

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

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

Выпуск

456

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ
ОПТИКА
И ОЗОНОМЕТРИЯ

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



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1983

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

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 meant for specialists working in the field of atmospheric physics.

324955

Ленинградский
Гидрометеорологический институт
БИБЛИОТЕКА
Почт. ящик 103196, Малоохтенский пр., 88

А 1903040000-039 47-81(2).
069(02)-83

© Главная геофизическая обсерватория
им. А. И. Воейкова (ГГО), 1983

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ПОПРАВОЧНОГО МНОЖИТЕЛЯ НА СКОРОСТЬ ВЕТРА К ПОКАЗАНИЯМ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАЛАНСОМЕРА М-10

В соответствии с «Руководством гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям» [6] на наземной сети станций Госкомгидромета для измерения радиационного баланса (остаточной радиации) используется термоэлектрический балансомер М-10, показания которого зависят от скорости ветра. Эта зависимость исключается при обработке показаний балансомера приведением их к штилевым условиям с помощью поправочного множителя на скорость ветра Φ_v , который равен отношению показаний балансомера при штиле к показаниям балансомера при данной скорости ветра v при неизменном значении радиационного баланса [6, 7]. Значения Φ_v для каждого балансомера определяются или в аэродинамической трубе, или в специальной ветробалан-

Таблица 1

Сравнение измеренных в ВБУ и рассчитанных значений Φ_v

v	Номер прибора									
	169		142		297		90		2797	
	$\Phi_v^И$	$\Phi_v^Р$	$\Phi_v^И$	$\Phi_v^Р$	$\Phi_v^И$	$\Phi_v^Р$	$\Phi_v^И$	$\Phi_v^Р$	$\Phi_v^И$	$\Phi_v^Р$
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
1	1,01	1,01	1,02	1,02	1,03	1,03	1,05	1,04	1,04	1,05
2	1,02	1,02	1,04	1,04	1,05	1,05	1,08	1,07	1,08	1,08
3	1,03	1,03	1,05	1,05	1,08	1,07	1,10	1,10	1,11	1,11
4	1,04	1,04	1,07	1,06	1,10	1,08	1,13	1,12	1,14	1,14
5	1,05	1,05	1,08	1,07	1,11	1,10	1,16	1,15	1,17	1,17
6	1,06	1,06	1,09	1,09	1,13	1,12	1,19	1,17	1,20	1,19
7	1,07	1,07	1,10	1,10	1,15	1,13	1,21	1,19	1,22	1,22
8	1,07	1,07	1,11	1,11	1,16	1,15	1,24	1,21	1,26	1,24
9	1,08	1,08	1,12	1,12	1,18	1,16	1,26	1,23	1,28	1,27
10	1,09	1,09	1,13	1,13	1,19	1,17	1,28	1,25	1,30	1,29
11	1,10	1,09	1,14	1,14	1,20	1,19	1,29	1,27	1,32	1,31
12	1,11	1,10	1,15	1,15	1,21	1,20	1,31	1,29	1,34	1,33
13	1,12	1,11	1,16	1,16	1,22	1,21	1,32	1,31	1,36	1,36
14	1,12	1,11	1,17	1,17	1,23	1,23	1,34	1,33	1,38	1,38
15	1,12	1,12	1,18	1,18	1,24	1,24	1,35	1,35	1,40	1,40
k	0,01375		0,0206		0,02750		0,04010		0,04583	

совой установке (ВБУ-59) [1—3]. По данным авторов [2, 4, 5], предельная погрешность определения Φ_v в аэродинамической трубе равна 0,022, в ветробалансовой установке 0,04 при всех скоростях ветра от 0 до 15 м/с. Результаты определения Φ_v включаются в поверочное свидетельство балансомера, в котором приводится таблица поправочных множителей для скоростей ветра от 0 до 15 м/с через 1 м/с.

В настоящее время вся информация наземной актинометрической сети обрабатывается в едином центре обработки с помощью ЭВМ и табличный способ представления зависимости Φ_v от v является громоздким и неудобным как для передачи информации из пункта наблюдений в центр обработки, так и для введения в ЭВМ. Более удобным для этих целей было бы аналитическое представление зависимости Φ_v от v . Для выяснения возможности аналитического представления зависимости Φ_v от v были использованы данные о значениях Φ_v для балансомеров, работавших в 1979 г. на сети.

Представление о пределах изменения Φ_v при постоянной скорости ветра для различных экземпляров балансомеров дает табл. 1, где помещены наибольшие (прибор № 2797) и наименьшие (прибор № 169) значения Φ_v по данным поверочных свидетельств 143 балансомеров.

Анализ имеющихся в нашем распоряжении данных показал, что для каждого балансомера зависимость Φ_v от скорости ветра v может быть представлена в виде

$$\Phi_v = 1 + kv^n. \quad (1)$$

Представление Φ_v в таком виде диктуется следующими исходными условиями: при $v=0$ $\Phi_v=1$; при $v>0$ $\Phi_v>1$ и монотонно растет с увеличением v . Преимущество такого вида формулы состоит в том, что, как показал численный эксперимент, показатель степени в формуле (1) может быть принят постоянным для всех балансомеров ($n=0,8$) и поправочный коэффициент Φ_v для каждого балансомера определяется только значением коэффициента k . Коэффициент k может быть рассчитан по величине Φ_v при какой-либо скорости ветра v

$$k = \frac{\Phi_v - 1}{v^n}. \quad (2)$$

Целесообразнее всего для этой цели использовать (как наибольшее) значение Φ_v при $v=15$ м/с. В этом случае

$$k = \frac{\Phi(v=15) - 1}{8,73}. \quad (3)$$

Таким образом, весь ход Φ_v при $0 \text{ м/с} \leq v \leq 15 \text{ м/с}$ может быть определен по значению Φ_v при $v=15$ м/с. По имеющимся у нас данным, величина Φ_v при $v=15$ м/с меняется от 1,12 до 1,40, ко-

эффицент k — соответственно от 0,0138 до 0,0458. Повторяемость P величин Φ ($v=15$) приводится ниже:

$\Phi(v=15)$	$P \%$	$\Phi(v=15)$	$P \%$
1,11—1,15	12,2	1,26—1,30	10,9
1,16—1,20	48,7	1,31—1,35	1,9
1,21—1,25	23,7	1,36—1,40	2,6

В табл. 1 для сравнения приведены зависимости $\Phi(v)$, рассчитанные предложенным выше методом по величине Φ_v при $v=15$ м/с (Φ_v^p) и полученные в результате измерений в ветробалансовой установке (Φ_v^u) и помещенные в поверочных свидетельствах балансомеров. Из таблицы следует, что формула (1) правильно отражает ход величины Φ_v с изменением v и что расхождение измеренных и рассчитанных значений Φ_v не превышает предельных погрешностей определения Φ_v в ветробалансовой установке.

Повторяемость разностей измеренных и рассчитанных значений поправочных множителей для всей совокупности данных (143 при-

Таблица 2

Повторяемость (%) $\Delta \Phi_v$ при измерениях в ВБУ (143 случая)

v	$\Delta \Phi_v$					
	-0,01	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04
0	—	100	—	—	—	—
1	13,3	74,1	12,6	—	—	—
2	8,4	73,4	16,1	2,1	—	—
3	5,6	58,0	28,7	7,7	—	—
4	2,1	49,0	38,4	9,1	1,4	—
5	2,8	38,4	42,0	14,7	2,1	—
6	0,7	48,3	37,0	11,9	1,4	0,7
7	1,4	28,7	51,7	14,7	2,8	0,7
8	2,1	26,6	53,8	14,0	3,5	—
9	1,4	34,3	53,1	9,1	2,1	—
10	1,4	37,8	48,2	11,9	0,7	—
11	2,1	44,1	46,1	7,0	0,7	—
12	4,2	54,5	39,2	2,1	—	—
13	—	67,1	32,2	0,7	—	—
14	3,5	82,5	14,0	—	—	—
15	—	100	—	—	—	—
0—15	3,1	57,2	32,1	6,6	0,9	0,1

(Число случаев 2288)

бора) $\Delta\Phi_v = \Phi_v^и - \Phi_v^р$ приведена в табл. 2 как отдельно для разных значений v , так и для всего диапазона v в целом. В 92 % всех 2288 случаев отклонение рассчитанных значений от измеренных не превышает $\pm 0,01$, и во всех случаях величина $\Delta\Phi_v$ находится в пределах погрешностей инструментального определения Φ_v . Наименьшие (0) значения $\Delta\Phi_v$ отмечаются на краях рассматриваемого диапазона v при $v=0$ и $v=15$ м/с, наибольшие пределы изменения $\Delta\Phi_v$ наблюдаются при $v=6...7$ м/с, что, по-видимому, связано с методом расчета.

При сравнении рассчитанных значений Φ_v с результатами измерений в аэродинамической трубе оказалось, что величины $\Delta\Phi_v$ несколько меньше и также находятся в пределах ошибок измерений (табл. 3). Результаты измерений Φ_v в аэродинамической трубе были любезно предоставлены в наше распоряжение И. А. Покровской и представляли собой средние десятикратных измерений, произведенных для 9 балансомеров в 1957 г. и для 2 балансомеров в 1979 г.

Таблица 3

Повторяемость $\Delta\Phi_v$ при измерениях в аэродинамической трубе

$\Delta\Phi_v$	Число случаев	P %	$\Delta\Phi_v$	Число случаев	P %
-0,02	6	3,6	0,00	97	58,8
-0,01	49	29,7	0,01	13	7,9

Из сказанного выше следует:

1. Зависимость поправочного множителя Φ_v от скорости ветра v может быть представлена формулой вида $\Phi_v = 1 + kv^n$ и определяется двумя параметрами: показателем степени n и коэффициентом k .

2. Показатель степени n является постоянным для всех приборов и равен 0,8.

3. Коэффициент k меняется от прибора к прибору (по имеющимся у нас данным, от 0,0138 до 0,0458). Для его определения целесообразно использовать значение Φ_v при $v=15$ м/с.

4. Точность определения Φ_v по предложенной формуле находится в пределах точности инструментального определения.

Полученные результаты могут быть использованы при обосновании методов поверки термоэлектрических балансомеров и усовершенствовании механизированных методов обработки актинометрической информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяченко П. В. Метод и аппаратура для определения поправочных множителей, учитывающих влияние ветра на показания термоэлектрических балансомеров.— Труды ГГО, 1961, вып. 116, с. 61—75.

2. Методика и результаты аттестации установки для проверки балансомеров (ВБУ-59)/— В. А. Клеванцова, М. В. Климовская, И. А. Покровская, Л. Е. Шебелина.— Труды ГГО, 1981, вып. 452.

3. Покровская И. А. Метод определения поправочных множителей, учитывающих влияние ветра на показания термоэлектрических балансомеров и эффективных пиранометров.— Труды ГГО, 1954, вып. 43, с. 9—12.

4. Покровская И. А. Оценка некоторых погрешностей при измерении термоэлектрическим балансомером.— Научные сообщения ин-та геологии и географии АН ЛитССР, 1962, т. 13, с. 87—92.

5. Покровская И. А. Погрешность проверки термоэлектрических балансомеров.— Труды ГГО, 1959, вып. 101.

6. Руководство гидрометеорологическим станциям по актинометрическим наблюдениям.— Л.: Гидрометеоздат, 1971.— 220 с.

7. Руководство по проверке метеорологических приборов.— Л.: Гидрометеоздат, 1967.— 420 с.

*Е. П. Барашкова, Т. В. Мюхжюря,
Л. Т. Халезова, Т. К. Ястребова*

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ПОВТОРЯЕМОСТЬ ДНЕВНЫХ СУММ СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ

Проведенные ранее исследования [1—4, 6—9, 11] показали, что распределение дневных сумм суммарной радиации не подчиняется нормальному закону и средние месячные значения дневных сумм не совпадают с наиболее часто повторяемыми градациями сумм. Поэтому для практического использования актинометрической информации наиболее удобным является представление совокупности данных в виде распределения повторяемости значений по градациям. Однако в литературе имеется сравнительно немного таких данных [1—4, 7—9, 11], это приводит к необходимости разработки методов оценки повторяемости на основании других характеристик дневных сумм [10].

В настоящей статье дополнительно к опубликованным ранее данным приводятся значения интегральной повторяемости для других 14 пунктов Советского Союза.

Интегральная повторяемость $P_{Q < Q^*}^i$ определяется как относительное число случаев (%) со значениями дневных сумм суммарной радиации Q менее заданного значения Q^* и равными ему. Интегральная повторяемость сумм $K_{Q > Q^*}^i$ более заданного значения Q^* определяется как $K_{Q > Q^*}^i = 100 - P_i(Q \leq Q^*)$. При расчетах P^i были использованы градации ΔQ , равные по величине. Дифференциальная повторяемость P_d может быть получена как разность значений P^i на границах заданного интервала.

В качестве исходного материала для расчета P^i послужили результаты интегрирования суточных сумм суммарной радиации Q за 10-летний период (1967—1977) в 16 пунктах, расположенных в различных климатических зонах. В итоге предварительного ана-

лиза были исключены из рассмотрения целиком данные Тянь-Шаня и Сусамыра и за отдельные месяцы данные Курска (июнь, июль), Богдарина (январь — март), Средникана (апрель), Салехарда (май). Распределение пунктов на территории СССР представлено на рис. 1. Интегрирование сумм Q осуществлялось с помощью пиранометров М-80 и интеграторов Х-603 [5]. Для оценки достоверности исходного материала использовались коэффициенты корреляции дневных сумм суммарной радиации с продолжительностью солнечного сияния за день.

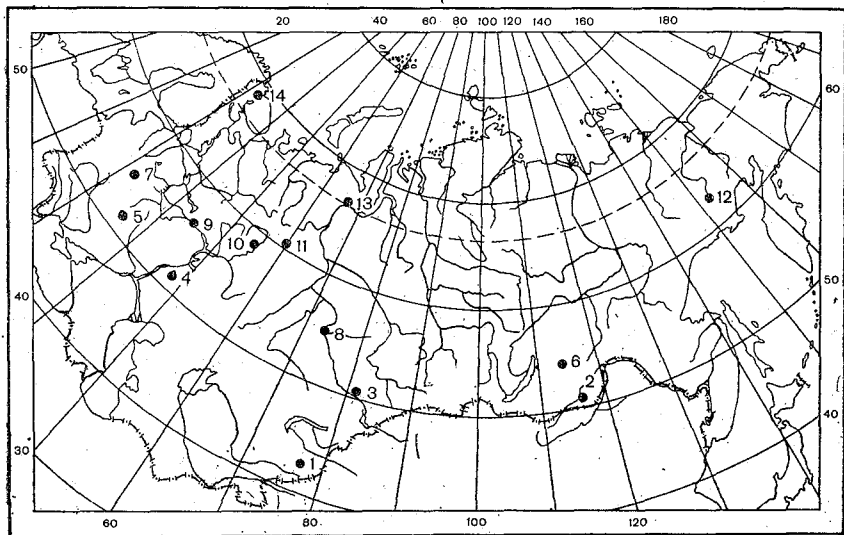


Рис. 1. Распределение пунктов наблюдений, используемых в статье, по территории СССР.

