	1,674	1,670	1,666	1,662

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
37	1,658	1,655	1,651	1,647	1,643	1,640	1,636	1,632	1,629	1,625
38	1,621	1,618	1,614	1,611	1,607	1,604	1,600	1,597	1,593	1,590
39	1,586	1,583	1,580	1,576	1,573	1,570	1,566	1,563	1,560	1,557
40	1,553	1,550	1,547	1,644	1,541	1,538	1,534	1,531	1,528	1,525
41	1,522	1,519	1,516	1,513	1,510	1,507	1,504	1,501	1,498	1,495
42	1,493	1,490	1,486	1,484	1,481	1,478	1,476	1,473	1,470	1,467
43	1,464	1,462	1,459	1,456	1,454	1,451	1,448	1,446	1,443	1,441
44	1,438	1,435	1,433	1,430	1,428	1,425	1,423	1,420	1,417	1,415
45	1,413	1,410	1,408	1,405	1,404	1,401	1,398	1,396	1,393	1,391
46	1,389	1,386	1,384	1,382	1,380	1,377	1,375	1,373	1,371	1,368
47	1,366	1,364	1,362	1,359	1,357	1,355	1,352	1,351	1,349	1,347
48	1,344	1,342	1,340	1,338	1,336	1,333	1,332	1,330	1,328	1,326
49	1,324	1,322	1,320	1,318	1,316	1,314	1,312	1,310	1,308	1,306
50	1,304	1,303	1,300	1,299	1,297	1,295	1,293	1,291	1,290	1,288
51	1,286	1,284	1,282	1,280	1,279	1,277	1,275	1,273	1,272	1,270
52	1,268	1,267	1,265	1,263	1,261	1,260	1,258	1,256	1,255	1,253
53	1,251	1,250	1,248	1,246	1,245	1,243	1,241	1,240	1,239	1,237
54	1,235	1,234	1,232	1,231	1,229	1,223	1,226	1,225	1,223	1,222
55	1,220	1,219	1,217	1,216	1,214	1,213	1,211	1,210	1,209	1,207
56	1,205	1,204	1,203	1,201	1,200	1,199	1,197	1,196	1,195	1,193
57	1,192	1,190	1,189	1,188	1,187	1,185	1,184	1,183	1,181	1,180
58	1,179	1,177	1,176	1,175	1,174	1,172	1,171	1,170	1,169	1,167
59	1,166	1,165	1,164	1,162	1,161	1,160	1,159	1,158	1,157	1,155
60	1,154	1,153	1,152	1,151	1,150	1,149	1,147	1,146	1,145	1,144
61	1,143	1,142	1,141	1,140	1,139	1,138	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	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104
65	1,103	1,102	1,101	1,100	1,099	1,099	1,098	1,097	1,096	1,095
66	1,094	1,094	1,093	1,092	1,091	1,090	1,089	1,089	1,088	1,087
67	1,086	1,085	1,085	1,084	1,083	1,082	1,081	1,081	1,080	1,079
68	1,078	1,078	1,077	1,076	1,075	1,075	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	1,085
70	1,064	1,063	1,063	1,062	1,061	1,061	1,060	1,059	1,059	1,058
71	1,058	1,057	1,056	1,056	1,055	1,054	1,054	1,047	1,053	1,052
72	1,051	1,051	1,050	1,050	1,049	1,048	1,048	1,042	1,047	1,046
73	1,046	1,045	1,045	1,044	1,043	1,043	1,042	1,037	1,041	1,041
74	1,040	1,040	1,039	1,039	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036	1,036

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
75	1,035	1,035	1,034	1,034	1,033	1,032	1,032	1,031	1,031	1,031
76	1,031	1,030	1,030	1,029	1,029	1,028	1,028	1,027	1,027	1,027
77	1,026	1,026	1,025	1,025	1,025	1,024	1,023	1,023	1,023	1,023
78	1,022	1,022	1,022	1,021	1,021	1,020	1,020	1,019	1,019	1,019
79	1,019	1,018	1,018	1,018	1,017	1,017	1,016	1,016	1,016	1,016
80	1,015	1,015	1,015	1,015	1,014	1,014	1,013	1,013	1,013	1,013
81	1,012	1,012	1,012	1,012	1,011	1,011	1,011	1,010	1,010	1,010
82	1,009	1,010	1,009	1,009	1,009	1,008	1,008	1,008	1,008	1,008
83	1,008	1,007	1,007	1,007	1,007	1,006	1,006	1,006	1,006	1,006
84	1,006	1,005	1,005	1,005	1,005	1,006	1,004	1,004	1,004	1,004
85	1,004	1,004	1,004	1,003	1,003	1,004	1,003	1,003	1,003	1,003
86	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	1,003	1,002	1,002	1,002	1,002
87	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,002	1,001	1,001	1,001	1,001
88	1,000	1,001	1,001	1,000	1,000	1,001	1,000	1,000	1,000	1,000
89	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
9	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000

Таблица 2

Значения m для уровня моря и m' для высоты 3 км

θ°	m	m'	θ°	m	m'
1	24,237	20,653	18	3,203	3,196
2	18,789	17,165	20	2,900	2,895
3	14,891	14,095	25	2,354	2,352
4	12,180	00,747	30	1,994	1,992
5	10,238	9,982	35	1,740	1,739
6	8,799	8,637	40	1,553	1,553
7	7,699	7,591	45	1,413	1,412
8	6,835	6,760	50	1,304	1,304
9	6,141	6,086	55	1,220	1,220
10	5,573	5,532	60	1,154	1,154
12	4,700	4,676	70	1,064	1,064
14	4,064	4,049	80	1,015	1,015
16	3,581	3,571	90	1,000	1,000

Учитывая, что показатель ослабления чистого воздуха $k_{\lambda, p}$ прямо пропорционален плотности воздуха [7], из формулы (7) получим

$$m = \frac{\int_0^H \rho(h) \cos \theta_h dh}{\int_0^H \rho(h) dh} \quad (10)$$

Оптическая масса атмосферы m рассчитывалась на ЭВМ по формуле (10). Значения плотности воздуха брались из справочника [6]. Величина H принималась равной 100 км. Результаты расчета m

Таблица 3

Значения m_1 в зависимости от высоты солнца для $\lambda=300, 380, 800$ нм с $k_{\lambda a}(h)$ по данным [10] и для $\lambda=500$ нм с $k_{\lambda a}(h)$ по данным [8]

θ°	Длина волны, нм				θ°	Длина волны, нм			
	300	380	500	800		300	380	500	800
1	48,751	48,752	33,697	48,751	24	2,455	2,455	2,453	2,455
2	26,230	26,230	23,076	26,229	25	2,363	2,363	2,361	2,353
3	18,090	18,090	16,989	18,089	26	2,278	2,279	2,277	2,279
4	13,819	13,818	13,316	13,818	27	2,201	2,220	2,199	2,200
5	11,178	11,178	10,908	11,178	28	2,128	2,128	2,126	2,128
6	9,384	9,384	9,221	9,383	29	2,061	2,061	2,059	2,061
7	8,085	8,085	7,980	8,085	30	1,998	1,998	1,997	1,998
8	7,102	7,102	7,030	7,102	31	1,940	1,940	1,939	1,940
9	6,333	6,333	6,282	6,332	32	1,886	1,886	1,885	1,886
10	5,715	5,714	5,687	5,714	33	1,835	1,835	1,834	1,835
11	5,207	5,207	5,179	5,207	34	1,787	1,788	1,786	1,787
12	4,784	4,784	4,762	4,784	35	1,743	1,742	1,742	1,742
13	4,425	4,425	4,407	4,425	36	1,701	1,701	1,700	1,701
14	4,117	4,117	4,103	4,117	37	1,661	1,661	1,660	1,661
15	3,850	3,850	3,839	3,850	38	1,624	1,624	1,623	1,624
16	3,617	3,617	3,608	3,617	39	1,588	1,588	1,588	1,588
17	3,411	3,411	3,403	3,441	40	1,555	1,555	1,555	1,555
18	3,228	3,228	3,222	3,228	45	1,414	1,414	1,414	1,414
19	3,065	3,065	3,059	3,065	50	1,305	1,305	1,305	1,305
20	2,918	2,918	2,913	2,918	60	1,155	1,155	1,155	1,155
21	2,786	2,786	2,782	2,786	70	1,064	1,064	1,064	1,064
22	2,665	2,665	2,662	2,665	80	1,015	1,015	1,015	1,015
23	2,556	2,556	2,553	2,556	90	1,000	1,000	1,000	1,000

Значения m_1 в зависимости от высоты солнца θ° для распределения $k_{\lambda_a}(k)$ по [8] и $\lambda=500$ нм

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
1	33,697	32,386	31,125	29,919	28,771	27,683	26,653	25,680	24,761	23,894
2	23,076	22,304	21,575	20,887	20,235	19,619	19,036	18,484	17,959	17,462
3	16,989	16,539	16,111	15,703	15,314	14,922	14,588	14,249	13,924	13,613
4	13,316	13,030	12,756	12,493	12,240	11,996	11,762	11,537	11,319	11,110
5	10,908	10,712	10,534	10,342	10,166	9,996	9,831	9,671	9,516	9,367
6	9,221	9,080	8,944	8,811	8,682	8,557	8,435	8,316	8,201	8,089
7	7,980	7,874	7,770	7,669	7,571	7,475	7,382	7,291	7,202	7,115
8	7,030	6,948	6,867	6,788	6,710	6,635	6,561	6,489	6,418	6,349
9	6,282	6,215	6,151	6,087	6,025	5,964	5,904	5,846	5,788	5,732
10	5,677	5,623	5,570	5,518	5,466	5,416	5,367	5,319	5,271	5,225
11	5,179	5,134	5,089	5,046	5,003	4,961	4,920	4,879	4,840	4,800
12	4,762	4,724	4,686	4,649	4,613	4,578	4,540	4,508	4,474	4,440
13	4,407	4,375	4,343	4,311	4,280	4,250	4,220	4,190	4,160	4,132
14	4,103	4,075	4,047	4,020	3,993	3,966	3,940	3,914	3,889	3,864
15	3,839	3,814	3,790	3,766	3,743	3,719	3,695	3,674	3,651	3,629
16	3,607	3,586	3,565	3,544	3,523	3,502	3,482	3,462	3,442	3,423
17	3,403	3,384	3,365	3,347	3,328	3,100	3,292	3,274	3,256	3,239
18	3,222	3,205	3,188	3,171	3,155	3,138	3,122	3,106	3,090	3,075
19	3,059	3,044	3,029	3,014	2,999	2,985	2,970	2,956	2,941	2,927
20	2,903	2,900	2,886	2,873	2,859	2,846	2,833	2,820	2,807	2,794
21	2,782	2,769	2,757	2,744	2,732	2,720	2,708	2,696	2,685	2,673
22	2,662	2,650	2,639	2,628	2,617	2,606	2,595	2,584	2,574	2,563
23	2,553	2,542	2,532	2,522	2,512	2,502	2,492	2,482	2,472	2,462
24	2,453	2,443	2,434	2,424	2,415	2,406	2,397	2,388	2,379	2,370
25	2,361	2,352	2,344	2,335	2,327	2,318	2,310	2,301	2,293	2,285
26	2,277	2,269	2,260	2,253	2,245	2,237	2,229	2,221	2,214	2,206
27	2,199	2,191	2,184	2,176	2,169	2,162	2,155	2,148	2,140	2,134
28	2,127	2,120	2,113	2,106	2,099	2,092	2,086	2,079	2,072	2,066
29	2,060	2,053	2,047	2,040	2,034	2,028	2,022	2,015	2,009	2,003
30	1,997	1,991	1,985	1,979	1,973	1,968	1,962	1,956	1,950	1,944
31	1,939	1,934	1,928	1,922	1,917	1,912	1,906	1,901	1,895	1,890
32	1,885	1,880	1,874	1,869	1,864	1,859	1,854	1,849	1,844	1,839
33	1,834	1,829	1,824	1,819	1,815	1,810	1,805	1,800	1,796	1,791
34	1,786	1,782	1,777	1,773	1,768	1,764	1,759	1,755	1,750	1,746
35	1,742	1,737	1,733	1,729	1,725	1,720	1,716	1,712	1,708	1,704

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
36	1,670	1,696	1,692	1,688	1,684	1,680	1,676	1,672	1,668	1,664
37	1,660	1,656	1,653	1,649	1,645	1,641	1,638	1,634	1,630	1,627
38	1,623	1,619	1,616	1,612	1,609	1,605	1,602	1,598	1,595	1,591
39	1,588	1,585	1,581	1,578	1,574	1,571	1,568	1,564	1,561	1,558
40	1,555	1,551	1,548	1,545	1,542	1,539	1,536	1,532	1,529	1,526
41	1,523	1,520	1,517	1,514	1,511	1,508	1,505	1,502	1,499	1,496
42	1,494	1,491	1,488	1,485	1,482	1,479	1,476	1,474	1,471	1,468
43	1,465	1,463	1,460	1,457	1,455	1,452	1,449	1,447	1,444	1,441
44	1,439	1,436	1,434	1,431	1,428	1,426	1,423	1,421	1,418	1,416
45	1,414	1,411	1,409	1,406	1,404	1,401	1,399	1,397	1,394	1,392
46	1,390	1,387	1,385	1,383	1,380	1,378	1,376	1,374	1,371	1,370
47	1,367	1,365	1,362	1,360	1,358	1,356	1,354	1,352	1,350	1,347
48	1,345	1,343	1,341	1,339	1,337	1,334	1,333	1,331	1,329	1,327
49	1,325	1,323	1,321	1,319	1,317	1,315	1,313	1,311	1,309	1,307
50	1,305	1,303	1,301	1,299	1,297	1,296	1,294	1,292	1,290	1,288
51	1,286	1,285	1,283	1,281	1,279	1,277	1,276	1,274	1,272	1,270
52	1,269	1,267	1,265	1,264	1,262	1,260	1,258	1,257	1,255	1,253
53	1,252	1,250	1,249	1,247	1,245	1,244	1,242	1,241	1,239	1,237
54	1,236	1,234	1,233	1,231	1,230	1,228	1,227	1,225	1,224	1,222
55	1,221	1,219	1,218	1,216	1,215	1,213	1,212	1,210	1,209	1,207
56	1,206	1,205	1,203	1,202	1,200	1,199	1,198	1,195	1,195	1,194
57	1,192	1,191	1,189	1,188	1,187	1,186	1,184	1,183	1,182	1,180
58	1,179	1,178	1,176	1,175	1,174	1,173	1,171	1,170	1,169	1,168
59	1,166	1,165	1,164	1,163	1,162	1,160	1,159	1,158	1,157	1,156
60	1,155	1,153	1,152	1,151	1,150	1,149	1,148	1,147	1,145	1,144
61	1,143	1,142	1,141	1,140	1,139	1,138	1,137	1,136	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	1,112	1,110	1,100	1,109	1,108	1,107	1,106	1,105	1,104
65	1,103	1,102	1,101	1,100	1,010	1,099	1,098	1,097	1,096	1,095
66	1,094	1,094	1,093	1,092	1,091	1,090	1,089	1,089	1,088	1,087
67	1,086	1,086	1,085	1,084	1,083	1,082	1,082	1,081	1,080	1,079
68	1,078	1,078	1,077	1,076	1,075	1,075	1,074	1,073	1,072	1,072
69	1,071	1,070	1,070	1,067	1,068	1,067	1,067	1,066	1,065	1,065
70	1,064	1,063	1,063	1,062	1,061	1,061	1,060	1,060	1,059	1,058
71	1,058	1,057	1,056	1,056	1,055	1,054	1,054	1,053	1,053	1,052
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	1,045	1,044	1,043	1,042	1,042	1,042	1,041	1,041

θ°	Десятые доли градуса для θ									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
74	1,940	1,040	1,040	1,039	1,038	1,038	1,037	1,037	1,036	1,036
75	1,035	1,035	1,034	1,034	1,033	1,032	1,032	1,032	1,031	1,031
76	1,031	1,030	1,030	1,029	1,029	1,028	1,028	1,027	1,027	1,027
77	1,026	1,026	1,925	1,025	1,025	1,024	1,024	1,024	1,023	1,023
78	1,022	1,022	1,022	1,021	1,021	1,021	1,020	1,020	1,019	1,019
79	1,019	1,013	1,018	1,018	1,017	1,017	1,017	1,016	1,016	1,016
80	1,015	1,015	1,015	1,014	1,014	1,014	1,013	1,013	1,013	1,013
81	1,013	1,012	1,012	1,012	1,011	1,011	1,011	1,011	1,010	1,010
82	1,001	1,001	1,009	1,009	1,009	1,009	1,008	1,008	1,008	1,008
83	1,008	1,007	1,007	1,007	1,006	1,006	1,006	1,006	1,006	1,006
84	1,006	1,005	1,005	1,005	1,005	1,005	1,005	1,004	1,004	1,004
85	1,004	1,004	1,004	1,003	1,003	1,003	1,003	1,003	1,003	1,003
86	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	1,001	1,002	1,001	1,001	1,001
87	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001	1,001
88	1,001	1,001	1,001	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
89	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
90	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000

приводятся в табл. 1. Для сравнения в табл. 2 приводятся значения m' , рассчитанные для высоты 3 км (нижние пределы интегралов в формуле (10) брались равными 3 км). Из табл. 2 следует, что m' меньше m и что значения m и m' для высот Солнца $9^\circ < \theta < 90^\circ$ различаются между собой менее чем на 1%, а при $\theta > 5^\circ$ — менее чем на 2%. Отсюда следует вывод, что для всех актинометрических и озонметрических станций применимы оптические массы атмосферы, рассчитанные для уровня моря, поскольку, как правило, высота их над уровнем моря не превышает 3 км.

Оптические массы аэрозоля m_1 рассчитывались для распределения показателя аэрозольного ослабления с высотой по данным Л. Эльтермана (модель 1968 г.) [10] и Л. Ивлева [8]. Расчет производился по формуле (8). Результаты расчета m_1 приводятся в табл. 3. Из таблицы 3 следует, что значения m_1 для модели Эльтермана 1968 г. и разных длин волн (300, 380, 800 нм) практически не отличаются друг от друга для высот Солнца $1^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Значения m_1 для модели Ивлева ($\lambda = 500$ нм) отличаются от значений m_1 для модели Эльтермана менее чем на 1% при высоте Солнца $8^\circ < \theta < 90^\circ$, а при высоте Солнца $5^\circ \leq \theta \leq 8^\circ$ указанные различия не превышают 2%. Поэтому для высот Солнца в указанных интервалах практически безразлично, какие из предложенных значений m_1 используются для тех или иных расчетов. Подробные значения m_1 через каждые $0,1^\circ$ высоты солнца приведены в табл. 4.

Значения m , m_B , μ , m_1 в зависимости от высоты Солнца θ

θ°	m	m_B	μ	m_1	θ°	m	m_B	μ	m_1
1	24,237	26,959	13,635	33,697	37	1,658	1,658	1,651	1,660
2	18,789	19,781	12,183	23,076	38	1,621	1,621	1,614	1,623
3	14,891	15,365	10,810	16,989	39	1,586	1,586	1,580	1,588
4	12,180	12,439	9,583	13,316	40	1,553	1,553	1,547	1,555
5	10,238	10,395	8,525	10,908	41	1,522	1,552	1,516	1,523
6	8,799	8,900	7,628	9,221	42	1,492	1,492	1,487	1,493
7	7,699	7,798	6,872	7,980	43	1,464	1,464	1,460	1,465
8	6,835	6,884	6,234	7,030	44	1,438	1,438	1,433	1,439
9	6,141	6,177	5,693	6,281	45	1,413	1,413	1,409	1,413
10	5,573	5,600	5,231	5,677	46	1,389	1,389	1,385	1,389
11	5,099	5,120	4,834	5,179	47	1,366	1,366	1,362	1,367
12	4,700	4,716	4,490	4,762	48	1,344	1,344	1,341	1,345
13	4,359	4,372	4,190	4,407	49	1,324	1,324	1,321	1,324
14	4,064	4,075	3,927	4,103	50	1,304	1,304	1,301	1,305
15	3,807	3,816	3,694	3,839	51	1,286	1,285	1,283	1,286
16	3,581	3,588	3,487	3,607	52	1,268	1,267	1,266	1,269
17	3,381	3,388	3,302	3,403	53	1,251	1,251	1,249	1,252
18	3,203	3,209	3,136	3,222	54	1,235	1,235	1,233	1,236
19	3,044	3,049	2,987	3,059	55	1,220	1,220	1,218	1,220
20	2,900	2,904	2,851	2,913	56	1,206	1,205	1,204	1,206
21	2,770	2,773	2,727	2,781	57	1,192	1,191	1,190	1,192
22	2,652	2,654	2,615	2,662	58	1,178	1,178	1,177	1,179
23	2,544	2,546	2,511	2,552	59	1,166	1,166	1,164	1,166
24	2,445	2,447	2,416	2,453	60	1,154	1,154	1,153	1,154
25	2,354	2,357	2,329	2,361	61	1,143	1,143	1,141	1,143
26	2,271	2,274	2,248	2,277	62	1,132	1,132	1,131	1,132
27	2,193	2,195	2,173	2,199	63	1,122	1,122	1,120	1,122
28	2,122	2,123	2,104	2,126	64	1,112	1,112	1,111	1,112
29	2,055	2,056	2,039	2,059	65	1,103	1,103	1,102	1,103
30	1,993	1,995	1,979	1,997	66	1,094	1,094	1,093	1,094
31	1,936	1,937	1,922	1,939	68	1,086	1,086	1,085	1,086
32	1,882	1,882	1,870	1,885	69	1,071	1,071	1,070	1,071
33	1,831	1,831	1,820	1,834	70	1,064	1,064	1,063	1,064
34	1,784	1,784	1,774	1,786	75	1,035	1,035	1,034	1,035
35	1,740	1,740	1,730	1,741	80	1,015	1,015	1,015	1,015
36	1,698	1,698	1,689	1,700	85	1,004	1,004	1,004	1,004
					90	1,000	1,000	1,000	1,000

Эти значения оптических масс аэрозоля m_1 можно рекомендовать для применения в атмосферной оптике и озонотрии.

Следует заметить, что значения m_1 , вычисленные ранее Г. Петцолдом [11] для ограниченного числа значений высоты солнца, близки к приведенным в табл. 3 и 4, хотя Петцолд для своих расчетов использовал существующие весьма приближенные значения показателя аэрозольного ослабления на разных высотах в атмосфере. Впрочем, такое же замечание можно высказать по поводу широко используемых в настоящее время значений оптических масс атмосферы, вычисленных в 1904 г. А. Бемпорадом [9]. В то время плотность воздуха для разных высот в свободной атмосфере рассчитывалась на основе приближенных эмпирических формул, которые давно уже не применяются.

В связи с этим представляет интерес непосредственное сравнение значений различных оптических масс.

В табл. 5 приведены значения оптической массы атмосферы m , полученные нами в настоящей работе, аналогичные значения m_b полученные Бемпорадом [9], значения оптической массы озона μ [4] и значения оптической массы аэрозоля m_1 , рассчитанные нами для вертикального распределения показателя аэрозольного ослабления по данным Ивлева [8]. Из табл. 5 следует, что оптические массы атмосферы, рассчитанные нами и Бемпорадом [9] сравнительно мало отличаются друг от друга (не более, чем на 2% для высот солнца больше 5°). Из этой же таблицы видно, что для одной и той же высоты солнца, когда она меньше 50°, оптическая масса аэрозоля m_1 больше оптической массы атмосферы m , а последняя в свою очередь больше оптической массы озона μ . Указанная закономерность является следствием того, что центр тяжести аэрозоля в атмосфере расположен ниже центра тяжести чистого воздуха, а центр тяжести атмосферного озона расположен выше центра тяжести чистого воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л., Гидрометеиздат, 1968. 232 с.
2. Гуцин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963. 267 с.
3. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. Под ред. чл.-корр. АН СССР К. Я. Кондратьева. Л., Гидрометеиздат, 1969. 564 с.
4. Гуцин Г. П., Черняк Т. И. Озонные массы для пяти вертикальных распределений озона в атмосфере.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 255, с. 80—90.
5. Гуцин Г. П. Терминология и обозначения, применяемые в атмосферной оптике и озонотрии.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 97—120.
6. Глаголев Ю. А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970, 211 с.
7. Розенберг Г. В. Сумерки. М., Физматгиз, 1963. 380 с.
8. Ивлев Л. С. Аэрозольная модель атмосферы. Проблемы физики атмосферы. № 6. Изд. ЛГУ, 1968.
9. Bemporad A. Zur Theorie der Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre.

Mitteil. der Grossherzoge. Sternwarte zu Heidelberg (Astronomisches Institut),
Bd. 4, 1904.

10. Eltermann L. Ultraviolet, Visible and Infrared Attenuation for altitudes
to 50 km, 1968. Environmental Research Papers, N 285, April, 1968.

11. Paetzold H. K. Ein Beitrag zur atmosphärischen Extinktion Astronom.
Nachrichten, Bd 281, 1953, p. 17—22.

Г. П. Гуцин, Т. А. Павлюченкова, К. И. Ромашкина

ИЗМЕНЕНИЕ РАЗМЕРОВ И КОЛИЧЕСТВА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СТОЛБЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ РОСТЕ ПОМУТНЕНИЯ

Как уже сообщалось [1, 2, 3], в СССР создана сеть станций для регулярных измерений спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферного аэрозоля, действующая по единой программе и методике. Данные наблюдений за указанными элементами собираются и анализируются в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова. На основе такого анализа результатов регулярных наблюдений рассмотрим зависимость размеров и количества аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения от значения спектрального показателя аэрозольного ослабления атмосферы. Указанная зависимость представляет определенный интерес для исследования динамики оптических характеристик атмосферного аэрозоля.

Для исследования использовались следующие данные наблюдений сети станций:

а) часовые или средние за день значения показателя аэрозольного ослабления атмосферы δ_λ для $\lambda = 530$ нм;

б) часовые или средние за день значения показателя Юнге n в формуле Юнге

$$\frac{dN}{dr} = cr^{-n}, \quad (1)$$

где N — общее число частиц, радиус которых меньше r ; c — параметр;

в) часовые или средние за день количества больших аэрозольных частиц N_b ($0,1 < r < 1,0$ мкм) в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см^2 ;

г) часовые или средние за день количества гигантских аэрозольных частиц N_g ($1,0 < r < 10,0$ мкм) в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см^2 .

При этом были проанализированы данные ряда станций [2] за несколько лет (в основном за период 1972—1975 гг.). На рис. 1

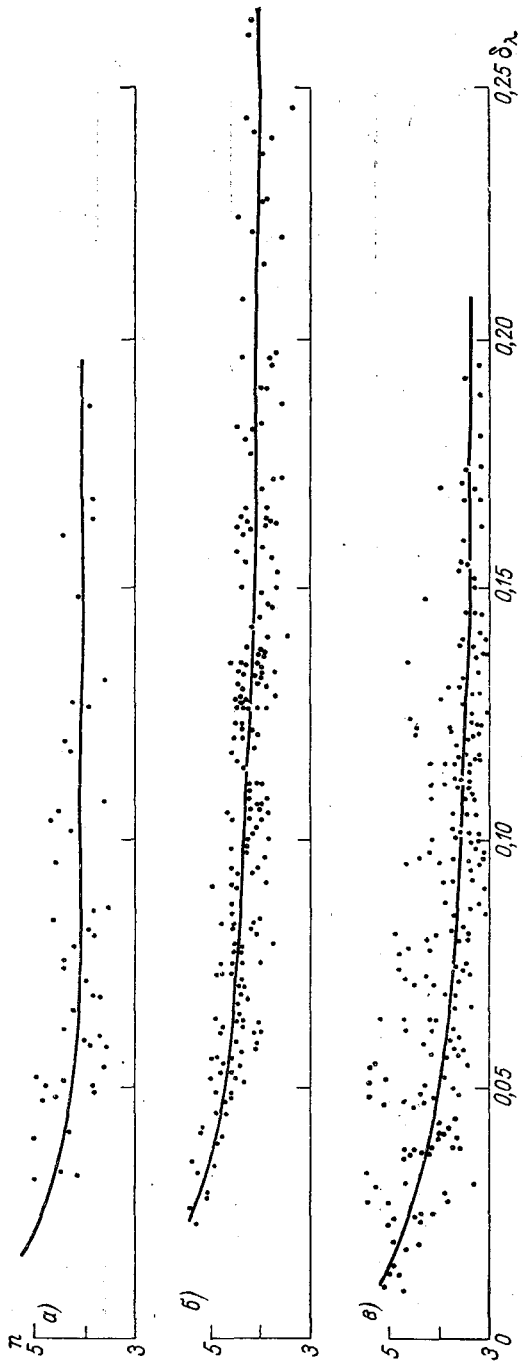


Рис. 1. Показатель Юнге n в зависимости от показателя аэрозольного ослабления атмосферы $\delta\lambda$ для $\lambda = 530$ нм по измерениям на станциях в 1975 г.

a — Воейково, $б$ — Карадаг, $в$ — Чарджоу.

$\lg N_6$

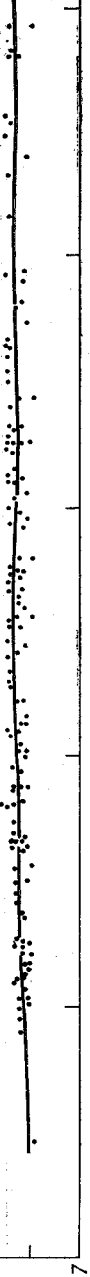
9

a)



9

b)



9

б)



7

0

0,05

0,10

0,15

0,20

$Q_{25\delta\lambda}$

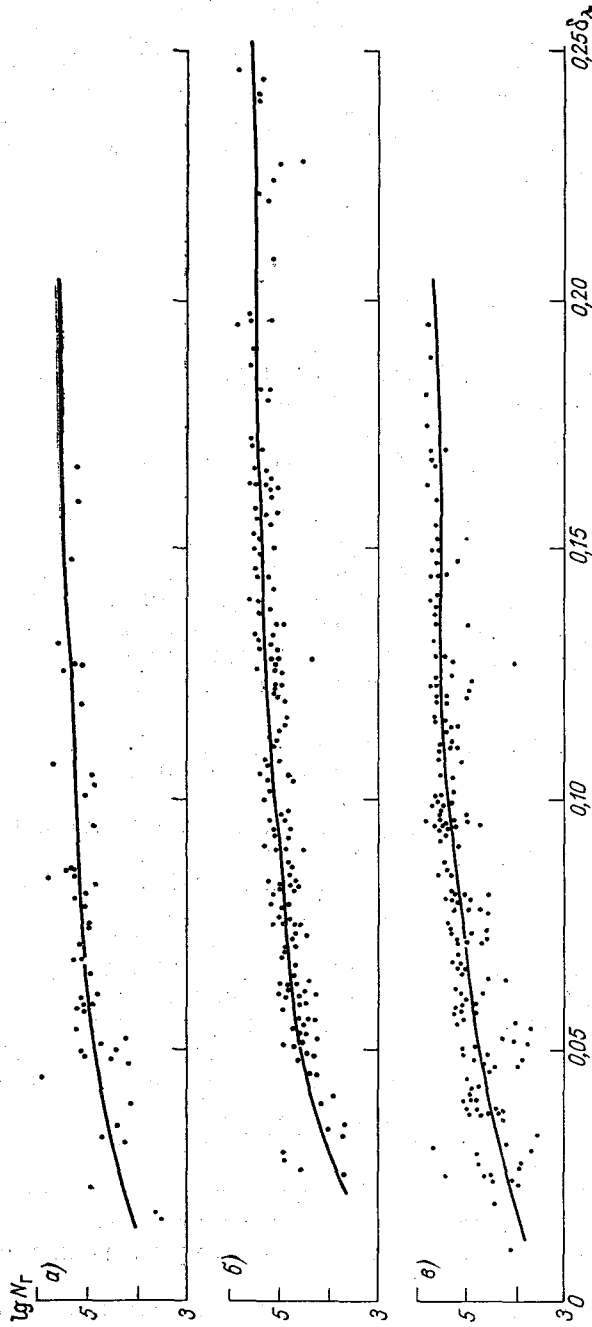


Рис. 2. Количество больших N_6 аэрозольных частиц ($0,1 \text{ мкм} < r < 1,0 \text{ мкм}$) и гигантских N_7 аэрозольных частиц ($1,0 \text{ мкм} < r < 10,0 \text{ мкм}$) в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см^2 в зависимости от показателя аэрозольного ослабления атмосферы δ_λ для $\lambda = 530 \text{ нм}$ по измерениям на станциях в 1975 г.
 а — Воейково, б — Карадаг, в — Чарджоу.