1 — Алма-Ата, 2 — Борзя, 3 — Семипалатинск, 4 — Ершов, 5 — Курск, 6 — Богдарин, 7 — Смоленск, 8 — Омск, 9 — Горький, 10 — Чермоз, 11 — Ивдель, 12 — Средникан, 13 — Салехард, 14 — Мурманск.

Полученные значения интегральной повторяемости $P_{Q < Q^*}^i$ сведены в месячные таблицы, в которых каждый столбец соответствует определенному пункту. Пункты в таблице расположены в порядке возрастания широты и отмечены соответствующими порядковыми номерами (табл. 1). Границы градаций суточных сумм даны в МДж/м² (1 МДж/м² = 23,88 кал/см²).

Из табл. 1 следует:

1. В зимние месяцы пределы изменения суточных сумм существенно уменьшаются с широтой, в силу этого происходит увеличение $P_{Q < Q^*}^i$ для заданного Q^* в более северных широтах.

2. В летние месяцы заметного различия в пределах изменения Q на разных широтах не наблюдается, сглаживается и ход повто-

Интегральная повторяемость (%) дневных сумм
суммарной радиации $P_{Q < Q^*}^i$

Q* МДж/м ²	П у н к т													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Январь														
1	1		0	2	0	—	9	2	24	25	42	69	98	100
2	5		4	10	26	—	36	25	59	71	87	98	100	
3	12	0	19	24	47	—	65	65	84	90	94	100		
4	23	5	40	45	68	—	91	88	95	96	99			
6	55	59	82	88	92	—	99	99	99	100	100			
8	88	96	99	99	100	—	100	100	100					
10	100	100	100	100										
Февраль														
1	1		1	0	2	—	1	0	3	1	1	1	25	54
2	3		1	1	14	—	12	2	16	4	12	13	60	81
3	8	0	2	3	26	—	27	6	31	20	34	42	80	93
4	13	1	6	10	36	—	41	20	47	43	59	66	92	99
6	25	4	24	27	54	—	66	51	70	81	88	93	100	100
8	42	18	49	49	70	—	84	78	84	95	99	99		
10	70	59	74	78	85	—	95	95	95	100	100	100		
12	92	83	92	91	96	—	100	100	100					
14	99	98	99	98	99	—								
16	100	100	100	100	100	—								
Март														
2	2		1	0	2	—	2	1	8	0	0	0	0	2
4	10		2	2	11	—	10	4	20	3	7	1	10	28
6	19	0	6	9	24	—	23	9	33	16	20	8	38	59
8	28	1	13	20	36	—	37	20	44	37	48	23	62	80
10	37	5	24	32	51	—	52	36	57	57	74	45	83	91
12	50	13	39	44	65	—	69	59	70	79	87	70	94	97
14	64	28	60	59	76	—	84	78	82	89	94	84	99	100
16	77	58	77	75	87	—	94	91	92	97	98	95	100	
18	90	80	91	88	96	—	98	99	99	99	100	100		
20	97	96	97	96	99	—	100	100	100	100				
22	100	99	99	100	100	—								
24		100	99			—								
26			100			—								

Q* МДж/м²	П у н к т													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

Апрель

2	1		0	0	4		0	0	1		0	—		1
4	7		2	1	10	0	4	2	4	0	5	—	0	2
6	14	0	6	4	18	2	13	7	11	10	11	—	3	6
8	20	3	9	8	26	4	21	13	18	18	22	—	8	17
10	26	4	14	13	36	9	30	20	27	27	31	—	18	31
12	31	8	19	20	48	15	39	27	36	34	43	—	31	51
14	36	12	27	27	60	28	49	38	47	43	56	—	46	67
16	41	18	36	37	69	41	58	51	60	55	66	—	64	80
18	48	29	47	49	80	57	69	67	73	74	79	—	80	90
20	57	44	59	61	86	71	79	83	84	85	88	—	91	97
22	72	60	72	76	94	84	87	93	93	93	96	—	98	99
24	86	76	86	86	98	93	92	97	98	98	97	—	100	100
26	96	91	96	93	99	98	96	99	99	100	100	—		
28	100	99	99	97	100	100	99	100	99		—	—		
30		100	100	99			100		99		—	—		
32				100					100		—	—		

Май

4	2	0	0	0	4	0	2	1	2	2	3	0	—	1
6	5	2	1	2	8	2	5	2	6	6	8	1	—	4
8	9	2	3	4	12	4	9	6	10	9	14	2	—	11
10	12	4	6	6	17	5	15	11	12	15	19	6	—	22
12	17	5	10	7	22	11	20	16	17	22	25	9	—	33
14	22	7	17	12	28	20	26	22	25	29	34	16	—	43
16	28	11	23	17	35	30	32	27	30	36	42	24	—	52
18	34	16	26	23	43	41	38	35	38	44	50	32	—	63
20	41	21	35	33	53	53	46	46	45	54	59	40	—	73
22	49	27	43	41	63	64	55	57	54	64	71	52	—	84
24	59	39	52	50	73	75	66	67	68	73	83	63	—	92
26	70	57	69	60	84	83	77	80	81	82	91	76	—	96
28	82	73	84	75	90	90	88	93	89	92	96	90	—	98
30	94	87	96	88	95	95	95	97	95	98	99	98	—	99
32	99	94	99	93	99	98	99	99	98	100	100	99	—	100
34	100	97	100	97	100	100	100	100	100			100	—	
36		99		99										
38		100		99										
40				100										

Q* М.Дж/м ²	П у н к т													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

Июнь

4	1	1	0	0	—	0	0	0	0	0	1	0	1	1
6	2	2	1	1	—	2	4	2	1	3	3	1	6	3
8	2	3	1	1	—	4	5	3	3	6	9	3	12	10
10	4	4	3	3	—	6	7	5	5	10	15	7	19	17
12	6	6	5	5	—	7	11	8	8	15	21	10	23	26
14	7	9	7	9	—	9	15	13	12	22	26	13	27	35
16	12	13	9	16	—	16	19	19	17	28	33	19	36	46
18	19	18	15	25	—	25	24	27	22	34	40	28	44	57
20	27	22	22	33	—	35	31	35	28	43	48	37	52	67
22	37	29	29	41	—	46	40	44	36	52	59	48	61	77
24	47	40	38	51	—	55	49	55	45	60	69	58	69	84
26	56	50	49	60	—	67	59	70	57	70	78	70	76	89
28	68	62	63	71	—	79	68	87	72	80	87	79	86	94
30	80	78	83	83	—	86	79	96	86	92	94	88	94	98
32	95	91	95	92	—	94	90	98	94	98	99	98	99	99
34	100	96	98	96	—	97	96	100	98	100	100	99	100	100
36		98	100	98	—	99	99		99			100		
38		100		100	—	100	100		100					

Июль

4		1	0	0	—	2	2	1	3	1	3	3	1	2
6	0	3	1	1	—	7	5	3	6	4	7	6	5	7
8	1	5	1	1	—	10	9	4	10	8	11	9	8	13
10	3	8	2	3	—	12	12	6	13	13	17	15	12	20
12	5	13	2	8	—	16	16	11	18	17	23	21	16	29
14	7	20	4	12	—	22	21	17	22	23	29	27	25	37
16	12	25	9	16	—	29	26	23	28	29	36	34	33	46
18	16	29	16	21	—	39	33	30	33	36	44	44	43	57
20	22	39	25	27	—	50	40	39	39	46	53	54	54	67
22	31	49	35	36	—	58	51	52	49	57	64	62	69	77
24	39	60	48	47	—	70	61	68	63	70	75	74	78	86
26	52	72	64	56	—	82	72	82	74	88	84	85	85	94
28	70	84	81	68	—	92	83	92	85	93	92	93	93	98
30	88	94	95	83	—	97	92	97	95	99	97	97	98	99
32	99	97	99	92	—	100	97	98	99	100	100	100	99	100
34	100	98	100	96	—		99	99	100				99	
36		99		99	—		100	100					100	
38		100		100	—									

Q*, МДж/м ²	П у н к т													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

Август

4	0	0	0	0	3	3	1	1	4	2	4	4	4	8
6	1	2	1	1	6	6	3	6	6	5	8	9	14	21
8	3	4	2	3	9	11	6	11	10	14	15	14	26	36
10	5	7	4	6	15	18	11	19	15	22	25	26	39	48
12	8	11	8	10	23	26	19	32	23	31	38	36	51	61
14	12	16	13	15	32	37	27	43	32	41	49	45	65	73
16	16	21	20	22	38	50	38	55	43	52	61	56	75	82
18	22	28	29	31	51	62	52	67	54	64	72	68	85	89
20	28	40	40	46	64	75	66	78	66	76	82	80	92	93
22	37	55	58	65	78	86	79	88	79	88	91	91	97	97
24	57	75	78	81	85	93	90	94	89	96	97	99	99	99
26	79	92	93	89	91	97	96	98	98	99	100	100	100	99
28	96	98	97	94	96	99	99	100	99	100				100
30	100	100	99	96	98	100	100		100					
32			100	99	100									
34				100										

Сентябрь

2	1		1	1	6	1	1	1	3	4	4	10	8	10
4	2	0	3	4	15	4	8	8	12	16	16	25	30	36
6	4	6	9	11	24	9	18	17	24	31	31	45	57	62
8	7	14	16	18	32	16	30	29	36	44	48	56	79	81
10	11	23	22	24	42	27	41	40	48	56	65	66	88	92
12	17	31	28	32	53	43	50	54	60	70	79	78	94	98
14	24	39	36	40	64	61	61	72	74	82	91	89	98	100
16	33	53	51	53	75	76	75	87	85	93	98	94	100	
18	50	74	71	69	90	91	90	99	94	99	100	98		
20	72	92	91	85	94	96	96	100	98	100		100		
22	90	99	99	94	98	99	100		99					
24	98	100	100	98	99	100			100					
26	100			100	100									

Октябрь

1	5		1	1	3	0	0	1	12	12	4	3	6	22
2	11		11	8	14	1	8	13	34	34	19	11	30	60
3	13	0	13	16	25	1	22	24	48	50	39	25	61	80
4	16	2	18	26	35	3	37	37	60	64	59	44	82	90

Q* МДж/м ²	П у н к т													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
6	23	7	35	44	52	16	59	57	75	83	82	74	96	99
8	29	15	50	57	66	48	74	74	85	96	95	89	100	100
10	42	35	68	71	77	74	86	89	93	100	100	98		
12	63	65	83	84	85	90	93	98	98			100		
14	80	88	94	90	94	97	97	99	99					
16	95	98	100	99	98	100	99	100	100					
18	100	100		99	99		100							
20				100	100									

Н о я б р ь

1	4		6	13	22	1	38	6	40	34	30	35	78	100
2	14	0	15	39	54	8	64	29	70	66	68	79	98	
3	22	3	19	57	72	24	80	55	85	85	89	96	100	
4	27	8	33	68	84	48	90	77	93	94	97	100		
6	47	40	60	85	94	86	98	96	100	100	100			
8	73	83	92	97	98	98	100	100						
10	92	99	100	100	100	100								
12	99	100												
14	100													

Д е к а б р ь

1	4	0	2	9	4	1	41	10	50	58	83	100	100	
2	15	1	11	35	37	38	80	52	93	97	100			
3	27	2	30	60	71	76	97	89	99	99				
4	40	8	53	80	85	90	99	98	100	100				
6	77	74	98	99	96	94	100	100						
8	99	100	100	100	100	98								
10	100					99								
12						100								

ряемости $P_{Q < Q^*}^i$ с широтой, хотя и отмечается тенденция увеличения P^i с ростом широты.

3. При общей тенденции увеличения $P_{Q < Q^*}^i$ с широтой отмечается существенное различие в значениях $P_{Q < Q^*}^i$ в пунктах, расположенных на одной широте (Борзя — Семипалатинск), так как повторяемость дневных сумм суммарной радиации связана с повторяемостью продолжительности солнечного сияния за

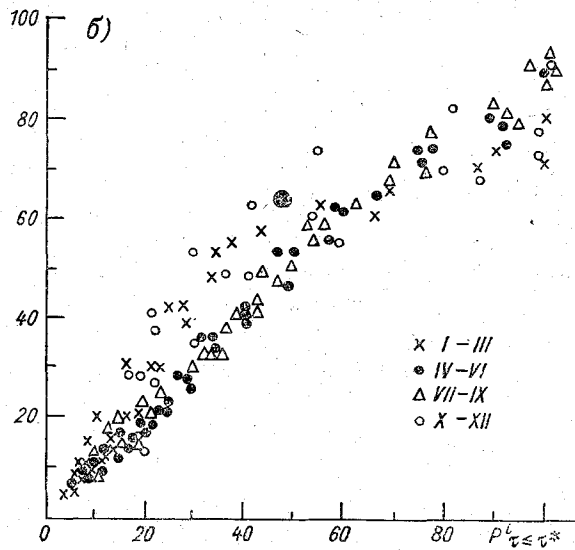
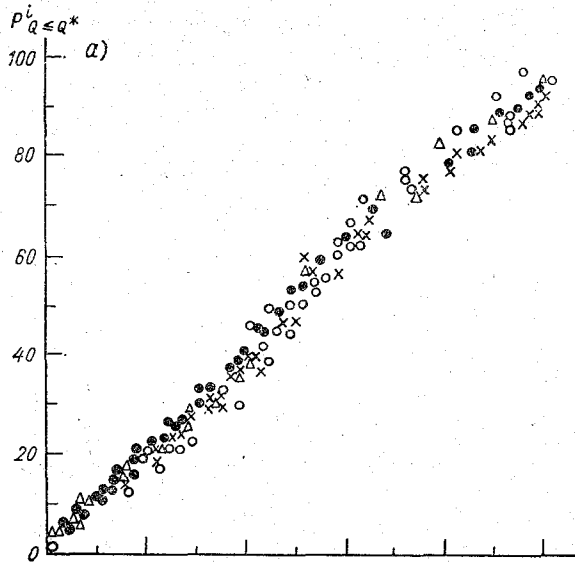


Рис. 2. Связь интегральных повторяемостей дневных сумм суммарной радиации и продолжительности солнечного сияния.

а — по наблюдениям в Семипалатинске, б — по наблюдениям в Борзе.

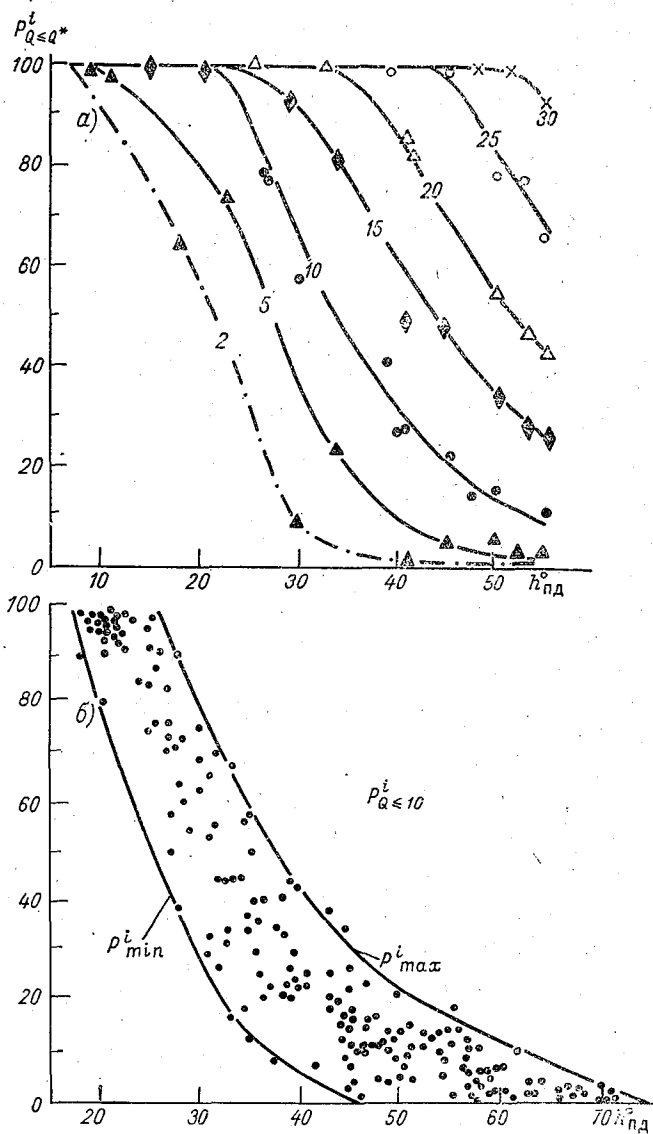


Рис. 3. Зависимость интегральной повторяемости $P_{Q \leq Q^*}^i$ от полуденной высоты Солнца на 15-е число.
 а — по наблюдениям в Омске для $Q^* = 5, 10, 15, \dots, 30$ МДж/м²;
 б — по наблюдениям в 14 пунктах для $Q^* = 10$ МДж/м².

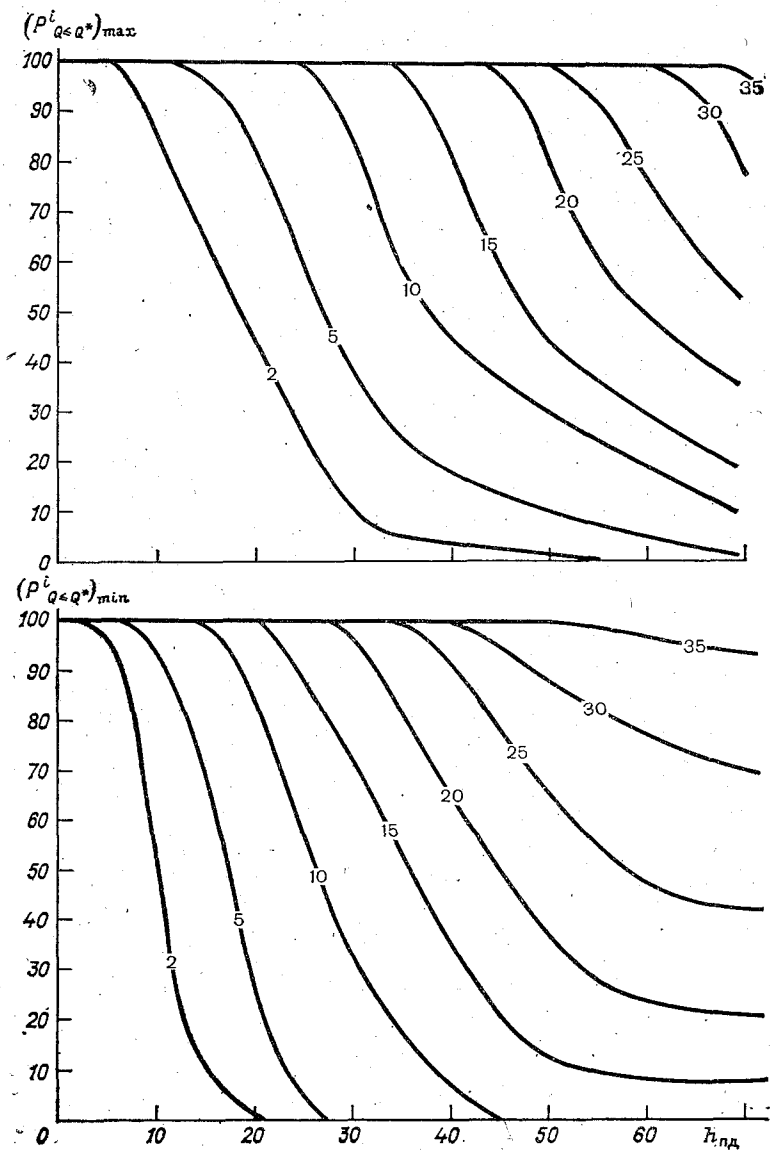


Рис. 4. Зависимость экстремальных значений повторяемости $P^i_{Q<Q*}$ от полуденной высоты Солнца на 15-е число.

день $P_{\tau < \tau^*}^i$, а характер последней определяется климатическими особенностями пункта. Пример связи повторяемости $P_{Q < Q^*}^i$ и $P_{\tau < \tau^*}^i$ представлен на рис. 2.

4. В каждом отдельном пункте вероятность появления $Q \leq Q^*$ уменьшается при переходе от зимних месяцев к летним, что является следствием увеличения пределов изменений Q вследствие изменения высоты Солнца.

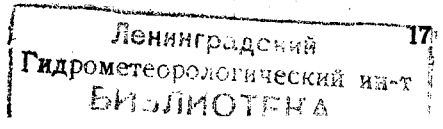
Таблица 2

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений P^i . Июнь

Пункт	Q^* МДж/м ²											
	8,4			16,8			25,1			33,5		
	P_9^i	P_p^i	Δ	P_9^i	P_p^i	Δ	P_9^i	P_p^i	Δ	P_9^i	P_p^i	Δ
1	2	3	-1	14	17	-3	51	49	2	100	100	0
2	2	6	-4	15	22	-7	43	47	-4	94	78	16
3	1	4	-3	10	21	-11	45	47	-2	98	83	15
4	1	9	-8	17	29	-12	56	54	2	94	82	12
5	8	19	-11	26	40	-14	70	61	9	92	81	11
6	4	1	3	18	31	-13	60	56	4	95	83	12
7	5	1	4	20	31	-11	54	56	-2	95	83	12
8	3	9	-6	21	31	-10	62	59	3	99	93	2
9	3	5	-2	20	25	-5	51	52	-1	98	85	13
10	7	10	-3	30	33	-3	64	64	0	100	100	0
11	10	16	-6	33	40	-7	74	66	8	99	94	0
12	4	7	-4	21	31	-10	65	60	5	99	93	6
13	14	15	-1	39	42	-3	72	71	1	100	100	0
14	10	21	-11	50	52	-2	84	77	7	100	100	0

321955

На рис. 3 а по данным для Омска приведена зависимость $P_{Q < Q^*}^i$ от полуденной высоты Солнца $h_{\text{пд}} = 90 - \varphi + \delta_{\odot}$ (φ — широта места, δ_{\odot} — склонение Солнца) для $Q^* = 5, 10, 15, 20, 25$ МДж/м². Из рис. 3 а следует, что при $Q^* = \text{const}$ начиная с некоторого значения $h_{\text{пд}}$, соответствующего переходу от $P^i = 100\%$ к $P^i < 100\%$, $P_{Q < Q^*}^i$ убывает с ростом $h_{\text{пд}}$, а увеличение Q^* при $h_{\text{пд}} = \text{const}$ приводит к увеличению $P_{Q < Q^*}^i$. Однако для всей совокупности рассмотренных пунктов однозначной зависимости $P_{Q < Q^*}^i$ от $h_{\text{пд}}$ при постоянном значении Q^* не наблюдается (рис. 3 б), величина $P_{Q < Q^*}^i$ при неизменном значении $h_{\text{пд}}$ меняется в широких пределах между двумя огибающими: P_{max}^i и P_{min}^i . Зависимость P_{max}^i и P_{min}^i от $h_{\text{пд}}$ для значений Q^* от 2 до 35 МДж/м² представлена на рис. 4.



Следует отметить, что повторяемость дневных сумм суммарной радиации, полученная ранее по данным регистрации [1—4, 7—9], находится также внутри приведенных на рис. 4 пределов. Представленная на рис. 4 зависимость P^i от $h_{\text{дд}}$ может быть использована для ориентировочной оценки интегральной повторяемости дневных сумм суммарной радиации по данным о полуденной высоте Солнца.

При наличии сведений об экстремальных и среднемесячных значениях дневных сумм для более точной оценки P^i можно использовать метод, предложенный в [10] Е. Л. Махоткиной. Отклонения рассчитанных этим способом значений P^i_p от экспериментальных P^i_3 для июня приведены в табл. 2.

Более точное представление о повторяемости дневных сумм суммарной радиации дают результаты обобщения экспериментальных данных. Поэтому для более полного удовлетворения практических запросов в дальнейшем необходимо произвести оценку значений $P^i_{Q \leq Q^*}$ для всех пунктов, располагающих необходимым объемом информации, и провести систематизацию P^i по различным климатическим зонам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашкова Е. П. Некоторые закономерности в режиме суммарной радиации. — Труды ГГО, 1959, вып. 80, с. 51—69.
2. Берлянд Т. Г. Распределение солнечной радиации на континентах. — Л.: Гидрометеоздат, 1961. — 227 с.
3. Борисова Г. В. Радиационный режим Владивостока. — Труды ГГО, 1963, вып. 139, с. 61—92.
4. Гойса Н. И. Радиационные факторы климата. — В кн.: Климат Украины/Под ред. Г. Ф. Прихотько. Л., Гидрометеоздат, 1967, с. 10—78.
5. Методические указания по измерению суточных сумм солнечной радиации с применением интегратора типа Х-603. — Л.: Гидрометеоздат, 1976.
6. Пивоварова З. И. Исследование временных рядов и структура поля солнечной радиации. — В кн.: Применение статистических методов в метеорологии. Л., Гидрометеоздат, 1971, с. 208—224.
7. Пивоварова З. И. Радиационные характеристики климата СССР. — Л.: Гидрометеоздат, 1977. — 335 с.
8. Полтараус Б. В. Суммарная солнечная радиация в Москве. — В кн.: Радиационный режим и осадки в Москве. М., Изд-во МГУ, 1967, № 2, с. 122—162.
9. Ундла И. О закономерностях изменчивости дневных сумм суммарной радиации. — Исследования по физике атмосферы, 1963, № 4, с. 94—109.
10. Характеристики распределения дневных сумм суммарной радиации/Е. П. Барашкова, Е. Л. Махоткина, Т. В. Мюхкюра, Т. К. Ястребова. — Труды ГГО, 1981, вып. 445.
11. Чижевская М. П. Закономерности суммарной радиации по наблюдениям в Воейково. — Труды ГГО, 1964, вып. 160, с. 39—53.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ОЗОНА В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ ВОЗДУХА В ПРИГОРОДЕ ЛЕНИНГРАДА ВОЕЙКОВО

В результате выполнения плана советско-американского сотрудничества в области охраны окружающей среды в рамках рабочей группы по проблеме «Влияние изменений окружающей среды на климат» в 1978—1979 гг. был произведен обмен приборами для измерения атмосферного озона между США и СССР. Советский прибор М-83, предназначенный для измерения суммарного озона [1], был направлен в США в Боулдер, а американский прибор ЕСС-005, предназначенный для измерения локальной плотности озона [8], был доставлен в СССР на полевую базу ГГО в Воейково. Результаты сравнительных измерений суммарного озона в США прибором М-83 опубликованы в работе [3].

Настоящая работа посвящена результатам измерения озона в Советском Союзе прибором ЕСС-005.

В 1978—1979 гг. в Воейково под Ленинградом проводилась регулярная автоматическая регистрация плотности озона в приземном слое воздуха с помощью электрохимического прибора ЕСС-005, который состоит из следующих основных узлов: анодной и катодной камер, воздушного насоса Комхира для отбора газовых проб, системы циркуляции чувствительного раствора, соленоидного клапанного регулятора, усилителя, источника постоянного тока, поглотителя SO_2 , озоноразрушающего фильтра, самописца.

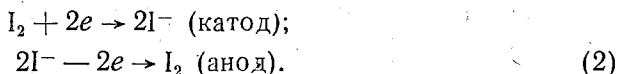
В основу метода определения плотности озона в приземном слое воздуха положена известная реакция [1, 6, 8]



которая происходит в окислительном датчике прибора. Датчик представляет собой два полированных платиновых электрода, погруженные в растворы иодида калия с различной концентрацией для катодной и анодной камер. Камеры соединены между собой ионным мостом, обеспечивающим путь ионам и задерживающим смешение катодного и анодного электролитов, что сохраняет их концентрацию. Электролит в каждой из камер содержит KV_2 и буферный раствор, причем концентрация этих химикатов одинакова в каждой половине элемента.

Датчик не требует применения для работы внешней электродвижущей силы. Разность концентраций свободных электролитов KI в разных растворах и стремление электролитов к выравниванию концентраций ионов при их соединении приводят к самопроизвольному возникновению электрического тока. ЭДС составляет 0,13В. Эта ЭДС заставляет ион I^- , находящийся вблизи анода, отдавать электроны аноду, в то время как иод забирает электроны с катода. Концентрация иода в катодной камере увеличивается путем введения в катодную камеру пузырьков воздуха, содержа-

щих озон и проходящих через электролит. При этом на катоде и аноде протекают следующие реакции:



Ток, протекающий во внешней цепи элемента, непосредственно определяет скорость превращения I_2 в I^- или I^- в I_2 . В свою очередь скорость реакции и величина тока зависят от количества озона, поступающего в катодную камеру.

Объемная концентрация озона в отобранном объеме воздуха определяется уравнением

$$N = \frac{43,07 T}{pF} i, \quad (3)$$

где i — ионный ток (мкА), F — скорость потока забираемого воздуха (мл/с) при давлении в гектопаскалях и температуре в кельвинах. Результат измерения выражается в стомиллионных долях объема озона в воздухе.

На практике элемент имеет фоновый ток i_a тогда, когда через него пропускают очищенный от озона воздух (воздух, пропущенный через озоноразрушающий фильтр). Этот ток обычно бывает меньше 0,2 мкА. Ионный ток в уравнении (3) представляет собой разность $i = i_b - i_a$, где i_b — выходной ток элемента в процессе измерения. Его величина определяется концентрацией озона и скоростью нагнетания раствора насосом, которая составляет примерно 1,2 мл/ч. Выходной ток после прохождения через усилитель регистрируется в виде сигнала на ленте самописца, которая отградуирована в 10^{-2} млн $^{-1}$. При обработке значения озона пересчитывались в мкг/м 3 , т. е. в величины плотности озона воздуха при $t = 20^\circ\text{C}$ и $p = 1000$ гПа, при этом в результате округления принималось, что 10^{-2} млн $^{-1} = 20$ мкг/м 3 .