в качестве примера приводятся средние за день значения n , в зависимости от δ_λ ($\lambda=530$ нм) для станций Воейково, Карадаг и Чарджоу за 1975 г. Из рис. 1 видно, что с ростом мутности атмосферы (увеличением показателя δ_λ) значение n уменьшается. Это означает, что с увеличением мутности атмосферы в данных случаях наблюдается относительный рост числа крупных аэрозольных частиц. В работе [1] было показано, что значения N_6 и N_T связаны между собой соотношением

$$\frac{N_T}{N_6} = 10^{-(n-1)}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что отношение числа гигантских частиц к числу больших частиц N_T/N_6 растет с уменьшением n . Уменьшение n с ростом δ_λ как раз и наблюдается на станциях Воейково, Карадаг и Чарджоу (рис. 1). Уменьшения n составляет 20—30% (рис. 1), что заметно превосходит погрешности измерения этой величины [1].

На некоторых станциях в летний период наблюдается нейтральный ход средних значений n в зависимости от δ_λ ($n_{ср}$ при любых δ_λ постоянно). Возможно, это объясняется тем, что в летний период конденсационные процессы в нижнем двухкилометровом слое атмосферы, где расположена основная часть аэрозольных частиц, сильно замедлены из-за сравнительно высоких температур. В зимний период на этих станциях наблюдается уменьшение n с ростом δ_λ .

Из рис. 1 следует, что наиболее быстрое уменьшение показателя n с ростом δ_λ происходит при $\delta_\lambda < 0,1$, т. е. в условиях высокой и средней прозрачности атмосферы.

Представляет интерес выяснить, за счет каких частиц (больших или гигантских) происходит увеличение мутности атмосферы. С этой целью были построены графики (рис. 2), на которых показана зависимость $\lg N_6$ и $\lg N_T$ от δ_λ для станций Воейково, Карадаг и Чарджоу. Использовались среднедневные значения N_6 , N_T и δ_λ . Из рисунка видно, что с ростом мутности атмосферы происходит небольшое увеличение количества больших аэрозольных частиц. Значительно быстрее с увеличением мутности атмосферы происходит рост количества гигантских аэрозольных частиц. При этом гигантские частицы наиболее интенсивно растут при высокой и средней прозрачности атмосферы ($\delta_\lambda < 0,1$).

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Увеличение мутности атмосферы сопровождается уменьшением показателя Юнге, характеризующего распределение аэрозольных частиц по размерам. Наиболее четко это уменьшение наблюдается в зимний период.

2. Увеличение мутности атмосферы вызывается в основном ростом количества гигантских аэрозольных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гу щ и н Г. П. Методика и прибор для измерения спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферных аэрозолей.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 324, с. 77—100.

2. Гу щ и н Г. П. Некоторые результаты систематических измерений спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля на территории СССР.— Тр. ГГО, 1974, вып. 344, с. 83—101.

3. Гу щ и н Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристикам атмосферных аэрозолей. Л., Гидрометеиздат, 1972. 53 с.

Г. П. Гуцин, Т. А. Павлюченкова, К. И. Ромашкина

КОЛЕБАНИЯ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ И АЭРОЗОЛЯ НА ТЕРРИТОРИИ СССР

В результате создания в системе Гидрометслужбы СССР сети станций для измерения спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферного аэрозоля [1, 2, 3] появилась возможность регулярного контроля на территории страны за состоянием аэрозольной загрязненности всей толщи атмосферы. Под аэрозольной загрязненностью здесь следует понимать ту добавочную аэрозольную компоненту антропогенного происхождения, которая систематически превышает средний уровень аэрозольного ослабления видимой радиации в данном пункте. В связи с этим основной целью наблюдений на действующих станциях является определение указанного среднего уровня аэрозольного ослабления видимой радиации в каждом пункте; при этом очевидно, что этот уровень будет относиться к тому промежутку времени, в течение которого он определялся.

С другой стороны, уже сейчас представляет значительный интерес динамика во времени спектральной прозрачности атмосферы и оптических характеристик аэрозоля.

В результате обобщения и анализа данных сети станций по наблюдению за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками аэрозоля получены средние значения измеряемых элементов по 25 станциям. В табл. 1 приводятся средние за год данные о спектральной прозрачности атмосферы P_λ и показателе аэрозольного ослабления атмосферы δ_λ для шести участков спектра. Из таблицы следует, что на территории СССР имеется несколько районов со сравнительно чистой атмосферой. К ним относятся район Дальнего Востока (Петропавловск-Камчатский, Сквородино, Нагаево), район Севера страны (Мурманск, Маркино), район Средней Азии (Ашхабад, Чарджоу). Малые значения спектральной прозрачности атмосферы и соответственно большие значения показателя аэрозольного ослабления атмосферы характерны для Одессы, Красно-

Средние за ряд лет значения спектральной прозрачности атмосферы P_λ и показателя аэрозольного ослабления атмосферы δ_λ

Станция	Годы	$P_\lambda \cdot 10^2$						$\delta_\lambda \cdot 10^3$					
		344	369	463	530	572	627	344	369	433	530	572	627
Марково	1973—1975	48	51	74	80	77	81	41	76	52	39	51	48
Петропавловск-Камчатский	1971—1975	46	50	70	75	76	80	60	82	71	62	52	54
Скворородино	1973—1975	45	50	67	76	78	83	82	88	88	59	59	45
Ашхабад	1973—1975	46	49	68	74	76	82	69	93	80	70	68	55
Мурманск	1971—1975	44	48	69	74	76	77	71	108	75	75	65	69
Нагасэво	1973—1975	45	48	67	72	74	79	78	91	88	67	73	65
Печора	1972—1975	45	48	68	73	75	80	71	104	84	78	74	57
Чарджоу	1970—1975	44	48	69	73	74	77	81	94	70	75	79	76
Свердловск	1971—1975	45	47	68	74	77	80	78	115	85	75	65	56
Владивосток	1970—1975	42	46	67	72	73	78	98	126	103	86	83	73
Воронеж	1974—1975	42	46	64	72	73	80	118	127	96	86	80	64
Аральск	1973—1975	42	45	67	72	74	80	91	123	102	87	83	66
Большая Елань	1973—1975	42	45	67	72	75	82	115	131	107	84	69	51
Ленинград (Воейково)	1970—1975	39	45	65	70	72	74	144	141	109	96	94	95
Архангельск	1974—1975	40	44	66	70	74	80	114	150	97	95	84	66
Иркутск	1972—1974	46	44	70	74	78	79	71	163	73	71	78	50
Душанбе	1974—1975	42	44	63	68	70	74	92	140	112	109	118	102
Омск	1972—1975	40	44	63	68	70	72	114	150	120	108	107	108
Цимлянск	1974—1975	38	44	62	72	72	76	148	149	119	101	89	82
Феодосия (Карадаг)	1970—1975	39	41	62	68	69	72	127	174	123	112	109	104
Львов	1974—1975	39	42	54	62	62	64	145	181	165	136	140	131
Тбилиси	1973—1975	38	41	61	66	68	72	153	168	128	117	109	98
Гурьев	1974—1975	37	40	62	64	70	73	166	168	122	120	99	98
Красноярск	1973—1975	36	40	61	69	69	76	164	185	128	104	106	83
Одесса	1972—1975	32	37	57	64	62	66	217	236	169	172	168	152

ярска, Тбилиси, Львова, Омска, а также для района Крыма (Феодосия).

Наибольшее количество наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы было произведено на станциях в летний период, и в этот период они были более регулярными во времени. Для того чтобы проследить за динамикой

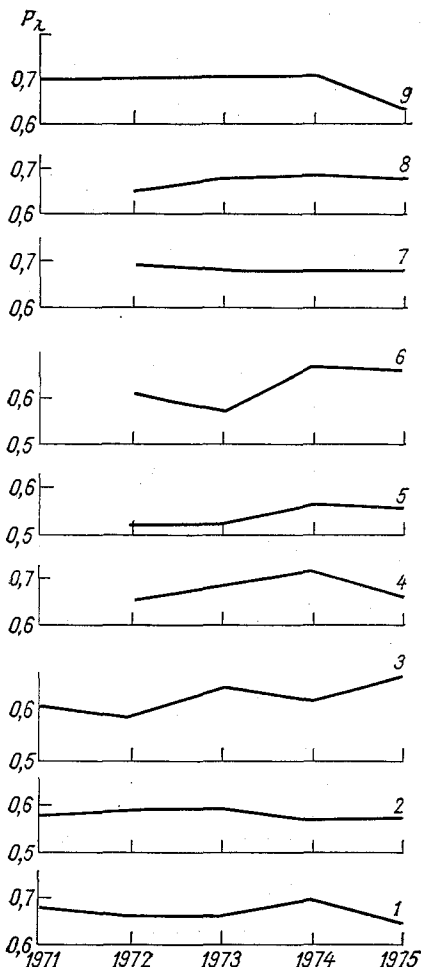


Рис. 1. Средние за год значения спектральной прозрачности атмосферы P_λ ($\lambda=463$ нм) за летний период (апрель — сентябрь).

1 — Владивосток, 2 — Карадаг, 3 — Ленинград, 4 — Мурманск, 5 — Одесса, 6 — Омск, 7 — Печора, 8 — Свердловск, 9 — Чарджоу.

изменения спектральной прозрачности атмосферы во времени, были построены графики средних за летнее полугодие (апрель — сентябрь) значений P_λ для $\lambda=463$ нм (рис. 1). Из рис. 1 видно, что за последние 4—5 лет на станциях отмечалось как небольшое увеличение спектральной прозрачности (Воейково, Омск), так и нейтральный ход этой величины (Карадаг, Печора). На остальных станциях наблюдались небольшие колебания спектральной прозрачности атмосферы. Следует отметить, что систематического уменьшения спектральной прозрачности атмосферы на всех рассматриваемых станциях за последние 4—5 лет не отмечалось. Аналогичный результат был получен и для других длин волн.

Для сравнения полученных результатов с данными более ранних наблюдений за показателем аэрозольного ослабления атмосферы был построен рис. 2, на котором приведены средние за каждый месяц данные наблюдений за δ_λ ($\lambda=456$ нм) в Воейково в 1958 г. [4] и за период 1972—1975 гг. ($\lambda=463$ нм). Как видно из рис. 2, в течение последних 15 лет произошло несущественное изменение среднего показателя аэрозольного ослабления атмосферы. Лишь в апреле и августе эти изменения незначительно превышают ошибки измерений. В остальные месяцы различия между кривыми 1 и 2 (рис. 2) не превышают погрешности измерений величины δ_λ . В апреле и августе за последние 15 лет произо-

шло небольшое увеличение показателя аэрозольного ослабления атмосферы. В настоящее время нет достаточных оснований, чтобы считать, что это увеличение δ_λ вызвано не естественными флукту-

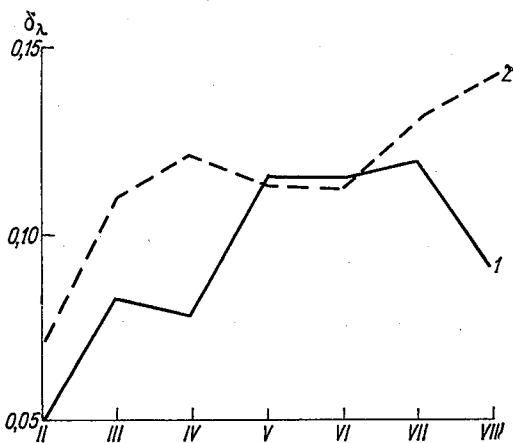


Рис. 2. Средние за месяц значения показателя аэрозольного ослабления атмосферы δ_λ в Воейково.

1 — 1958 г. $\lambda=456$ нм; 2 — 1972—1975 гг.
 $\lambda=463$ нм.

ациями величины δ_λ , а искусственными причинами (например, антропогенными воздействиями).

К подобному выводу пришли Г. Ш. Лившиц и Т. Б. Травина [5] в результате анализа данных наблюдений в районе Алма-Аты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гушин Г. П. Методика и прибор для измерения спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферных аэрозолей.— «Тр. ГГО, 1974, вып. 324, с. 77—100.
2. Гушин Г. П. Некоторые результаты систематических измерений спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля на территории СССР.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 344, с. 83—101.
3. Гушин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей. Л., Гидрометеиздат, 1972. 53 с.
4. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963. 267 с.
5. Лившиц Г. Ш., Травина Т. Б. Прозрачность атмосферы за 27 лет в горной местности.— «Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана», т. 11, № 8, 1975, с. 859—860.

*С. И. Зачек, В. Ф. Капустин, В. Г. Карпов,
Л. В. Луцько, Д. А. Тайц*

О ВОЗМОЖНОСТЯХ СОЗДАНИЯ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ

Успехи в области современного полупроводникового термоэлектрического приборостроения позволяют рассмотреть возможности применения полупроводниковых термоэлементов в качестве преобразователей радиации в актинометрических приборах.

Постановка такой задачи основана на некоторых преимуществах полупроводниковых термоэлементов по сравнению с металлическими.

1. Более высокая чувствительность полупроводниковых термобатарей.

Предельные термодинамические свойства вещества термобатарей определяются показателем эффективности

$$z = \frac{\bar{e}^2 \sigma}{\kappa}, \quad (1)$$

где \bar{e} — суммарный коэффициент термоэдс термопары (В/К); σ — электропроводность материала ветвей термопары ($\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$); κ — теплопроводность материала ветвей термопары ($\text{Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$).

Чем больше z , тем больше энергетический КПД генераторного преобразователя. Максимальное значение добротности z для лучших металлических термопар, применяемых в актинометрических приборах, для 300К не превышает $0,55 \cdot 10^{-4} \text{ 1/К}$ [1]. У современных полупроводниковых материалов $z \approx (2 \div 3) \cdot 10^{-3} \text{ 1/К}$.

Наиболее эффективное полупроводниковое вещество для температур до 100°C реализуется на системах твердых растворов Vi_2Te_3 — Sb_2Te_3 (p -тип) и Vi_2Te_3 — Bi_2Se_3 (n -тип) [2, 3]. Свойства термоэлементов, полученных по современной технологии методом холодного прессования, могут быть оценены аппроксимационными формулами:

$$\bar{e}_t = 365 + 0,97t + 1,96 \cdot 10^{-3} t^2; \quad (2)$$

$$\sigma_t = 885 - 5,08t + 2,22 \cdot 10^{-2} t^2; \quad (3)$$

$$x = 13,8 \cdot 10^{-3} - 0,38 \cdot 10^{-4} t + 2,55 \cdot 10^{-2} t^2. \quad (4)$$

Отметим прежде всего, что чувствительность A приемного термоэлектрического преобразователя, представляемая как генерируемое напряжение на единицу пронизывающего (но не падающего!) теплового потока, определяется формой термоэлемента l/f :

$$A = \frac{u}{Q'} = \frac{\Delta T n \bar{e}}{\Delta T n \frac{2f}{l} x} = \frac{\bar{e}}{2x} \frac{l}{f}, \quad (5)$$

где ΔT — перепад температуры на «горячих» и «холодных» спаях термопары; f — площадь поперечного сечения одной ветви термопары; l — длина термопары.

Чувствительность A в выражении (5) определена для абсолютного значения тепловой энергии, прошедшей через приемную поверхность преобразователя, не зависимо от размера этой поверхности. Из формулы (5) следует, что при простой замене металлического материала термопар на полупроводниковый (без замены формы и числа термопар) получается многократный выигрыш в чувствительности (более чем в 100 раз). Оценка чувствительности по формуле (5) справедлива для случаев, когда термоэлектрический преобразователь работает в режиме генератора напряжения, т. е. когда измерение производится при малых токах, что бывает при использовании измерителей с большим внутренним сопротивлением. Применение формулы (5) для преобразователей, работающих в режиме генераторов мощности на электрические цепи с конечным сопротивлением, не дает точных количественных результатов.

В существующих системах актинометрических приборов термоэлектрический преобразователь выступает в роли генератора мощности, которая производит работу информации.

Рассмотрим работу термоэлектрического преобразователя в качестве измерительного генератора, подключенного к измерительному устройству с конечным входным сопротивлением.

Для любой измерительной цепи акт измерения осуществляется после выработки мощности, достаточной для изменения показания системы на минимальную единицу отсчета (цену деления или младшую декаду).

Поскольку мощность в цепи измерения вырабатывается тепловой, поступающей на приемную поверхность преобразователя, чувствительность системы измерения пропорциональна КПД измерительного генератора, т. е. отношению падающей тепловой мощности (измеряемый поток) к мощности, вырабатываемой для измерения.

Пусть a — цена минимального отсчета электроизмерительного прибора, работающего совместно с термоэлектрическим преобразо-

вателем. Если внутреннее сопротивление этого прибора R_r , то при показании m прибора генератор должен вырабатывать мощность $W_{изм}$ в измерительной цепи, определяемую

$$W_{изм} = (am)^2 R_r = \frac{(am)^2}{R_r}. \quad (6)$$

Здесь a выражено в А/дел. (гальванометр). Все рассуждения остаются в силе, если прибор отградуирован в единицах напряжения (вольтметр). С другой стороны, эту мощность можно выразить формулой

$$W_{изм} = Q' \eta, \quad (7)$$

где Q' — тепловая мощность, пронизывающая ветви термобатарей; η — КПД генератора.

Не вся падающая мощность проходит через ветви термоэлементов. Часть потока перераспределяется по побочным тепловым мостам конструктивных элементов, частично уходит конвекцией, переизлучением и т. п.

Теплота, пронизывающая непосредственно термоэлектрический преобразователь,

$$Q' = Q \frac{\Omega_6}{\Omega_6 + \Omega_m}, \quad (8)$$

где Ω_m — термическая проводимость всех каналов, по которым идут тепловые потери; Ω_6 — термическая проводимость термобатарей.

В соответствии с теорией термоэлектрического генератора [1, 2] КПД преобразователя

$$\eta = \frac{\Delta T}{T} \frac{\frac{M}{1+M}}{1 + \frac{M+1}{zT} - \left(\frac{\Delta T}{2T} \frac{1}{M+1} \right)}, \quad (9)$$

где $M = R_r/R_6$; R_6 — сопротивление термобатарей; T — температура спаия.

Величина $\Delta T/2T \cdot 1/M+1$ для технически реальных случаев применения преобразователей в актинометрии достаточно мала, так что ею можно пренебречь (погрешность менее 0,1%).

Перепад температуры ΔT на спаиях вызывается пронизывающим потоком, определяемым формулой

$$\Delta T = \frac{Q'}{\Omega_6} = \frac{Q}{\Omega_6 + \Omega_m}. \quad (10)$$

Используя формулы (7), (8), (9) и (10), можно получить общую связь между падающим потоком и мощностью в цепи измерения:

$$W_{изм} = \frac{Q^2}{(\Omega_m + \Omega_6)^2} \frac{zR_r - R_6}{(R_6 + R_r)(zR_6T + R_r + R_6)}, \quad (11)$$

Как уже говорилось, электроизмерительный прибор и первичный преобразователь (термоэлектрическая батарея) образуют измерительную систему, чувствительность которой можно выразить как число делений, приходящееся на единицу измеряемого потока, с помощью формулы, вытекающей из формулы (6) и (11);

$$A' = \frac{m}{Q} = \frac{1}{a(Q_M + Q_6)} \sqrt{\frac{z}{R_6} \frac{1}{(1+M)(zT+M+1)}}. \quad (12)$$

Аналогичным образом можно получить формулу для чувствительности по напряжению.

Как видно из формулы (12), чувствительность термобатареи пропорциональна корню квадратному из отношения показателя эффективности z к внутреннему сопротивлению R_6 батареи. Анализ формулы (12) рационально проводить для оптимально согласованной системы генератор-нагрузки, т. е. для $M \approx 1$ [1, 2]. В этом случае независимо от рода преобразователя система достигает максимального КПД. Выражение (12) показывает, что приведенная чувствительность актинометрического прибора с термоэлектрическим преобразователем на полупроводниках при прочих равных условиях выше, чем с металлическими термопарами, так как показатель z полупроводников намного выше, чем для металлов.

Существующие актинометрические приборы, имеющие чувствительность от 5 до 11 мВ·см²·мин/кал (от 72 до 160 мВ·см²/Вт), требуют применения высокочувствительных вторичных измерителей, что вызывает трудности эксплуатационного характера.

Приборы с полупроводниковыми термобатареями могут использоваться с менее чувствительными вторичными измерителями, что повышает надежность всего комплекса аппаратуры. Применение таких датчиков позволит облегчить получение сумм радиации в комплексе с интегрирующими устройствами. В частности, использование их с электролитическим интегратором типа X-603 позволило бы существенно снизить влияние собственной ЭДС интегратора на результат измерения.

Создание на базе полупроводниковых термоэлементов приборов высокой чувствительности расширит возможности измерений малых значений радиации, например, при низких высотах Солнца, под водой, в отдельных спектральных участках, что особенно важно при измерениях радиационной температуры подстилающей поверхности, ультрафиолетовой радиации, сумеречной освещенности, длинноволнового излучения земли и атмосферы.

2. Внутреннее сопротивление термоэлектрического преобразователя на полупроводниках значительно меньше, чем у металлического преобразователя.

Это связано с тем, что количество термопар, реализующее определенную чувствительность, у полупроводникового преобразователя значительно меньше, а геометрический фактор f/l всегда больше.

Это не только дает свой вклад в повышение чувствительности

преобразователя, но и создает возможность более гибкого подбора вторичного электроизмерительного прибора.

Малое внутреннее сопротивление преобразователя благоприятно сказывается также и на помехоустойчивости к электромагнитным низкочастотным шумам, поскольку напряжение, создаваемое внешней помехой, пропорционально сопротивлению измерительной цепи.

3. Более высокая пороговая чувствительность полупроводниковых термобатарей по сравнению с металлическими.

Предельно измеряемым является такой поток, который вызывает сигнал, различимый на уровне флуктуационного шумового напряжения определенной частоты. Нас могут интересовать частоты, соответствующие времени установления показаний (большие частоты, меньшие периоды в соответствии с теоремой Котельникова не могут переносить информацию [3, 4]). Напряжение шумов с частотой $1/t$, определяется по формуле Найквиста [3, 5]

$$\sigma = \sqrt{\frac{2kTr}{t}}, \quad (13)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; T — температура системы; r — внутреннее сопротивление измерительного прибора.

Пороговое значение измеряемого потока

$$\Delta Q = \frac{\sigma}{A}. \quad (14)$$

Современные полупроводниковые преобразователи (тепломеры) имеют чувствительность более 1 В/Вт при внутреннем сопротивлении менее 10 Ом (преобразователь типа МТС-300). Проволочно-металлическая термобатарея датчика ДТП-02 и ленточно-металлическая термобатарея головки пиранометра М115-М имеют чувствительность $80 \cdot 10^{-3}$ и $12 \cdot 10^{-6}$ В/Вт, а сопротивление 300 и 30 Ом соответственно. Для времени установления режима около 100°C оценка ΔQ дает значение примерно $3 \cdot 10^{-11}$ Вт для полупроводникового прибора МТС-300, $2 \cdot 10^{-9}$ Вт для проволочно-металлического прибора ДТП-02 и $4 \cdot 10^{-9}$ Вт для ленточно-металлического прибора М115-М.

4. Диатермичность (большая теплопроводность и малое внутреннее сопротивление) полупроводниковых термобатарей.

Это имеет существенное значение при конструировании актинометрических приборов. Высокая теплопроводность полупроводниковой термобатареи в сочетании с повышенной чувствительностью по сравнению с теплопроводностью металлической термобатареи позволяет работать при малых разностях температур «горячих» и «холодных» термоспаев (около $2-3^\circ\text{C}$), что уменьшает конвективный теплообмен и приводит к большей стабильности измерений. Использование полупроводниковых термоэлементов, изготовленных мето-

дом напыления, позволит достичь еще меньшей разности температур термопар при сохранении достаточной чувствительности.

5. Малые размеры полупроводниковых термопар.

Это позволит уменьшить размеры и вес датчиков и вспомогательного оборудования (теневых колец и экранов, поверочных труб и др.).

Термопары малых размеров у пиранометров позволят обеспечить малые отношения k диаметра приемной поверхности к диаметру полусферического защитного стеклянного колпака.

Погрешность измерения, вызванная влиянием поляризации на коэффициент отражения стекла, существенно уменьшается при значениях $k < 0,5$. При этом уменьшается также погрешность, вызванная отступлением чувствительности от закона «косинусов» [6].

6. Полупроводниковые термопары являются более технологическими и менее трудоемкими в изготовлении, чем металлические.

Термоэлементы изготавливаются из термоэлектрического сплава, измельченного методом порошковой металлургии. Затем спрессованные брикеты спекаются и отжигаются в открытой печи в герметических ампулах, откаченных до 10^{-2} мм рт. ст. Полученные брикеты подвергаются разрезке до нужного размера термоэлемента. Из полученных термоэлементов собираются (электрически коммутируются) батареи любой формы и размера, например в виде плоской прямоугольной пластины.

Процесс изготовления полупроводниковых термопар менее трудоемок, чем металлических. Кроме того, приемная поверхность такой батареи получается с высокой степенью плоскостности, что способствует уменьшению зависимости чувствительности прибора от высоты Солнца и азимута по сравнению с такой же зависимостью существующих актинометрических приборов при тех же покрытиях приемной поверхности.

Технология изготовления полупроводниковых термопар позволяет получать их круглой формы, что необходимо в конструкции актинометра, а также целесообразно для использования в балансомерах, пиранометрах, одним из вариантов которого может явиться радиальный черно-белый пиранометр.

7. Вибростойкость полупроводниковых термопар.

Недостатком полупроводниковых термопар является значительная зависимость чувствительности от температуры (0,3% на 1°C). Однако существуют способы уменьшения влияния температурного коэффициента чувствительности на показания прибора: температурная компенсация чувствительности осуществляется при помощи термосопротивления [7, 8]; введение поправок на температуру при обработке результатов измерений; использование компенсационного принципа в конструкциях прибора; автоматическое термостатирование прибора.

Наиболее перспективным из перечисленных способов следует

считать первый. Он нашел применение в актинометрическом приборостроении. В ГСКВ ТФП имеется опыт создания термокомпенсированных приборов также и с полупроводниковыми термобатареями.

Вышеуказанные свойства полупроводниковых термобатарей позволят найти им применение в актинометрических приборах.

На их основе могут быть разработаны малогабаритные высокочувствительные приборы для использования на сети Гидрометслужбы, в том числе и в качестве датчиков для радиозондов и автоматических станций, судового и самолетного измерительных комплексов.

Благодаря малым габаритам приемника становится возможным применение полусферической защиты у балансомеров, что позволит расширить область его использования.

Полупроводниковые термобатареи малой толщины, изготовленные методом напыления, могут использоваться при разработке конструкций полостных приборов.

Представляются интересными схемы приборов, основанные на использовании, помимо эффекта Зеебека, также и эффекта Пельтье.

Эффект Пельтье в этом случае используется для охлаждения до температуры воздуха приемной поверхности прибора, которая нагревается измеряемой радиацией. Этот способ может быть использован, например, в следующей измерительной схеме. К термобатарее подключен источник постоянного тока, вызывающий в ней эффект Пельтье. При этом приемная поверхность, электрически изолированная от термобатареи, охлаждается. Через приемную поверхность пропускается компенсационный ток, который нагревает ее до температуры воздуха. Если на приемную поверхность направить измеряемую радиацию, то температура ее увеличится (уменьшится). Тогда компенсационный ток уменьшают (увеличивают) до приведения температуры приемной поверхности к температуре воздуха. По изменению компенсационного тока определяется значение измеряемой радиации.

Достоинством схемы является изотермичность ее элементов и окружающего воздуха, что приводит к исключению некоторых погрешностей измерения.

Использование полупроводниковых термобатарей в актинометрических приборах открывает пути освоения новых тепловых схем и делает возможной постановку вопроса о повышении точности измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Охотин А. С. и др. Термоэлектрические генераторы. М., Атомиздат, 1971. 347 с.
2. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л., Изд. АН СССР, 1960. 187 с.
3. Электрические измерения неэлектрических величин. Л., «Энергия», 1975. 575 с.

4. Краус М. Информационно-измерительные системы. М., «Мир», 1975. 310 с.
5. Левитин И. Б. Инфракрасная техника. Л., «Энергия», 1973. 160 с.
6. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Л., Гидрометеоздат, 1957, 415 с.
7. Collins B. G. and Walton E. W. Temperature compensation of the Moll-Gorzynski Pyranometer.— „Meteor. Mag.”, vol. 96, N 1141, November, 1967.
8. Weather measure instrument. Scientific products. Catalog N 8 25-th Anniversary Science Associates incorporated. California.

*В. Ф. Капустин, Д. А. Тайц,
В. А. Рыбин, Т. К. Ястребова*

РАДИАЦИОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ БАЛАНСОМЕР И ЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В настоящее время интенсивно развиваются отрасли техники, использующие эффективные термоэлектрические полупроводниковые материалы. Преобразователи тепловых потоков (тепломеры), изготовленные из подобных материалов, обладают высокой чувствительностью, малым сопротивлением и позволяют использовать разнообразные измерительные приборы [10].

I. Краткое описание полупроводникового балансомера

В радиационном полупроводниковом балансомере (БРП), разработанном в ГСКБ ТФП при участии ГГО [1], в качестве чувствительного элемента применена термоэлектробатарея из полупроводниковых элементов, изготовленных из вещества на основе тройных сплавов $\text{Bi}_2\text{Te}_3 + \text{Bi}_2\text{Se}_3$ (элемент электронной проводимости) $\text{Bi}_2\text{Te}_3 + \text{Sb}_2\text{Te}_3$ (элемент дырочной проводимости) [2]. Советы и рекомендации по конструированию БРП давал Ю. Д. Янишевский, за что авторы выражают ему глубокую благодарность.

Балансомер ВРП предназначен для измерения радиационного баланса деятельной поверхности (остаточной радиации). Прибор БРП может быть применен в метеорологии, агрофизике, строительной технике, торфяном и лесном хозяйстве, а также при изучении водного баланса искусственных водохранилищ.