Область рабочих температур прибора лежит в диапазоне 0—40°C. Оцениваемая погрешность измерения плотности озона составляет $\pm 5\%$ измеренного значения.

Прибор ЕСС-005 имеет три рабочих диапазона, соответствующих трем градациям плотности озона ρ_3 и соответственно выходного тока:

i_b мкА	10^{-2} ρ_3 млн $^{-1}$	или	мкг/м 3
0—2,5	0—10		0—200
0—5,0	0—20		0—400
0—10,0	0—40		0—800

При приготовлении чувствительного буферного раствора ($pH = 7,0$) для анодной и катодной камер и их промывании использовалась дистиллированная вода с удельной электропроводностью $(1...2) \cdot 10^6$ Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$ при $t = 25^\circ\text{C}$. Химикаты для приготовления чувствительного раствора использовались с высокой

степенью очистки, с квалификациями «чистый для анализа» и «химически чистый». Прибор работал в помещении при температуре 20 °С. Трубка, через которую поступал наружный воздух, сделана из тефлона, который является инертным материалом по отношению к различным химическим веществам.

Впервые в Воейково (на полевой экспериментальной базе ГГО) прибор ЕСС-005 для регистрации плотности озона в приземном слое воздуха был установлен в 1977 г. Установка и наладка прибора осуществлялись при непосредственном участии В. Комхира, сотрудника Лаборатории исследований окружающей среды в Боулдере (США).

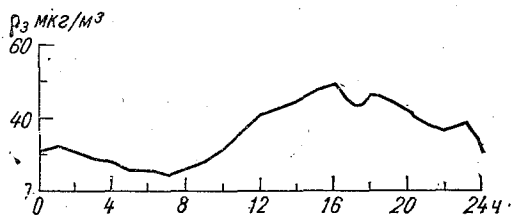


Рис. 1. Средние за каждый час значения плотности озона в приземном слое. Воейково, 1979 г.

Одна из важных задач на первом этапе работы с прибором ЕСС-005 состояла в том, чтобы определить, насколько получаемые с помощью этого прибора данные о плотности приземного озона в Воейково согласуются с аналогичными данными, полученными в других географических районах, другими авторами и другими методами [2, 4, 6, 7, 10], особенно с учетом того, что Воейково располагается вблизи (на расстоянии 14 км) крупного промышленного центра, г. Ленинграда.

Регулярные измерения плотности приземного озона в Воейково с помощью прибора ЕСС-005 были начаты в июне 1978 г. Наблюдения велись преимущественно в дневное время и эпизодически круглосуточно. Обработка данных измерений за 1978 и 1979 гг. позволила получить суточный ход плотности озона по месяцам (табл. 1), а также ее годовой ход. Кроме того, были определены средние значения плотности озона по месяцам и за год, а также их годовой ход. Дополнительно были определены средние значения плотности озона для дневного времени теплого и холодного полугодий в зависимости от направления ветра. Средняя годовая плотность озона с июня 1978 г. по июнь 1979 г. составила 34,3 мкг/м³, максимальное значение наблюдалось в мае 1979 г. В среднем значение ρ_3 в мае составило 73,6 мкг/м³ с максимумом 124 мкг/м³ (18 мая в 15—16 ч) и минимумом 4 мкг/м³ (31 мая в 0 ч). Следует отметить, что при штилях и скорости ветра не более

1 м/с наблюдались наименьшие значения плотности озона. Это согласуется с данными работ [7, 10].

Самая низкая плотность озона наблюдалась в феврале 1979 г. и в среднем за месяц составила 10,7 мкг/м³. Суточный ход плотности озона в приземном слое в среднем за год представлен на рис. 1. Из табл. 1 видно, что наибольшие суточные амплитуды плотности озона в приземном слое наблюдаются в весенне-летние месяцы.

Колебания плотности озона с сентября по март за весь период наблюдений незначительны или практически отсутствуют. В период с апреля по август наиболее высокие значения плотности озона в приземном слое наблюдаются в послеполуденное время (с 15 до 18 ч), они отстают от максимума солнечной радиации на несколько часов. Затем происходит быстрое уменьшение ее зна-

Таблица 1

Средние месячные часовые значения плотности озона в приземном слое (мкг/м³). Воейково, 1979 г., время московское

Месяц	Часы суток											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
I	20,6	20,6	20,6	21,2	21,2	21,5	21,5	21,2	22,2	21,0	20,8	20,1
II	15,6	21,2	20,3	21,7	20,0	18,4	23,6	15,2	21,7	15,0	18,8	17,0
III	35,8	32,8	36,7	35,6	33,0	33,0	32,0	31,3	31,7	35,0	34,1	36,8
IV	52,6	44,3	37,8	38,0	38,0	32,7	22,0	26,7	26,5	24,0	35,2	52,8
V	53,8	56,5	54,5	50,0	46,7	45,0	48,7	51,0	53,6	71,0	75,4	79,2
VI	31,7	31,2	28,7	25,4	25,7	24,9	26,0	34,5	38,8	38,4	45,6	52,4
VII	32,0	25,3	24,0	19,3	19,3	14,7	18,7	26,0	34,7	38,7	41,3	44,0
VIII	28,5	24,5	20,5	19,5	16,0	11,0	7,0	11,5	6,7	17,0	27,6	32,6
IX	22,5	24,7	24,5	23,7	22,5	22,8	22,0	21,8	20,3	22,5	27,1	28,9

Месяц	Часы суток											
	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
I	24,4	25,0	27,6	31,8	31,0	20,3	18,9	20,0	21,5	21,1	20,0	20,0
II	16,3	15,2	16,9	18,0	23,0	24,2	19,0	14,0	16,0	17,3	15,0	17,3
III	40,0	42,0	44,5	45,0	39,6	39,8	44,0	43,3	39,7	36,5	38,0	38,8
IV	59,6	66,8	70,4	72,4	76,0	65,4	67,3	61,3	60,0	54,6	56,0	54,0
V	82,5	87,0	91,0	88,7	95,0	95,2	82,2	79,4	69,0	52,5	52,5	44,2
VI	56,8	57,4	61,4	60,6	55,4	55,6	52,8	52,8	45,9	48,7	41,8	30,3
VII	38,7	31,0	35,0	42,0	47,4	46,7	44,6	33,3	28,7	42,0	32,7	19,3
VIII	33,7	47,3	46,0	45,0	37,3	39,0	43,3	41,5	34,0	31,0	41,0	28,5
IX	30,2	32,1	32,2	32,8	31,5	27,9	27,9	26,9	27,6	27,0	24,6	22,8

чений, в ночное время плотность меняется слабо. Возможное объяснение этой особенности суточного хода приводится в работе [9].

Низкие значения плотности озона в приземном слое в ночное время обусловлены, по-видимому, отсутствием солнечного света и возрастанием роли различных химических соединений, например окислов азота, в разрушении озона [6]. Наиболее интенсивное разрушение озона происходит в теплое полугодие за счет выделяющегося из почвы сероводорода [7]. В работе [7] приведена оценка количества сероводорода, выделяемого земной поверхностью в течение года, которое сравнимо с 1/10 общего количества разрушенного приземного озона. Там же указывается, что интенсивное разрушение озона у земли происходит при взаимодействии озона с метаном.

Таблица 2

Средние месячные значения плотности озона в приземном слое (мкг/м³) за 1978—1979 гг. Воейково

Месяц	1978 г.	1979 г.	Месяц	1978 г.	1979 г.
VI	48,8	42,8	XI	21,1	15,3
VII	42,8	42,0	XII	16,7	10,7
IX	23,6	29,6	Среднее	28,7	26,9
X	19,1	25,0			

После полуночи наблюдается вторичный максимум плотности приземного озона, который следует с интервалом в 1—3 ч за низкими значениями плотности. Этот вторичный максимум исчезает к утру, и перед восходом солнца наблюдается наименьшая плотность озона.

Согласно [9], вторичный ночной максимум чаще наблюдается в теплый период года, когда в нижних слоях воздуха в результате радиационного выхолаживания подстилающей поверхности после захода солнца развивается инверсия.

С целью определения влияния ультрафиолетовой радиации на приземный озон были выбраны 146 случаев наблюдений за плотностью озона в ясные солнечные дни и рассчитан коэффициент корреляции r между значениями плотности приземного озона за данный час и значениями эритемной радиации. Было получено, что

$$r = 0,59 \pm 0,054.$$

В табл. 2 приведены средние месячные значения плотности озона ρ_3 по данным измерений в дневное время суток (с 9 до 17 ч). Видно, что общей чертой изменения плотности озона в приземном

слое воздуха является постепенное убывание ее от июня к декабрю.

В 1963 г. П. Ф. Свистов [4] определял плотность приземного озона в Воейково с помощью нескольких химических методов: кондуктометрическим титрованием иодистого калия до и после просасывания воздуха, по разности содержания иода в иодиде калия до и после протягивания воздуха, по величине изменения водородного показателя рН или гидроксильного показателя рОН нейтрального раствора иодистого калия.

В результате было получено, что средняя плотность озона в Воейково с июня по октябрь составила 33 мкг/м³ при минимуме 3—4 мкг/м³ и максимуме 86 мкг/м³.

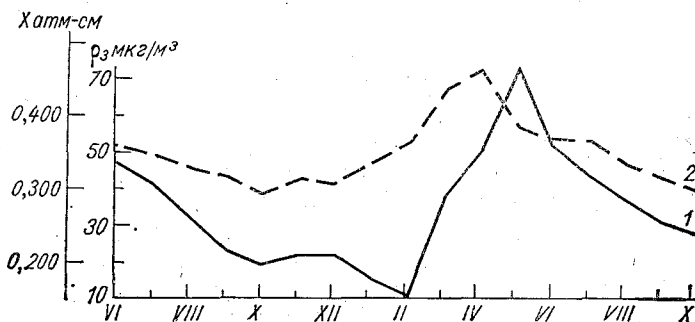


Рис. 2. Средние за месяц значения атмосферного озона в Воейково.

1 — плотность озона в приземном слое, 2 — суммарный озон.

Средняя плотность озона по нашим измерениям с помощью прибора ЕСС-005 за эти же месяцы 1978—1979 гг. составила 36 мкг/м³ при минимуме 3 мкг/м³ и максимуме 82 мкг/м³, что хорошо согласуется с данными работы [4].

На рис. 2 приведен годовой ход плотности приземного озона за 1978—1979 гг., рассчитанный по данным за дневные сроки. Там же нанесена кривая годового хода общего содержания озона за те же сроки. Из рисунка видно, что максимум общего содержания озона наблюдается в апреле, а максимум плотности озона в приземном слое — на месяц позже (в мае). Запаздывание максимума плотности приземного озона наблюдали также Х. Юнге [7], А. Х. Хргиан [6] и др.

Для того чтобы определить, насколько полученные нами данные о ρ_3 согласуются с данными, полученными в других условиях другими авторами, был построен график годового хода плотности озона в приземном слое для трех станций: Воейково, Бредкелена и Кизе (рис. 3), расположенных сравнительно близко друг от друга. Как видно из рис. 3, средние значения плотности озона на трех

станциях сравнимы между собой и обнаруживают одинаковые тенденции изменений в течение года.

Летом 1979 г. в Воейково в радиусе 15 км было зарегистрировано несколько гроз. В большинстве случаев значения плотности озона в приземном слое во время гроз мало отличались или совсем не отличались от значений, характерных для данного времени дня. На ленте самописца во время гроз наблюдались лишь небольшие кратковременные пики плотности озона, около $8-10 \text{ мкг/м}^3$ продолжительностью от 5 до 15 мин. Подобные результаты были получены в работе [11].

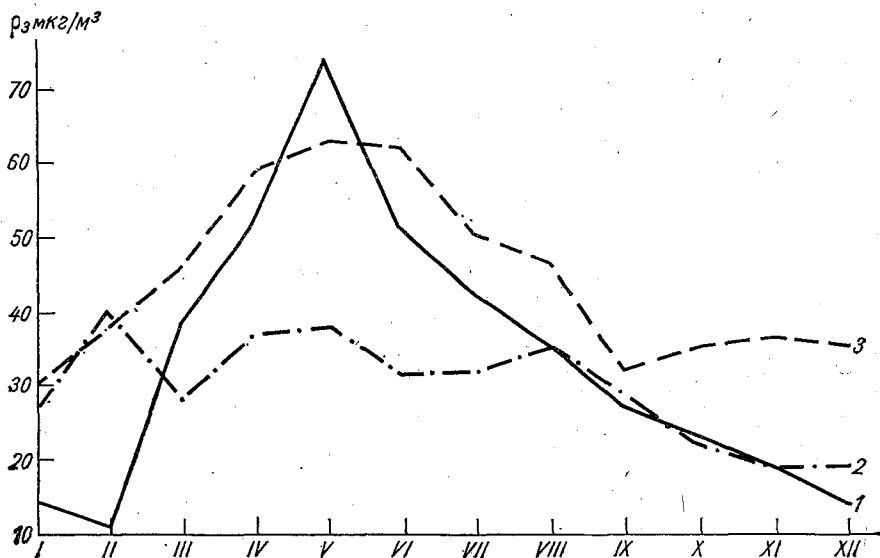


Рис. 3. Годовой ход плотности озона в приземном слое.

1 — Воейково, 1978—1979 гг., 60° с. ш.; 2 — Бредкёлен (Швеция), 1969 г., 64° с. ш.; 3 — Кизе (Норвегия), 1970—1972 гг., 61° с. ш.

В связи с малой удаленностью Воейково от Ленинграда был рассмотрен вопрос о влиянии направления ветра у земли на плотность озона в приземном слое. С этой целью был построен график (рис. 4) распределения плотности озона по румбам. Как видно из рис. 4 (кривая 3), четкой зависимости плотности озона от направления ветра нет. При западном переносе (со стороны Ленинграда) плотность озона в Воейково даже меньше, чем при ветре ЗСЗ, С и ЮЮВ румбов.

Для уточнения этого вопроса средние значения плотности приземного озона были рассчитаны по румбам отдельно за холодный (ноябрь — апрель) и теплый (май — октябрь) периоды года. Разделение на холодный и теплый периоды сделано с учетом того, что характер подстилающей поверхности в эти периоды разный.