Балансомер имеет следующее устройство и принцип работы. Комплект балансомера состоит из двух функциональных узлов: приемного и измерительного, соединенных между собой кабелем и размещенных в футляре. Приемный узел предназначен для приема и преобразования лучистой энергии в ЭДС.

В качестве чувствительного элемента приемного узла применена полупроводниковая термоэлектробатарея, состоящая из девяти последовательно соединенных преобразователей теплового потока типа ТБО. Для улучшения поглощательной способности балансо-

мера на приемные поверхности термоэлектробатарей наклеены оксидированные алюминиевые пластины толщиной 0,5 мм, на внешнюю поверхность которых нанесена черная глубокоматовая эмаль АК-512. Приемные поверхности для исключения влияния ветра и конвективного теплообмена закрыты полусферическими ветрозащитными фильтрами из полиэтилена, на которые в нерабочем состоянии, чтобы избежать механических повреждений, одеваются алюминиевые колпаки. В корпус приемного узла вмонтирован уровень для горизонтальной установки, а также силикагелевый патрон для осушения воздуха под фильтрами.

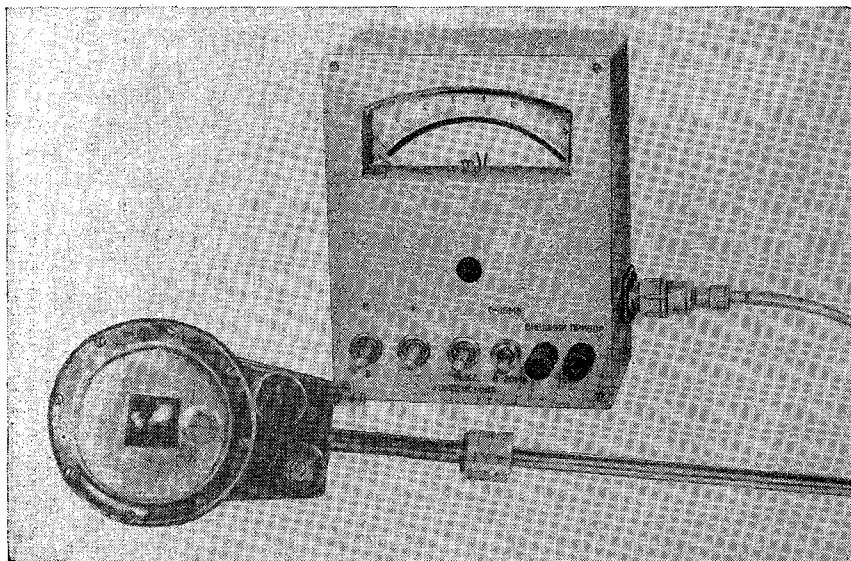


Рис. 1. Внешний вид балансомера радиационного полупроводникового в комплекте с измерительным пультом.

Измерительный узел состоит из показывающего прибора — милливольтметра М265М — и схемы температурной компенсации. Предусмотрены клеммы для подключения внешних приборов (потенциметров ПП-63, КСП-4, а также цифровых вольтметров типа ВК-2-20). Внешний вид прибора с измерительным узлом приведен на рис. 1.

Принцип работы балансомера основывается на эффекте Зеебека [3] и заключается в следующем.

Верхняя и нижняя приемные поверхности термоэлектробатарей при попадании на них соответственно нисходящего и восходящего радиационных потоков нагреваются по-разному, и в результате появления температурного градиента на выходных концах термоэлектробатарей возникает термоэдс, пропорциональная результирующему тепловому потоку.

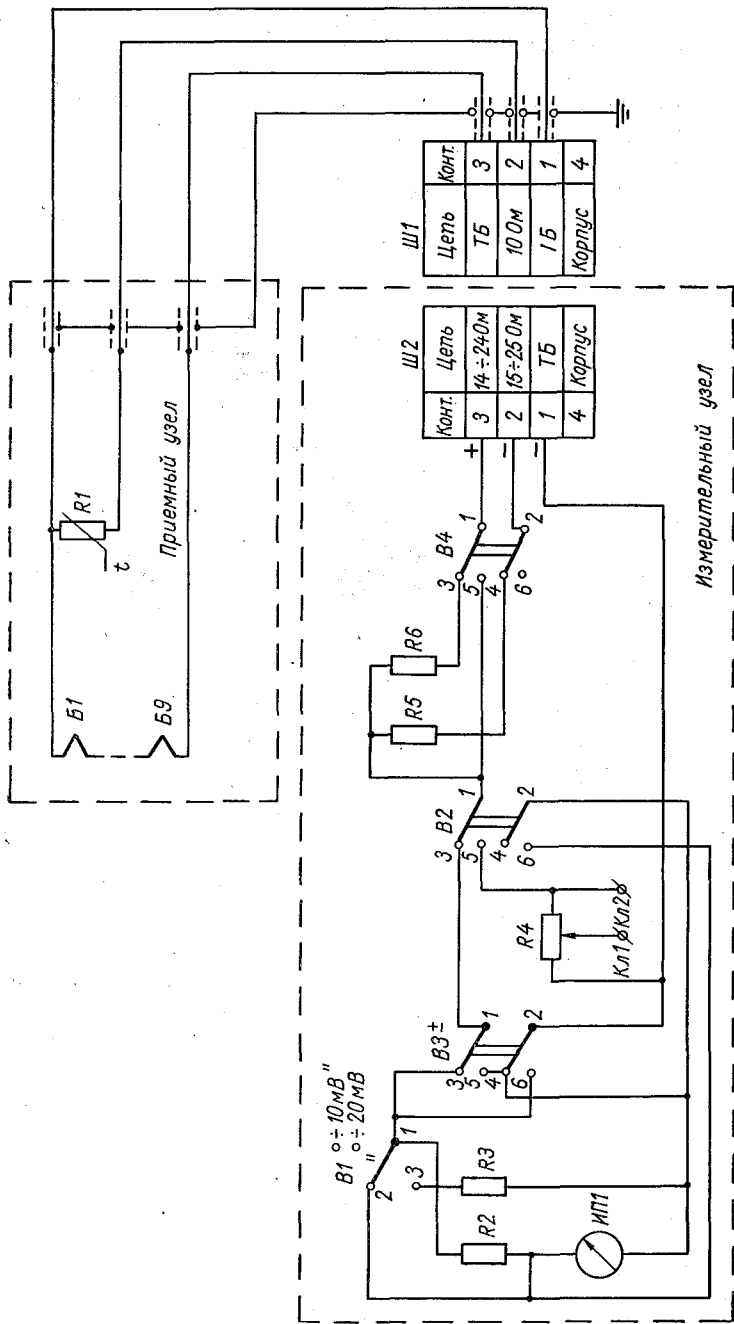


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема балансного радиационного полупроводникового.

В3 — переключатель пределов; В2 — переключатель с внутренним на наружный прибор В3 — переключатель полярности; В4 — выключатель схемы компенсации; R1 — терморезистор; R2, R3, R5, R6 — резисторы типа ПТМН; R4 — настроенное переменное сопротивление типа СПО-0, 15-1; Кл1—Кл2 — клеммы для наружного прибора; Б1—Б2 — термозлектродатчик; ИП1 — милливольтметр М265М; Ш2—Ш1 — штексельный разъем типа РС4.

Метод температурной компенсации основан на применении корректирующего измерительную цепь блока с полупроводниковым терморезистором. Схема представляет собой мостик, в одно из плеч которого включен терморезистор ММТ-1 (расположенный в приемном узле). Электрическая схема компенсации разрабатывалась при участии М. А. Каганова.

Принципиальная электрическая схема балансомера радиационного полупроводникового приведена на рис. 2.

Таблица 1

Характеристики балансомеров радиационных полупроводниковых

Характеристика	Номер прибора			
	1	2	3	4
Чувствительность к коротковолновой радиации, мВ·см ² ·мин/кал	45,5	41,0	40,4	46,4
Сопротивление термобатареи, Ом	11,0	9,9	9,9	9,0
Инерция, с				
0,99	48	45	35	38
0,63	7,5	7,5	5	5
Селективность, ¹ %	8	8	8	8
Линейность, %	± 1	± 1	± 1	± 1
Симметричность чувствительности сторон, %	2,6	5,4	6,9	0,2
Порог чувствительности по потоку				
Вт/см ²	0,001	0,001	0,001	0,001
кал/(см ² ·мин)	0,01	0,01	0,01	0,01
Поправочные множители на скорость ветра до скорости 14 м/с не более, %	1	1	1	1
Класс прибора по классификации Всемирной метеорологической организации [13]	3	3	3	3

¹ Селективность определялась расчетным методом по экспериментальным значениям коэффициента поглощения чернящего покрытия и коэффициента пропускания полиэтиленовой защиты (см. формулу (1)).

Основные характеристики балансомеров радиационных полупроводниковых на основании испытаний четырех приборов, проведенных ГСКБ ТФП совместно с ГГО и ЦБП ГМП ГУГМС, приведены в табл. 1. Госиспытания проведены в сентябре 1974 г.

Интересно сопоставить характеристики полупроводникового балансомера с балансомерами, использующими проволочно-металлические термобатареи. Характеристики таких балансомеров заимствованы из [7] и приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что балансомер радиационный полупроводниковый имеет чувствительность в 1,5—10 раз больше, сопротивление

в 5—50 раз меньше, чем балансомеры с металлическими термобатареями; имеет высокую степень линейности. Это повышает помехоустойчивость прибора и возможность применения гальванометров более широкого класса, с большим или меньшим внутренним сопротивлением.

Рассматривая балансомер как информационно-измерительную систему, можно констатировать, что пропускная способность балансомера как канала получения информации и объем информации при условии единичного акта измерения для полупроводникового прибора оказываются в несколько раз больше, чем для традиционных проволочно-металлических балансомеров [7].

Т а б л и ц а 2

Характеристики основных типов балансомеров, распространенных на мировой актинометрической сети

Характеристика	Тип балансомера				
	М-10	Функ	Кью	Шульце	БРП
Чувствительность, мВ·см ² ·мин/кал	5—10	25	9	32	45
Сопротивление термобатареи, Ом	50	75	140	500	10
Инерция, %	15	120	40	120	45
Линейность, %	2	1	1	3	1
Селективность, %	8	2	2	15	8

В настоящее время в ГСКБ ТФП совместно с ГГО проводятся работы по созданию новых типов балансомеров и актинометрических приборов с использованием полупроводниковых преобразователей. Ожидается создание термически устойчивых приборов с повышенной чувствительностью и расширенным диапазоном измерений.

II. Лабораторные и полевые испытания балансомера БРП на НЭБ ГГО и опыт его эксплуатации в автоматической станции обсерваторского типа

Лабораторные испытания проводились с целью выявления чисто метрологических характеристик прибора на предмет его использования в Гидрометслужбе и целом ряде отраслей народного хозяйства, указанных в разделе I.

С помощью лабораторных испытаний получены экспериментальные значения всех характеристик четырех экземпляров БРП. Эти характеристики определялись различными методами, применяемыми в актинометрии. Так, в лабораторных условиях получены следующие характеристики: инерция приборов как $\tau_{0,99}$ [5], та

и $\tau_{0,63}$ [9], принятая в информационно-измерительной технике; сопротивление термобатарей, линейность по лучистому потоку, влияние ветра на показания БРП, селективность БРП (двумя методами).

Методы и аппаратура, примененные в лабораторных условиях:

1) для определения инерции — искусственный источник радиации, секундомер и электронный потенциометр типа ЭПП-09 М2, однозаписный, со временем пробега кареткой всей шкалы 1 с;

2) для определения сопротивления термобатарей — кондуктометр типа ММ34-04;

3) для проверки линейности по лучистому потоку — специальная установка, разработанная в ГГО и состоящая из вращающегося поглотителя, выполненного заводом «Эталон» и лампы 300 Вт.

4) для определения влияния ветра — малая аэродинамическая труба, разработанная в ЦЛП ГГО, и искусственный источник коротковолновой радиации;

5) для определения селективности БРП — метод расчета $K_{д.в}$ по $K_{к.в}$ с использованием экспериментальных сведений об α_λ и P_λ (формула (1)); 6) метод экспериментального определения $K_{к.в}$ по пиргелиометру, а $K_{д.в}$ по оригинальному пиргелиометру К. Онгстрема [4, 5, 6]; в) экспериментальное определение $K_{д.в}$ по методу Фалькенберга (снежное небо) в лабораторных условиях [4].

Расхождения между значениями $K_{д.в}$, полученными различными методами, составили около 17% (табл. 3), что находится в пределах известных из литературы различий, возникающих при использовании различных методов для балансомеров других типов.

Для определения коэффициентов поглощения α_λ черной краски АК-512 использовалась специальная установка, разработанная в ЛЭТИ, а для определения коэффициентов пропускания P_λ полиэтилена — специальные спектрофотометрические установки СРМ-2 и UR-20 [11].

Расчет производился по формуле

$$K_{д.в} = K_{к.в} \frac{\int_{25 \text{ мкм}} P_\lambda d\lambda \cdot \int_{25 \text{ мкм}} \alpha_\lambda d\lambda}{\int_{0,3 \text{ мкм}} P_\lambda d\lambda \cdot \int_{0,3 \text{ мкм}} \alpha_\lambda d\lambda}, \quad (1)$$

где $K_{д.в}$ — чувствительность балансомера к длинноволновой радиации (3—25 мкм); $K_{к.в}$ — чувствительность балансомера к коротковолновой радиации, определенная градуировками в естественных условиях по прямой солнечной радиации (0,3—3 мкм); P_λ — спектральное пропускание полиэтилена; α_λ — спектральное поглощение краски АК-512.

Расчет по формуле (1) дал расхождения в чувствительностях к длинноволновой и коротковолновой радиации БРП около 8%. Все результаты лабораторных испытаний приведены в табл. 1. Результаты проверок чувствительности БРП к коротковолновой и длин-

Результаты определения чувствительности БРП к коротковолновой и длинноволновой радиации за период исследований и эксплуатационных испытаний

Характеристика, мВ·см ² ·мин/кал	1974 г., сентябрь				1975 г.				1976 г., февраль				
	март		апрель		май		июль						
	3	4	3	4	3	4	3	4	3	4			
$K_{к.в}$	1	48,6	50,0	47,8	—	49,3	50,2	50,5	51,3	50,2	51,2	50,0	50,2
	2	40,4	46,4	—	—	42,3	—	42,2	46,8	42,5	48,1	41,8	—
$K_{д.в}$	1												
	2												
по Онгстрему	1												
	2								38,2	38,8	40,0		
по Фалькенбергу	1												
	2								33,5	31,0	37,0		
по расчету	1	44,7	46,0									38,6	39,9
	2	37,2	42,7									31,7	—
Сопротивление, Ом		9,9	9,0									10,3	9,2

Примечания. 1 — без схемы температурной компенсации; 2 — со схемой температурной компенсации.

новолновой радиации в период полевых эксплуатационных испытаний приведены в табл. 3.

Из табл. 3 видно, что БРП сохраняют стабильность чувствительности во времени в пределах точности, которую обеспечивают методы поверки, существующие в настоящее время в актинометрии [5, 6]. Расхождения в значениях чувствительности к коротковолновой радиации находятся в пределах $\pm 4\%$ при использовании схемы температурной компенсации и $\pm 2\%$ без схемы температурной ком-

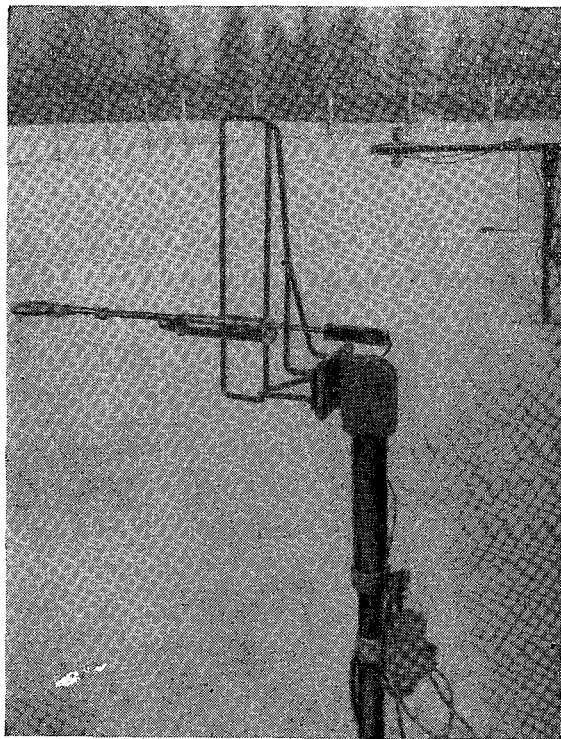


Рис. 3. Установка балансомера радиационного полупроводникового в автоматической станции обсерваторского типа на НЭБ ГГО.

пенсации; расхождения в значениях чувствительности к длинноволновой радиации, определенной различными методами (по Онгстрему и Фалькенбергу), находятся в пределах $\pm 2,5\%$. В этом нет ничего удивительного, ибо лиргеометр Онгстрема градуирован по методу Фалькенберга. Результаты определения чувствительности к длинноволновой радиации еще раз подтверждают мысль, высказанную нами ранее [11], что градуировка в естественных условиях с помощью «вторичного эталона» предпочтительнее градуировки по модели абсолютно черного тела из-за несовершенства последних.

Расчетный метод определения $K_{д-в}$ дал расхождения с экспериментальными данными до 17%, что не противоречит известным из литературы сведениям. Кроме того, при таком методе расчета коэффициенты поглощения краски АК-512 исследовались на образцах, а не на конкретных приборах, что может внести существенные ошибки в результаты.

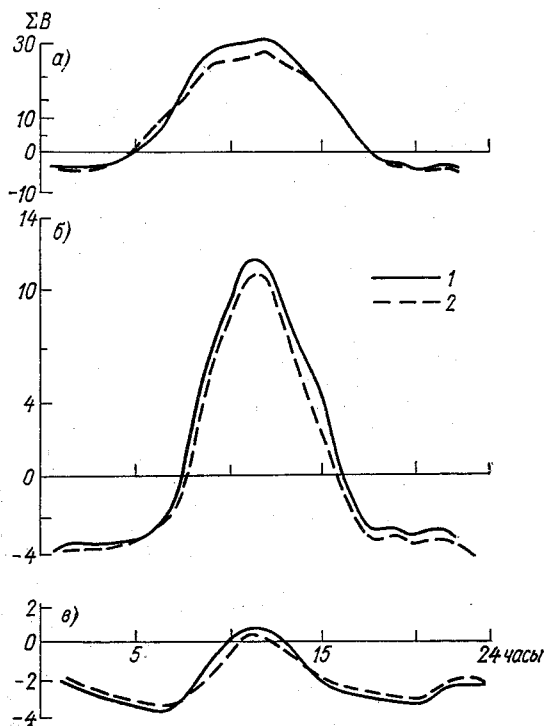


Рис. 4. Среднемесячный суточный ход радиационного баланса по БРП (1) и балансомеру М-10 (2).

a — сентябрь 1975 г.; *б* — октябрь 1975 г.; *в* — ноябрь 1975 г.

Балансомер № 3 служил в качестве запасного, не эксплуатировался, только периодически подвергался градуировке. Балансомер № 4 эксплуатировался круглосуточно в автоматической станции обсерваторского типа с августа 1975 г. по февраль 1976 г. и продолжает эксплуатироваться (рис. 3). За время эксплуатации прибора в автоматической станции выявлены его эксплуатационные характеристики; устойчивость к воздействиям влаги и гидрометеоров (внутри прибора влага не проникала), стабильность во времени чувствительности к коротковолновой и длинноволновой радиации,

стабильность сопротивления термобатареи. Результаты радиационного баланса по БРП в виде часовых сумм, полученных с автоматической станции, сопоставлены с результатами регистрации радиационного баланса балансомером М-10 с плоским полиэтиленом в паре с ЭПП-09 МЗ любезно предоставленными нам М. П. Чижевской.

Для сопоставления выбран один летний, один осенний и один зимний месяцы и построен осредненный за месяц суточный ход радиационного баланса по двум балансомерам: БРП № 4 и М-10 № 41, результаты измерений которых были обработаны по одной и той же методике учета селективности [7], полученной градуировками по пиргелиометру Онгстрема и пиргеометру Онгстрема. Результаты сопоставления приведены на рис. 4, расхождения в показаниях приборов М-10 и БРП находятся в пределах $\pm 15\%$, расхождения наибольшие днем ($+18\%$), что объясняется неучетом зависимости чувствительности от высоты Солнца для БРП.

Вместо традиционных корреляционных графиков связи показаний двух приборов нами рассчитаны взаимокорреляционные функции радиационного баланса по двум приборам по методике, аналогичной использованной в [8, 12]. Расчет в отличие от расчета в работе [12] производился на ЭВМ М-220. Результаты расчета приведены на рис. 5, на котором приведена осредненная по многим релазациям (около 40) взаимокорреляционная функция. Из рисунка можно видеть, что взаимокорреляционная функция островершинная, почти симметричная, похожа по виду на взаимокорреляционную функцию балансомеров Функа — Шульце, т. е. балансомеров, защищенных полиэтиленом [12]. Вид функции указывает на довольно тесную связь между показаниями двух приборов, каждый из которых защищен полиэтиленом, и методика учета их селективности одинакова.

Выше уже указывалось, что характеристики БРП позволяют использовать широкий круг электроизмерительных приборов при работе с ними. Показания БРП могут интегрироваться с помощью электролитического интегратора Х-603, при этом электролитический интегратор не вызывает никакой потери информации, так как его пороговая чувствительность 0,1 мкА, а минимальный ток, вырабатываемый БРП при минимальном потоке радиации $0,01 \text{ кал}/(\text{см}^2 \times \text{мин})$ составляет 50 мкА, что находится далеко за пределами по-

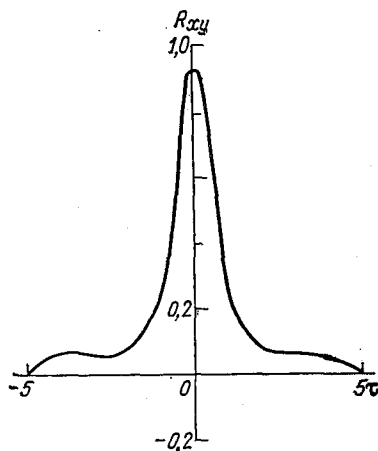


Рис. 5. Взаимокорреляционная функция радиационного баланса по БРП и балансомеру М-10.

роговой чувствительности интегратора X-603. Верхний предел интегратора X-603 всегда можно расширить добавочным сопротивлением. Использование БРП в паре с интегратором X-603 позволяет избежать ряда методических ошибок, возникающих при интегрировании радиационного баланса балансомерами М-10 и М-10М, а именно неучет влияния ветра на показания этих балансомеров при интегрировании их показаний. Поскольку показание БРП не зависит от ветра, то эти методические ошибки отпадают.

Из табл. 3 видно, что БРП по предварительным исследованиям обладают стабильными характеристиками в пределах точности, обеспечиваемой существующими в актинометрии методами градуировки. Область применения балансомеров радиационных полупроводниковых несколько шире, чем других отечественных балансомеров — балансомеров Янишевского (М-10, М-10М) и балансомера Айзенштата, так как они имеют большую чувствительность, не подвержены влиянию ветра и влаги, хорошо герметизированы, поэтому они позволяют измерять радиационный баланс в морских условиях в целом ряде исследовательских работ.

Недостатки комплекта БРП:

1) разъем РС-4 негерметичен (при установке в автоматическую станцию он был заменен на герметичный разъем типа 2PM 14КПЭ 4Г1В1);

2) полусферический полиэтиленовый колпачок имеет неравномерную толщину по полусфере от 40 мкм в центре до 150 мкм на периферии;

3) не совсем удачно подобран милливольтметр М265М [9];

4) поддув колпачка поддерживается недостаточно надежно.

Выводы

1. Балансомеры радиационные полупроводниковые обладают хорошей чувствительностью (стабильной во времени), стабильным во времени сопротивлением термобатареи, устойчивостью к погодным воздействиям.

2. Балансомеры имеют более широкую область применения, чем существующие в настоящее время отечественные и некоторые зарубежные балансомеры.

3. Недостатки прибора носят не принципиальный, а чисто конструктивный и методический характер, они могут быть устранены при серийном выпуске приборов.

В заключение авторы выражают благодарность старшему технику Т. В. Мюжкюря, выполнившей значительную часть технической работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капустин В. Ф., Соловьев П. А. Балансомер радиационный полупроводниковый БРП. Информац. листок № 588-74, Изд. Ленингр. межотрасл. терр. ЦНТИ. 1974.

2. Охотин А. С. и др. Термозлектрические генераторы. М., Атомиздат, 1971. 347 с.

3. Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л., Изд. АН СССР, 1960, 187 с.
4. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. Результаты исследования термоэлектрических балансомеров Ю. Д. Янишевского.— «Тр. ГГО», 1965, вып. 174, с. 62—80.
5. Руководство по поверке метеорологических приборов. Л., Гидрометеоздат, 1967, с. 248—249.
6. Руководство гидрометстанциям по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеоздат, 1971, с. 115—123.
7. Ястребова Т. К., Янишевский Ю. Д. Результаты международных сравнений балансомеров различных типов.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 223, с. 145—152.
8. Романенко А. Ф., Сергеев Г. А. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. М., Изд. «Советское радио», 1968, с. 23—26.
9. Ястребова Т. К. Выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 161—168.
10. Зачек С. И. и др. О возможностях создания актинометрических приборов с приемниками на полупроводниковых термопарах. См. наст. сборник.
11. Ястребова Т. К. О градуировках разнотипных балансомеров и пиргеометров по длинноволновой радиации.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 357, с. 214—220.
12. Ястребова Т. К. Применение корреляционного анализа к результатам сравнений разнотипных балансомеров. См. наст. сборник.
13. Guide to Meteorological Instrument and Observing Practices. Fourth edition, WMO, Chapter 9, 1971.

А. А. Кмито, Е. С. Ансюк, В. П. Агапова, В. В. Разиньков

ПИРГЕЛИОМЕТР С ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ПРИЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Точность абсолютных измерений радиации тепловым методом определяется степенью учета систематических погрешностей, значительное число которых связано с перегревом приемника относительно корпуса и окружающей среды, а также с изменениями распределения температуры вдоль приемной поверхности. Первый из этих факторов вызывает погрешности за счет воздействия ветра, изменения давления, замены излучения затеняющей крышки на излучение атмосферы, а второй — краевые эффекты. Известные трудности учета этих факторов ведут к тому, что суммарный неисключенный остаток систематической погрешности оказывается существенно больше, чем случайные погрешности измерений. Стремление уменьшить некоторые из составляющих систематической погрешности пиргелиометрических измерений путем снижения нагрева приемной поверхности не дает полного эффекта и ведет к снижению чувствительности метода. Учитывая это, было решено [3] отводить от «черного» приемника всю поглощаемую им энергию к телу, рассеивающему ее так, чтобы температура приемной поверхности во время измерений удерживалась на уровне температуры окружающей среды. При этом обеспечивается максимальная чувствительность приемника, так как о поглощаемой мощности судят по интенсивности действия холодильника, управляемого датчиком разности температур приемника и среды. Эта разность должна доводиться до значения, которое позволяет уменьшить полученные ранее систематические погрешности до пренебрежимо малых значений и устранить необходимость их учета.

Для реализации такой идеи в настоящее время наиболее подходящим является полупроводниковый холодильник, температура рабочей поверхности которого гибко регулируется изменением тока питания. При этом целесообразно использовать эффект обратимости холодильника, позволяющий контролировать разность температур поверхностей спаев по значению генерируемой им эдс.

Принципиальная возможность обеспечения такого режима работы полупроводникового холодильника, при котором разность температур его спаев поддерживается близкой к нулю, несмотря на поступление тепла к его рабочей поверхности, заключается в следующем.

Эквивалентная схема замещения холодильника для низких частот, позволяющих не учитывать влияние его внутренних паразитных индуктивностей и емкостей на показания приемника, представляет собой последовательное соединение генератора термоэдс и внутреннего активного сопротивления R_{Π} . Включение его в цепь с двухполюсником, имеющим отрицательное входное сопротивление, равное по модулю сопротивлению R_{Π} , и обеспечивающим инверсию напряжения, позволяет получить общее сопротивление цепи, близкое к нулю. Поэтому небольшая разность температур спаев вызывает в цепи большой ток, который сводит эту разность к незначительной величине (около $0,01^{\circ}\text{C}$). Предварительные исследования такой схемы с использованием мостового преобразователя сопротивлений, построенного на основе усилителя постоянного тока типа МДМ, показали, что при этом время переходного процесса холодильника уменьшается примерно в шесть раз.

Учитывая это, будем считать, это зачерненная приемная поверхность с коэффициентом поглощения ε находится на рабочем спае полупроводникового холодильника, который удерживается при температуре окружающей среды. Тогда тепло $\varepsilon\Phi$, выделяющееся в приемнике за счет поглощения лучистого потока Φ , будет равно холодопроизводительности Q , т. е.

$$\varepsilon \Phi = Q = \alpha T_0 I - \frac{ks}{l} \Delta T - \frac{1}{2} I^2 R \quad (1)$$

где s — площадь сечения приемной поверхности (холодильника), α — коэффициент термоэдс (чувствительность) холодильника, T_0 — температура рабочего спае, равная температуре окружающей среды, I — ток питания, k и l — теплопроводность и длина ветвей холодильника, ΔT — разность температур спаев, R — сопротивление холодильника.

Будем считать, кроме того, что в конструкции прибора предусмотрено рассеивание мощности, выделяющейся на «горячих» спаеях холодильника, т. е. можно считать $\Delta T = 0$ и

$$\Phi = \frac{I}{\varepsilon s} \left(\alpha T_0 - \frac{1}{2} IR \right). \quad (2)$$

Рассмотрим далее связь между теплотой Пельтье $Q_{\Pi} = \alpha T_0 I$, поглощаемой на рабочем спае, и теплотой Джоуля $Q_{\text{Д}} = \frac{1}{2} I^2 R$, выделяющейся в ветвях полупроводникового холодильника и приходящей к рабочему спае, представленную на рис. 1. Из него видно, что максимальная холодопроизводительность Q_{max} достигается при некотором (оптимальном) токе питания $I = I_{\text{опт}}$. Следовательно, ис-

пользуя термоэлектрический холодильник с достаточно большой холодопроизводительностью ($Q_{\max} \gg \varepsilon s \Phi$), можно работать на линейном участке характеристики ($I \ll I_{\text{опт}}$), где теплота Джоуля мала. В таком случае измеряемый лучистый поток будет линейно связан с параметрами и током питания холодильника, а именно

$$\Phi = \frac{\alpha T_0}{\varepsilon s} I. \quad (3)$$

Для выяснения возможностей реализации рассмотренных выше принципов радиационных измерений был создан макет пиргелио-

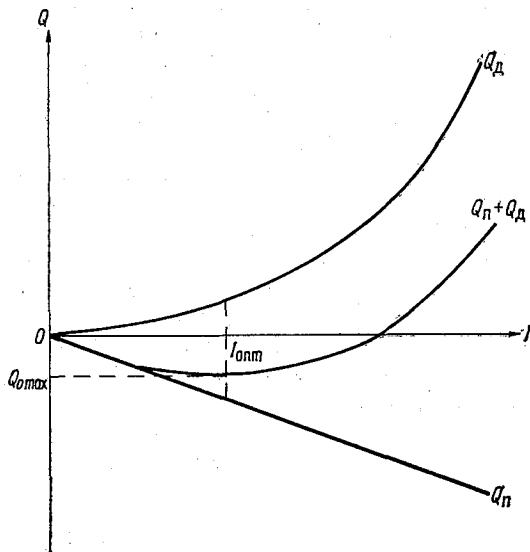


Рис. 1. Зависимость теплоты Пельтье и теплоты Джоуля от тока питания холодильника.

метра с термоэлектрическим охлаждением, сечение которого показано на рис. 2. Прибор содержит массивный медный корпус 1, внешняя поверхность которого, увеличенная за счет ребер, омывается воздушным потоком. Внутри корпуса установлен полупроводниковый холодильник 2, к рабочей поверхности которого приклеен болометр 3. Последний зачернен снаружи лаком Парсонса. Болометр смотан бифилярно из медной проволоки ПЭЛ-01. Радиус сечения приемной площадки болометра $r=5,5$ мм, сопротивление $R=11,5$ Ом. Приемный элемент располагается за прецизионной диафрагмой 5 актинометрической трубы 4 конструкции Ю. А. Склярова [2]. Пиргелиометр снабжен штативом 6, обеспечивающим наводку трубы на источник радиации.

Термоэлектрический холодильник, изготовленный в лаборатории анизотропных полупроводников Черновицкого госуниверситета

имел чувствительность $\alpha = 4,9 \text{ мВ/}^\circ\text{С}$, оптимальный ток $I_{\text{опт}} = 700 \text{ мА}$, максимальную холодопроизводительность $Q_{\text{max}} = 900 \text{ мВт}$ и активное сопротивление $R_{\text{п}} = 2 \text{ Ом}$.

Заметим, что ветви холодильника подбирались таким образом, чтобы зависимость общего коэффициента термоэдс α от темпера-

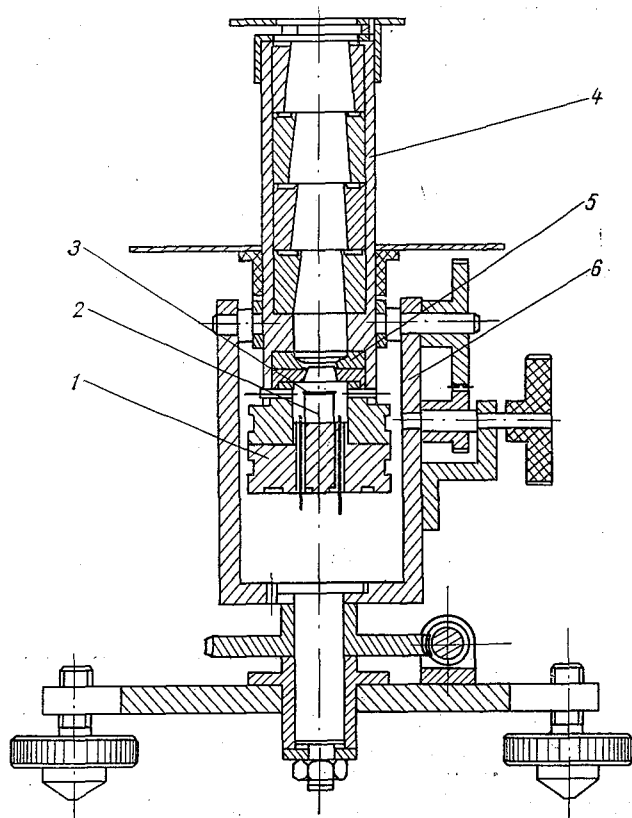


Рис. 2. Схема макета пиргелиометра с термоэлектрическим охлаждением.

туры была минимальна. Нам удалось получить холодильники, коэффициент α которых практически не менялся для температуры в диапазоне $270\text{—}320 \text{ К}$.

С целью снижения рабочего тока I и увеличения чувствительности холодильник делался многоспайным из ветвей сечением около мм^2 . Это вызвало необходимость проведения исследований равномерности температурного поля на зачерненной поверхности болометра (был наклеен на медную фольгу толщиной $0,1 \text{ мм}$). Применение для этой цели жидких кристаллов с чувствительностью к перепаду температур до $0,01^\circ\text{С}$ не позволило обнаружить устойчивых

неоднородностей температурного поля на приемной поверхности (при действии холодильника). Использованные жидкие кристаллы представляли собой трехкомпонентные композиции из эфиров холестерина с карбоновыми и ароматическими кислотами, изготовленные на кафедре фармацевтической химии ЛХФИ.

Для исследования макета пиргелиометра с термоэлектрическим охлаждением была собрана схема (рис. 3), в которую входили стабилизированные источники (ИП1 и ИП2) с резисторами (R1 и R2) для ограничения тока питания холодильника и болометра, а также измерительные приборы. Макет, установленный на оптиче-

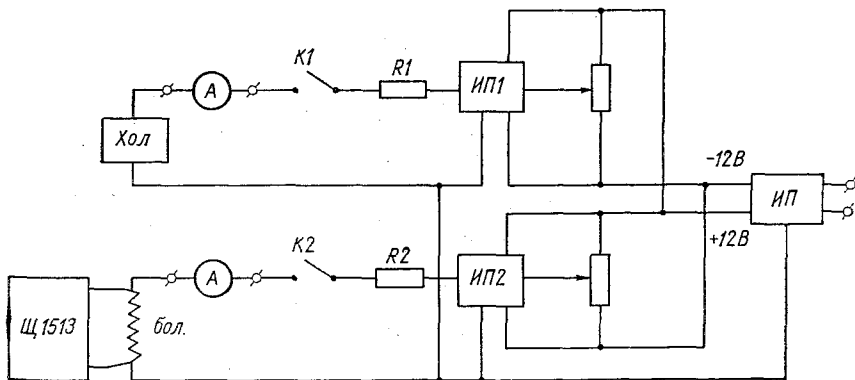


Рис. 3. Электрическая схема испытательной установки.

ской скамье, освещался параллельным лучистым потоком плотностью около 50 мВт/см^2 , который контролировался с помощью актинометра типа АТ-50. При закрытой трубе измерялось сопротивление болометра. При этом в нем рассеивалась мощность $1,2 \text{ мВт}$. Затем открывалась крышка макета и включался ток питания холодильника, регулировавшийся таким образом, чтобы сопротивление болометра оставалось неизменным. Контроль сопротивления производился по показаниям амперметра М-104 и цифрового вольтметра Щ1513. После этого крышка вновь закрывалась и ток болометра увеличивался так, чтобы отношение показаний вольтметра и амперметра соответствовало тому же сопротивлению болометра (при неизменном токе питания холодильника). По результатам этих измерений определялась мощность, замещающая первоначальный радиационный нагрев. Сложность работы по такой методике, однако, приводила к значительному разбросу результатов измерений, достигавшему $4,5\%$ от среднего значения энергетической освещенности, причем макет давал заниженные показания.

Лучшее совпадение результатов получалось при измерении радиации по току холодильника в соответствии с формулой (3). При этом макет использовался как абсолютный прибор, т. е. расчет

велись с использованием заранее измеренных параметров преобразователя. Среднее значение потока, измеренное таким способом, отличалось от показаний актинометра не более чем на 1,3 мВт, а максимальный разброс не превышал 3,5%, причем макет давал завышенные показания.

Таким образом, предварительное исследование макета пиргелиометра с термоэлектрическим охлаждением приемной поверхности свидетельствует о его работоспособности, однако необходимо усовершенствовать конструкцию и методику измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стилбанс Л. С. Физика полупроводников. М., «Советское радио», 1969, с. 424.
2. Бричков Ю. И., Войтюк Е. В.; Скляр Ю. А. Болетрический пиргелиометр с ограничивающей прецизионной диафрагмой.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 304—308.
3. Кмито А. А., Анспок Е. С. Компенсационный пиргелиометр. Авт. св. № 513269.— «Бюл. открытий, изобретений, промышленных образцов и товарных знаков; 1976, № 17.

Е. Л. Махоткина

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРА ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСЛОВИЙ СРАВНЕНИЯ КОНТРОЛЬНЫХ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

При анализе результатов сравнений контрольных актинометрических приборов (пиргелиометров и актинометров) всегда возникал вопрос о причинах появления сравнительно небольших, но все же заметных нерегулярных колебаний переводных множителей. Большие расхождения в показаниях приборов Аббота и К. Онгстрема (превышавшие 9%) отмечались только в самом начале нашего века и были вызваны в основном погрешностью неисправленной американской шкалы [25]. В целом методика Онгстрема (после исправления первоначальной шкалы на 1,5% для перехода к МПШ-56) лишь с трудом может быть уточнена в настоящее время. Что касается отдельных нерегулярных колебаний переводных множителей, то можно считать, что основной причиной их является солнечный ореол. Однако первая попытка количественной оценки ореола, сделанная Линке около 50 лет назад, оказалась неудачной вследствие аппаратурных ошибок, вызванных использованием рефрактора Цейсса [31].

Многочисленные измерения ореола, проведенные Н. Н. Калитиным в 1930-е годы, делались с целью характеристики относительных колебаний прозрачности атмосферы и не могли быть использованы для количественных оценок [8]. Несколько позднее Линке и Ульмиц [29, 30, 31] с помощью прибора, специально предназначенного для измерения окосолнечной радиации, получили данные, связывающиеся до сих пор в той или иной форме в большинстве работ, связанных с оценкой ореольных поправок. В имеющихся теперь десятках работ, где затрагивается этот вопрос, в качестве основы применялись как соотношения, найденные в результате непосредственных измерений ореола, так и косвенные данные, полученные по материалам сравнений показаний различных приборов, а в отдельных случаях — теоретически вычисленные значения.

После появления работы Линке и Ульмица непосредственные экспериментальные данные об интенсивности ореола в обычных усло-

виях дополнялись сравнительно мало. Результаты измерений рассеянной радиации в двух околосолнечных зонах, представленные в работе [23], не позволяют существенно уточнить полученные ранее выводы вследствие большого разброса точек на приведенных графиках.

Недостаток экспериментальных данных (базирующихся в основном на результатах 15-дневных наблюдений Линке и Ульмица) лишь частично восполняется теоретическими оценками ореола. Это определяется специфическими особенностями рассматриваемой задачи, связанной с уточнением поправок, зависящих от изменчивых и лишь косвенно оцениваемых параметров атмосферы, которые в свою очередь должны определяться экспериментально. По теоретической оценке, сделанной в работе [21], для очень частного случая (некоторые средние условия прозрачности при длине волны $\lambda = 550$ нм), относительная интенсивность околосолнечной радиации линейно связана с массой $D_0/S \sim km$ (S — интенсивность прямой солнечной радиации, k — коэффициент пропорциональности). На основании ряда работ, проведенных В. И. Голиковым [4, 5, 6] и завершившихся расчетом ореольных поправок к показаниям приборов различных типов в атмосфере с юнговским аэрозолем, можно сделать вывод, что теоретические поправки, возрастающие пропорционально увеличению параметра mB (где B — коэффициент, характеризующий мутность атмосферы по Шюппу), довольно близки к указывавшимся раньше экспериментальным данным. Тем не менее сам автор расчета [6] не мог безоговорочно требовать применения вычисленных им теоретических поправок вследствие изменчивости ореола (и, можно добавить, влияния других трудно учитываемых факторов). В некоторых статьях (например, [34]) прямо говорилось о качественном или ориентировочном характере расчетных оценок.

Все другие расчеты ореольных поправок, несмотря на наличие специальных теоретических работ по ореолу [26, 28], производились по экспериментальным данным об угловом распределении яркости, представляемым, как правило, экспоненциальной формулой, полученной Линке и Ульмицем [31] на основании их измерений. Гиперболическая формула, предложенная Ван де Холстом [2] и подтвержденная некоторыми новыми данными [7], а также формула Гаусса [33] не применялись в таких расчетах. Значение предэкспоненциального коэффициента формулы Линке — Ульмица было откорректировано Босси и Пастельсом [27], но сами коэффициенты указывались ими с точностью, необоснованно превышающей точность исходных данных на несколько порядков. Позднее Пастельс предложил использовать при повышенной средней и пониженной прозрачности атмосферы различные значения одного из коэффициентов формулы Линке — Ульмица, найденные им при сопоставлении экспериментальных данных различных авторов [32]. В настоящее время при расчете ореольных поправок большей частью используется (например, в одной из последних статей [1])

только формула Линке — Ульмица (с коэффициентами Пастельса), но раньше она применялась иногда с учетом линейной зависимости относительной интенсивности ореола D_0/S от параметра mT , где T — фактор мутности. Вследствие неточности, допущенной в статье [22], которая заключалась в предположении, что ореол D_0 пропорционален mT , вычисленные в ней вариации поправок завышены приблизительно в два раза, но устранение этой ошибки еще больше подтверждает сделанный там вывод о пренебрежимо малом влиянии мутности атмосферы на результаты градуировки актинометра по пиргелиомеру. Расчетный метод был применен также для решения специального вопроса о влиянии неодинакового распределения чувствительности по приемникам пиргелиометров на относительный вклад околосолнечной радиации в показания этих приборов. Как показали результаты расчетов, сделанных В. А. Клеванцовой по методике Босси и Пастельса после проведения соответствующих измерений [10, 11, 12], величина расхождения показаний за счет этого фактора не превышает долей процента, т. е. лежит обычно за пределами точности наблюдений.

Расчетные методы, подтверждающие вообще возможность объяснения наблюдаемых колебаний переводных множителей сравниваемых приборов с правдоподобной оценкой величины этих колебаний, связываемых с изменениями ореола, не дают все же полного ответа на вопрос, как практически уточнить экспериментальные данные, пользуясь не только имеющимися измеряемыми величинами. Вследствие указанной выше неточной характеристики исходных соотношений экспериментальные значения переводного множителя актинометра были сопоставлены в статье [22] с параметрами mT/S и T , что фактически еще более вуалировало ожидаемые слабые изменения коэффициентов. Но вскоре Ю. Д. Янишевский в точном соответствии с выводами Линке и Ульмица о зависимости относительной интенсивности ореола от mT систематизировал данные ряда сравнений пиргелиометров и построил график для определения поправок к переводным множителям [24]. Методика, предложенная Ю. Д. Янишевским, основывалась на использовании двух параметров: во-первых, величины mT , характеризующей атмосферные условия, и, во-вторых, длины трубки пиргелиометра L , характеризующей аппаратные особенности приборов. Поэтому на графике, представленном в статье [24], имеется семейство кривых, относящихся к различным значениям параметра L . При обработке результатов сравнений контрольных приборов, приводившихся в следующие годы, нередко наблюдался значительный разброс точек на графиках, характеризующих зависимость переводного множителя от величины mT [14, 18, 19], и в ряде случаев, когда было трудно провести осредненную кривую, наклон ее брался по данным, приведенным в статье [24].

Вместе с тем постепенно выяснилось, что оценки, полученные в статье [24], хотя и подтверждаются при малых значениях mT (3—6) [16], не всегда применимы вследствие обнаруженной зависимости поправок к переводным множителям не только от длины тру-

бок, но и от конструкции диафрагм [3, 15], причем в некоторых случаях эти факторы действуют в противоположные стороны и влияние их может взаимно компенсироваться. Параллельно с указанием конкретных погрешностей измерений за счет влияния ореола на показания пиргелиметров разных моделей [13] имеются данные о сходимости результатов [17], а также выдвигаются общие вопросы о зависимости поправок от конструктивных особенностей приборов (подкрепляемой ссылкой на расхождение шкал в 1975 г. на 5% по оценке Курвуазье) [9] и о продолжении соответствующих исследований [20].

При тщательном исследовании факторов, которые могли бы повлиять на результаты сравнений контрольных приборов, проводимых в условиях, характеризуемых выбранным параметром mT , не учитывалось, однако, то, что в исходных работах [31, 30] зависимость относительной интенсивности ореола от mT характеризуется не одной, а двумя существенно раздвинутыми кривыми. Отвлекаясь от оценки связи параметра mT с ореолом, носящей не только корреляционный, но и не вполне однозначный характер, вероятно, нельзя подходить к вопросу о том, дает ли применение этого искусственного параметра какие-нибудь заметные преимущества по сравнению с использованием непосредственно измеряемой величины S . Этот вопрос до сих пор никогда не ставился, хотя по известной формуле $mT = k_1(m) + k_2(m) \lg S$, и, следовательно, mT связано линейной зависимостью с $\lg S$, причем коэффициент $k_1(m) = -(\lg S_0) (\lg q_m)^{-1}$, $k_2(m) = \lg(q_m)^{-1}$, где S_0 — солнечная постоянная, q_m — коэффициент прозрачности идеальной атмосферы для массы m . Сравнения контрольных приборов делаются, как правило, при массах $m < 3$ (или, другими словами, при высотах солнца $h_{\odot} > 20^\circ$), а в этом интервале коэффициенты $k_1(m)$ и $k_2(m)$ отклоняются всего лишь в пределах $\pm 10\%$ от некоторых средних значений. При обычно наблюдаемом разбросе экспериментальных точек такие ограниченные изменения масштаба шкалы на оси абсцисс не могут сколько-нибудь заметно повлиять на определенность выводов или замаскировать предполагаемую зависимость переводных множителей от вспомогательного параметра (mT). Так как форма кривой, характеризующей зависимость переводного множителя от (mT), не задается заранее, а определяется по экспериментальным данным, из возможности перехода к параметру ($\lg S$) следует возможность перехода прямо к S без какой-либо дополнительной потери информации об основных связях. В качестве иллюстрации соответствия результатов опоставления значений k с параметром (mT), $\lg S$ и S на рис. 1 представлены для примера графики, составленные по данным сравнений пиргелиметров с эталонным прибором № 196, проведенных в Карадаге в 1971—1972 гг. Как видно из этого рисунка, при выборе подходящих масштабов все варианты приводят к практически одинаковой средней кривой. Очевидно, что при сопоставлении переводного множителя или постоянной прибора (k) непосредственно с величиной S полученная на соответствующем графике осредненная кривая по смыслу аналогична кривой шкаловых поправок. Можно

добавить, что в практике даже международных сравнений недавно встретился случай, когда выявленные позднее небольшие шкаловые поправки эталонного прибора ощутимо повлияли на оценку

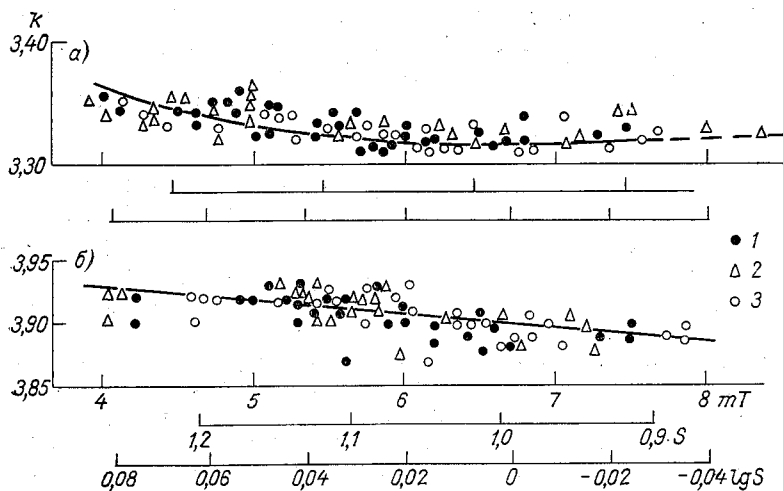


Рис. 1. Зависимость постоянных k пиргелиметров № 539 (а) и № 536 (б) от произведения оптической массы атмосферы на фактор мутности mT , интенсивности прямой солнечной радиации S и $\lg S$.
1 — точки относятся к шкале mT , 2 — к шкале $\lg S$, 3 — к шкале S .

сходимости результатов. В таком свете представляются обоснованными указания на то, что действительная точность пиргелиметрических измерений в настоящее время недостаточна для выявления влияния мутности на постоянные приборов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бричков Ю. И., Войтюк Е. В., Скляр Ю. А. Боллометрический пиргелиметр с ограничивающей прецизионной диафрагмой.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1974 с. 304—307.
2. Ванде Холст Г. Рассеяние излучения в атмосферах Земли и планет.— В кн.: Атмосферы Земли и планет. М., Изд. иностр. лит., 1951, с. 58—126.
3. Веселова З. И., Клеванцова В. А., Покровская И. А. Об учете околосолнечной радиации при сравнениях пиргелиметров и актинометров.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 317, с. 120—126.
4. Голиков В. И. Угловые и геометрические характеристики актинометров пиргелиметров и некоторых фотометров, измеряющих прямую и рассеянную околосолнечную радиацию.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 23—39.
5. Голиков В. И. Об ореольном эффекте отечественных и зарубежных актинометров и пиргелиметров.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 40—51.
6. Голиков В. И. Модели аэрозольной атмосферы при оценках влияния околосолнечного ореола на результаты измерений прямой солнечной радиации.— В кн.: Рассеяние света в земной атмосфере. Алма-Ата, изд. «Наука», 1972 с. 120—130.

7. Ибраимов Н. М. Угловой и спектральный ход ореола в условиях городской дымки.— В кн. «Рассеяние света в земной атмосфере», Алма-Ата, «Наука», 1972, с. 150—158.

8. Калитин Н. Н. Актинометрия. Л.—М., Гидрометеоздат, 1938. 324 с.

9. Касаткина О. И и др. К вопросу о повышении точности эталонных приборов для измерения прямой радиации Солнца.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, 1974, с. 296—300.

10. Клеванцова В. А. Расчет геометрических параметров пиргелиометров.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 244, с. 77—82.

11. Клеванцова В. А. Распределение чувствительности по полоскам компенсационных пиргелиометров.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 88—90.

12. Клеванцова В. А. Влияние околосолнечной радиации на показания компенсационных пиргелиометров разных конструкций.— «Тр. ГГО», 1971, вып. 260, с. 168—173.

13. Клеванцова В. А. О точности измерения радиации пиргелиометрами.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, 1974, с. 301—303.

14. Клеванцова В. А., Покровская И. А. О влиянии околосолнечной радиации на показания пиргелиометров с разными длинами трубок.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Труды шестого межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Таллин, изд. «Валгус», 1966, с. 226—228.

15. Клеванцова В. А., Покровская И. А. Исследование новых моделей пиргелиометров.— «Тр. ГГО», 1971, вып. 260, с. 174—179.

16. Клеванцова В. А., Покровская И. А., Янишевский Ю. Д. Исследование модернизированных пиргелиометров Онгстрема.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 240, с. 155—160.

17. Клеванцова В. А., Покровская И. А. Влияние мутности атмосферы при сравнении пиргелиометров с прямоугольными и круглыми приемными отверстиями.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 331, с. 103—104.

18. Покровская И. А., Янишевский Ю. Д. Международные сравнения пиргелиометров в Ташкенте 9—10 декабря 1963 г.— «Тр. ГГО», 1966, вып. 184, с. 103—108.

19. Покровская И. А. и др. Международные сравнения пиргелиометров в Терсколе.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 295, с. 134—142.

20. Покровская И. А. Поддержание Международной пиргелиометрической шкалы по группе пиргелиометров ГГО.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, 1974, с. 292—295.

21. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, 1969. 264 с.

22. Росс Ю. О влиянии околосолнечной радиации на результаты градуировки термоэлектрических актинометров.— В кн.: Исследования по физике атмосферы. Вып. 1. Тарту, изд. АН ЭССР, 1959, с. 43—52.

23. Скуратовская Л. М., Янишевский Ю. Д. О влиянии околосолнечной радиации на сравнимость показаний актинометров с различными углами твердого тела.— «Тр. ГГО», 1966, вып. 184, с. 123—125.

24. Янишевский Ю. Д. Некоторые результаты сравнений пиргелиометров ГГО.— В кн.: Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания. 6, Л., Гидрометеоздат, 1963, с. 272—279.

25. Angstrom A., Rodhe B. Pyrheliometric measurement with special regard to the circumsolar sky radiation.— „Tellus”, 1966, vol. 18, N 1, p. 25—33.

26. Bary E. de, Bullrich K. Himmelsfarbe in Sonnennähe.— „Geofisica pura e applicata”, 1958, vol. 41, S. 141—150.

27. Bossy L., Pastiels R. Etude des propriétés fondamentales des actinètres.— „Mémoires Inst. roy. météor. de Belgique”, 1948, vol. 29, 116 p.

28. Deirmenjian D. Theory of solar aureole, part 1, scattering and radiation transfer; part 2, applications to atmospheric models.— „Annal. de geophysique”, 1957, vol. 13, N 4, p. 286—306; 1959, vol. 15, p. 218—230.
29. Linke F. Ein Aktinometer zur Messung der Himmelsstrahlung in Sonnennähe.— „Gerlands Beitr. zur Geophys.”, 1937, Bd. 50, S. 376—380.
30. Linke F. Ergebnisse von Messungen von Himmelsstrahlungen in Sonnennähe.— „Gerlands Beitr. zur Geophys.”, 1939, Bd. 55, S. 249—252.
31. Linke F., Ulmütz E. Messungen der zirkumsolaren Himmelsstrahlung.— „Meteorolog. Zeitschrift”, 1940, Bd. 57, N 10, S. 372—381.
32. Pastiels R. Contribution a l'étude du problème des méthodes actinométriques.— „Public. Inst. roy. météorol. du Belgique”, sér. A, N 11, Uccle-Bruxelles, 1959, 128 p.
33. Staveland L. Gaussian spread function for the solar aureole.— „Solar physics” (Holland), 1974, vol. 36, N 1, p. 235—238.
34. Wörner H. Zur Bestimmung des Angströmschen Trübungskoeffizienten aus Messungen der direkten Sonnenstrahlung mit Michelson-Marten Aktinometern.— „Zeitschrift für Meteorol.”, 1961, Bd. 15, N 1—6, S. 20—27.

Е. Л. Махоткина

ОБ ОЦЕНКЕ ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ОТДЕЛЬНЫХ УЧАСТКАХ СПЕКТРА ПО ДАННЫМ ОБ ИНТЕГРАЛЬНОМ ПОТОКЕ

На сети станций производятся регулярные измерения только основных актинометрических элементов, к которым относятся прежде всего интегральные потоки солнечной радиации, однако в некоторых случаях требуются более специализированные данные относительно интенсивности потоков в отдельных, сравнительно широких спектральных областях. К таким областям относится, например, фотосинтетически активная радиация (ФАР) (с длиной волны λ от 0,38 до 0,71 мкм). Для получения данных о прямой ФАР пользуются обычно переходным коэффициентом, найденным в результате проведения серий одновременных измерений по актинометру с фильтрами и без фильтров. Естественно, что значения переходного коэффициента зависят как от высоты солнца h_{\odot} так и от мутности атмосферы [1, 4, 7, 8]. Очевидно, что при не очень больших колебаниях прозрачности колебания переходного коэффициента меньше колебаний, связанных с изменением h_{\odot} , но в отдельные периоды в отдельных районах они могут, безусловно, иметь существенное значение. Необходимость учета в общем случае двух переменных вспомогательных параметров может вызвать при расчетах определенные практические затруднения. С этим обстоятельством пришлось бы встретиться и при оценке радиации не только в области ФАР, но и в любом другом спектральном участке. Поэтому представляет определенный интерес выяснение соотношений, непосредственно связывающих интегральный поток прямой солнечной радиации S с потоком S_D , относящимся к области $\lambda > \lambda_0$, где λ_0 — граница пропускания фильтра.

Для экспериментального исследования связи между S и S_D летом 1973 г. на полевой базе ГГО проводились измерения по актинометру со следующими фильтрами: БС-8 ($\lambda_0=0,38$ мкм), ЖС-16 ($\lambda_0=0,47$ мкм), ОС-11 ($\lambda_0=0,53$ мкм), КС-13 ($\lambda_0=0,63$ мкм), КС-19 ($\lambda_0=0,71$ мкм). Значения S , измеренные в период проведения наблюдений при различных h_{\odot} , достаточно равно-

мерно распределились в интервале $0,30—1,30 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$. За этими пределами остались только единичные отсчеты при минимальном значении $S=0,25$ и максимальном значении $S=1,35 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$.

Полученные результаты анализировались путем построения графиков с координатами S и S_D для каждого фильтра в отдельности. После построения этих графиков выяснилось, что имеется достаточно тесная связь между S и S_D , так как точки располагались вполне закономерно и при сравнительно небольшом разбросе (до $\pm 0,02 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$) по ним можно было легко провести некоторые средние кривые. Это позволило подойти к более определенной характеристике соотношения между S и S_D путем аппроксимации экспериментальных кривых, возможно, более простыми и удобными аналитическими выражениями типа

$$S_D \approx S \left(a + \frac{b}{1 + cS} \right), \quad (1)$$

где a, b, c — некоторые коэффициенты, значения которых зависят от заданного значения λ_0 . Кроме того, при аппроксимации эксперимен-

Таблица 1
Значения коэффициентов формулы (1)

Коэффициент	Фильтр			
	КС-19	КС-13	ОС-11	ЖС-16
a	0,37	0,52	0,52	0,56
b	0,94	0,70	0,56	0,48
c	2,79	2,74	0,81	0,42

тальных данных выяснилось, что они неожиданно достаточно хорошо согласуются с заатмосферными значениями, определенными по таблице, приведенной в книге [6]. Заметим, что при таком сопоставлении учитывались поправки для приведения к среднему расстоянию до Солнца и значения S_D , были откорректированы в соответствии с более современным значением солнечной постоянной $S_0=1,94 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$. Значения коэффициентов, входящих в формулу (1), вычисленных по рассмотренным пока данным наблюдений, приведены в табл. 1.

При использовании приближенной формулы (1) с коэффициентами, указанными в табл. 1, значения S , как было указано выше, не ограничены вплоть до S_0 , но нижним пределом является $S=0,3 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$. Это ограничение вызвано тем, что при значениях коэффициентов, указанных в табл. 1, и $S \leq 0,2 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$ множитель, стоящий в формуле (1) в скобках, становится больше единицы, что практически невозможно (S всегда должно быть больше S_D). Такие малые S оказываются за пределом диапазона измеренных значений и при ясном небе могут наблюдаться

только при исключительно большой мутности и при очень малой высоте Солнца. Поэтому указанное ограничение практически несущественно (напомним, что все указанные здесь значения относятся к потокам на перпендикулярную к лучам поверхность). В качестве примера, иллюстрирующего достаточную сходимость результатов расчета по эмпирической формуле (1) с исходными экспериментальными данными, на рис. 1 приведен график S_D от S при $\lambda > 0,53$ мкм (соответствующие значения S_D измерялись с помощью фильтра ОС-11).