В теплое полугодие отсутствует снежный покров и с поверхности земли выделяется, как уже отмечалось выше, CH_4 и H_2S , которые разрушают озон. На процессах образования или разрушения озона может сказаться также различная активность взаимодействия частиц жидких (летом) и твердых (зимой) осадков [5] с примесями в окружающем воздухе. Результаты такого деления на теплый и холодный периоды приведены на рис. 4 (кривые 1 и 2). Из

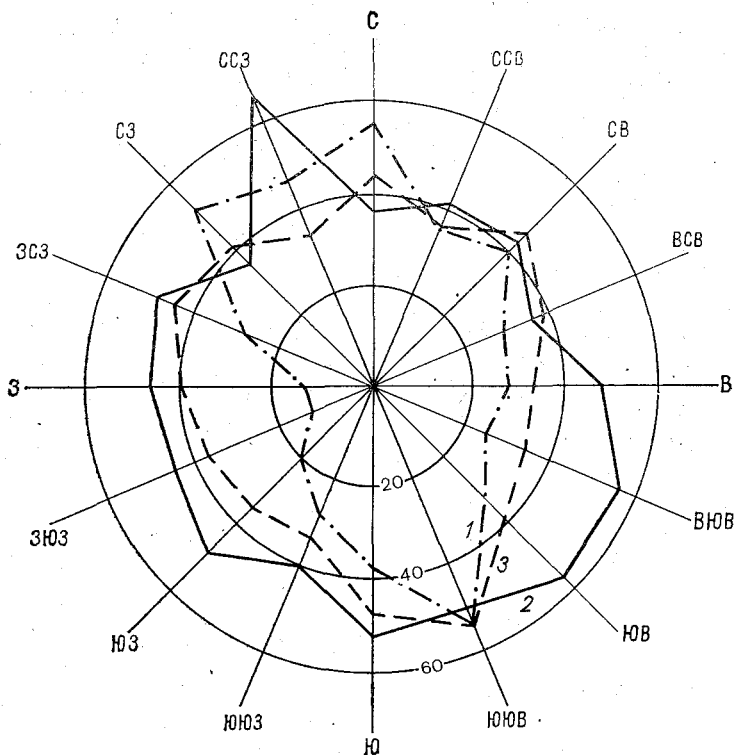


Рис. 4. Средние значения плотности озона ($\text{мкг}/\text{м}^3$) в приземном слое в зависимости от направления ветра. Воейково, 1978—1979 гг.

1 — зимний период (ноябрь—апрель), 2 — летний период (май—октябрь), 3 — весь период наблюдений.

рисунка видно, что распределения плотностей озона по румбам для двух периодов заметно различаются. Вместе с тем приведенных выше соображений недостаточно для того, чтобы объяснить, почему, например, наиболее высокие значения плотности озона в теплый период наблюдаются именно при ветре ССЗ румба и почему в холодный период роза плотностей вытянута вдоль оси ССЗ—ЮЮВ. По-видимому, для этого нужно было бы иметь данные об озоне за более длительный период и данные о химическом составе воздуха при ветрах различных направлений.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Значения и особенности суточного и годового хода плотности озона в приземном слое атмосферы в Воейково, полученные с помощью прибора ЕСС-005, согласуются с данными других авторов.

2. Средние значения плотности озона в приземном слое и их зависимость от направления ветра в теплый и холодный периоды года в Воейково различны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоздат, 1963, — 267 с.
2. Гущин Г. П. Озон и аэросинотические условия в атмосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1964. — 341 с.
3. Ковалев В. А., Ромашкина К. И., Елисеев А. А. Сравнения приборов для измерения общего содержания атмосферного озона на фоновой станции Мауна-Лоа. — Метеорология и гидрология, 1978, № 6, с. 110—113.
4. Свистов П. Ф. Измерение приземного озона в Воейково химическими методами. — В кн.: Материалы III Межведомственного совещания по атмосферному озону 21—23 мая 1963 г. Л., Гидрометеоздат, 1965, с. 84—92.
5. Химический состав атмосферных осадков на Европейской территории СССР/В. М. Дроздова, О. П. Петренчук, Е. С. Селезнева, П. Ф. Свистов. — Л.: Гидрометеоздат, 1964. — 209 с.
6. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоздат, 1973. — 291 с.
7. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. — М.: Мир, 1965.
8. Komhyr W. D. Electrochemical concentration CLLS for gas analysis Research Laboratories of the Environmental Science, Services Administration, Boulder, Colorado. Ann. Geophys., t. 25, fasc. 1, 1969, p. 203—210.
9. Samson J. Nocturnal ozone maxima. Atmospheric Environment, vol. 12, 1978, p. 951—955.
10. Pruchniewicz P. G. e. a. The distribution of tropospheric ozone from worldwide surface and aircraft observations. — In: Proceedings of the International Conference on Structure, Composition and General Circulation of the Upper and Lower Atmospheres and Possible Anthropogenic Perturbations, Melbourne. Atmospheric Environment Service, IAMEP, TORONTO, 1974, vol. 1, p. 439—451.
11. Fankhauser R. K. Ozone Levels in the Vicinity of 33 Cities. — J. of the Air Pollution Control Association, 1976, v. 26, № 8, p. 771—777.

В. И. Горышкин

НОВАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ

Если опираться на выводы известной теории горизонтальной дальности видимости Кошмидера, то для определения значения метеорологической дальности видимости (МДВ) достаточно измерить (тем или иным способом) показатель ослабления, а затем вычислить значение МДВ по формуле

$$S_m = \frac{\ln 1/\varepsilon}{\alpha}, \quad (1)$$

где S_m —МДВ, ε —порог контрастной чувствительности глаза, α —показатель ослабления.

Наиболее удобным и надежным с точки зрения инструментального определения МДВ является способ, основанный на измерении прозрачности слоя атмосферы известной длины. По результатам измерения прозрачности атмосферы вычисляется показатель ослабления

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{T} \quad (2)$$

(T —прозрачность слоя атмосферы протяженностью L), а затем по формуле (1)—МДВ. Этот способ измерения МДВ в настоящее время является основным и широко применяется на авиационных метеостанциях во всем мире. В качестве прибора, измеряющего прозрачность атмосферы, применяют фотоэлектрические фотометры-регистраторы прозрачности атмосферы, которые за рубежом называют трансмиссометрами.

Существует и другой способ определения МДВ, основанный на измерении интенсивности рассеянного атмосферой света источника. В этом случае рассеянный атмосферой свет источника измеряют под фиксированным углом, большей частью вблизи 180 или 45° , или интегрально в пределах сферы. При этом предполагают, что результат измерения рассеянного потока однозначно связан с показателем ослабления. Этот способ обладает существенным недостатком: результат измерения светорассеяния очень локализован и недостаточно тесно связан со средним значением показателя ослабления, поэтому не может обеспечить удовлетворительной точности измерения МДВ. Приборы, измеряющие светорассеяние, так называемые нефелометры применяются в тех случаях, когда требования к точности измерения МДВ невысоки.

В те годы, когда на сети метеорологических станций в различных странах широко применялись визуальные фотометры, наиболее распространенным способом определения показателя ослабления был способ, основанный на измерении яркостного контраста естественного объекта или черного тела, проектирующегося на фоне неба у горизонта. Наблюдатель с помощью визуального фотометра измерял видимый яркостный контраст, а далее, предполагая, что видимый контраст K изменяется под воздействием дымки по экспоненциальному закону

$$K = K_0 e^{-\alpha L}, \quad (3)$$

вычислял показатель ослабления и МДВ по формуле (1). Подобный способ измерения МДВ подробно рассмотрен во многих работах, в частности в [2].

Известен и другой способ определения показателя ослабления, который, в отличие от предыдущего, основан на измерении не яркостного контраста, а самой яркости воздушной дымки. В теоретической основе способа лежат два уравнения: уравнение Бугера,

определяющее закономерность изменения яркости объекта при изменении прозрачности атмосферы, и световоздушное уравнение Кошмидера

$$B_d = B_n(1 - e^{-\alpha L}), \quad (4)$$

где B_d — яркость дымки, B_n — яркость бесконечно протяжного слоя атмосферы принимаемая за яркость неба у горизонта. Уравнение (4) определяет закономерность изменения яркости воздушной дымки при изменении расстояния L и показателя ослабления α .

В соответствии с этим способом производится измерение видимой яркости поверхностей (экранов), альbedo которых известно. Возможны различные варианты измерений яркости экранов, например двух белых и двух абсолютно черных, установленных попарно на различных расстояниях, или двух абсолютно черных, установленных на разных расстояниях, или одного абсолютно черного экрана. В каждом случае по результатам измерения яркости поверхности экрана вычисляется значение показателя ослабления, а затем МДВ. Этот способ определения показателя ослабления известен давно, фактически со времени разработки Кошмидером теории горизонтальной дальности видимости, но в практике измерения МДВ он не получил распространения в силу ряда причин. Подробное описание этого способа определения показателя ослабления можно найти в работе [1].

Все рассмотренные способы инструментального определения МДВ основаны на утверждении, что применение закона Бугера для всех случаев оптического состояния атмосферы оправдано, а МДВ является однозначной характеристикой показателя ослабления или прозрачности атмосферы. Это утверждение равнозначно тому, что световоздушное уравнение (4) применимо при любом помутнении атмосферы. Теоретические и экспериментальные исследования, проведенные нами в последние годы, показали, что вышеуказанные утверждения нуждаются в уточнении.

Новая методика измерения МДВ была разработана в 1977—1978 гг., однако потребовалось значительное время для проверки методики и разработки новых современных измерительных приборов, базирующихся на этой методике. В настоящее время эта работа завершена.

Теоретическим фундаментом новой методики измерения МДВ является разработанная автором статьи усовершенствованная теория горизонтальной дальности видимости при учете вклада многократного рассеяния [3]. В соответствии с выводами этой теории МДВ, т. е. дальность видимости абсолютно черной поверхности на фоне насыщенной по яркости воздушной дымки, равна

$$S_M = \frac{\ln 1/\varepsilon}{\alpha \left(1 - \frac{\Delta \omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha} \gamma_{(0)} \right)}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta\omega_{\text{пр}}$ — телесный угол зрения приемника, σ_0 — объемный коэффициент рассеяния, $\gamma_{0(0)}$ — нормированный коэффициент рассеяния под углами, близкими к 0° .

Формула (5) показывает, что наше представление о МДВ как о равноценной характеристике прозрачности атмосферы неверно. МДВ означает только дальность видимости объекта с той разницей, что объектом наблюдения в этом случае является объект с альбедо, равным нулю.

Поскольку множитель в скобках в формуле (5) может быть равен или меньше единицы, мы можем МДВ с помощью регистраторов прозрачности атмосферы определить правильно или занижить. Эксперименты показали, что роль этого множителя становится значительной, когда измерения производятся в сильно замутненной атмосфере ($S_m < 5$ км), а рассеивающий аэрозоль крупнодисперсный ($\gamma_{0(0)}$ велико). Кроме того, результат измерения МДВ зависит от угла зрения приемного аппарата и от отношения рассеяния к ослаблению излучения, т. е. от наличия поглощения излучения в атмосфере.

На основании экспериментов было установлено, что множитель в скобках может изменяться от 1 до 0,5. Следовательно, занижение МДВ при определении ее по результатам измерения показателя ослабления (прозрачности атмосферы) может достигать в ряде случаев 100%. Факт занижения МДВ при измерении с помощью приборов РДВ был нам известен и ранее, однако причины этого явления долгое время были непонятны.

Экспериментально измерить все дополнительные величины, входящие в формулу (5), не представляется возможным, однако можно использовать связь этих параметров с другими оптическими характеристиками.

Усовершенствованная теория дальности видимости дает следующее соотношение:

$$\frac{E_L}{E_{\text{max}}} = 1 - e^{-\alpha \left(1 - \frac{\Delta\omega_{\text{пр}}}{4\pi} \frac{\sigma_0}{\alpha} \gamma_{0(0)}\right) L} \quad (6)$$

Здесь E_L — освещенность на зрачке глаза наблюдателя (приемника), создаваемая светом, рассеянным атмосферой в пределах конуса зрения с углом $\Delta\omega_{\text{пр}}$ и протяженностью L , E_{max} — освещенность на зрачке глаза при указанных ранее условиях, но при бесконечно протяженном конусе рассеивающей атмосферы.

Из формулы (6) вытекает, что знаменатель формулы (5) может быть вычислен на основании измерений отношения указанных освещенностей. Тогда рабочая формула, определяющая значение МДВ, будет равна

$$S_m = \frac{L \ln 1/\varepsilon}{\ln \frac{1}{1 - E_L/E_{\text{max}}}} \quad (7)$$

Это соотношение и легло в основу новой методики измерения МДВ.

Необходимо сделать ряд замечаний, связанных с практическим использованием этой методики. По результатам измерения отношения освещенностей на зрачке приемника мы в большинстве случаев не можем определить истинный показатель ослабления, за исключением тех случаев, когда вклад многократного рассеяния невелик. Значение угла зрения приемника и размер входного зрачка не могут быть произвольными. Идеальным случаем был бы тот, при котором эти величины были бы аналогичны таковым для осредненного глаза наблюдателя. Это требование вытекает из основных положений усовершенствованной теории дальности видимости. Для угла зрения это требование выполнимо, сделать же входной зрачок приемника равным входному зрачку глаза практически невозможно. Вопрос о допустимых размерах входного зрачка подробно рассмотрен в работе [3], здесь же отметим, что его размер зависит от дистанции L , которая будет использоваться в процессе измерений отношения освещенностей и параметров аэрозоля. Если измерения будут производиться в широком диапазоне изменения МДВ, то размер входного зрачка следует ограничить диаметром примерно 50 мм.

Новая методика измерения МДВ помимо повышения точности результата обладает и другим большим преимуществом по сравнению с методикой, основанной на измерении прозрачности атмосферы, которой мы широко пользуемся до настоящего времени. Чтобы измерить прозрачность, необходимо измерить световой поток при идеальной прозрачности атмосферы и при данном помутнении, т. е. эти два измерения разнесены во времени. Так как состояние атмосферы, соответствующее идеальной прозрачности, бывает редко, мы вынуждены считать, что начальное значение светового потока остается неизменным в промежутке между двумя поверками прибора. При возникновении погрешностей измерения или сомнения в правильности измерений мы не в состоянии произвести поверку прибора, если наблюдается плохая прозрачность атмосферы.

Измерения МДВ по новой методике не требуют предварительной регулировки прибора при высокой прозрачности атмосферы. Значения МДВ получают сразу же после измерения отношения освещенностей. Поверка прибора может осуществляться легко и надежно путем измерения отношения освещенностей, создаваемых белым экраном. В этом случае отношение должно быть равно единице. Сама шкала отношений может поверяться с помощью набора нейтральных светофильтров. Вместе с тем существует и большая трудность на пути практической реализации этой методики измерения МДВ. Она заключается в том, что абсолютные значения освещенностей на зрачке приемника изменяются в очень широких пределах, составляющих 4—5 порядков.

Другой трудностью, которую следует учитывать при практической реализации новой методики измерения МДВ, является то, что

рассеянный атмосферой свет частично поляризован, а любая оптическая система также поляризует свет. Это может привести к возникновению дополнительных погрешностей.