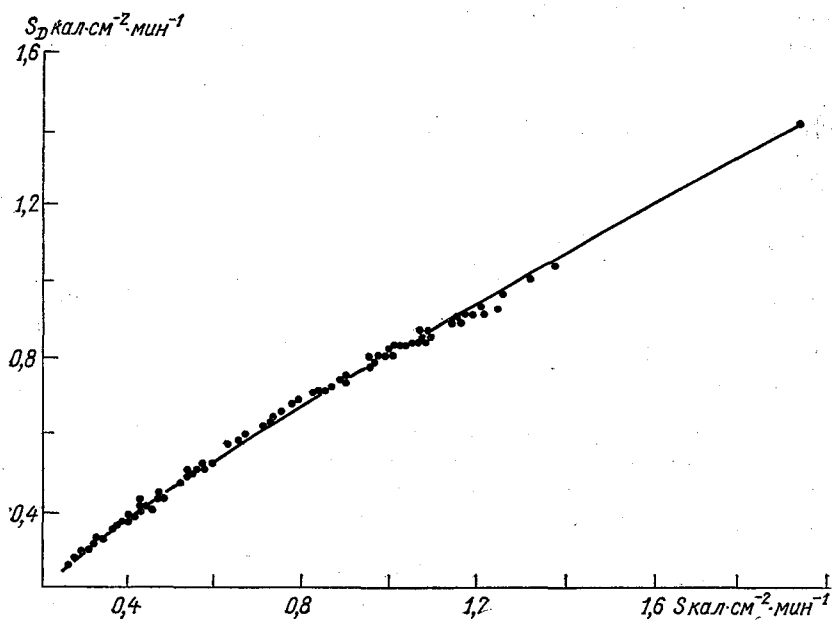


Рис. 1. Зависимость потока прямой солнечной радиации S_D в спектральном интервале $\lambda > 0,53$ мкм от интегрального потока S (на перпендикулярную поверхность).

Точки — экспериментальные данные, кривая вычислена по формуле (1).

Перед проведением наблюдений для применяемых фильтров были рассчитаны редуцирующие множители и при обработке данных вводились соответствующие поправки на ослабление радиации в полосе пропускания фильтров. Тем не менее из-за сравнительно ограниченной точности, с которой пока определяются эти поправки, потоки ΔS_D , получаемые для более узких участков спектра по разности значений S_D для соседних фильтров, могут еще иметь большую относительную погрешность.

Для сравнения полученных результатов с данными измерений в различных местах, которые проводились время от времени еще в 1920—1930 гг., но нередко не применялись в дальнейшей работе, были использованы литературные данные [2, 5, 9, 10]. В некоторых

работах (например, [11]) даны только те значения S_D , которые нельзя использовать здесь для сопоставления из-за отсутствия соответствующих значений S .

Данные наблюдений, проведенных летом 1931 г. в Павловске [2] с фильтром Od_1 (аналогичным фильтру ОС-11), вполне удовлетворительно согласуются с оценками, полученными по эмпирической формуле (1), и при использовании указанных выше коэффициентов погрешности определения среднего множителя S_D/S не превышают 0,02. Значения S_D/S , завышенные в среднем на 5%, получились при обработке данных зимних наблюдений в Тбилиси [10]. Наоборот, на горной станции Бахмаро [10] высотой 2 км значения S_D/S занижены в течение всего года в среднем на 9%. Еще более низкие значения S_D/S получаются для Тбилиси по летним данным (июль), когда они на 9% ниже значений, характерных для Бахмаро, и на 18% ниже оценок, вычисляемых по формуле (1).

В книге [5] приводятся результаты непрерывной регистрации инфракрасной радиации, проводившейся в Павловске с помощью актинографа, снабженного фильтром Rg_5 ($\lambda > 0,67$ мкм). Эти данные почти для всего года (за исключением декабря и января) аппроксимируются в среднем формулой (1) с коэффициентами $a=0,44$, $b=0,47$, $c=1,49$; отмечается сравнительно слабая тенденция к завышению летних значений. С таким же фильтром Rg_5 делались летние наблюдения в Евпатории [11], но при обработке этих данных значения S_D/S оказались заниженными по сравнению с полученными в Павловске на 9%.

В результате сопоставления данных различных наблюдений выясняется, что в общем случае в формулу (1) нужно ввести корректирующий множитель k , зависящий от погодных условий, характерных для данного района и сезона, а при $k \neq 1$ применять формулу в пределах рабочего диапазона значений S , измеряемых в наземных условиях. В соответствии с этим приходится считать, что вывод, сделанный Линке [12] на основании его измерений с фильтром Шотта-4512 ($\lambda > 0,6$ мкм) во время экспедиции в Аргентину, нельзя считать достаточно обоснованным. Утверждение Линке о слабой зависимости отношения S_D/S от упругости водяного пара (изменяющейся по его оценке всего на 5% при изменении упругости на 25 мб) и о почти полной независимости его от запыленности воздуха не согласуется с отмеченными здесь более значительными изменениями аналогичных величин S_D/S в различных условиях.

В заключение остается обратить внимание на вопрос об определении редуccionных множителей фильтров, значения которых зависят также от выбора граничной длины волны [13], тогда как общее ослабление, вносимое фильтром, оценивается приблизительно одинаково как по характеристикам, снятым с помощью спектрофотометра, так и по контрольным наблюдениям за S с несколькими однотипными фильтрами при использовании формулы А. Н. Гордова [3]. Степень сравнимости данных существенно зависит от надежности определения редуccionных множителей фильтров и их проверки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абакумова Г. М. Прозрачность атмосферы в области спектра 525—630 нм по данным обсерватории МГУ.— В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, с. 228—231.
2. Березкин В. А. Применение фильтров в актинометрии и методика обработки наблюдений с ними.— «Геофизический сборник», 1935, т. 5, вып. 3, с. 86—121.
3. Гордов А. Н. Теоретическое исследование и методика применения актинометрических фильтров.— «Журнал геофизики», 1936, т. 6, № 1(9), с. 50—63.
4. Гуляев Б. И. О методике измерения фотосинтетически активной радиации.— В кн.: Фотосинтез и продуктивность растений. Киев, изд. «Наукова думка», 1965, с. 176—194.
5. Калигин Н. Н. Актинометрия. Л.—М., Гидрометеоздат, 1938. 324 с.
6. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М., «Наука», 1972. 288 с.
7. Перелет Н. А. Зависимость соотношения между фотосинтетически активной и интегральной радиацией от прозрачности атмосферы и облачности.— «Тр. УкрНИГМИ», 1970, вып. 94, с. 46—51.
8. Тооминг Х., Нийлиск Х. Коэффициенты перехода от интегральной радиации к ФАР в естественных условиях. В кн.: Фотоактинометрические исследования растительного покрова. Таллин, изд. «Валгус», 1967, с. 140—149.
9. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1969. 647 с.
10. Цуцкиридзе Я. А. Инфракрасная солнечная радиация для некоторых пунктов СССР. В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1969, с. 182—189.
11. Ярославцев И. Н. Длинноволновая радиация Солнца (650—3000 мкм) в Средней Азии.— «Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз.», 1945, № 5—6, с. 477—484.
12. Linke F. Ergebnisse von Messungen der Sonnenstrahlung und Zufuhrung über dem Atlantischen Ozean und Argentinien.— „Meteorolog. Zeitschrift“, 1924, Bd. 41, N 2., s. 42—46.
13. Linke F. Farbfolter Sn. Hand buch der Geophysik, Bd. 8, Lieferung 1, Berlin-Zehlendorf Veil. Gebrüder Borntraeger, 1942, s. 85—93.

А. А. Мишин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ЛИНЕЙНОСТИ ПИРАНОМЕТРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Одной из важнейших характеристик, определяющих точность измерений пиранометрами, является их линейность, т. е. сохранение пропорциональности между генерируемой термоэдс и облученностью во всем диапазоне измеряемых облученностей. Важность этой характеристики следует уже из того факта, что существующая методика наблюдений и поверки пиранометров рассчитана от измеряемой облученности. Поскольку реальные приемники радиации, в том числе и пиранометры, строго говоря, нелинейны, а степень нелинейности в заданном диапазоне облученностей в основном определяется их конструктивными особенностями, возникает необходимость в экспериментальном изучении характера этой нелинейности для приемников конкретных типов и конструкций, используемых в актинометрической практике.

В данной работе исследовалась линейность четырех типов пиранометров, а именно:

1 головки пиранометра ПЗ×З конструкции Ю. Д. Янишевского;

2) пиранометра ЛЭТИ конструкции Б. П. Козырева;

3) пиранометра Молля — Горчинского;

4) пиранометра фирмы Эппли (модель 2).

Основные конструктивные и технические характеристики этих пиранометров приведены в табл. 1. Линейность этих пиранометров проверялась при облученности в диапазоне примерно $0-2 \text{ кал/см}^2 \times \text{мин}$ ($0,14 \text{ Вт/см}^2$). В некоторых случаях максимальная облученность достигала $2,5 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$. Схема используемой установки для исследования линейности пиранометров показана на рис. 1. Источником излучения *1* служила лампа накаливания типа ЗН-7 (220 В, 300 Вт) с зеркальным отражателем внутри колбы, питаемая стабилизированным напряжением. Изменение облученности исследуемого пиранометра осуществлялось с помощью вращающегося поглотителя. Действие этого поглотителя, поглощающего элементом которого является быстро вращающийся диск с вырезами

Таблица 1

Характеристики исследуемых пиранометров различных типов

Характеристика	ГПЗ×3	ЛЭТИ	Моля — Горчинского	Эппли
Применение	Актинометрическая сеть СССР и ряда зарубежных стран	СССР, специальные актинометрические измерения	Зарубежная актинометрическая сеть	Зарубежная актинометрическая сеть
Характер приемной поверхности	Черные и белые квадраты, $30 \times 30 \text{ мм}^2$	Черный диск, $\text{Ø} 35 \text{ мм}$	Черный квадрат	Черный диск, $\text{Ø} 10 \text{ мм}$
Конструкция защитной защиты	Съемная полусфера	Две несъемные полусферы	Две несъемные полусферы	Две полусферы, наружная съемная
Чувствительность, мВ/(кал·см ⁻² ·мин ⁻¹)	7 ± 10	150—180	8	7
Сопротивление термобатарей, Ом	25	135	10	650
Инерция, с	40	120—180	15	10—12

в виде неполных секторов (рис. 1 б), основано на законе Тальбота (прерывистое освещение). Согласно [1] коэффициент пропускания τ такого поглотителя определяется формулой

$$\tau = \frac{\Sigma \alpha}{360^\circ},$$

где $\Sigma \alpha$ — суммарный угол (в градусах) всех вырезов.

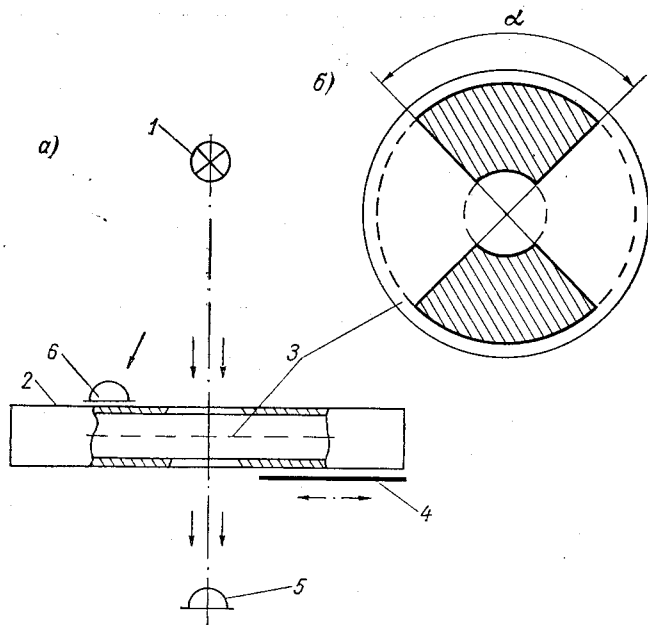


Рис. 1. Схема установки для исследования линейности параметров.

a — общий вид, *б* — вид диска; 1 — источник излучения, 2 — корпус поглотителя, 3 — вращающийся диск с вырезами (заштрихованы), 4 — заслонка, 5 — исследуемый пиранометр, 6 — контрольный пиранометр.

В данной работе использовался выбор из десяти дисков с 1-го по 10-й номер, коэффициенты пропускания которых представлены в табл. 2. Непрозрачная заслонка 4 служила для затенения исследуемого пиранометра 5 от излучения лампы, проходящего через рабочее отверстие в корпусе 2 поглотителя, что позволяло измерения термоэдс выполнять по методу, аналогичному методу «солнце — тень» в актинометрии. Контрольный пиранометр 6 служил для контроля постоянства потока излучения от лампы на входе поглотителя. Измерение электрических сигналов от исследуемых пиранометров осуществлялось с помощью потенциометра типа ПП-63 (класс точности 0,05) или (только для пиранометров ЛЭТИ) милливольт-мил-

лиамперметра типа М1109 (класс точности 0,2). Методика определения нелинейности пиранометров была следующая. Исследуемый пиранометр устанавливался так, чтобы он равномерно (на глаз) облучался от лампы через рабочее отверстие в корпусе поглотителя. Расстояние между пиранометром и лампой подбиралось таким, чтобы его начальная облученность (при отсутствии поглощающего диска) составляла не менее 2 кал/(см²·мин). Это оценивалось по величине термоэдс исследуемого пиранометра с учетом его чувствительности, полученной при поверке по Солнцу. Контрольный пиранометр устанавливался на корпусе поглотителя вблизи рабочего отверстия. Установленное таким образом взаимное расположение лампы, поглотителя и пиранометров (контрольного и исследуемого) сохранялось неизменным в течении данной серии измерений. Одна серия состояла из последовательных измерений термоэдс генерируемых исследуемым пиранометром при включении каждого из десяти поглощающих дисков. Измерение термоэдс при начальной облученности выполнялось дважды: в начале и конце серии. Чтобы исключить влияние возможного смещения «нуля» пиранометра, а также паразитного облучения, каждое измерение термоэдс осуществлялось по методу «сигнал—ноль» (заслонка открыта — закрыта). Одновременно со снятием отсчета «сигнал» с исследуемого пиранометра N_c снималось показание контрольного пиранометра N_k . Если на протяжении данной серии измерений значения N_k несколько менялись, что вызывалось некоторой нестабильностью излучения лампы, то соответствующие значения N_c исправлялись, затем с учетом этих измерений приводились к одному значению \bar{N}_k , постоянному для данной серии. Исправление значений N_c выполнялось в предположении, что между N_k и N_c существует пропорциональная зависимость, что допустимо при неизменной геометрии установки и небольших ($\pm 4-5\%$) колебаниях N_k относительно \bar{N}_k .

Такая процедура измерений и предварительной обработки давала основание считать, что изменения термоэдс исследуемого пиранометра по сравнению с начальным значением в пределах данной серии обусловлены лишь уменьшением облученности дисками-поглотителями. Тогда, сопоставляя эти изменения с коэффициентами пропускания соответствующих дисков, можно судить о линейности исследуемого пиранометра.

Обработанные таким образом результаты измерений для четырех исследованных типов пиранометров приведены на рис. 2 в виде точек, абсциссы которых равны коэффициентам пропускания дисков τ (относительная облученность), а ординаты — отношению соответствующих термоэдс V_i к начальному значению V_0 . Погрешность отношений V_i/V_0 определяется в основном погрешностью измерения V_0 , обусловленной нестабильностью излучения лампы (помимо погрешности электроизмерительной аппаратуры), и для каждой серии не превышает $\pm 1\%$. Коэффициенты пропускания дисков определены с погрешностью не более $\pm 0,1\%$. Пунктиром показана

биссектриса координатного угла, на которой должны располагаться точки в случае идеального линейного приемника.

Из рис. 2 видно, что наиболее заметные отклонения от линейности (почти все точки расположены выше биссектрисы) присущи пиранометрам ЛЭТИ. Полученный для них ход зависимости термоэдс от облученности (в относительных единицах) в общих чертах согла-

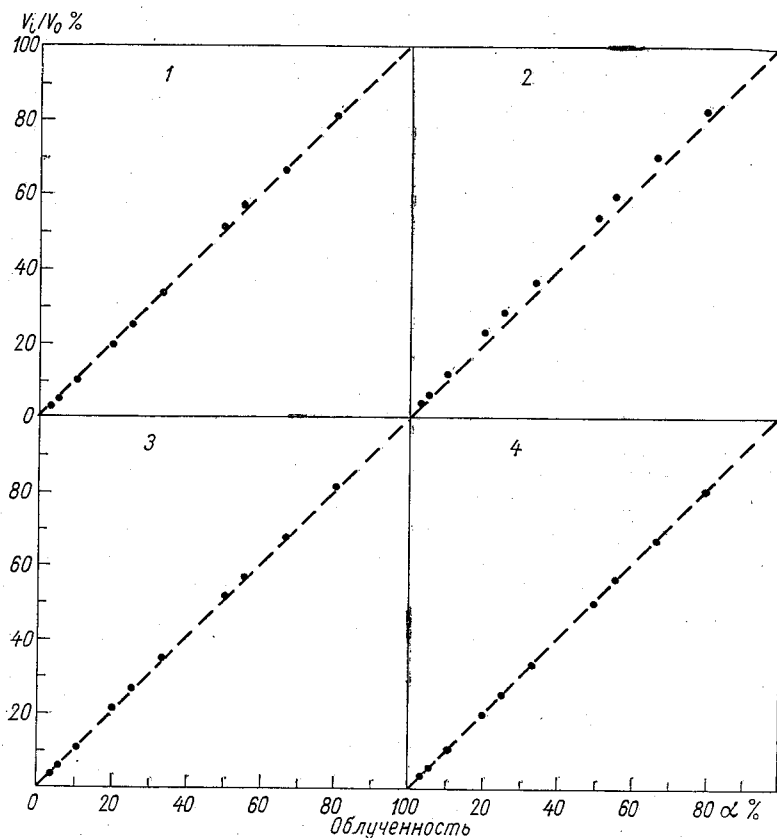


Рис. 2. Зависимость генерируемой термоэдс от облученности (в относительных единицах).

1 — пиранометр ГПЗ×3; 2 — пиранометр ЛЭТИ, 3 — пиранометр Молля — Горчинского, 4 — пиранометр Эппли.

суется с результатами ранее выполненных исследований линейности этих пиранометров в работах [2 и 3], хотя методика исследований в этих работах была несколько иной.

Показанная на рис. 2 форма представления результатов исследования линейности пиранометров в относительных единицах является наглядной и полезной на первом этапе исследований, когда важно получить качественное представление о наличии (или отсут-

ствии) пропорциональности между термоэдс и облученностью. Однако в случае приемников с заметными отклонениями от линейности она затрудняет практическое использование полученных результатов, например, для введения поправок в результаты измерения или регистрации радиации. Как известно, перевод показаний пиранометра в единицы радиации осуществляется через чувствительность (или переводной множитель), полученную при проверке прибора ($K_{\text{пов}}$). Поскольку поверка пиранометров в большинстве случаев производится в естественных условиях при облученности в диапазоне 0,9—1,3 кал/(см²·мин), для практических целей важно знать,

Таблица 2

Пример вычисления отношений $K/K_{\text{пов}}$
 Пиранометр ЛЭТИ № А252, $K_{\text{пов}} = 138 \frac{\text{мВ}}{\text{кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})}$

Номер диска	τ %	V мВ	E [кал]/(см ² ·мин)	$K = V/E$ мВ/(кал/см ² ·мин)	$K/K_{\text{пов}}$ %
0	100,0	292,5	2,26	129,4	93,8
1	80,3	241,8	1,81	133,6	96,8
2	66,9	204,6	1,51	135,5	98,2
3	55,7	174,0	1,26	138,0	100,0
4	50,3	157,0	1,140	138,0	100,0
5	33,7	107,6	0,762	140,5	101,8
6	25,3	84,4	0,572	147,5	106,8
7	20,2	67,8	0,457	148,5	107,6
8	10,2	35,7	0,230	155,2	112,4
9	5,1	18,6	0,115	161,7	117,2
10	3,5	13,2	0,079	167,0	121,0

насколько его фактическая чувствительность при других возможных значениях облученности отличается от $K_{\text{пов}}$. С этой целью на основе измерений, результаты которых показаны на рис. 2, были рассчитаны отношения $K/K_{\text{пов}}$, где K — фактическая чувствительность пиранометра при различных значениях облученности, имевших место в процессе измерений. Переход к абсолютным значениям облученности для каждой серии измерений осуществлялся следующим образом. Из ряда значений термоэдс, полученных в данной серии, выбирали одно, которое меньше всего отличалось от численного значения $K_{\text{пов}}$ исследуемого пиранометра и которому, следовательно, в момент измерений соответствовала облученность E , близкая к 1 кал/(см²·мин). Считая, что в этом случае для перехода от термоэдс к абсолютным значениям облученности применимо $K_{\text{пов}}$, находили абсолютное значение $E = V/K_{\text{пов}}$. Затем по известным коэф-

фициентам пропускания поглотителей находили абсолютные значения всех остальных облученностей, имевшихся в данной серии. Последовательность этих вычислений показана в табл. 2 на примере одной серии измерений с пиранометром ЛЭТИ № А252.

При оценке точности нахождения отношений $K/K_{пов}$ при различной облученности важным является вопрос о влиянии неопределенности значения $K_{пов}$, положенного в основу расчетов, на величину этих отношений, что особенно важно для нелинейных приемников. Поэтому для одной серии измерений с пиранометром ЛЭТИ были дополнительно сделаны расчеты отношений $K/K_{пов}$, когда за основу

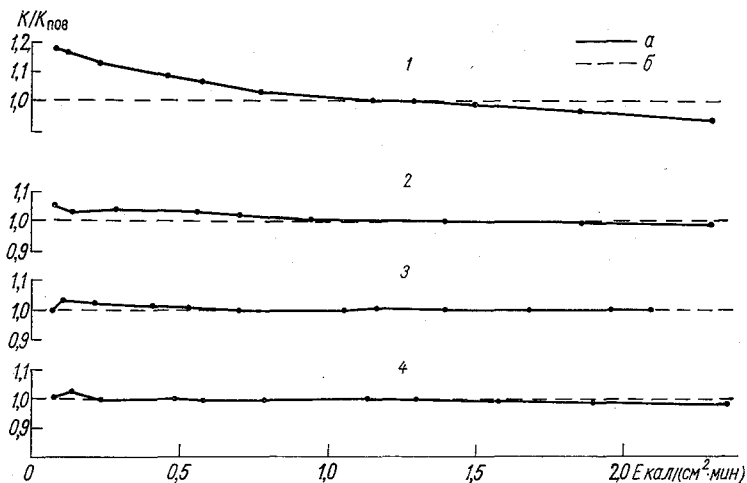


Рис. 3. Зависимость отношения $K/K_{пов}$ от облученности.

а — измеренные значения, *б* — ось абсцисс при $K/K_{пов} = 1$ 1 — пиранометр ПЗХЗ; 2 — пиранометр Эппли; 3 — пиранометр Молля — Горчинского; 4 — пиранометр ЛЭТИ.

были взяты значения K , отличающиеся от $K_{пов}$ на $\pm 10\%$. Оказалось, что полученные отношения отличаются от прежних не более чем на 1% во всем диапазоне облученности.

Другим важным источником погрешностей является некоторое несоответствие между фактическими значениями облученности, имевшимися при измерениях термоэдс, и принятыми в дальнейшем для вычисления отношений $K/K_{пов}$. Эти погрешности имеют случайный характер и обусловлены в основном недостаточно точным учетом нестабильности потока излучения лампы. Поскольку аналитическая оценка этих погрешностей затруднительна, за конечную погрешность нахождения отношений $K/K_{пов}$ может быть принят средний разброс их значений для близких значений облученности, получаемый при повторных измерениях для каждого приемника.

На рис. 3 представлены осредненные по трем сериям значения отношений $K/K_{пов}$ для исследовавшихся типов пиранометров (исключение составляет пиранометр Эппли, для которого была сделана только одна серия измерений).

Средний разброс этих отношений составлял около 2—3% для облученности до 0,3 кал/см²·мин и не превышал 1,5% для больших значений облученности. Как видно из рис. 3, для пиранометров ЛЭТИ наблюдается уменьшение K по сравнению с $K_{\text{пов}}$ при облученности $E > 1,3$ кал/(см²·мин) и увеличение—при $E < 0,9$ кал/(см²·мин), причем для облученности около 0,1 кал/(см²·мин) увеличение чувствительности достигает 12÷15%. Аналогичное поведение

Таблица 3

Пример вычислений для нахождения погрешности измерения дневных сумм радиации, обусловленной нелинейностью пиранометра

Часы	ΣD кал/(см ² ·ч)	\bar{D} кал/(см ² ·мин)	$K/K_{\text{пов}}$	$\Sigma D_{\text{изм}} = \Sigma D \cdot K/K_{\text{пов}}$ кал/(см ² ·ч)
3—4	2	0,033	1,17	2,34
4—5	5	0,067	1,17	5,85
5—6	8	0,133	1,15	9,20
6—7	10	0,167	1,15	11,50
7—8	13	0,217	1,13	14,70
8—9	16	0,267	1,12	17,90
9—10	18	0,300	1,11	20,00
10—11	21	0,350	1,10	23,10
11—12	22	0,367	1,095	24,10
12—13	21	0,350	1,10	23,10
13—14	21	0,350	1,10	23,10
14—15	19	0,317	1,11	21,10
15—16	16	0,267	1,12	17,90
16—17	13	0,217	1,13	14,70
17—18	11	0,183	1,14	12,55
18—19	7	0,117	1,16	8,13
19—20	4	0,067	1,17	4,68
20—21	2	0,033	1,17	2,34
Дневная сумма	229	—	—	256,29

чувствительности только с меньшими изменениями наблюдается и для пиранометра Молля — Горчинского. Изменения чувствительности пиранометров ГПЗ×3 и фирмы Эпли при облученности в диапазоне 0,07—2,0 кал/см²·мин не превосходят 2%, т. е. находятся в пределах погрешности измерений.

Полученные данные могут быть использованы для оценки погрешностей, обусловленных нелинейностью пиранометра, при определении, например, суточных сумм радиации по результатам измерений (регистрации). Такой расчет применительно к пиранометру ЛЭТИ № А252 при использовании его для нахождения дневных сумм рассеянной радиации ΣD ясного неба дан в табл. 3. Исходные данные о дневном ходе этой радиации (средние значения для широты 60°) заимствованы из [4], значения отношений $K/K_{\text{пов}}$ получены в данной работе.

Как видно из этих расчетов, измеренная дневная сумма ($\Sigma D_{\text{изм}}$) без учета нелинейности прибора будет превышать фактическое значение (ΣD) на 12%. Аналогичные оценки могут быть сделаны и для других видов радиации, измеряемых пиранометрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. Изд. 2-е Л., Госэнергоиздат, 1962. 464 с.
2. Лебедева К. Д. Результаты испытания пиранометра системы ЛЭТИ.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 237, с. 106—112.
3. Козырев Б. П. Высокочувствительный неселективный пиранометр с черной приемной поверхностью и с ксеноновым наполнением.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Таллин, «Валгус», 1968, с.170—177.
4. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Л., Гидрометеоздат, 1954. 600 с.

С. И. Сивков

О ВОЗМОЖНЫХ МАКСИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ

Одной из объективных мер облачности можно считать относительную суммарную радиацию, определяемую как отношение измеренной суммарной солнечной радиации Q и радиации Q_0 , наблюдаемой при отсутствии облаков и при одинаковых прочих условиях (высоте Солнца, альбедо земной поверхности и прозрачности земной атмосферы). Так как влияние изменений альбедо на суммарную радиацию становится заметным только при резких изменениях альбедо на несколько десятков процентов, практически достаточно различать только два состояния деятельной поверхности: при наличии и при отсутствии снежного покрова. Суммарная радиация складывается из прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность S' и рассеянной радиации D , причем факторы, увеличивающие рассеянную радиацию (аэрозольное рассеяние), уменьшают прямую, так что их сумма меняется сравнительно в узких пределах. Поэтому практически достаточно различать только три состояния прозрачности атмосферы: нормальную, повышенную и пониженную. Этим трем состояниям соответствуют 93% всех случаев [4]. Если суммарную радиацию Q_0 при средней, наиболее часто повторяющейся прозрачности принять за единицу, то при оставшихся двух состояниях атмосферы Q_0 принимает следующие значения:

h_{\odot}°	10	20	30	50	60	90
Q_0 при прозрачности						
повышенной	1,05	1,05	1,06	1,04	1,05	1,04
пониженной	0,90	0,93	0,93	0,96	0,95	0,96

Из этих данных следует, что значение Q_0 может быть определено даже при отнесении его к одной средней прозрачности атмосферы с ошибкой примерно $\pm 5\%$. Эту ошибку можно еще уменьшить, если принять при повышенной прозрачности атмосферы суммарную радиацию Q_0 увеличенной на 5% и, следовательно, относительную суммарную радиацию Q/Q_0 уменьшенной на 5%.

Остается рассмотреть остающуюся пока неисключенной возможную зависимость отношения Q/Q_0 от высоты Солнца в момент измерения.

Так как Q в условиях облачности и Q_0 при отсутствии облачности изменяются в зависимости от высоты Солнца аналогичным образом, то есть основания предполагать, что их отношение Q/Q_0 может зависеть от высоты Солнца лишь в небольшой степени. В этом случае значения Q/Q_0 , измеренные при меняющихся высотах Солнца, можно считать вполне сравнимыми, а различие их считать лишь следствием разных условий облачности в пунктах или в моменты измерений. Такое предположение подтверждается результатами наблюдений даже за сравнительно небольшой промежуток времени. Так, например, по ст. Воейково средние значения Q/Q_0 в стандартные сроки наблюдений за период май—август 1962 г. составили:

Сроки, ч мин	6 30	9 30	12 30	15 30	18 30
$(Q/Q_0)_{\text{ср}}$	0,58	0,59	0,56	0,55	0,54

То же наблюдается и в другие периоды и в других пунктах. Это показывает, что относительная суммарная радиация практически не зависит от высоты Солнца. Такую же слабую зависимость от высоты Солнца обнаруживают и материалы наблюдений на других станциях.

Для уточнения вопроса зависимости Q/Q_0 от h_{\odot} следует остановиться и на методике определения стандартных значений Q_0 для безоблачного неба. Здесь и в других работах мы использовали для вычисления значения Q , выраженные нормальным дневным ходом суммарной радиации (табл. 26 и 27 в книге [4]). При отсутствии снежного покрова этот ход с очень хорошей точностью (до 1—2%) может быть выражен формулой

$$Q_0 = \frac{1,80 \sin^2 h_{\odot}}{0,17 + \sin h_{\odot}} \quad \text{для } h_{\odot} > 10^{\circ}.$$

Таким образом, можно считать, что отношение Q/Q_0 характеризует с достаточной точностью облачность как метеорологический элемент. Поэтому вопрос о достоверности экспериментально определяемых максимальных значениях этой величины приобретает существенный как научный, так и практический интерес.

Для оценки возможных максимальных значений относительной суммарной радиации естественно воспользоваться как общими соображениями теоретического характера, так и огромным опытом наблюдений на сети актинометрических станций СССР. Этот опыт в «Руководстве по контролю актинометрических наблюдений», составленному З. И. Пивоваровой [3], отражен в выводе о том, что наибольшей рассеивающей способностью обладают облака высококучевые, высоко-слоистые и слоисто-кучевые просвечивающие. Значения рассеянной радиации при этих формах облаков могут быть 0,40—0,80 кал·см⁻²·мин⁻¹. Плотные формы перистых облаков тоже

могут создавать значительную рассеянную радиацию ($0,30—0,35$ кал·см⁻²·мин⁻¹).

Наибольшее значение суммарной радиации бывает при больших высотах Солнца и при сочетании яркого Солнца \odot^2 со значительной облачностью, особенно кучевой, способствующей увеличению рассеянной радиации. В таких условиях ее значения могут достигать $1,6—1,8$ кал·см⁻²·мин⁻¹. Иногда при таких условиях интенсивность суммарной радиации превышает значение солнечной постоянной.

Необходимые для вычисления относительной суммарной радиации значения Q_0 при больших высотах Солнца ($45—60^\circ$) и при отсутствии облачности могут достигать $1,10—1,20$ кал·см⁻²·мин⁻¹ при средней прозрачности атмосферы даже на широте 60° . В таких случаях максимальные значения Q/Q_0 могут быть около $1,40—1,50$, а в более низких широтах даже несколько превышать эти предельные значения.

Представление о предельных значениях Q/Q_0 дают таблицы распределений этих отношений, подсчитанные по градам $\Delta Q=0,01$ по измеренным в стандартные сроки наблюдений Q , подобно табл. 2 в работе [1]. Характерными для такого рода таблиц оказываются нередко отмечаемые (в 20% общего числа случаев, по упомянутой табл. 2) значения $Q/Q_0 > 1,00$ (даже при сплошном покрытии неба облаками C_i и C_s) и быстрое уменьшение повторяемости предельных значений $Q/Q_0 > 1,30$ (всего 6 случаев из общего числа наблюдений 1288 при этих условиях облачности). Эти особенности распределений Q/Q_0 находят очень простое теоретическое объяснение. В недавно опубликованной работе Т. Мак-Ки и С. Кокса [5] количество солнечной радиации, отраженной облаками различных форм (типа кучевых) в верхнюю и нижнюю полусферу, было рассчитано по методу Монте-Карло. Облачность моделировалась облаками кубической формы с оптической толщиной, одинаковой по высоте и толщине куба. Эти расчеты указали на значение радиации, отражаемой боковыми поверхностями облаков, если даже они отличаются от модельных облаков кубической формы. Так, отдельное модельное облако при Солнце в зените и оптической плотности 50 отражает в верхнюю полусферу около 62% падающей на облако радиации и в нижнюю 38%. При $h_\odot=30^\circ$ вверх отражается 29% радиации, а вниз — уже 71%. Результат влияния облачности различных форм будет определяться как общей поверхностью небесной полусферы, покрытой облаками, так и их распределением на небе и оптической плотностью. Очевидно, это влияние будет наибольшим при покрытии околосенитной зоны неба значительным количеством небольших ярких облаков при диске Солнца, не покрытом облаками, т. е. при состоянии солнечного диска \odot^2 или \odot^0 . Такие условия полностью соответствуют установленным экспериментально условиям наблюдения предельных значений отношения Q/Q_0 , приведенным выше.

Нетрудно убедиться в том, что такое благоприятное сочетание условий наблюдения предельных значений Q/Q_0 может сложиться

только в очень редких случаях и лишь на короткое время. На лентах непрерывной регистрации суммарной и рассеянной радиации максимальные значения Q и D выделяются острыми пиками на кривых, по которым можно было бы определить их абсолютные максимальные значения. Но такие максимумы при обычной методике обработки записей не отмечаются, на определяемые же средние часовые суммы они оказывают лишь небольшое влияние в силу своей небольшой продолжительности. Кроме того, они, как правило, приходятся на промежутки между сроками наблюдений. Таким образом, даже из публикуемых ежечасных сумм радиации нельзя получить представления о максимальных значениях интенсивности.

При наблюдениях в установленные сроки облачности, например, 8—9 баллов A_c , S_c , когда быстро движущиеся облака очень часто закрывают солнечный диск (состояние диска меняется от \odot^2 до \odot и обратно), наблюдатели обычно стремятся произвести отсчеты при одинаковом состоянии диска; это удается только либо при положении солнечного диска в значительном просвете между облаками (\odot^2), либо при покрытии диска облаком значительных размеров (\odot^0 , \odot или Π). Такое наблюдение возможно только при небольшом количестве облаков форм A_c , S_c или St , наиболее значительно увеличивающих рассеянную радиацию, или же при отсутствии этих форм. В обоих случаях отмеченные максимальные суммы Q получаются заниженными. Если же наиболее благоприятные для наблюдения максимальных значений D условия создаются между сроками наблюдений (что наиболее вероятно), то такие случаи вообще остаются незамеченными. Эти обстоятельства вполне объясняют исключительную редкость предельных значений Q/Q_0 , близких к 1,40—1,50.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Львова О. С., Сивков С. И. Относительная суммарная радиация, как климатическая характеристика облачности.— «Метеорология и гидрология», 1975, № 9, с. 44—51.
2. Пивоварова З. И. Характеристика радиационного режима при ясной погоде.— «Тр. ГГО», 1959, вып. 96, с. 84—100.
3. Пивоварова З. И. Руководство по контролю актинометрических наблюдений. Л., Гидрометеиздат, 1962. 149 с.
4. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л., Гидрометеиздат, 1968. 232 с.
5. Mc Kee T. B., Cox S. K. Scattering of visible radiation by finite clouds.— „J. Atmos. Sci.“, 1974, vol. 31, N 7, p. 1885—1892.

Т. К. Ястребова

ПРИМЕНЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА К РЕЗУЛЬТАТАМ СРАВНЕНИЙ РАЗНОТИПНЫХ БАЛАНСОМЕРОВ

При анализе результатов сравнений различных приборов (пиранометров и балансомеров) во время международных [8, 7] и все-союзных [4, 3] сравнений до сих пор использовались корреляционные графики связи показаний разнотипных балансомеров в виде осредненных за десятиминутную серию показаний или в виде часовых сумм радиационного баланса [7].

В данной статье предпринята попытка подойти к анализу результатов сравнений (сопоставимости показаний) балансомеров различных типов с точки зрения применения элементов корреляционного анализа [4] в виде автокорреляционных, структурных и взаимокорреляционных функций, полученных по непосредственным реализациям процесса — радиационного баланса балансомерами четырех основных типов: балансомера Шульце, Функа, Кью, М-10. Материал, используемый в статье, представляет собой результаты международных сравнений, проведенных в 1965—1966 гг. в Воейково, и последующих исследований перечисленных выше приборов, проведенных автором в Воейково [3, 6, 7].

Исходным материалом служили данные непосредственной регистрации радиационного баланса различными балансомерами, обработанные по общепринятой методике [7]; для расчета взаимокорреляционных функций исходным материалом служили часовые суммы радиационного баланса, полученные различными балансомерами.

Расчет автокорреляционных, структурных временных функций производился по формулам, приведенным в [5, 6], на ЭВМ «Урал-4». Расчет взаимокорреляционных функций производился на ЭВМ «Урал-4» с использованием формулы

$$R_{xy}(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [x - m_x(t)] [y - m_y(t)] \times \\ \times f(x, t_1; y, t_2) dx dy, \quad (1)$$

где x, y — два случайных процесса, m_x, m_y — математическое ожидание x, y .

Результаты расчетов представлены на рис. 1 для временных автокорреляционных и структурных функций в случае ясной и пасмурной погоды. Из рис. 1 а можно видеть, что при ясной погоде ($\%, \odot^2$) автокорреляционные функции неидентичны для различных приборов, а при облачности 10/10 баллов (II) для всех балансомеров автокорреляционные функции идентичны, т. е. показания разнотипных приборов с различными конструктивными особенностями

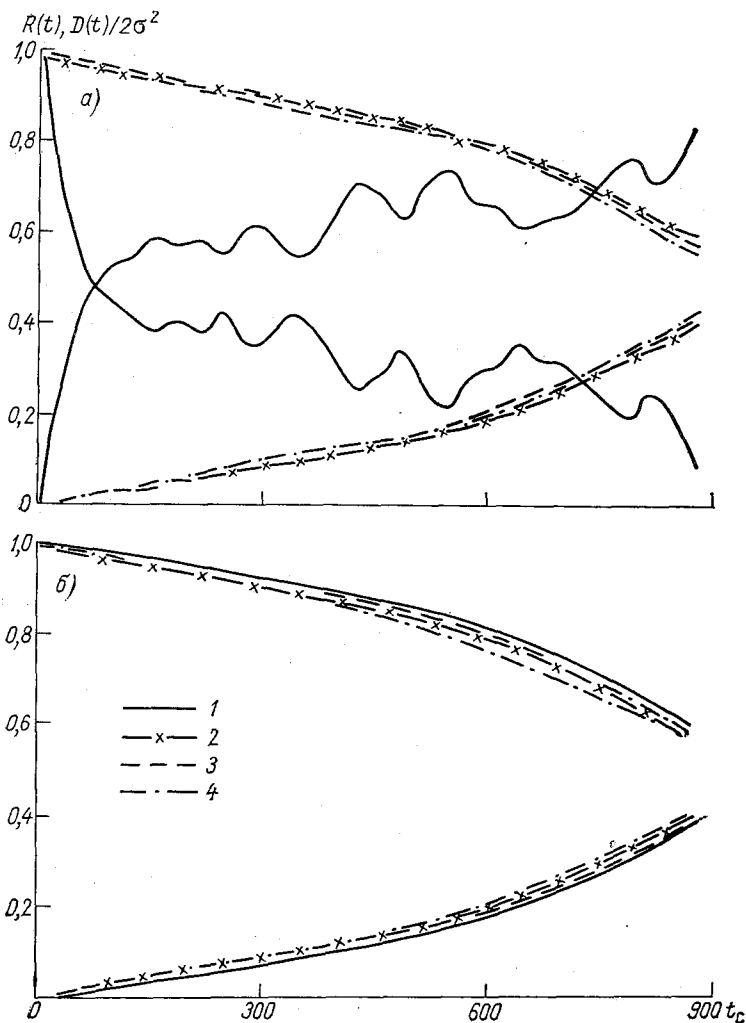


Рис. 1. Временная автокорреляционная и соответствующая ей структурная функция для случая ясной (а) и пасмурной (б) погоды.

1 — балансомер М-10, 2 — балансомер Функа, 3 — балансомер Шульце, 4 — балансомер Кью.

более сопоставимы между собой при пасмурной, а не при ясной безоблачной погоде, при которой принято проводить всевозможные сравнения [1, 2, 8]. Этот результат, по-видимому, объясняется тем, что при сплошной облачности приборы подвержены влиянию излучения равномерно яркой полусферы, поэтому не проявляются различия, вызванные различного рода спектральными, зональными поправками и поправками на высоту Солнца, присущими в разной степени приборам различных конструкций.

Для балансомеров Функа, Шульце, Кью автокорреляционная функция может быть аппроксимирована как для ясной, так и для пасмурной погоды согласно [6] экспоненциальной функцией, для балансомера М-10 для пасмурной погоды — тоже экспоненциальной функцией, а для ясной — суммой экспонент [6].

Временная структура потока радиационного баланса интересна для целей изучения приборов, измеряющих радиационный баланс. Мы можем сказать, что при пасмурном небе различные конструктивные особенности балансомеров (защищенные, незащищенные балансомеры, различная инерция) проявятся менее всего.

Взамен традиционных корреляционных графиков связи показаний различных балансомеров [1, 2, 7, 8] в данной работе подсчитаны взаимокорреляционные функции часовых сумм радиационного баланса по различным балансомерам (прибор с прибором). Поскольку приборы эксплуатировались круглосуточно [7], взаимокорреляционные функции получены для различных условий погоды и подстилающих поверхностей.

Методика расчета взаимокорреляционных функций «прибор с прибором» следующая. Использовались реализации в виде часовых сумм за каждый месяц по каждому часовому интервалу, т. е. каждая реализация представляет собой 25—31 сутки. Причем использовались и ночные и дневные часовые промежутки. Затем взаимокорреляционная функция каждой пары приборов осреднялась по многим реализациям (примерно 100—120). Эти осредненные взаимокорреляционные функции приведены на рис. 2, по горизонтальной оси всех графиков отложено время в сутках, по вертикальной — значение взаимокорреляционной функции R_{xy} в относительных единицах. Из рисунка можно видеть, что взаимокорреляционные функции однотипны независимо от того, показания какой пары приборов коррелируются между собой: защищенные (рис. 2 а) или незащищенные (рис. 2 г) или незащищенные с защищенным (рис. 2 б, в, д, е); взаимокорреляционные функции симметричны относительно вертикальной оси, с вершиной в $\tau=0$. Для однотипных приборов (защищенных (рис. 2 а) или незащищенных (рис. 2 г)) взаимокорреляционная функция острровершинная, что подтверждает более тесную связь между показаниями однотипных приборов [7], а для разнотипных приборов (рис. 2 б, в, д, е) — туповершинная, что свидетельствует о менее тесной связи между их показаниями [7].

Используя взаимокорреляционные функции, мы можем как бы «обойти» систематическую ошибку, которая явно присутствует в корреляционных графиках связи часовых сумм [7], и судить о со-

поставимости показаний разнотипных приборов в различные сезоны, т. е. взаимокорреляционные функции более информативны и более наглядны, чем корреляционные графики.

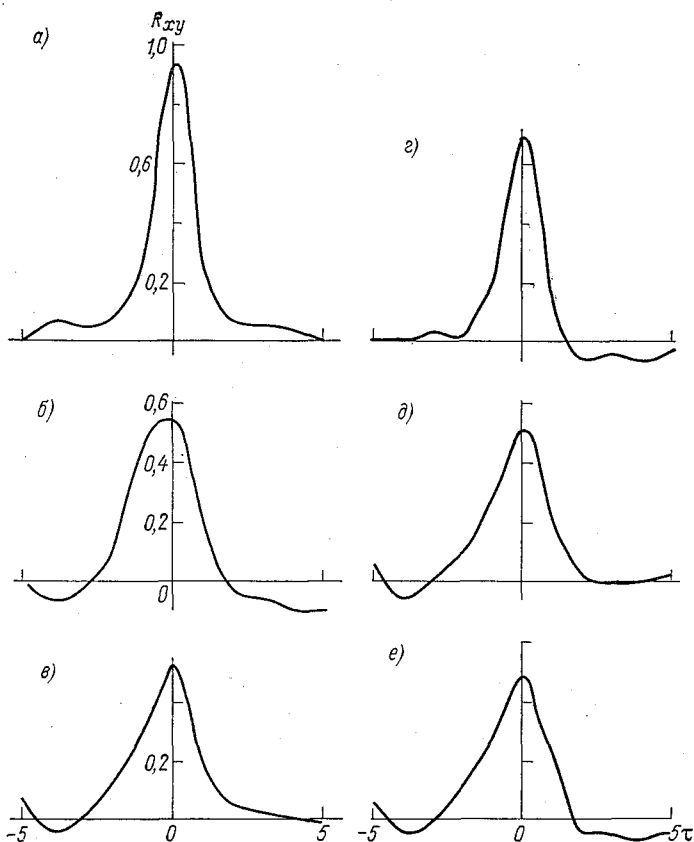


Рис. 2. Осредненная по многим реализациям взаимокорреляционная функция «прибор с прибором» для радиационного баланса по различным балансомерам.

a — балансомер Шульце — балансомер Функа, *б* — балансомер Функа — балансомер М-10, *в* — балансомер Функа — балансомер Кью, *г* — балансомер Кью — балансомер М-10, *д* — балансомер Шульце — балансомер Кью, *е* — балансомер Шульце — балансомер М-10.

Из корреляционного анализа делаем следующие выводы:

1. Показания разнотипных балансомеров лучше всего сопоставимы во времени при сплошь пасмурном небе в любом сезоне.
2. Взаимокорреляционные функции дают больше информации, чем простые корреляционные графики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Результаты сравнений приемников длинноволнового излучения. Л., Изд. ГГО, 1964, с. 16.
2. Сулев М. А. Методика и приборы для измерения радиационного баланса земной поверхности. Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Тартуский госуниверситет, Тарту, 1966, с. 22.
3. Ястребова Т. К., Янишевский Ю. Д. Методы анализа результатов сравнений балансомеров разных типов.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Труды VII Всесоюзного совещания по актинометрии и атмосферной оптике. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 296—299.
4. Романенко А. Ф., Сергеев Г. А. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. М. «Советское радио», 1968, с. 23—26.
5. Голиков В. И., Ястребова Т. К. Статистические методы определения динамических характеристик актинометрических приборов по реализации радиационных процессов — В кн.: Тезисы докладов 8-го научного совещания по оптике атмосферы и актинометрии. Томск, 1970, с. 170.
6. Ястребова Т. К. Выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 161—168.
7. Ястребова Т. К., Янишевский Ю. Д. Результаты международных сравнений балансомеров различных типов.— Тр. ГГО», 1968, вып. 223, с. 145—152.
8. Bericht I und II über die Vergleichsversuche an strahlungsmessgeräten beim Meteorologischen Observ. Hamburg, 1—15 Sept. 1955, 15—30 Mai 1956, s. 61.

Д. В. Винокурова

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ В СВЯЗИ С ЗАГРЯЗНЕНИЕМ ПРОМЫШЛЕННЫМИ ВЫБРОСАМИ НА ПРИМЕРЕ г. ГОРЬКОГО

Исследования последних лет свидетельствуют об увеличении поступления в атмосферу индустриальных аэрозолей, повышении газовых загрязнений атмосферы в городах, что способствует снижению ее прозрачности [1, 3]. Поэтому данные актинометрических наблюдений могут служить косвенным показателем определения интегрального содержания аэрозолей в атмосфере [2].

В настоящей работе приведены результаты сравнения интегральных характеристик прозрачности, полученных по данным актинометрических наблюдений в крупном городе за два десятилетия: 1955—1964 и 1965—1974 гг.: сделана попытка увязать полученные данные с характеристиками загрязнения атмосферы. Значения коэффициента прозрачности P_2 и фактора мутности T (при массе 2) рассчитаны по методике ГГО [6], влажная мутность W — по формуле С. И. Сивкова [9], $W=0,50 e^{0,43}$, где e — абсолютная влажность в миллиметрах. Остаточная (аэрозольная мутность получена как остаточный член уравнения $T=1+W+R$ [5]). Полученные результаты свидетельствуют о снижении прозрачности P_2 за последнее десятилетие в среднем на 2% и соответственно увеличении T на 6%. Это привело к ослаблению прямой солнечной радиации в Горьком на 6% и увеличению рассеянной радиации на 16%, что согласуется с данными по другим городам [8]. Средние значения e и W за эти десятилетия не изменились ($W=1,03$), поэтому возрастание T следует объяснить увеличением аэрозольной составляющей R — от 0,88 в 1955—1964 гг. до 1,07 в 1965—1974 гг., или на 18%.

Можно отметить, что за тот же период в небольшом городе (Нолинск, Кировской обл.), не имеющем крупных источников загрязнения, увеличение T составило около 2%. Одной из причин ухудшения прозрачности в Горьком является рост промышленного и гражданского строительства, численности населения. На рис.

показан рост жилищного строительства, изменение R от 1956 к 1970 г. Жилой фонд города (тыс. м²) в 1970 г. составил 226% по отношению к 1956 г. [4, 7].

Для выявления связи между изменениями мутности атмосферы и загрязнения ее выбросами котельных, промпредприятий и авто-

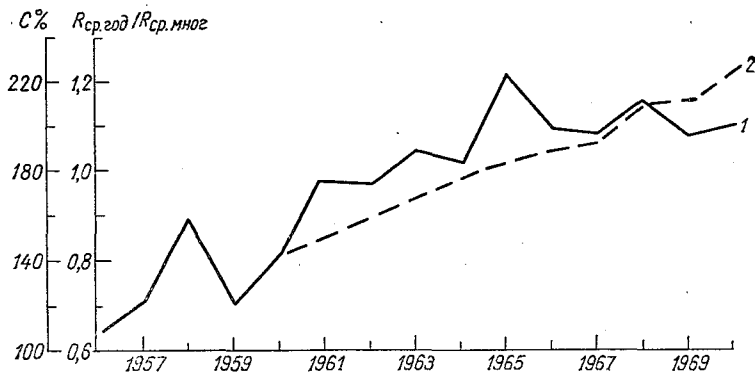


Рис. 1. Временные изменения аэрозольной мутности R (1) и рост жилищного строительства C (2) в Горьком (в процентах от данных 1956 г.).

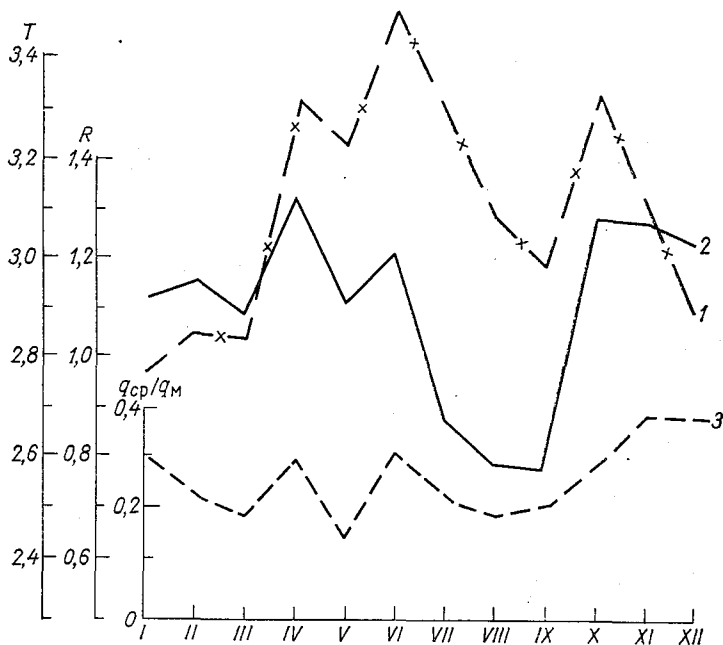


Рис. 2. Годовой ход фактора мутности T (1), аэрозольной мутности R (2) и концентрации окиси углерода $q_{ср}/q_m$ (3) по данным 1970 г.

транспорта произведен анализ 300 случаев параллельных наблюдений (период 1968—1974 гг.) за солнечной радиацией с вычислением аэрозольной мутности и загрязнением атмосферы. В качестве характеристики загрязнения использован параметр $P' = m/n$, где m — количество концентраций примесей выше 1,5 среднесезонных значений, n — общее число измеренных концентраций в течение дня [10]. P' рассчитано по сумме примесей (SO_2 , NO_2 , CO). В результате сравнения получено, что в 43% случаев повышенному $P' (>0,20)$ соответствовало повышенное $R (>1,11)$, в 29% пониженному $P' (\leq 0,20)$ — пониженное $R (\leq 1,11)$, т. е. в 72% случаев знаки изменения показателей мутности и загрязнения согласуются. Коэффициент корреляции r между P' и R составляет 0,65—0,75, причем связь лучше в теплое время года. Близкие значения r получены между R и параметром P' , вычисленным и по отдельным примесям.

На рис. 2 по данным 1970 г. показан годовой ход, T , R и концентрации окиси углерода (CO) $q_{\text{ср}}/q_{\text{м}}$, где $q_{\text{ср}}$ — средняя, а $q_{\text{м}}$ — максимальная концентрация примеси за месяц. Наблюдается соответствие годового хода повышения концентрации CO в январе, апреле, июне, октябре годовому ходу повышения T и R .

В заключение отметим, что накопление данных параллельных наблюдений за характеристиками прозрачности и загрязнения атмосферы даст возможность поставить вопрос о получении количественных связей между этими показателями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берлянд М. Е., Будыко М. И., Кондратьев К. Я. Климат города и проблема изменения глобального климата. — «Метеорология и гидрология», 1973 № 1, с 3—13.
2. Берлянд М. Е. и др. К теории рассеяния и поглощения радиации и оценке глобального загрязнения атмосферы по актинометрическим данным. — «Тр. ГГО», 1974, вып. 314, с. 3—19.
3. Берлянд М. Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1975, с. 349—413.
4. «Вестник статистики». 1971, № 3; 1975, № 11.
5. Винокурова Д. В. Прозрачность атмосферы на территории Верхне-Волжского управления и гидрометслужбы. — В кн.: Сб. работ Горьковского и Волжской гидрометеорологических обсерваторий. Вып. 5. Л., Гидрометеиздат, с. 71—86.
6. Методические указания по определению характеристик прозрачности Л., Изд. ГГО, 1965.
7. Народное хозяйство Горьковской области. Стат. сб., Горький, 1965.
8. Пивоварова З. И. Многолетние изменения интенсивности солнечной радиации по наблюдениям актинометрических станций. — «Тр. ГГО», 1968, вып. 23 с. 17—28.
9. Сивков С. И. К вопросу определения запаса воды в атмосфере. — «Тр. ГГО», 1949, вып. 14, с. 5—8.
10. Сонькин Л. Р. Вопросы прогнозирования фонового загрязнения воздуха в городах. — «Тр. ГГО», 1974, вып. 314, с. 42—50.

В. И. Горышин

ТЕОРИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ПРИ УЧЕТЕ ВКЛАДА МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Введение

Информация о дальности видимости нужна во многих областях деятельности человека, но наиболее важна она для авиации. Современная авиация предъявляет весьма жесткие требования к точности оперативной информации о дальности видимости. В соответствии с рекомендациями Международной организации гражданской авиации (ИКАО) допустимая погрешность измеряемых значений дальности видимости не должна превышать 10% в наиболее важном для авиации диапазоне дальности видимости. В связи с этим возникает необходимость более детального изучения источников погрешностей измерения дальности видимости и решения вопроса о принципиальной возможности достижения указанной точности измерений.

Проведенные нами исследования источников погрешностей измерения метеорологической дальности видимости (МДВ) показали, что существуют четыре основных источника ошибок: инструментальные погрешности измерения показателя ослабления на фиксированной измерительной базе прибора: погрешности, связанные с недостатками пространственного осреднения измеряемой прозрачности атмосферы на фиксированной дистанции в условиях неоднородно замутненной атмосферы; погрешности, связанные с вариациями действительного значения порога контрастной чувствительности глаза наблюдателя, отличающегося от фиксированного значения, принятого при градуировке прибора, и, наконец, погрешности, связанные с неточностью теоретических зависимостей, положенных в основу измерительного метода.

В настоящее время в связи с созданием высокоточных фотометров и регистраторов прозрачности атмосферы инструментальные погрешности сведены к минимальным значениям. Исследование инструментальных погрешностей серийного регистратора прозрачности атмосферы типа РДВ-2 показало [1, 2], что предельная по-

грешность измерения прозрачности атмосферы не превышает 2% при дистанционном измерении и 1% при непосредственных отсчетах по шкале фотометра, при этом случайные погрешности измерения прозрачности не превышают $\pm 0,5\%$. Дальнейшее снижение инструментальной погрешности не приведет к заметному повышению точности измерения МДВ.

Вопрос о роли вариаций порога контрастной чувствительности глаза как источника возможных ошибок оценки МДВ многократно рассматривался в ряде работ, например [14, 15, 4, 5].

Основной вывод работ сводился к тому, что отклонения значений МДВ за счет вариаций порога не превышает $\pm 15\%$ по сравнению со значением МДВ для наиболее вероятного значения порога контрастной чувствительности глаза. При выборке крайних значений порога (2 или 5%) отклонения значений МДВ могут достигать примерно 30%.

Основной причиной возникновения значительных погрешностей приборных измерений МДВ, существенно превышающих инструментальные, является пространственная неоднородность помутнения атмосферы и, как следствие ее, локальность результата приборного измерения прозрачности атмосферы на фиксированной дистанции 50—100 м. Значение прозрачности, осредненное на этой дистанции, может существенно отличаться от среднего значения прозрачности на дистанции, равной измеряемой дальности видимости. Погрешности измерения МДВ за счет этого фактора в ряде случаев могут достигать нескольких десятков процентов [6, 7, 13].

Вопрос об исключении этих погрешностей может быть правильно решен при реализации рекомендаций о пространственном осреднении, рассмотренных в работе [8] и сводящихся к использованию переменной дистанции осреднения, соизмеримой со значением измеряемой дальности видимости.

Содержание данной статьи посвящено рассмотрению четвертого источника погрешностей измерения МДВ, связанного с неточностью некоторых выводов существующей теории горизонтальной дальности видимости.

Известно, что методы приборных измерений дальности видимости в атмосфере опираются на теорию горизонтальной дальности видимости, основы которой были разработаны более 50 лет назад рядом авторов. В наиболее законченном виде она была представлена в работе Кошмидера [16]. Фундаментом теории являются так называемое световоздушное уравнение, определяющее изменение яркости воздушной дымки с расстоянием, понятие яркостного контраста и порогового контраста, воспринимаемого глазом наблюдателя и уравнение Бугера.

За прошедшие десятилетия прочно утвердилось мнение, что теория Кошмидера и его световоздушное уравнение, безусловно, верны в рамках задачи, решаемой для оптически однородной атмосферы. Возможные отклонения могут возникать только за счет невыполнения требований постоянства оптических параметров в рассматриваемом слое атмосферы.

Теоретические и экспериментальные исследования, проведенные нами в последние годы, показали, что это мнение в значительной степени ошибочно.

Теория дальности видимости и световоздушное уравнение Кошмидера (даже для оптически однородной среды) являются приближенными и использование выводов этой теории в практике измерений МДВ часто является причиной значительных погрешностей результата измерений, особенно в тех случаях, когда измерения осуществляются в сильно замутненной атмосфере.

Для повышения точности приборных измерений МДВ нами была разработана усовершенствованная теория горизонтальной дальности видимости, которую мы рассмотрим.

1. Яркость воздушной дымки в оптически неоднородной атмосфере

Вывод световоздушного уравнения Кошмидер осуществил сложным и весьма громоздким путем в предположении полной оптической однородности атмосферы. Схема его расчетов, не всегда строгая, не позволяет полностью учесть многократное рассеяние и оценить допустимость тех приближений, которые были сделаны им при построении теории.

Следует подчеркнуть, что при выводе формулы общего вида, характеризующей изменение яркости дымки с расстоянием, т. е. при решении одномерной задачи, не обязательно исходить из допущения о полной однородности оптических характеристик атмосферы в рассматриваемом слое.

Вывод общего вида уравнения яркости воздушной дымки для оптически неоднородной атмосферы позволит также оценить правильность утверждений ряда авторов, например [9], о допустимости использования уравнения Кошмидера при любом неоднородном помутнении.

Рассмотрим плоский, бесконечно протяженный слой атмосферы, оптические характеристики которого являются функцией координаты r .

Рассчитаем количество света, рассеиваемого элементарным объемом dv по направлению r к глазу наблюдателя. Примем, что рассеивающий элементарный объем есть цилиндр длиной dr и с поперечным сечением, равным единице. С направления r' , характеризваемого углами θ' и ψ' , на элементарный объем падает свет с длиной волны λ , т. е. происходит рассеяние монохроматического излучения.

Сила света по направлению r' есть $I_{r(r')}$, где индекс r означает координату, характеризующую положение элементарного объема.

На элементарный объем dv падает элементарный поток

$$I_{r(r')} d\omega'. \quad (1)$$

От этого потока по всем направлениям рассеивается часть, равная

$$\sigma_r^p I_{r(r')} d\omega' dv. \quad (2)$$

Здесь σ_r^p — объемный коэффициент рассеяния в точке p , характеризуемой координатой r ; $d\omega'$ — элементарный телесный угол для падающего потока.