Таким образом, учитывая все сказанное ранее, следует сделать вывод, что применение регистраторов прозрачности для определения МДВ не перспективно, так как не позволит улучшить качество информации о МДВ.

Вместе с тем возникает вопрос, может ли методика определения МДВ, основанная на измерении видимого контраста или яркости воздушной дымки, дать правильный результат, если мы будем использовать тот теоретический фундамент методики, который представлен в работах [1, 2]. Рассмотреть этот вопрос важно еще и потому, что методика определения МДВ по результатам измерения контраста объектов применяется на сети метеостанций и в настоящее время. Принимая во внимание выводы усовершенствованной теории дальности видимости, можно сделать заключение, что при МДВ более 5 км эта методика пригодна для использования, так как вклад многократного рассеяния в этих случаях мал и расчеты по старым и новым формулам дают близкие результаты. При МДВ менее 5 км, особенно при значительных помутнениях атмосферы, формулы (3) и (4) становятся неточными и использование их при расчетах может привести к ошибочным результатам. При этих состояниях атмосферы закономерность изменения контраста описывается уравнением более сложным, чем простая зависимость, представленная формулой (3), а вместо световоздушного уравнения (4) следует использовать более сложное уравнение, приведенное в работе [3] на с. 128. При этом следует иметь в виду, что для определения МДВ недостаточно измерить только показатель ослабления.

В заключение можно отметить, что в соответствии с новой методикой измерения МДВ был разработан и построен автоматический регистрирующий фотометр, предназначенный для регистрации МДВ на аэродромах в дневное время и в сумерки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Березкин В. А. Измерение прозрачности атмосферы по яркости воздушной дымки. — Труды ГГО, 1948, вып. 11, с. 111—146.
2. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. — Л., Гидрометеоздат, 1966. — 324 с.
3. Горышин В. И. Теория горизонтальной дальности видимости при учете вклада многократного рассеяния. — Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 113—135.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПОДНИМАЕМЫХ ПРИБОРОВ СО СВЕТОФИЛЬТРАМИ

Как известно, электрохимические и хемюлюменесцентные озонзонды [2, 6, 8, 9] измеряют локальную концентрацию атмосферного озона от уровня земли до высоты максимального подъема озонозондов, которая составляет 28—32 км. В то же время известно, что слой атмосферного озона простирается до высот 70—80 км [2, 6]. Часть озонного слоя, расположенная выше 30 км, представляет не меньший интерес для геофизики, чем нижележащая часть этого слоя. Сведения об этой верхней части озонного слоя можно получить с помощью оптических озонзондов, которые измеряют суммарный озон над поднимаемым прибором.

В ряде работ [1, 2, 6, 7] описаны методы и результаты измерения вертикального распределения атмосферного озона (ВРО) с применением поднимаемых оптических приборов со светофильтрами, ориентированных на внеземное светило. При подъеме такого прибора измеряется прямая энергетическая освещенность (чаще всего от солнечного диска) в двух или нескольких участках спектра, часть из которых находится в полосах поглощения озона. В качестве подъемных средств используются радиозонды, аэростаты, самолеты или ракеты.

Для расчета ВРО (ввиду влияния эффекта Форбса) обычно применялся метод нахождения эффективных длин волн или, что то же самое, эффективных показателей поглощения озона [1, 7]. При этом во всех случаях определялось интегральное содержание озона над прибором на разных высотах и затем по полученным значениям интегрального содержания рассчитывалось ВРО.

Основными недостатками указанного метода обработки данных измерений энергетической освещенности, полученных на разных высотах, оказались:

- 1) необходимость использования только узкополосных светофильтров, поскольку в области озонного поглощения сильное искажающее влияние на измерения ВРО оказывает эффект Форбса [2]. Как известно, промышленное производство узкополосных светофильтров в области озонного поглощения не налажено, что сильно ограничивает возможности их применения для измерения ВРО;

- 2) пренебрежение влиянием аэрозольного ослабления радиации на результаты измерений ВРО, связанное с отсутствием методики по ослаблению этого влияния [1, 7];

- 3) недостаточно корректное исключение приборной функции (постоянной прибора);

- 4) недостаточно корректная и излишне громоздкая методика последовательных приближений для нахождения эффективных

длин волн в условиях наличия аэрозоля с неизвестной селективностью [1, 7].

Ниже излагается метод измерения и обработки данных об энергетической освещенности на разных высотах с целью получения ВРО, свободный от указанных недостатков.

В качестве исходного материала для расчета ВРО используются кривые зависимости энергетической освещенности в двух участках спектра: $I_1(h)$ и $I_2(h)$ (где h — высота над уровнем моря). В частности, для измерения ВРО можно использовать разработанные в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова стандартные комбинации стеклянных светофильтров, центрированных на длины волн 300 и 326 нм [4] и применяемых для наземных измерений общего содержания озона [3]. Комбинации светофильтров были разработаны из цветного оптического стекла (ГОСТ 9411—75) и состояли: 1-й светофильтр — из стекол УФС-2 (3,5 мм) и ЖС-20 (9 мм); 2-й светофильтр — из стекол УФС-2 (8,5 мм), ЖС-3 (2 мм), СЗС-21 (1 мм) и СС-4 (1 мм).

На высоте h энергетическая освещенность, измеряемая поднимаемым прибором в области 1-го светофильтра, равна

$$I_1(h) = C_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda_1} I_{\lambda}(h) d\lambda. \quad (1)$$

Аналогичная величина в области 2-го светофильтра равна

$$I_2(h) = C_2 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda_2} I_{\lambda}(h) d\lambda. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) C_1 и C_2 — приборные функции, зависящие от конструкции прибора, высоты над уровнем моря, температуры и других факторов; λ_1 , λ_2 , λ_3 и λ_4 — граничные значения длин волн спектральной чувствительности прибора ω_{λ_1} и ω_{λ_2} в области 1-го и 2-го светофильтров.

Спектральная плотность энергетической освещенности I_{λ} , вызываемая прямым солнечным светом в рассматриваемой области спектра, согласно закону Бугера равна

$$I_{\lambda}(h) = I_{\lambda_0} 10^{-(\mu \Omega_h \alpha_{\lambda} + m \beta_{\lambda, h} + m_1 \delta_{\lambda, h})}, \quad (3)$$

где I_{λ_0} — спектральная плотность энергетической освещенности на верхней границе атмосферы; μ , m и m_1 — оптические массы озона, атмосферы и аэрозоля соответственно; Ω_h — интегральное содержание атмосферного озона над уровнем h , α_{λ} — показатель поглощения озона, $\beta_{\lambda, h}$ — оптическая плотность рэлеевского рассеяния атмосферы над уровнем h , $\delta_{\lambda, h}$ — оптическая плотность атмосферного аэрозоля над уровнем h .

Величина $\beta_{\lambda, h}$ связана с показателем рэлеевского рассеяния всей атмосферы соотношением

$$\beta_{\lambda, h} = \beta_{\lambda} \frac{P_h}{P_0}, \quad (4)$$

где P_h и P_0 — давление атмосферы на высотах h и 0 м. Если в период измерений на данной высоте h используется одно и то же устройство для усиления сигналов при применении обоих светофильтров, не изменяется телесный угол и наводка прибора на солнечный диск, то приборные функции C_1 и C_2 равны друг другу.

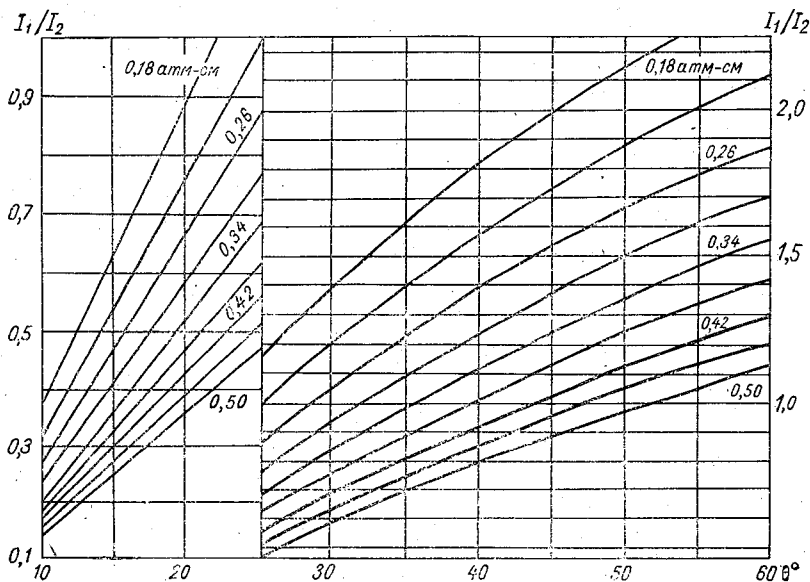


Рис. 1. Озонная номограмма.

При соблюдении указанных условий расчет интегрального содержания озона над уровнем h производится с помощью выражения, полученного путем деления соотношения (1) на соотношение (2) с применением равенства $C_1 = C_2$:

$$\frac{I_1(h)}{I_2(h)} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{\lambda_1} I_{\lambda}(h) dh}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{\lambda_2} I_{\lambda}(h) dh}. \quad (5)$$

Соотношение (5) связывает между собой величины $I_1(h)/I_2(h)$, Ω_h и угловую высоту центра солнечного диска θ .

Из выражения (5) с помощью ЭВМ рассчитывается озонная номограмма, позволяющая быстро определить значение Ω_h по от-

ношению $I_1(h)/I_2(h)$ и величине θ . В качестве примера на рис. 1 показана такая номограмма для $h=0$ км, применяемая для расчета общего содержания атмосферного озона [4].

Перед подъемом прибора рассчитывается ряд озонных номограмм для разных h . Не исключается, однако, применение таких программ, которые позволяют с помощью выражения (5) рассчитывать на ЭВМ ВРО без непосредственного построения озонных номограмм.

Для расчета комплекта озонных номограмм для разных высот необходимы значения относительных спектральных чувствительностей данного прибора w_{λ_1} и w_{λ_2} . Измерение спектральной чувствительности прибора производится в лабораторных условиях на специальной установке, снабженной источником ультрафиолетового

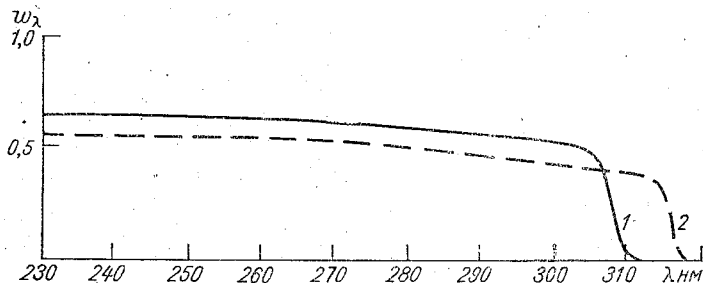


Рис. 2. Спектральная чувствительность озонометрического прибора с отрезными светофильтрами.

1 — первый светофильтр, 2 — второй светофильтр.

излучения и монохроматором, предварительно откалиброванным в ультрафиолетовой области спектра по радиационному термомоменту с черной приемной поверхностью. Основной особенностью измерения спектральной чувствительности является неизменность положения озонометрического прибора по отношению к выходной щели упомянутой установки в период измерения w_{λ_1} и w_{λ_2} . Измеренная таким образом спектральная чувствительность прибора зависит от пропускания светофильтров и спектральной чувствительности фотоэлемента, но для принятой методики не требуется отдельных измерений этих компонентов.

Преимущества предлагаемого метода расчета ВРО по сравнению с другими методиками расчета становятся понятными при анализе выражения (5).

Как видно из выражения (5), для измерения ВРО отпадает необходимость в применении узкополосных светофильтров и в учете ширины спектрального интервала. В достаточной степени это обстоятельство проверено при наземных и самолетных измерениях суммарного озона с помощью интегрального метода [5]. Более того, измерение ВРО вполне возможно производить односторон-

не режущими светофильтрами, создающими спектральные чувствительности прибора, схематически показанные на рис. 2. В этом случае в выражение (5) подставляются значения ω_λ , показанные на рис. 2, а значения λ_1 и λ_3 берутся равными 230 нм, поскольку солнечная радиация более коротких длин волн не достигает уровня 30 км [2].

Влияние ослабления радиации аэрозольным слоем атмосферы на величину Ω_h в значительной степени ослабляется тем, что в предлагаемом методе расчета с самого начала используются не сами значения $I_1(h)$ и $I_2(h)$, а их отношение $I_1(h)/I_2(h)$.

Приборная функция S при условии определения спектральной чувствительности ω_λ в области двух светофильтров с одной установкой и при неизменности геометрии озонметрического прибора исключается из выражения (5).

Отпадает необходимость в расчете эффективных длин волн, поскольку интегральное выражение (5) учитывает эффект Форбса.

В случае подъема нетермостатированного озонметрического прибора в показания этого прибора вводится температурная поправка, подобная той, которая вводится при использовании наземных озонметрических приборов [2, 3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Большакова Л. Г. Учет влияния ширины спектрального интервала при измерении вертикального распределения озона в атмосфере.— В кн.: Проблемы атмосферной оптики. Л., Изд-во ЛГУ, 1979, с. 40—63.
2. Гуцин Г. П. Исследование атмосферного озона.— Л.: Гидрометеоздат, 1963.— 267 с.
3. Гуцин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.— 65 с.
4. Гуцин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей.— Л.: Гидрометеоздат, 1972.— 53 с.
5. Гуцин Г. П. К методике измерения общего содержания атмосферного озона на мировой сети станций.— Труды ГГО, 1978, вып. 406, с. 63—75.
6. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона.— Л.: Гидрометеоздат, 1973.— 291 с.
7. Kobayashi J., Kuozuka M., Muramatsu H. On various methods of measuring the vertical distribution of atmospheric ozone (1)—Pap. Met. and Geophys., 1966, 166, vol. 17, N 2, p. 76—96.
8. Ozone ozonde Observations 1962—1966 (vol. 1)/Edited by W. D. Komhyr, P. R. Sticel. Essa Technical Report ier 51-IAS1, Boulder, Colorado, 1967.—328 p.
9. Regener V. H. Measurement of Atmospheric ozone with the Chemiluminescent Method.— J. Geophys. Res., 1964, vol. 69, N 18, p: 3795—3800.

**ПРОЗРАЧНОСТЬ АЭРОЗОЛЬНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ
В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА
В РАЙОНЕ ЭЛЬБРУСА**

В районе Эльбруса в 1958 г. производились измерения оптической плотности аэрозоля (по вертикали) в видимой области спектра [2]. В 1939—1940 гг. измерялась прозрачность лишь тропосферного воздуха на наклонной трассе в ультрафиолетовой (УФ) области спектра [10]. Оптическая плотность аэрозоля (десятичная) в ультрафиолетовой области спектра в районе Эльбруса измерялась одним из авторов в 1955 г. [2], причем на двух длинах волн: $\lambda_1 = 368$ нм и $\lambda_2 = 411,5$ нм (рис. 1).