Сила света в направлении на глаз за счет рассеяния потока элементарным объемом равна

$$\frac{1}{4\pi} \sigma_r^p I_{r(r')} \gamma_{r(r')} d\omega' dv, \quad (3)$$

где $\gamma_{r(r')}$ — функция рассеяния в точке с координатой r ; $r'r$ — угол между направлением r' входящего в рассеивающий объем луча, и направлением r , отклоненного в силу рассеяния луча.

От всех лучей, падающих на элементарный объем со всех направлений, в направлении на глаз рассеивается элементарный поток, сила света которого равна

$$dI_{(r)} = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r')} d\omega' dv. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что элементарный объем $dv = 1 \cdot dr$, а основание цилиндра перпендикулярно направлению наблюдения, яркость элементарного объема dB_r может быть выражена следующей формулой:

$$dB_r = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r')} d\omega' dr. \quad (5)$$

Индекс 4π у знака интеграла в формулах (4) и (5) означает что интегрирование выполняется в пределах сферы.

На пути в глаз этот поток ослабляется. В решении вопроса о законе ослабления этого потока содержится основная ошибка расчетов Кошмидера и других авторов, которые рассматривали в своих работах вывод световоздушного уравнения для оптически однородной атмосферы.

Всегда в этом случае принималось, что ослабление потока на пути в глаз происходит по закону Бугера, т. е. для рассматриваемых нами условий в соответствии с формулой

$$e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr}, \quad (6)$$

где α_r и σ_r — функции, описывающие изменение объемного показателя поглощения и рассеяния на пути r .

Это допущение будет верным только в том случае, когда при ослаблении за счет рассеяния поток, многократно рассеивающий

вперед по лучу, не будет восприниматься глазом и, следовательно, вносить искажения в принятый нами закон ослабления по Бугеру, т. е. в этом случае ослабление за счет рассеяния должно быть идентично ослаблению за счет поглощения, когда поглощенная часть действительно не воздействует на приемник.

В свете формальных ограничений применение закона Бугера допустимо, если задача решается в рамках однократного рассеяния, однако, как показали наши исследования, это допущение не оправдывается при решении рассматриваемой проблемы.

Вклад многократного рассеяния при выводе уравнения яркости воздушной дымки нами учитывается при задании вида функции $I_{r(r')}$ за исключением составляющей только одного направления, а именно многократного рассеяния вперед по лучу по направлению r . Эта составляющая суммируется с потоком, рассеянным элементарным объемом dv в направлении на глаз, и следствием этого является то, что ослабление происходит не по закону Бугера.

Учтем отклонение ослабления от закона Бугера введением множителя $M_{\tau\gamma}$, который, исходя из физических соображений, должен являться функцией оптической плотности τ и индикатрисы рассеяния γ . Это допущение будет в дальнейшем доказано.

Таким образом, ослабление потока, представленного формулой (5), будет происходить в соответствии со следующим выражением:

$$M_{\tau\gamma} e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} \quad (7)$$

От элементарного объема, находящегося на расстоянии r (в точке p) и рассеивающего свет всех направлений r' , глазом будет воспринята следующая яркость:

$$dB_r = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p M_{\tau\gamma} e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r'r)} d\omega' dr. \quad (8)$$

Яркость всего воздушного столба сечением, равным единице, и протяженностью L будет равна

$$B_L = \frac{1}{4\pi} \int_0^L \sigma_r M_{\tau\gamma} e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r'r)} d\omega' dr. \quad (9)$$

Формула (9) определяет яркость воздушного столба по линии наблюдения в неоднородной атмосфере. Для вычисления значений B_L необходимо знать вид функций α_r и σ_r , описывающих изменение объемного коэффициента рассеяния и поглощения на отрезке рассматриваемого пути L , а также значения функций $I_{r(r')}$ и $\gamma_{r(r'r)}$ в любой точке рассматриваемого пути.

Точное знание этих функций для конкретных условий вряд ли возможно, имеющийся экспериментальный материал не позволяет определить их достаточно надежно в каждой конкретной атмосферно-оптической ситуации.

Численное экспериментирование при рассмотрении некоторых моделей неоднородной атмосферы может принести определенную пользу, но оно связано с большими вычислительными трудностями.

Формула (9) показывает также ошибочность утверждений некоторых авторов [9] о том, что световоздушное уравнение Кошмидера применимо при любом неоднородном помутнении, если освещение постоянно, т. е. утверждений о применимости решений для однородной атмосферы к оптически неоднородной атмосфере.

2. Частный случай решения уравнения (9)

Частным случаем решения этого уравнения будем считать решение для оптически однородной атмосферы, когда значения функций α_r и σ_r постоянны на всем пути луча и равны α_0 и σ_0 .

Интеграл

$$\int_{4\pi} I_r(r') \gamma_{r(r',r)} d\omega'$$

не зависит от координаты r и является в пределах рассматриваемой задачи постоянной величиной, равной

$$\int_{4\pi} I_0(r') \gamma_{0(r',r)} d\omega'.$$

При этих условиях формула (9) примет следующий вид:

$$B_L = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_0(r') \gamma_{0(r',r)} d\omega' \sigma_0 \int_0^L M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)r} dr. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) возможно при условии знания вида функции $M_{\tau\gamma}$. Решим уравнение (10) для случая, когда ослабление происходит строго по закону Бугера, т. е. когда $M_{\tau\gamma} = 1$.

В этом случае решение уравнения (10) приводит нас к формул вида

$$B_L = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_0(r') \gamma_{0(r',r)} d\omega' \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} (1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}). \quad (11)$$

Максимальное значение яркости будет наблюдаться при $L = \infty$ т. е.

$$B_{\max} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_0(r') \gamma_{0(r',r)} d\omega' \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0}. \quad (12)$$

Отношение этих яркостей будет равно

$$\frac{B_L}{B_{\max}} = 1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}. \quad (13)$$

В результате решения этой частной задачи мы получили известную световоздушную формулу Кошмидера. Следовательно, эта формула есть результат частного случая решения (с учетом сделанных допущений) выведенного нами уравнения (9), описывающего изменение яркости воздушной дымки в оптически неоднородной атмосфере.

Необходимо лишь уточнить значение интеграла, входящего в формулы (11) и (12). Для этого воспользуемся результатами работы [10]. Используем уравнение переноса излучения в атмосфере, оптические характеристики которой изменяются по оси z (вертикально) и остаются неизменными по осям x и y .

В наших обозначениях уравнение переноса будет иметь вид

$$\cos \theta \frac{\partial B}{\partial z} = \frac{\sigma_z}{4\pi} \int_{4\pi} I_{z(r'r)} \gamma_{z(r'r)} d\omega' - (\alpha_z + \sigma_z) B_{z(r)}. \quad (14)$$

В рассматриваемой нами задаче $z=0$ и угол θ между направлением луча и осью Oz равен $\pi/2$.

Тогда уравнение (14) примет вид

$$0 = \frac{\sigma_0}{4\pi} \int_{4\pi} I_{0(r'r)} \gamma_{0(r'r)} d\omega' - (\alpha_0 + \sigma_0) B_{0\psi}. \quad (15)$$

Здесь $B_{0\psi}$ — яркость дымки в горизонтальном направлении т. е. яркость горизонта; ψ — угол между направлением луча и осью Ox .

Преобразуя уравнение (15), получим значение интеграла

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_{0(r'r)} \gamma_{0(r'r)} d\omega' = \frac{\alpha_0 + \sigma_0}{\sigma_0} B_{0\psi}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в формулу (11), получим световоздушное уравнение, аналогичное тому, которое получил Кошмидер,

$$B_L = B_{0\psi} (1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}). \quad (17)$$

Небольшое отличие уравнения (17) от формулы Кошмидера заключается в том, что в рассмотренном решении учтено поглощение. Из равенства (17) следует, что $B_{0\psi} = B_{\max}$ при $L = \infty$, т. е. это есть максимальная или насыщенная яркость горизонтального плоского слоя однородной атмосферы в направлении наблюдения. Приравнивание этой яркости к яркости неба у горизонта не всегда оправдано.

3. Восприятие рассеянного света глазом и фотометром

Основная операция визуального наблюдения при определении дальности видимости того или иного объекта заключается в различении яркостного контраста на границе объект — фон.

Известно, что отдельные элементы сетчатки глаза реагирует на световое раздражение независимо, т. е. увеличение освещенной поверхности сетчатки не усиливает светового раздражения отдельных элементов, а воспринимается как увеличение размера освещенного поля. Поэтому световое ощущение будет определяться величиной светового потока, приходящегося на единицу поверхности сетчатки, т. е. освещенностью.

При рассматривании границы объекта на каком-либо фоне глаз сканирует по контуру, при этом величина зоны, четко фиксируемой неподвижным глазом, мала и ее угловой размер исчисляется минутами.

Таким образом, световой поток, определяющий контраст яркостей рассматриваемой глазом зоны, заключен в весьма малом телесном угле.

При построении теории дальности видимости и реализации приборных измерений контраста эти обстоятельства необходимо учитывать. Чтобы обеспечить восприятие рассеянного света фотометром подобно тому, как его воспринимает глаз, угол зрения фотометра (приемника) также должен быть мал.

Известно, что при визуальном наблюдении поверхности, имеющей яркость B , освещенность на зрачке глаза равна

$$E = AB, \quad (18)$$

где A — коэффициент, зависящий от параметров глаза.

Формула (18) показывает, что глаз реагирует на освещенность на зрачке, которая пропорциональна яркости рассматриваемой поверхности при постоянных параметрах глаза (прозрачность атмосферы предполагается равной единице). В естественных условиях глаз плохо оценивает яркость поверхности, кроме того, изменение размера зрачка при разных уровнях освещенности приводит к непостоянству коэффициента A .

Рассмотрим восприятие рассеянного атмосферой света фотометром с малой угловой апертурой.

Учитывая предыдущие выводы, можем написать, что сила света в направлении на приемник, возникающая за счет рассеяния луча $I_{r(r')}$ на элементарном объеме dv , равна

$$dI_r = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p I_{r(r')} \gamma_{r(r'r)} d\omega' dv. \quad (19)$$

Элементарная сила света с учетом лучей всех направлений и ослабления света на пути r равна

$$dI_r = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r'r)} d\omega' M_{\tau} \gamma e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} dv. \quad (20)$$

Световой поток в элементарном телесном угле $d\omega$ от элементарного объема dv в направлении на приемник будет определяться величиной

$$dI_r d\omega. \quad (21)$$

Входной зрачок приемника виден с расстояния r (из объема dv) под телесным углом $\Delta\omega$, равным

$$\Delta\omega = \frac{b}{r^2} \cos \varphi, \quad (22)$$

где b — площадь входного зрачка, φ — угол между нормалью к плоскости приемника и лучом. В нашем случае можем принять $\cos \varphi = 1$.

Полный поток, поступающий на приемник при рассеянии света элементарным объемом dv , равен

$$dF_r = \int_{\Delta\omega} dI_r d\omega. \quad (23)$$

Учитывая то, что угол $\Delta\omega$ мал, что, безусловно, верно для глаза, вместо (23) можем написать приближенное равенство

$$dF_r = dI_r \Delta\omega. \quad (24)$$

Если рассматривать случай, когда элементарный объем освещается рассеянным светом неба, покрытого облаками, и светом, отраженным от подстилающей поверхности, то сила света dI_r остается практически неизменной в пределах телесных углов, существенно больших, чем те, которые определяются реальными размерами входного зрачка приемника, и это допущение не приводит к ошибкам.

Наиболее неблагоприятным будет случай, когда элементарный объем dv освещается прямым солнечным светом, лучи которого составляют с направлением на приемник угол, близкий к 0° . Но и в этом случае в силу малости угла $\Delta\omega$ не возникает больших погрешностей при использовании приближенного равенства (24).

Вместе с тем следует учитывать, что восприятие рассеянного света фотометром будет аналогично восприятию глазом только в том случае, когда размер входного зрачка фотометра будет мал и использование равенства (24) не будет приводить к заметным ошибкам, т. е. входной зрачок фотометра нельзя делать большим.

Учитывая равенства (22) и (24), можем написать

$$dF_r = dI_r \frac{b}{r^2}.$$

Переходя к освещенности, получим

$$dE_r = \frac{dF_r}{b} = \frac{dI_r}{r^2}. \quad (25)$$

Принимая во внимание, что $dv = r^2 d\omega dr$, где $d\omega$ — телесный угол, под которым виден объем dv с расстояния r , а также равенства (20) и (25), элементарную освещенность в плоскости приемника можно выразить следующей формулой:

$$dE_r = \frac{1}{4\pi} \sigma_r^p \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r')} d\omega' M_{\tau\gamma} e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} d\omega dr. \quad (26)$$

Интегрируя по всему объему конуса протяженностью L , в пределах угла зрения приемника $\Delta\omega_{\text{пр}}$ получим

$$E_L = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\omega_{\text{пр}}} \int_0^L \sigma_r M_{\tau\gamma} e^{-\int_0^r (\alpha_r + \sigma_r) dr} \int_{4\pi} I_{r(r')} \gamma_{r(r')} d\omega' dr d\omega. \quad (27)$$

Для оптически однородной атмосферы можем написать

$$E_L = \frac{1}{4\pi} \sigma_0 \int_{\Delta\omega_{\text{пр}}} \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r')} d\omega' d\omega \int_0^L M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)r} dr. \quad (28)$$

Если учесть, что $\Delta\omega_{\text{пр}}$ должен быть мал (при практических измерениях угол зрения приемника не более 0,003 рад), можно при-
пять, что

$$\int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r')} d\omega'$$

в пределах телесного угла $\Delta\omega_{\text{пр}}$ остается постоянной величиной.

Это допущение позволяет перейти к следующей формуле:

$$E_L = \Delta\omega_{\text{пр}} = \sigma_0 \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r')} d\omega' \int_0^L M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)r} dr. \quad (29)$$

С учетом формулы (10) можем написать

$$E_L = \Delta\omega_{\text{пр}} B_L. \quad (30)$$

Для оптически однородной атмосферы при учете ослабления в соответствии с законом Бугера ($M_{\tau\gamma} = 1$) освещенность $E_L^{(1)}$ в зрачке приемника будет равна

$$E_L^{(1)} = \Delta\omega_{\text{пр}} \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r')} d\omega' \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} [1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}]. \quad (31)$$

Знак (1) определяет порядок рассеяния.

Переход к приближенным формулам (29) и (31) при малых $\Delta\omega_{\text{пр}}$ не вызовет заметных погрешностей.

Представленный вывод формул (29) и (31) показывает, что

фотометр будет работать так же, как и глаз, в том случае, если входной зрачок и угол зрения приемника малы. Только при этом приемник, как и глаз, будет измерять освещенность на зрачке, пропорциональную яркости дымки.

4. К вопросу определения вида множителя $M_{\tau\gamma}$

Рассмотрим закономерности ослабления излучения в оптически однородной атмосфере.

Освещенность (без учета вклада многократного рассеяния) определяется из следующего равенства:

$$E_1 = E_0 e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} \quad \text{или} \quad \frac{E_1}{E_0} = e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L},$$

где E_1 — освещенность, которая будет наблюдаться при ослаблении излучения по закону Бугера; E_0 — начальная освещенность при отсутствии ослабления.

При учете вклада многократного рассеяния на пути лучей вместо освещенности E_1 будем измерять освещенность $E = E_1 + E_M$, где E_M — дополнительная освещенность, создаваемая рассеянием всех порядков на пути лучей к глазу наблюдателя или фотометру.

Тогда

$$E = E_0 M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} \quad \text{или} \quad \frac{E_1 + E_M}{E_0} = M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}. \quad (32)$$

Произведя необходимые преобразования, получим

$$M_{\tau\gamma} = 1 + \frac{E_M}{E_1}. \quad (33)$$

Из формулы (33) следует, что множитель $M_{\tau\gamma}$ учитывает относительную долю освещенности, создаваемой многократно рассеянным светом пучка, созданного первичным рассеянием, на пути к глазу наблюдателя или фотометру.

5. Дополнительная освещенность, создаваемая многократным рассеянием

Определим дополнительную освещенность, возникающую в результате вторичного рассеяния первичного пучка в оптически однородной атмосфере.

Роль многократного рассеяния по направлениям, отличным от рассматриваемого направления r (к приемнику), учитывается при задании функции $I_0(r')$ и интегрировании на пути L .

Учтем вторичное рассеяние внутри малого телесного угла, определяемого апертурой приемника, т. е. рассеяние вперед по лучу, которое и будет восприниматься глазом или другим приемником.

Рассмотрим плоский слой оптически однородной атмосферы протяженностью L . На расстоянии r от приемника возьмем элементарный объем dv . Освещенность элементарного объема dv , создаваемая первично рассеянным светом на пути $L-r$, равна

$$E_{L-r}^{(1)} = \Delta \omega_{\text{пр}} B_{L-r}^{(1)}. \quad (34)$$

Сила света в направлении на приемник, создаваемая вторичным рассеянием на элементарном объеме dv первичного пучка, равна

$$dI_r^{(2)} = \sigma_0 E_{L-r}^{(1)} \frac{1}{4\pi} \gamma_{0(0)} dv. \quad (35)$$

С учетом того, что свет на пути r ослабляется,

$$dI_r^{(2)} = \sigma_0 E_{L-r}^{(1)} \frac{1}{4\pi} \gamma_{0(0)} e^{-\mu_0 r} dv. \quad (36)$$

Для упрощения записи мы приняли $\mu_0 = d_0 + \sigma_0$. Элементарный поток, возникающий при вторичном рассеянии на dv и падающий на приемник, есть

$$dF_r^{(2)} = \int_{\Delta \omega} dI_r^{(2)} d\omega. \quad (37)$$

Здесь $\Delta \omega$ — телесный угол, под которым видна площадь входного зрачка приемника с расстояния r . Этот телесный угол равен

$$\Delta \omega = \frac{b}{r^2} \cos \varphi,$$

где b — площадь зрачка, $\cos \varphi = 1$.

Подставив в (37) значение $dI_r^{(2)}$ из (36) получим

$$dF_r^{(2)} = \sigma_0 E_{L-r}^{(1)} e^{-\mu_0 r} \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta \omega} \gamma_{0(0)} d\omega dv. \quad (38)$$

Множитель $\frac{1}{4\pi} \int_{\Delta \omega} \gamma_{0(0)} d\omega$ определяет относительную долю рассеянного в пределах угла $\Delta \omega$ света, если весь рассеянный свет равен единице.

Если учесть, что угол $\Delta \omega$ мал и $\gamma_{0(0)}$ в пределах этого угла практически не изменяется, или применить теорему о среднем, то равенство (38) можно заменить следующим:

$$dF_r^{(2)} = \sigma_0 E_{L-r}^{(1)} e^{-\mu_0 r} \frac{1}{4\pi} \gamma_{0(0)} \Delta \omega dv. \quad (39)$$

Под $\gamma_{0(0)}$ в этом случае подразумевается нормированный коэффициент рассеяния вперед по лучу (0°) или значение этого коэффициента в пределах угла $\Delta \omega$, соответствующее условиям теоремы о среднем.

В связи с тем что мы рассматриваем случай рассеяния вперед по лучу, основную роль играет дифракционная часть индикатрисы, сильно вытянутая вперед для крупных частиц, поэтому допустимость использования значения коэффициента рассеяния вперед по лучу (0°) в формуле (39) требует уточнения.

Угол φ , в пределах которого должно осуществляться интегрирование, определяется равенством

$$\varphi = \frac{\rho}{r}, \quad (40)$$

где ρ — радиус зрачка приемника.

Используя выводы работы [14], можно утверждать, что в ранее указанном случае переход к формуле (39) вызовет появление ошибок не более 10%, если выполняется условие

$$\frac{2\pi a}{\lambda} \varphi \leq 1. \quad (41)$$

Здесь a — радиус рассеивающей частицы, λ — длина волны излучения.

Из (40) и (41) можем получить соотношение, определяющее максимально допустимый размер входного зрачка приемника и расстояние, определяющее границу возникновения ошибок при вычислениях,

$$\rho < \frac{r\lambda}{2\pi a}. \quad (42)$$

Если принять $\lambda = 0,55$ мкм, $a = 10$ мкм, $r = 1$ м, то $\rho < 9$ мм, т. е. диаметр зрачка приемника должен быть меньше 18 мм. Для глаза это условие всегда выполняется. При экспериментальных измерениях с помощью фотометра условие (42) также должно выполняться.

Подставляя в формулу (39) значения $\Delta\omega = b/r^2$ и $dv = r^2 d\omega dr$, принимая во внимание, что $dF_r^{(2)} / b = dE_r^{(2)}$, получим

$$dE_r^{(2)} = \sigma_0 E_{L-r}^{(1)} e^{-\mu_0 r} \frac{1}{4\pi} \gamma_{0(0)} d\omega dr. \quad (43)$$

Производя интегрирование в пределах угла зрения приемника и протяженности слоя L , получим, что освещенность за счет вторичного рассеяния равна

$$E_L^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\omega_{\text{пр}}} \int_0^L E_{L-r}^{(1)} \sigma_0 e^{-\mu_0 r} \gamma_{0(0)} dr d\omega. \quad (44)$$

Вопрос о возможности перехода от формулы (44) к приближенной формуле в виду малости угла $\Delta\omega_{\text{пр}}$ также может быть решен на основании соотношения (41). Если принять $\lambda = 0,55$ мкм, $a =$

$= 10$ мкм, то предельно допустимый плоский угол зрения приемника не должен превышать $0,016$ рад.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что построение теории горизонтальной дальности видимости должно осуществляться с позиций восприятия рассеянного света глазом наблюдателя и при учете реальных параметров глаза как приемника света.

Известно, что диаметр зрачка глаза при наблюдениях в дневных условиях не превышает $3-4$ мм, а угол зрения определяется минутами, поэтому допустимость указанных ранее приближений применительно к глазу не вызывает сомнений и не приводит к ошибкам в конечных выводах.

При практических измерениях яркости дымки с помощью фотометров параметры фотометров должны быть выбраны правильно, чтобы не возникали за счет этого ошибки, связанные с несоответствием между восприятием рассеянного света фотометром и восприятием глазом.

Учитывая сказанное ранее, вместо (44) можем написать

$$E_L^{(2)} = \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \int_0^L E_{L-r}^{(1)} \sigma_0 e^{-\mu_0 r} \gamma_{0(0)} dr. \quad (45)$$

Принимая во внимание, что $\alpha_0, \sigma_0, \gamma_{0(0)}$ не зависят от переменной r , и подставляя в (45) значение $E_{0(0)}$, равное

$$E_{L-r}^{(1)} = \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r'r)} d\omega' \sigma_0 \int_r^L e^{-\mu_0(L-r)} dr,$$

получим

$$E_L^{(2)} = \left(\frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \right)^2 \sigma_0^2 \gamma_{0(0)} \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r'r)} d\omega' \int_0^L e^{-\mu_0 r} \int_r^L e^{-\mu_0(L-r)} dr. \quad (46)$$

Уравнение (46) определяет освещенность, создаваемую на зрачке глаза вторичным рассеянием первичного пучка вперед по лучу.

Решение уравнения (46), которое мы опускаем, приводит к формуле вида

$$E_L^{(2)} = \left(\frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{\sigma_0}{\mu_0} \right)^2 \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r'r)} d\omega' \gamma_{0(0)} [1 - e^{-\mu_0 L} (1 + \mu_0 L)]. \quad (47)$$

Для упрощения записи введем следующие обозначения:

$$\frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} = X; \quad \int_{4\pi} I_{0(r')} \gamma_{0(r'r)} d\omega' = B_0; \quad \mu_0 L = \tau; \quad \frac{\sigma_0}{\mu_0} = \Lambda.$$

Тогда формула (47) будет иметь вид

$$E_L^{(2)} = X^2 \Lambda^2 B_0 \gamma_{0(0)} [1 - e^{-\tau} (1 + \tau)]. \quad (48)$$

Произведя аналогичный расчет по рассмотренной ранее схеме, можем получить формулы, определяющие освещенности за счет трехкратного, четырехкратного и вообще n -кратного рассеяния. Опуская промежуточные операции, приведем конечные уравнения: для трехкратного рассеяния

$$E_L^{(3)} = X^3 \Lambda^3 B_0 \gamma_{0(0)}^2 \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2} \right) \right]; \quad (49)$$

для четырехкратного рассеяния

$$E_L^{(4)} = X^4 \Lambda^4 B_0 \gamma_{0(0)}^3 \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2!} + \frac{\tau^3}{3!} \right) \right]; \quad (50)$$

для n -кратного рассеяния

$$E_L^{(n)} = X^n \Lambda^n B_0 \gamma_{0(0)}^{(n-1)} \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2!} + \frac{\tau^3}{3!} + \dots + \frac{\tau^{n-1}}{(n-1)!} \right) \right]. \quad (51)$$

6. Уравнение яркости воздушной дымки с учетом вклада многократного рассеяния

Учитывая ранее полученные результаты, можем определить суммарную освещенность на зрачке глаза,

$$E_L = E_L^{(1)} + E_L^{(2)} + E_L^{(3)} + \dots + E_L^{(n)} + \dots \quad (52)$$

Подставляя в (52) соответствующие значения освещенностей и делая необходимые преобразования, получим

$$\begin{aligned} E_L = X \Lambda B_0 \left\{ (1 - e^{-\tau}) + X \Lambda \gamma_{0(0)} [1 - e^{-\tau} (1 + \tau)] + \right. \\ \left. + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^2 \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2!} \right) \right] + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^3 \times \right. \\ \times \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2!} + \frac{\tau^3}{3!} \right) \right] + \dots + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^{n-1} \times \\ \left. \times \left[1 - e^{-\tau} \left(1 + \tau + \frac{\tau^2}{2!} + \frac{\tau^3}{3!} + \dots + \frac{\tau^{n-1}}{(n-1)!} \right) \right] + \dots \right\}. \quad (53) \end{aligned}$$

Максимальная освещенность на зрачке, создаваемая бесконечно протяженным слоем атмосферы, будет равна

$$\begin{aligned} E_{\max} = X \Lambda B_0 [1 + X \Lambda \gamma_{0(0)} + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^2 + \\ + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^3 + \dots + (X \Lambda \gamma_{0(0)})^n + \dots]. \quad (54) \end{aligned}$$

Ряд, представленный в уравнении (54) в скобках, сходится при $X \Lambda \gamma_{0(0)} < 1$, что всегда выполняется в силу физического смысла этого

неравенства, левая часть которого определяет относительную долю рассеянного в пределах угла $\Delta\omega_{\text{пр}}$ света.

Сумма ряда при n , стремящемся к бесконечности, в этом случае равна

$$\sum = \frac{1}{1 - X \Delta \gamma_{0(0)}}. \quad (55)$$

Уравнение (54) с учетом равенства (55) будет иметь вид

$$E_{\text{max}} = X \Delta B_0 \frac{1}{1 - X \Delta \gamma_{0(0)}}. \quad (56)$$

Уравнение (53) при n , стремящемся к бесконечности, может быть преобразовано в равенство следующего вида:

$$E_L = X \Delta B_0 \frac{1}{1 - X \Delta \gamma_{0(0)}} [1 - e^{-\tau(1 - X \Delta \gamma_{0(0)})}]. \quad (57)$$

Отношение освещенностей E_L/E_{max} , равное, как было показано ранее, отношению яркостей B_L/B_{max} , определяется следующим выражением:

$$\frac{E_L}{E_{\text{max}}} = \frac{B_L}{B_{\text{max}}} = 1 - e^{-\tau(1 - X \Delta \gamma_{0(0)})}. \quad (58)$$

Возвращаясь к первоначально принятым обозначениям, окончательно будем иметь:

$$E_L = \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4 \pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \int_{4\pi} I_0(r') \gamma_{0(r',r)} d\omega' \frac{1}{1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4 \pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)}} \times \\ \times \left[1 - e^{-\frac{(\alpha_0 + \sigma_0)}{L} \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4 \pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \right) L} \right]; \quad (59)$$

$$\frac{E_L}{E_{\text{max}}} = \frac{B_L}{B_{\text{max}}} = 1 - e^{-\frac{(\alpha_0 + \sigma_0)}{L} \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4 \pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \right) L}. \quad (60)$$

Уравнение (59) определяет освещенность на зрачке глаза наблюдателя, создаваемую рассеянным светом в слое оптически однородной атмосферы протяженностью L при учете многократного рассеяния первичного пучка вперед по лучу. С учетом равенства (18) уравнение (59) определяет и яркость воздушной дымки слоя атмосферы, т. е. уравнение (59) является уточненным световоздушным уравнением.

Сравнивая уравнения (59) и (60) с аналогичными (31) и (13) выведенными при учете ослабления в соответствии с законом Бугера, мы видим, что они отличаются множителем, учитывающим вклад многократного рассеяния вперед по лучу.

Легко видеть, что результаты расчетов по формулам (59) и (60) будут существенно отличаться от расчетов по формулам (31) и (13) в тех случаях, когда значения $\gamma_{0(0)}$ будут велики, т. е. индикатриса будет сильно вытянута вперед, что возникает при наличии крупны

рассеивающих частиц. Если вклад многократного рассеяния незначителен

$$A = \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \ll 1,$$

(то мы приходим к известным формулам, полученным Кошмидером (см. формулы (11), (13), (31)).

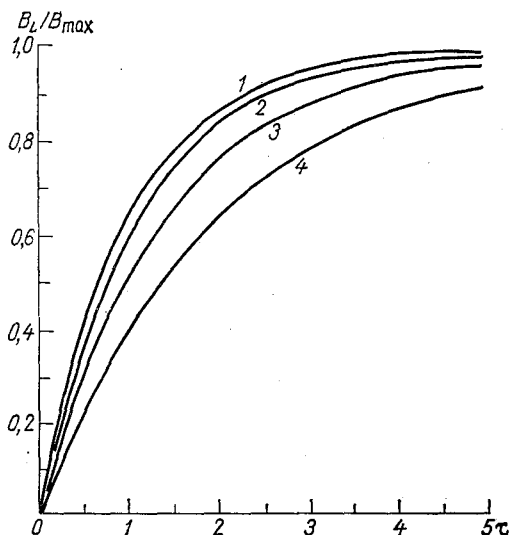


Рис. 1. Зависимость яркости воздушной дымки от оптической плотности атмосферы при различных значениях поправочного множителя (1—A).

1) по Кошмидеру, $A=0$; 2) $A=0,1$; 3) $A=0,3$;
4) $A=0,5$.

На рис. 1 представлены кривые, характеризующие изменение яркости дымки с ростом оптической плотности τ , или, что то же, расстояния L при постоянном показателе ослабления. Из рис. 1 видно, что роль многократного рассеяния может быть весьма значительна.

В поглощающей атмосфере роль многократного рассеяния уменьшается, так как A становится меньше единицы; в атмосфере только рассеивающей $A=1$.

7. Ослабление рассеянного света в атмосфере при учете вклада многократного рассеяния

Полученные ранее результаты позволяют определить вид множителя $M_{\tau\gamma}$, характеризующего степень отклонения от закона Бурра при учете ослабления рассеянного света в атмосфере.

Используя формулы (33), (31) и (53) и производя необходимые преобразования, можем вычислить значение поправочного множителя $M_{\tau\gamma}$, оно равно:

$$M_{\tau\gamma} = \frac{1}{1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)}} \frac{\left[1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0) \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \right) L} \right]}{\left(1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0) L} \right)} \quad (61)$$

Легко видеть, что при незначительном вкладе многократного рассеяния (вперед по лучу), множитель $M_{\tau\gamma}$ практически становится равным единице.