В работе [1] приводятся сведения о вариациях оптической плотности аэрозоля для $\lambda = 313$ нм и $\lambda = 328,5$ нм, но сами значения оптической плотности не приводятся.

В работе [10] отмечалось, что прозрачность тропосферного воздуха на наклонной трассе имеет сильно выраженную селективность в УФ области спектра. Несколько позже эта особенность спектральной прозрачности тропосферного воздуха была распространена на оптическую плотность всей атмосферы для интерпретации эффекта «аномальной прозрачности» [7]. В то же время известно, что оптические свойства аэрозоля в вертикальном столбе атмосферы, с одной стороны, и на горизонтальных или наклонных трассах, с другой стороны, различны между собой ввиду различия в температурных, влажностных и других условиях. Кроме того, для теоретического объяснения эффекта аномальной прозрачности потребовалось наличие в атмосфере очень сильной селективности аэрозольного ослабления в ультрафиолетовой области спектра. Мерой селективности является разность оптических плотностей или, что то же самое, показателей аэрозольного ослабления атмосферы в двух участках спектра $\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}$. Значения указанных разностей, необходимых для выполнения эффекта аномальной прозрачности по результатам расчетов, приведенным в работе [7], даны ниже при $\lambda_2 = 326$ нм

λ_1 нм	295,0	302,1	312,5
$(\delta_{\lambda_2})_{\text{теор}}$	0,164	0,670	1,710
$\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}$	-0,154	-0,690	-1,700

С помощью значений $\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}$ легко найти наименьшее значение δ_{λ_2} , если известно минимальное значение δ_{λ_1} . Для этого используется формула

$$\delta_{\lambda_2} = \delta_{\lambda_1} - (\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}). \quad (1)$$

При расчете по формуле (1) принималось, что в горных условиях минимальное значение δ_{λ_1} в области 295—312,5 нм было равно 0,010, что соответствует атмосфере, близкой к релейской.

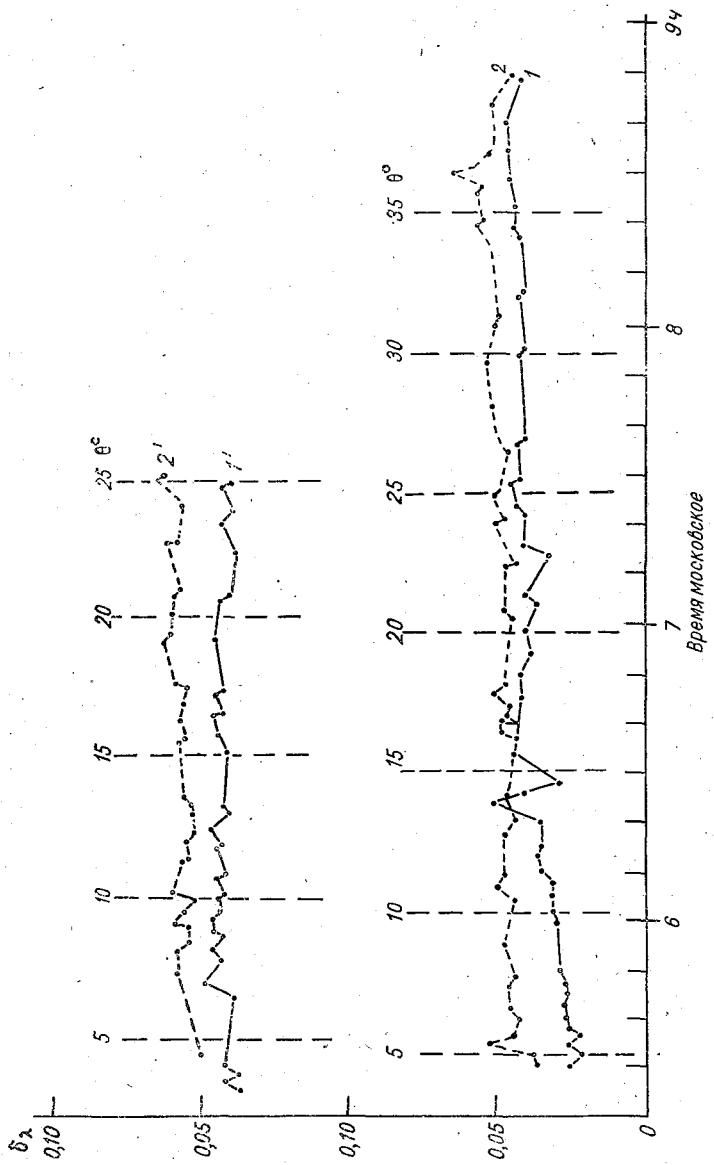


Рис. 1. Оптическая плотность аэрозоли атмосферы в районе Эльбруса (горная астрономическая Станция).
 1 и 1') $\lambda=411,5$ нм; 2 и 2') $\lambda=368$ нм; 1 и 2) 2 августа 1955 г.; 1' и 2') 5 августа 1955 г.

Из приведенных выше данных видно, что для выполнения эффекта аномальной прозрачности требуются существенно разные для различных пар длин волн значения теоретических оптических плотностей атмосферы при $\lambda_2=326$ нм, хотя они были получены в один и тот же промежуток времени. Кроме того, теоретические значения $\delta_{\lambda_2=326}$ соответствуют наличию плотной дымки или тумана, которые в действительности не имели места в период наблюдений эффекта аномальной прозрачности.

Таблица 1

Оптическая плотность аэрозоля δ_λ . Пик Четет, 3150 м, 1971 г.

θ°	$\delta_{\lambda_2=326}$	$\delta_{\lambda_2=344}$	θ°	$\delta_{\lambda_2=326}$	$\delta_{\lambda_2=344}$
12 сентября			13 сентября		
6,1	0,028	0,032	7,7	0,048	0,050
6,2	0,033	0,032	7,9	0,052	0,054
15,2	0,055	0,055	8,2	0,048	0,050
14,4	0,055	0,060	8,5	0,045	0,047
15,8	0,051	0,050	8,9	0,048	0,048
17,8	0,042	0,050	9,2	0,040	0,041
19,0	0,041	0,044	9,6	0,045	0,047
20,5	0,039	0,043	10,0	0,045	0,047
21,0	0,037	0,043	10,5	0,041	0,043
23,0	0,036	0,043	10,9	0,044	0,046
32,5	0,031	0,040	11,5	0,044	0,046
33,2	0,033	0,047	12,2	0,044	0,046
13 сентября			12,8	0,056	0,054
6,5	0,047	0,044	13,2	0,052	0,052
6,7	0,045	0,049	22,0	0,044	0,051
6,9	0,040	0,045	23,0	0,052	0,054
7,2	0,048	0,048	24,8	0,056	0,058
7,5	0,049	0,050	26,0	0,052	0,058

Учитывая, что на Эльбрусе не проводились измерения оптической плотности атмосферы в ультрафиолетовой области спектра и что по-прежнему актуален вопрос об интерпретации эффекта аномальной прозрачности, нами были произведены измерения указанной оптической плотности, результаты которых приводятся в настоящей статье. Измерение оптической плотности аэрозоля производилось с помощью фильтрового прибора М-83, описание которого и методика измерений опубликованы в [4].

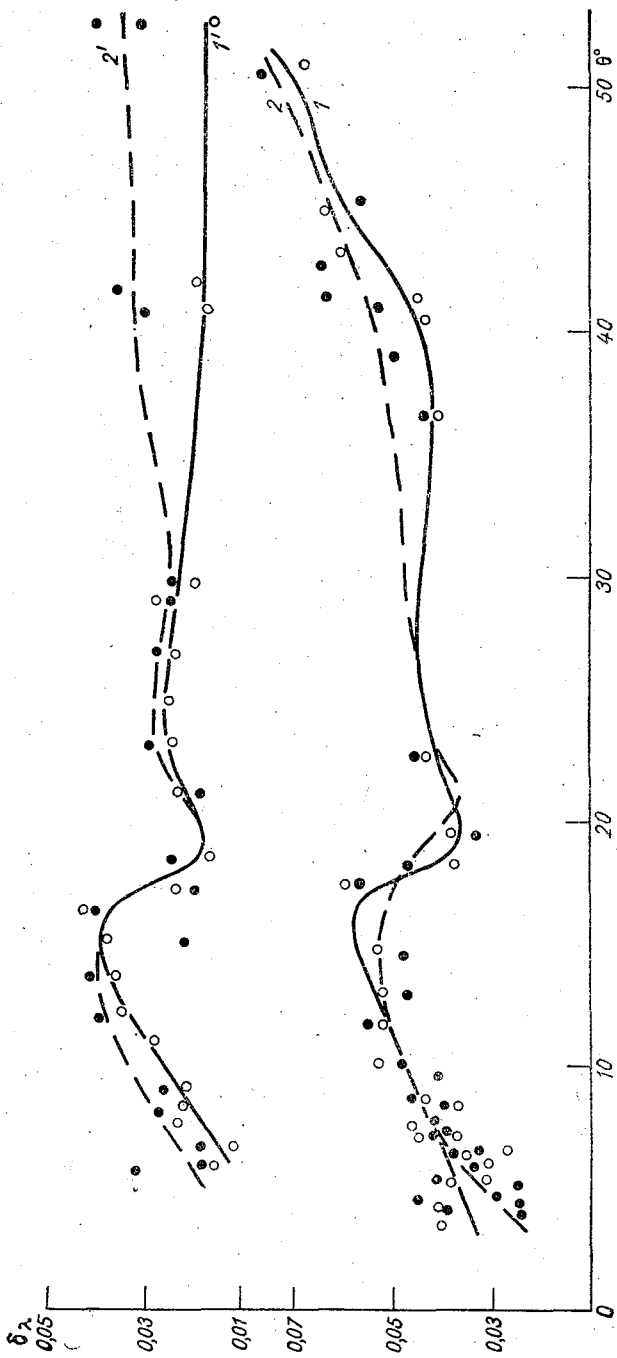


Рис. 2. Оптическая плотность аэрозоля атмосферы в районе Эльбруса (Терскол).
 1 и 2) 5 сентября 1971 г.; 1' и 2') 3 сентября 1971 г.; 1 и 1') $\lambda = 326$ нм; 2 и 2') $\lambda = 344$ нм.

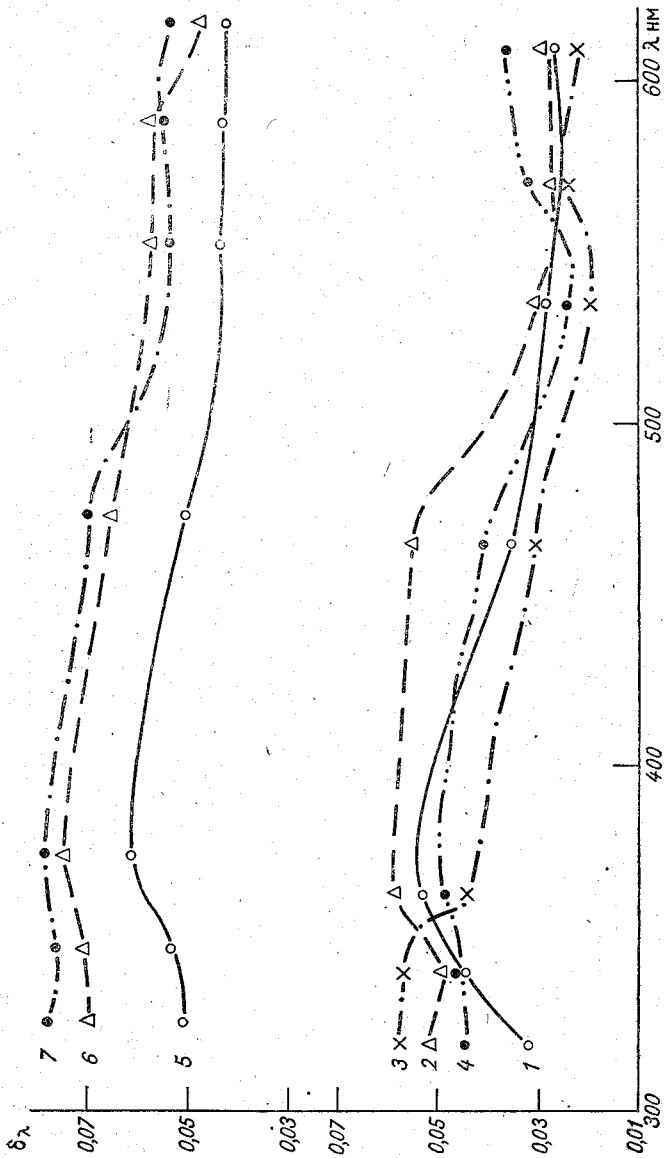


Рис. 3. Оптическая плотность аэрозоли атмосферы в зависимости от длины волны в Терсколе 5 сентября 1971 г. (1, 2, 3 и 4) и на пике Чегет 10 сентября 1971 г. (5, 6 и 7) при различных θ .
 1) 5,9°; 2) 10,0°; 3) 16,2°; 4) 37,5°; 5) 6,7°; 6) 10,5°; 7) 12,5°.

Результаты измерений оптической плотности аэрозоля в ультрафиолетовой области спектра, произведенных авторами на Эльбрусе в 1971 г., приведены в табл. 1, а также на рис. 2 и 3. Измерения производились в районе Эльбруса из следующих пунктов: горная астрономическая станция (высота 2000 м), Терскол (высота 2000 м), пик Чегет (высота 3150 м).

Как видно из табл. 1 и рис. 1—3, значения оптической плотности аэрозоля в ультрафиолетовой области спектра при отсутствии облачности на диске Солнца колебались на Эльбрусе в пределах 0,010—0,070. Близкие к ним значения оптической плотности

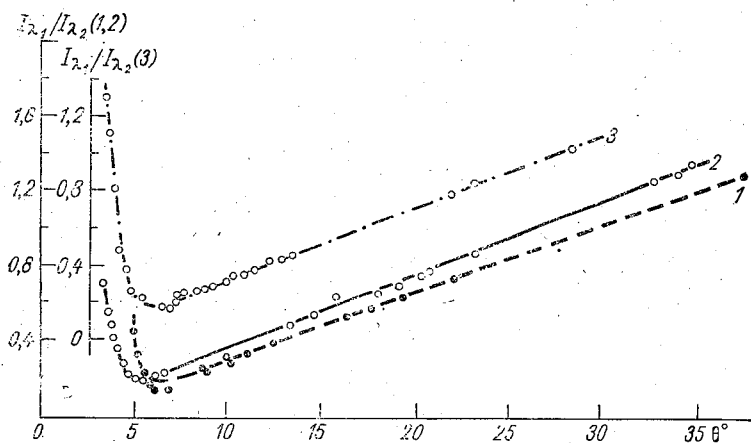


Рис. 4. Эффект аномальности прозрачности атмосферы.