Следовательно, для учета ослабления рассеянного света в однородной атмосфере вместо формулы Бугера необходимо использовать равенство

$$E = E_0 M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}$$

или

$$B = B_0 M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} \quad (62)$$

Полученные результаты говорят о том, что использовать закон Бугера при решении задач об ослаблении света в атмосфере можно далеко не всегда, даже при относительно слабом замутнении атмосферы.

Подтвердим сказанное результатами расчета $M_{\tau\gamma}$, представленными ниже для двух значений величины A :

τ	1	2	3	4
$M_{\tau\gamma}$				
при $A=0,1$	1,04	1,07	1,09	—
при $A=0,3$	1,14	1,25	1,32	1,37

Заметим, что поправочный множитель $M_{\tau\gamma}$ получен нами для оптически однородной атмосферы, определение этого множителя для оптически неоднородной атмосферы является задачей значительно более сложной.

8. Основные уравнения дальности видимости различных объектов

Представленные выше теоретические результаты являются фундаментом уточненной теории горизонтальной дальности видимости и содержат все необходимые данные, позволяющие вывести основные уравнения дальности видимости различных объектов.

Рассмотрим некоторые случаи видимости объектов.

8.1. Метеорологическая дальность видимости. Этот случай соответствует наблюдению абсолютно черного тела на фоне максимальной (насыщенной яркости дымки. Следует заметить, что в различных работах обычно в качестве фона для этого случая наблюдения указывается небо у горизонта, однако яркость неба у горизонта далеко не всегда соответствует максимальной яркости дымки. Необходимо учитывать и то, что теория дальности видимости построена для бесконечно протяженной плоской атмосферы.

Наблюдаемый контраст абсолютно черной поверхности на фоне максимальной яркости дымки равен

$$K = \frac{B_{\max} - B_L}{B_{\max}} = \frac{E_{\max} - E_L}{E_{\max}} = 1 - \frac{E_L}{E_{\max}}. \quad (63)$$

Учитывая формулу (60) и рассматривая случай, когда контраст достигает минимального (порогового) значения $k = \varepsilon$ (где ε — порог контрастной чувствительности глаза наблюдателя), получим

$$\varepsilon = e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)} \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \right) S_M. \quad (64)$$

Решая относительно S_M , получим

$$S_M = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{(\alpha_0 + \sigma_0) \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)} \right)}. \quad (65)$$

Для атмосферы только рассеивающей имеем

$$S_M = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{\sigma_0 \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \gamma_{0(0)} \right)}. \quad (66)$$

По теории Кошмидера значение метеорологической дальности видимости определялось следующей формулой:

$$S_M^{(K)} = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{\alpha_0 + \sigma_0}. \quad (67)$$

Всегда считалось, что МДВ является однозначной характеристикой прозрачности атмосферы, или показателя ослабления $(\alpha_0 + \sigma_0)$, что и следует из формулы (67).

Полученные нами формулы (65) и (66) опровергают это мнение. Метеорологическая дальность видимости зависит не только от показателя ослабления, но и от коэффициента рассеяния под углами, близкими к 0° , отношения коэффициента рассеяния к показателю ослабления, которое в литературе иногда называют вероятностью

выживания фотона, и от угла зрения приемника, т. е. одному и тому же показателю ослабления могут соответствовать разные значения S_M .

Это утверждение полностью подтверждают результаты экспериментов, рассмотренные в статье [12].

Отношение дальностей видимости $S_M^{(K)}/S_M$ равно

$$\frac{S_M^{(K)}}{S_M} = 1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_{0(0)}. \quad (68)$$

Формула (68) определяет возможность измерения не только параметра A , но и коэффициента рассеяния вперед по лучу (0°), что не удастся сделать никакими другими способами.

8.2. Дальность видимости реального объекта на фоне максимальной яркости дымки. Освещенность на зрачке глаза при наблюдении объекта на расстоянии L , имеющего яркость $B_{об}$, равна:

$$E'_{об} = E_{об} M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} + E_L. \quad (69)$$

Освещенность, создаваемая фоном, равна $E'_\phi = E_{\text{max}}$. Контраст, который мы наблюдаем, будет

$$K = 1 - \frac{B'_{об}}{B_{\text{max}}} = 1 - \frac{E'_{об}}{E_{\text{max}}}. \quad (70)$$

После подстановки в формулу (70) соответствующих значений освещенностей и необходимых преобразований получим

$$K = e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L(1-A)} - (1 - K_{об}) M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}. \quad (71)$$

При $K = \varepsilon$ и $L = S$ имеем

$$\varepsilon = e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)S(1-A)} - (1 - K_{об}) M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)S}. \quad (72)$$

Здесь $K_{об}$ — контраст объекта, не искаженный дымкой. Решение уравнения (72) относительно S представляет определенную трудность. Значение $M_{\tau\gamma}$ (61) также должно быть определено при условии $L = S$.

Уравнение (72) показывает, что точное приборное измерение дальности видимости реального объекта на фоне максимальной яркости дымки является практически не осуществимой задачей. Возможны только приближенные измерения.

Расчеты показывают, что при $K_{об} \approx 0,9$ пренебрежение вторым слагаемым приводит к погрешностям, составляющим примерно 3%. При наблюдении слабоконтрастных объектов эти погрешности могут быть значительны.

В тех случаях, когда вклад многократного рассеяния пренебрежимо мал ($A=0$; $M_{\tau\gamma}=1$), мы приходим к известным формулам в соответствии с теорией Кошмидера:

$$K = K_{06} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} \quad (73)$$

и при $K=\varepsilon$ и $L=S$

$$S = \frac{\ln \frac{K_{06}}{\varepsilon}}{\alpha_0 + \sigma_0}. \quad (73')$$

8.3. Дальность видимости реального объекта на любом фоне при условии равенства расстояний до объекта и фона. Освещенность на зрачке глаза при наблюдении объекта определяется формулой (69). При наблюдении фона освещенность равна

$$E'_\Phi = E_\Phi M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L} + E_L. \quad (74)$$

Наблюдаемый контраст при $E_\Phi > E_{06}$ равен

$$K = \frac{E'_\Phi - E'_{06}}{E'_\Phi}. \quad (75)$$

Подставим в (75) значения наблюдаемых освещенностей и сделаем необходимые преобразования, получим

$$\frac{K_{06}}{K} - 1 = \frac{E_L}{E_\Phi M_{\tau\gamma} e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)L}}. \quad (76)$$

Подставим в (76) значения E_L из (59) и $M_{\tau\gamma}$ из (61) и, учитывая, что $E_{\max} = \chi \Delta B_0 / (1-A)$, произведем необходимые преобразования, получим

$$\left(\frac{K_{06}}{K} - 1 \right) \frac{E_\Phi}{E_{\max}(1-A)} + 1 = e^{(\alpha_0 + \sigma_0)L}. \quad (77)$$

Приняв $K=\varepsilon$ и $L=S$, решим уравнение относительно S , получим

$$S = \frac{1}{\alpha_0 + \sigma_0} \ln \left[\left(\frac{K_{06}}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{E_\Phi}{E_{\max}} \frac{1}{1-A} + 1 \right]. \quad (78)$$

Этот случай наблюдения представляет для авиации наибольший интерес, однако из формулы (78) следует, что точное определение величины S связано со значительными трудностями. Необходимо измерять следующие величины: показатель ослабления $(\alpha_0 + \delta_0)$, начальный контраст объекта K_{06} , отношение освещенностей E_Φ / E_{\max} или, что то же, яркостей B_Φ / B_{\max} и поправочный множитель $1/(1-A)$, учитывающий вклад многократного рассеяния. Если параметр $A=0$, приходим к известной формуле в соответствии с теорией Кошмидера.

Необходимо заметить, что показатель ослабления ($\alpha_0 + \sigma_0$) в формулах дальности видимости при определении дальности видимости в реальной атмосфере должен быть равен среднему значению этого показателя на дистанции, равной S .

Выведенные нами формулы дальности видимости различных объектов существенно отличаются от аналогичных формул, выведенных на основании теории Кошмидера, и вместе с тем они показывают, что проблема измерения дальности видимости является еще более сложной, чем она представлялась до настоящего времени.

При слабых помутнениях атмосферы, при условии, когда рассеяние происходит на мелких частицах, вклад многократного рассеяния незначителен и использование известных формул дальности видимости, полученных на основании теории Кошмидера, не приводит к заметным погрешностям.

При сильных помутнениях атмосферы, особенно в диапазоне дальностей видимости (менее 3 км), представляющем наибольший интерес для практической деятельности авиации, в случае рассеяния на крупных частицах, когда индикатриса сильно вытянута вперед, использование формул теории Кошмидера может приводить к значительным погрешностям, как показывают измерения, в ряде случаев достигающим 100%.

Разработанная теория горизонтальной дальности видимости с учетом вклада многократного рассеяния позволит существенно повысить точность приборных измерений дальности видимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горышин В. И. Некоторые результаты лабораторных и полевых испытаний автоматического фотометра для измерения и регистрации прозрачности атмосферы.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 213, с. 59—69.
2. Горышин В. И. Связь показаний двух приборов РДВ-2, работающих параллельно на общей измерительной базе.— «Тр. ГГО», 1976, вып. 357.
3. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. Определение метеорологической дальности видимости по контрастам удаленных объектов.— «Тр. ГГО», 1953, вып. 42.
4. Горышин В. И. Приборы и методы объективных измерений и регистрации прозрачности атмосферы. Автореф. дисс. на соискан. ученой степени. Л., ГГО 1964.
5. Бурлов Г. М. Изменчивость дальности видимости.— «Тр. НИИ ГМП» 1973, вып. 29.
6. Горышин В. И., Корниенко В. И. О репрезентивности измерений метеорологической дальности видимости фотометрами с малой измерительной базой.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 279.
7. Горышин В. И., Корниенко В. И. Некоторые результаты исследования пространственной и временной структуры поля прозрачности атмосферы.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 324.
8. Горышин В. И. О методике измерения дальности видимости при метеорологическом обслуживании авиации.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 312, с. 50—64.
9. Савиковский И. А. Отклонения от световоздушного уравнения и их влияние на измерение горизонтальной прозрачности.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 240, с. 169—181.
10. Кузнецов Е. С. Теория негоризонтальной видимости.— «Изв. АН СССР сер. геофиз. и геогр.», 1943, № 5.

11. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.-Л., ГИТТЛ, 1951.
12. Горышин В. И. Результаты экспериментальной проверки выводов усовершенствования теории горизонтальной дальности видимости. См. наст. сборник.
13. Горышин В. И., Аствацатуров С. А. Некоторые статистические характеристики изменчивости горизонтальной прозрачности атмосферы. См., наст. сборник.
14. Middleton W. E. K. Vision through the atmosphere. University of Toronto press. 1952.
15. Final Approach Visibility Studies. Final report. Prepared for air navigation Development Board (project 4—14) by Weather Bureau U. S. Department of commerce. Wash. April 1955.
16. Koschmider H. Theorie der horizontalen Sichtweite Beiträge zur Phys. der freien Atmosphäre. 1926. Bd. XII, H. 1.

В. И. Горышин

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ВЫВОДОВ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ ТЕОРИИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ

Построение теории горизонтальной дальности видимости с учетом вклада многократного рассеяния света (см. стр. 113—135) привело нас к выводу, что уточненное уравнение яркости воздушной дымки для оптически однородной атмосферы отличается от световоздушного уравнения Кошмидера наличием множителей, учитывающих вклад многократного рассеяния.

Сохраняя обозначения, принятые в ранее указанной статье, примем для упрощения записи, что

$$\frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha_0 + \sigma_0} \gamma_0(0) = A. \quad (1)$$

Тогда отношение освещенностей на зрачке приемника, создаваемых слоем дымки протяженностью L и бесконечно протяженным слоем, будет равно

$$\frac{E_L}{E_{\text{max}}} = \frac{B_L}{B_{\text{max}}} = 1 - e^{-(\alpha_0 + \sigma_0)(1-A)L}. \quad (2)$$

Соответственно дальность видимости абсолютно черной поверхности на фоне насыщенной дымки будет равна

$$S_M = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{(\alpha_0 + \sigma_0)(1-A)}. \quad (3)$$

В соответствии с теорией Кошмидера эта дальность видимости определяется формулой

$$S_M^{(K)} = \frac{\ln \frac{1}{\varepsilon}}{\alpha_0 + \sigma_0}. \quad (4)$$

Вычисляя отношение этих дальностей видимости, определяемых формулами (3) и (4), получим

$$\frac{S_M^{(K)}}{S_M} = 1 - A. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что отношение $S_M^{(K)}/S_M$ зависит от угла зрения приемника, отношения объемного коэффициента рассеяния к показателю ослабления и от коэффициента рассеяния под углами, близкими к 0° .

Если бы теория Кошмидера была верна для любых состояний атмосферы, то это отношение всегда было бы равно единице и не зависело от угла зрения приемника и коэффициента рассеяния под углами, близкими к 0° .

Рассмотрение результатов экспериментального подтверждения наличия указанных зависимостей явилось содержанием данной статьи.

Для экспериментальной проверки выводов теории нами был разработан и построен специальный фотометр с переменным углом зрения и диаметром входного зрачка. С помощью фотометра можно было измерять яркости в диапазонах 0—30, 0—100, 0—300, 0—1000, 0—3000, 0—10000 и 0—30000 кд/м² при следующих углах зрения: 2'12", 3'00", 4'24", 6'00", 7'16", 8'46", 11'42", 14'38", 22'00" и 1°57'.

Этот же фотометр позволяет измерять отношение яркостей в соответствии с формулой (2). По данным этих измерений вычислялся так называемый эффективный показатель ослабления, равный

$$\mu_{0 \text{ эф}} = (\alpha_0 + \sigma_0) (1 - A) = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{1 - \frac{B_L}{B_{\max}}}. \quad (6)$$

Измерения необходимых параметров осуществлялись следующим образом.

На дистанции 0,96 км производились непрерывные измерения показателя ослабления μ_0 и запись результата измерений на диаграммной бумаге с помощью регистратора прозрачности атмосферы с углом зрения, равным 9'. Погрешность единичного измерения $\mu_0 = \alpha_0 + \sigma_0$ не превышала 3%. Значение μ_0 вычислялось по формуле

$$\mu_0 = \frac{1}{L} \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}, \quad (7)$$

где Φ/Φ_0 — измеренная прибором прозрачность атмосферы на дистанции 0,96 км. На этой же дистанции 0,96 км производились синхронные измерения B_L . По тому же направлению измерялось значение B_{\max} . Погрешность измерения отношения B_L/B_{\max} не превышала 1,5%.

В качестве черной поверхности было использовано отверстие диаметром 1,5 м специально построенного для этих измерений абсо-

лютно черного тела, установленного рядом с прожектором регистратора прозрачности атмосферы. Для сравнения дополнительно в качестве черной поверхности был использован черный щит размером $2,4 \times 2,4$ м, наклоненный под углом 45° и установленный рядом с абсолютно черным телом.

По данным синхронных измерений вычислялись значения $S_M^{(K)}$, S_M и множителя $(1-A)$.

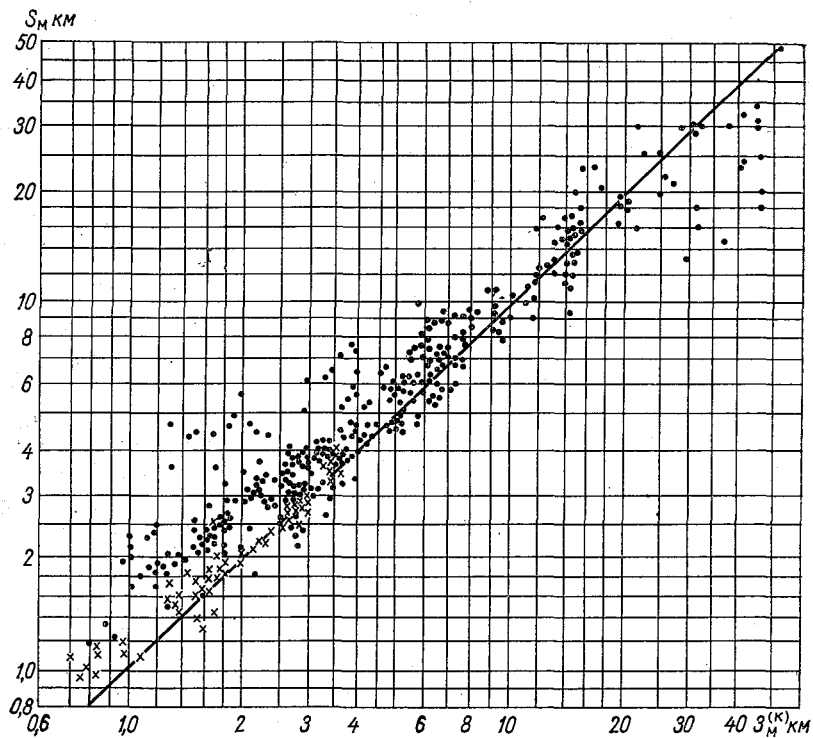


Рис. 1. Связь значений S_M и $S_M^{(K)}$, измеренных на дистанции 0,96 км.

Результаты сравнения значений $S_M^{(K)}$ и S_M представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что значения $S_M^{(K)}$, определенные по формуле (4) до 10 км почти всегда ниже значений S_M , определенных по формуле (3), и это расхождение возрастает по мере ухудшения дальности видимости.

В снегопадах, которые отмечены на рис. 1 крестиками, это расхождение проявляется значительно слабее. При высокой прозрачности атмосферы оценка дальности видимости становится неопределенной из-за сильных вариаций яркости фона, искаженной облаками на горизонте, попадающими в поле зрения прибора.

Так как вышерассмотренные данные говорят о том, что, измеряя метеорологическую дальность видимости с помощью регистра-

Таблица 1

S_M км	$S_M^{(K)}$ км	1-A	S_M км	$S_M^{(K)}$ км	1-A
2,6	2,55	0,981	3,4	2,55	0,750
3,9	2,65	0,679	3,1	2,15	0,694
3,2	2,5	0,781	2,6	1,8	0,692
3,7	2,73	0,738	2,3	1,6	0,696
3,0	2,79	0,910	2,05	1,38	0,673
3,2	2,65	0,828	1,8	1,3	0,722
3,8	3,3	0,868	1,88	1,25	0,665
3,8	2,72	0,716	1,95	1,20	0,615
3,6	2,65	0,736	1,85	1,20	0,649
2,85	2,3	0,807	1,88	1,20	0,638
2,85	2,3	0,807	1,95	1,37	0,702
3,15	2,7	0,857	2,20	1,62	0,736
3,3	2,6	0,788	2,35	1,80	0,766
4,4	3,9	0,886	2,88	2,05	0,712
5,9	4,5	0,763	2,80	2,45	0,875
6,5	4,55	0,700	3,35	2,6	0,776
6,6	4,7	0,712	3,60	2,95	0,819
5,7	5,5	0,965	3,20	2,9	0,906
6,1	5,8	0,951	3,6	1,29	0,358
3,8	2,95	0,776	3,6	1,73	0,480
3,8	3,1	0,816	4,5	1,5	0,333
3,6	2,95	0,819	5,7	1,96	0,344
3,2	2,6	0,812	6,5	3,4	0,523
3,3	2,45	0,742	6,2	2,89	0,466
5,8	4,6	0,793	5,0	2,85	0,570
5,7	5,2	0,912	5,2	3,66	0,704
6,0	5,5	0,917	6,5	4,97	0,765
7,0	6,7	0,957	7,1	5,51	0,776
6,4	5,7	0,891	6,7	5,99	0,894
4,15	3,2	0,771	7,5	5,89	0,785
3,8	2,8	0,737	6,9	5,99	0,868

тора прозрачности атмосферы, мы ее занижаем, и иногда значительно, как это видно из рис. 1, то параллельно с указанными измерениями для контроля производилась визуальная оценка дальности видимости по объектам, расстояния до которых нам были известны.

Производилась оценка, виден или не виден объект в тех случаях, когда метеорологическая дальность видимости, по Кошмидеру,

была существенно меньше расстояния до объекта наблюдения и при этом наблюдались существенные различия в значениях дальности видимости, определенных по формулам (4) и (3). Если бы значения $S_M^{(K)}$ были достоверны, то в этих условиях мы не должны видеть объекты наблюдения. Однако во всех случаях этих наблюдений оказывалось, что объекты оставались видны даже при дальности видимости $S_M^{(K)}$ значительно меньшей, чем расстояние до объекта наблюдения. Визуальная оценка дальности видимости всегда была близка к значениям S_M .

Из опыта многолетней эксплуатации приборов РДВ-2 нам было известно, что устанавливать показания прибора по результатам визуальной оценки дальности видимости, даже очень надежной, при видимости менее 2 км нельзя, так как после такой корректировки показаний прибор начинает сильно зашкаливать при высокой прозрачности атмосферы.

Таблица 2

		Угол зрения				Условия наблюдений
		2'12"	3'00"	4'24"	6'00"	
Средние значения наблюдений . .	B_L / B_{\max}	0,655	0,648	0,646	0,639	Дымка, пасмурно 4 IV 1975 г.
из 21 серии . .	S_M км	3,03	3,07	3,08	3,16	
из 27 серий . .	B_L / B_{\max}	0,512	0,530	0,550	0,585	Дымка, слабый дождь. Среднее значение $S_M^{(K)}$ на базе 0,96 км ровно 2,9 км 21 IV 1975 г.
	S_M км	4,48	4,26	4,03	3,66	

При корректировке показаний в условиях высокой прозрачности атмосферы, когда прозрачность по прибору устанавливалась равной 99%, показания прибора при видимости менее 3 км большей частью были заниженными, иногда очень сильно. Причины этого явления были неясны.

Рассмотренные нами выводы уточненной теории горизонтальной дальности видимости позволяют легко объяснить причины этих расхождений.

В процессе экспериментов были произведены сотни измерений параметра (1—A) в разнообразных метеорологических условиях. При некоторых метеоусловиях, например при слабых помутнениях атмосферы, наблюдаются значения этого параметра, близкие к единице.

При сильных помутнениях, при большой влажности, в морозящих дождях, туманах наблюдаются различные значения параметра от 1 до 0,5, а иногда и менее.

В качестве примера в табл. 1 приведены некоторые результаты подобных измерений.

Параметр (1—A) характеризует степень занижения значений дальности видимости абсолютно черной поверхности на фоне макси-

мальной яркости дымки при вычислении ее по формуле (4) по результатам измерений показателя ослабления с помощью регистратора прозрачности атмосферы.

Из табл. 1 видно, что расхождения в значениях $S_M^{(K)}$ и S_M могут достигать 100%, при чем наблюдаются они главным образом, в тех случаях пониженной дальности видимости, когда при обслуживании авиации дальность видимости требуется измерять наиболее точно и надежно.

Поскольку измерения параметра (1—А) производились при постоянном угле зрения фотометра, причина его вариаций связана с колебаниями коэффициента рассеяния $\gamma_{0(0)}$, а следовательно, спектра рассеивающих частиц.

Таблица 3

Угол зрения								
2'12"	3'00"	4'24"	2'12"	3'00"	4'24"	2'12"	3'00"	4'24"
0,478	0,520	0,554	0,500	0,560	0,586	0,524	0,540	0,557
0,508	0,551	0,570	0,529	0,536	0,547	0,548	0,551	0,570
0,514	0,546	0,567	0,531	0,527	0,555	0,582	0,621	0,611
0,486	0,528	0,547	0,440	0,451	—	0,588	0,621	0,627
0,500	0,534	0,564	0,527	0,532	0,542	0,583	0,618	0,632
0,507	0,544	—	0,525	0,524	0,535	0,414	0,417	0,440
0,538	0,548	0,564	0,500	0,513	0,543	0,338	0,445	0,451
0,518	0,545	0,554	0,509	0,528	0,546	0,457	0,457	0,462
0,538	0,523	0,553	0,507	0,515	0,541			

Для оценки зависимости результата измерений дальности видимости S_M от угла зрения фотометра нами были проведены серии измерений отношения B_L/B_{\max} при различных углах зрения. Результаты измерений представлены в табл. 2.

В табл. 2 представлены два типичных случая наблюдений. В первом случае наблюдается слабое уменьшение отношения B_L/B_{\max} и возрастание дальности видимости S_M , во втором случае — слабый рост отношения B_L/B_{\max} и уменьшение S_M .

В связи с тем что отношение B_L/B_{\max} изменяется слабо, может возникнуть предположение, что конечный результат искажен погрешностями измерений. Однако все отдельные измерения внутри серий подтверждали каждый раз одну и ту же закономерность, что говорит о надежности измерений. Это можно иллюстрировать результатами первичных наблюдений серии 22 апреля 1975 г., представленными в табл. 3, где даны значения отношения B_L/B_{\max} при различных углах зрения:

Сопоставление результатов экспериментального исследования зависимости отношения B_L/B_{\max} от угла зрения фотометра с выво-

дами теории показывает, что зависимость в данном случае более сложная, чем это следует из формулы (2).

По нашему мнению, объясняется это тем, что дифракционная часть индикатрисы значительно более сильно вытянута вперед вблизи угла, равного 0° , чем это нам представлялось.

Если значение $\gamma_{0(0)}$ в пределах рабочих углов фотометра изменяется не очень сильно, то мы наблюдаем зависимость, соответствующую первым двум строкам табл. 3. Если же рассеяние происходит на очень крупных частицах, то среднее значение $\gamma_{0(0)}$ в пределах угла зрения будет сильно уменьшаться с ростом $\Delta\omega_{\text{пр}}$ и это уменьшение должно влиять на отношение B_L/B_{max} сильнее, чем рост угла $\Delta\omega_{\text{пр}}$.

Однако эта сторона вопроса, представляющая самостоятельный интерес, нуждается в дополнительных исследованиях.

Таким образом, экспериментальные исследования подтвердили правильность выводов разработанной теории горизонтальной дальности видимости при учете вклада многократного рассеяния и показали, что разработка методики измерения дальности видимости и аппаратуры на базе новой теории позволит существенно повысить точность измерения дальности видимости на сети метеорологических станций.

Использование выводов теории дальности видимости, разработанной Кошмидером, при создании методики приборов, предназначенных для измерения дальности видимости, не может обеспечить удовлетворительную точность измерений из-за существенной неточности конечных формул этой теории применительно к различным оптическим состояниям атмосферы.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. П. Барашкова. Оценка систематических ошибок при определении излучательной способности подстилающей поверхности с помощью «излучательного» ящика	3
В. И. Горышин, С. Л. Аствацатуров. Некоторые статистические характеристики изменчивости горизонтальной прозрачности атмосферы	13
Н. Н. Виноградова. О распределении общего содержания атмосферного озона в струйных течениях с искривленными осями	28
Г. П. Гушин, М. П. Жукова. Оптические массы атмосферы и аэрозоля	32
Г. П. Гушин, Т. А. Павлюченкова, К. И. Ромашкина. Изменение размеров и количества аэрозольных частиц в вертикальном столбе атмосферы при росте помутнения	44
Г. П. Гушин, Т. А. Павлюченкова, К. И. Ромашкина. Колебания средних значений спектральной прозрачности атмосферы и аэрозоля на территории СССР	50
С. И. Зачек, В. Ф. Капустин, В. Г. Карпов, Л. В. Луцько, Д. А. Тайц. О возможностях создания актинометрических приборов на основе полупроводниковых термоэлементов	54
В. Ф. Капустин, Д. А. Тайц, В. А. Рыбин, Т. К. Ястребова. Радиационный полупроводниковый балансомер и его исследования	62
А. А. Кмит, Е. С. Анпок, В. П. Агапова, В. В. Разиньков. Пиргеллометр с термоэлектрическим охлаждением приемной поверхности	74
Е. Л. Махоткина. О выборе параметра для характеристики условий сравнения контрольных актинометрических приборов	80
Е. Л. Махоткина. Об оценке прямой солнечной радиации в отдельных участках спектра по данным об интегральном потоке	87
А. А. Мишин. Экспериментальная проверка линейности пиранометров различных типов	92
С. И. Сивков. О возможных максимальных значениях относительной суммарной радиации	101
Т. К. Ястребова. Применение корреляционного анализа к результатам сравнений разнотипных балансомеров	105
Д. В. Винокурова. Изменение прозрачности атмосферы в связи с загрязнением промышленными выбросами на примере г. Горького	110
В. И. Горышин. Теория горизонтальной дальности видимости при учете вклада многократного рассеяния	113
В. И. Горышин. Результаты экспериментальной проверки выводов усовершенствованной теории горизонтальной дальности видимости	136

Труды ГГО, вып. 384

АКТИНОМЕТРИЯ АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА ОЗОНОМЕТРИЯ

Редактор *Л. В. Царькова*. Технический редактор *М. И. Брайнина*. Корректор *Е. П. Баскакова*

ИБ № 652

Сдано в набор 18/X 1976 г. Подписано к печати 5/V 1977 г. М-20161. Формат 60×90^{1/16}. Бум. тип. № 1. Печ. л. 9,25. Уч.-изд. л. 9,46. Тираж 640 экз. Индекс МЛ-118. Заказ 89. Цена 71 коп. Гидрометеоздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Сортавальская книжная типография Управления по делам издательства, полиграфии и книжной торговли Совета Министров Карельской АССР. Сортавала, Карельская, 42.

УДК 551.508.2

Оценка систематических ошибок при определении излучательной способности подстилающей поверхности с помощью «излучательного» ящика. Барашков а Е. П. Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 3—12.

Оцениваются ошибки при определении излучательной способности образцов методом «излучательного» ящика, вызванные отклонением свойств зеркальных и черных покрытий ящика от идеальных.

Табл. 5. Илл. 3. Библ. 4.

УДК 551.591.3

Некоторые статистические характеристики изменчивости горизонтальной прозрачности атмосферы. Горышин В. И., Аствацатуров С. Л. Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 13—27.

Приведены результаты экспериментальных исследований пространственной и временной изменчивости горизонтальной прозрачности атмосферы. Дана оценка вероятности появления отклонений в показаниях двух приборов РДВ-2, разнесенных в пространстве на различные расстояния, при условии, что оба прибора расположены в зоне исследуемого явления. Приведены примеры корреляционных и взаимных корреляционных функций.

Табл. 3. Илл. 5. Библ. 5.

УДК 551.510.534

О распределении общего содержания атмосферного озона в струйных течениях с искривленными осями. Виноградова Н. Н. Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 28—31.

Рассмотрены особенности распределения общего содержания атмосферного озона в струйных течениях (СТ), проходящих через высотные ложбины и гребни. Выявлено, что в среднем в ложбинах в левой части СТ наблюдаются заметные положительные отклонения содержания озона, а в правой части — небольшие знакопеременные отклонения. В гребнях в правой части СТ наблюдаются заметные отрицательные отклонения содержания озона, а в левой части — небольшие знакопеременные отклонения.

Табл. 2. Библ. 7.

УДК 551.521+510.534.

Оптические массы атмосферы и аэрозоля. Гушин Г. П., Жукова М. П. Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 32—43.

На основании последних данных о распределении плотности воздуха с высотой произведен расчет оптической массы атмосферы в интервале высот 1—90°. Приводятся рассчитанные на ЭВМ оптические массы аэрозоля атмосферы в этом интервале высот. Для их расчета использовались существующие оптические модели атмосферного аэрозоля. Результаты расчетов сравниваются с результатами расчетов других авторов.

Табл. 5. Библ. 11.