1 — Терскол, 5 сентября 1971 г.; 2 — пик Чегет, 12 сентября 1971 г.; 3 — диск Чегет, 13 сентября 1971 г. ($\lambda_1=300$ нм, $\lambda_2=326$ нм).

атмосферы δ_λ были получены в горных условиях по наблюдениям в США в районе Кламата (высота 3410 м) и в районе Сакраменто (высота 2800 м) [3].

В отличие от данных, приведенных в работе [7], на Эльбрусе не отмечалось суточного хода оптической плотности аэрозоля с максимумом в утренние часы (рис. 1, 2 и табл. 1).

Зависимость δ_λ от значения λ в области 300—400 нм не носит ярко выраженного селективного характера, отмечаются лишь колебания δ_λ в пределах ошибок измерений. Абсолютная ошибка измерений δ_λ составляет для средних условий $\pm 0,020$ [5]. Селективность, определяемая разностью $\delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2}$, по нашим измерениям в УФ области спектра, не превышает 0,040.

Значения оптической плотности аэрозоля при $\delta_{\lambda_2=326}$ нм, полученные нами на Эльбрусе, примерно на порядок меньше тех,

Оптическая плотность аэрозоля δ_λ в районе Эльбруса. 1971 г.

Номер п/п	Время (московское), ч мин	θ°	λ нм						
			326	344	369	463	530	565	605
2 сентября, Терскол									
1	10 32	49,1	0,035	0,045	0,028	0,038	0,028	0,038	0,058
2	10 35	49,5	0,019	0,038	0,029	0,031	0,021	0,031	0,052
3	10 38	49,8	0,022	0,040	0,029	0,031	0,021	0,031	0,059
4	10 47	50,6	0,019	0,036	0,032	0,031	0,022	0,033	0,045
5	10 53	51,1	0,017	0,036	0,024	0,034	0,020	0,041	0,054
6	11 00	52,0	0,025	0,040	0,027	0,042	0,031	0,042	0,054
7	11 05	52,2	0,028	0,034	0,029	0,042	0,024	0,042	0,063
8	11 10	52,6	0,028	0,034	0,029	0,035	0,024	0,042	0,055
9	11 15	53,0	0,023	0,036	0,030	0,044	0,024	0,042	0,064
10	11 30	53,8	0,025	0,038	0,032	0,037	0,025	0,043	0,057
11	11 38	54,2	0,029	0,040	0,033	0,054	0,025	0,044	0,057
12	12 05	55,0	0,023	0,042	0,027	0,047	0,026	0,044	0,058
13	12 12	55,0	0,031	0,042	0,035	0,047	0,024	0,053	0,058
14	12 45	54,1	0,036	0,048	0,033	0,054	0,023	0,053	0,066
15	12 47	53,8	0,041	0,046	0,040	0,053	0,033	0,060	0,073
9 сентября, пик Чегет									
1	8 20	27,5	0,008	0,022	0,033	0,029	0,032	0,041	0,042
2	8 25	28,3	0,012	0,020	0,024	0,032	0,029	0,044	0,034
3	8 30	29,0	0,014	0,024	0,028	0,039	0,031	0,041	0,036
4	9 43	40,5	0,009	0,025	0,024	0,042	0,037	0,049	0,054
5	9 46	41,0	0,013	0,028	0,033	0,044	0,039	0,050	0,055
6	10 25	46,0	0,015	0,046	0,037	0,040	0,032	0,044	0,049
7	10 52	48,9	0,022	0,020	0,032	0,045	0,036	0,048	0,053
8	10 57	49,2	0,010	0,042	0,033	0,046	0,044	0,049	0,054
9	11 07	50,0	0,022	0,042	0,037	0,040	0,038	0,050	0,055
10	11 10	50,2	0,007	0,018	0,037	0,040	0,038	0,043	0,055
11	11 50	52,2	0,017	0,042	0,035	0,043	0,040	0,053	0,060
11 сентября, пик Чегет									
1	8 42	30,6	0,053	0,057	0,063	0,065	0,066	0,102	0,070
2	8 47	31,3	0,039	0,048	0,058	0,057	0,053	0,100	—
3	8 51	32,1	0,041	0,048	0,057	0,060	0,055	0,103	0,064
4	8 55	32,9	0,043	0,054	0,057	0,062	0,052	0,095	0,066

Номер п/п	Время (москoвское), ч мин	θ°	λ нм						
			326	344	369	463	530	565	605
5	9 00	33,5	0,039	0,059	0,057	0,059	0,053	0,097	0,068
6	9 05	34,5	0,049	0,050	0,055	0,068	0,056	0,101	0,071
7	9 10	35,2	0,043	0,055	0,062	0,065	0,058	0,103	0,073
8	9 25	37,2	0,049	0,056	0,060	0,065	0,063	0,110	0,078
9	9 30	38,1	0,055	0,062	0,059	0,080	0,065	0,110	0,080
10	9 35	38,9	0,056	0,068	0,068	0,083	0,067	0,115	0,082

которые требуются, согласно расчету в работе [7], для выполнения эффекта аномальной прозрачности. Значения селективности оптической плотности аэрозоля в УФ области спектра, полученные нами на Эльбрусе, также примерно на порядок меньше значений селективности, требуемых для выполнения эффекта аномальной прозрачности. Кроме того, не наблюдается закономерного изменения положения максимума на кривой зависимости $\delta\lambda$ от λ (рис. 3) с увеличением высоты Солнца θ , подобного указанному в работе [9].

Однако, несмотря на отсутствие основных теоретических условий, необходимых для выполнения эффекта аномальной прозрачности, этот эффект мы отчетливо наблюдали на Эльбрусе в периоды измерений оптической плотности аэрозоля (рис. 2, табл. 1). На рис. 4 приводятся результаты наблюдений эффекта аномальной прозрачности за три дня (5, 12 и 13 сентября 1971 г.). Как видно из рис. 4, минимум отношения I_λ/I_{λ_0} наблюдается при высотах Солнца 5—7°, что характерно для эффекта аномальной прозрачности [7].

Из сопоставления имеющихся теоретических данных [7] и полученных нами экспериментальных данных на Эльбрусе следует, что эффект аномальной прозрачности не обусловлен селективной прозрачностью аэрозолей.

Иная физическая интерпретация эффекта аномальной прозрачности была, как известно, предложена независимо друг от друга в работах [3 и 8]. Эта интерпретация основывается на учете влияния величины телесного угла прибора на результаты измерений относительной прозрачности атмосферы в УФ области спектра. При этом основную роль играет эффект многократного рассеяния ультрафиолетового излучения в атмосфере.

В дополнение к изложенному приведем результаты наших наблюдений за оптической плотностью атмосферы на Эльбрусе 2, 9 и 11 сентября 1971 г. (табл. 2), которые были получены при высотах Солнца больше 27°. Из табл. 2 следует, что основные особенности изменений величины $\delta\lambda$ при более высоком Солнце остаются такими же, что и при низком Солнце.

1. Георгиевский Ю. С., Шукуров А. Х. О вариации спектрального коэффициента ослабления радиации атмосферным аэрозолем в УФ области спектра.—В кн.: Проблемы атмосферной оптики. Л., Изд-во ЛГУ, 1979, с. 180—187.
2. Гушин Г. П. К вопросу об измерении общего содержания атмосферного озона и его вертикальные распределения. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.—Л.: ГГО, 1957.—194 с.
3. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона.—Л.: Гидрометеоздат, 1963.—269 с.
4. Гушин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей.—Л.: Гидрометеоздат, 1972.—53 с.
5. Гушин Г. П. Методика и прибор для измерения спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферных аэрозолей.—Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 77—100.
6. Прожекторный луч в атмосфере/Ю. С. Георгиевский, А. Я. Дринг, Н. В. Золотова и др.—М.: Изд-во АН СССР, 1960.—224 с.
7. Родионов С. Ф. Прозрачность атмосферы в ультрафиолетовой области спектра.—Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1950, т. 14, № 4, с. 334—338.
8. Розенберг Г. В. Сумерки.—М.: Физматгиз, 1963.—380 с.
9. Розенберг Г. В. О происхождении эффекта селективной прозрачности атмосферы.—В кн.: Проблемы атмосферной оптики. Л., Изд-во ЛГУ, 1979, с. 21—24.
10. Селективная прозрачность атмосферных аэрозолей/С. Ф. Родионов, Е. Н. Павлова, Е. В. Рдултовская, Н. М. Рейнов.—Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1942, № 4, с. 135—147.

*С. И. Зачек, Д. А. Тайц,
Л. В. Луцько, Ю. Д. Горбенко*

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В ряде работ, опубликованных в последние годы, указывалось на перспективность создания сетевых актинометрических приборов на базе полупроводниковых термоэлектрических тепломеров [2, 3, 5]. С точки зрения оценки точности полупроводниковых термоэлементов имеет значение влияние эффектов Пельтье, Томсона и Джоулева тепла на работу прибора. Оценка влияния этих эффектов может быть проведена на основе общей теории термоэлектрических генераторов [7, 8]. Для простоты рассмотрим работу термоэлектрического генератора в стационарном режиме, состоящего из полупроводниковой термобатареи, замкнутой на внешнее сопротивление $R_{\text{н}}$. К «горячим» спаям этой батареи приклеена окрашенная черной глубокоматовой эмалью плоская металлическая пластинка, являющаяся приемником измеряемой радиации. Процесс работы такого устройства заключается в следующем: го-

рячие спаи термобатареи под воздействием падающего потока излучения плотностью S приобретают температуру T_1 , а холодные имеют температуру T_2 корпуса, к которому они прикреплены. Ветви термопар считаются адиабатически изолированными. Согласно закону сохранения энергии, для горячего спаи можно написать следующее уравнение:

$$\delta FS - n \Pi I + 0,5 I^2 R_B + n \tau I \Delta T = \Lambda \Delta T, \quad (1)$$

где

$$I = \frac{\varepsilon}{R_H + R_B}; \quad (2)$$

$$\varepsilon = \alpha n \Delta T; \quad (3)$$

$$\Pi = \alpha T_1; \quad (4)$$

$$\tau = T \frac{d\alpha}{dT} = T \alpha_0 \gamma'; \quad (5)$$

$$\Delta T = T_1 - T_2; \quad (6)$$

δ — степень черноты приемной поверхности; F — площадь приемной поверхности; n — число термопар в батарее; α , α_0 — коэффициенты термо-эдс Зеебека одной термопары в рабочем диапазоне температур и при начальной температуре соответственно; Π — коэффициент Пельтье; τ — коэффициент Томсона; R_B — внутреннее сопротивление термобатареи; γ' — температурный коэффициент коэффициента Зеебека; Λ — общая эффективная термическая проницаемость теплоотдачи приемной поверхности; ε — термо-эдс термобатареи.

Подставляя (2)–(5) в (1), получаем квадратное уравнение:

$$\left(n \alpha_0 T_1 \gamma' + 0,5 n \alpha \frac{R_B}{R_H + R_B} \right) I^2 - \left(\Lambda + n^2 \alpha T_1 \frac{1}{R_H + R_B} \right) I + \frac{n \alpha \delta SF}{R_H + R_B} = 0. \quad (7)$$

Ограничиваясь тремя членами этого ряда, после разложения в степенной ряд получаем выражение для тока I в сопротивлении R_H нагрузки термобатареи:

$$I = S \frac{\delta n \alpha F}{\Lambda} \frac{1}{R_H + R_B + \frac{n^2 \alpha^2 T_1}{\Lambda}} \times \left\{ 1 + S \frac{\delta n \alpha F}{\Lambda^2} \frac{R_H + R_B}{\left(R_H + R_B + \frac{n^2 \alpha^2 T_1}{\Lambda} \right)^2} \left[n \alpha_0 T_1 \gamma' + 0,5 n \alpha \frac{R_B}{R_H + R_B} \right] \right\}. \quad (8)$$

Оценка члена, заключенного в фигурные скобки, проведенная для приемника, изготовленного на полупроводниковых тепломерах, разработанных в ГСКБ Теплофизического приборостроения, по-

казала, что он практически равен единице (1,0006). Таким образом, получаем

$$I = S \frac{\delta n \alpha F}{\Lambda} \frac{1}{R_H + R_B + \frac{n^2 \alpha^2 T_1}{\Lambda}} \quad (9)$$

В этой формуле общая эффективная термическая проводимость определяется как

$$\Lambda = \Lambda_H + \Lambda_9 + F'h_k + Fh_r, \quad (10)$$

где Λ_H — термическая проводимость полупроводникового вещества, из которого изготовлены ветви термопар тепломера; Λ_9 — теплопроводность заливочного компаунда в тепломерах; h_k , h_r — коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена; F' — площадь, с которой осуществляется теплообмен.

Большинство параметров, входящих в выражения (9) и (10), имеют температурные зависимости, которые по своему характеру нелинейны. Это приводит к тому, что если не принять соответствующих мер, актинометрический прибор будет обладать значительным температурным коэффициентом чувствительности (ТКЧ), который в 2—3 раза больше, чем у приборов с металлическими термопарами [2].

Общий подход к решению задачи по учету температурной зависимости методом параметрической компенсации за счет оптимизации электрической и тепловой схем прибора дан в работе [5].

Однако учитывая, что при температуре от -50 до $+50$ °С температурные функции параметров полупроводниковых актинометрических приборов с точностью, приемлемой для практики, допустимо считать линейными, зависимости этих параметров от температуры можно представить известными выражениями следующего вида:

$$\alpha = \alpha_0(1 + \gamma' t); \quad (11)$$

$$R_B = R_{B0}(1 + \gamma_k t); \quad (12)$$

$$T_1 = T_{10}(1 + \gamma_T t); \quad (13)$$

$$\Lambda_H = \Lambda_{H0}(1 + \gamma_H t); \quad (14)$$

$$\Lambda_9 = \Lambda_{90}(1 + \gamma_9 t); \quad (15)$$

$$h_k = h_{k0}(1 + \gamma_k t); \quad (16)$$

$$h_r = h_{r0}(1 + \gamma_r t). \quad (17)$$

Подставив (10)—(17) в (9), находим выражения для выходного напряжения на нагрузочном сопротивлении R_H .

$$U_H = \alpha_0 n F S \frac{R_H(1 + \gamma' t)}{[R_H + R_{B0}(1 + \gamma_k t)] [\Lambda_{H0}(1 + \gamma_H t) + R_H(1 + \gamma' t) + \Lambda_{90}(1 + \gamma_9 t) + F'h_{k0}(1 + \gamma_k t) + F'h_r(1 + \gamma_r t)] + \alpha_0(1 + \gamma' t)^2 T_0(1 + \gamma T)n^2}, \quad (18)$$

где $\alpha_0, R_{в0}, \Lambda_{п0}, \Lambda_{э0}, h_{к0}$ — значения принятых ранее параметров при начальной температуре воздуха T_0 ; $\gamma', \gamma_R, \gamma_{п}, \gamma_{э}, \gamma_k, \gamma_r, \gamma_T$ — термические коэффициенты термо-эдс, внутреннего сопротивления, теплопроводности термопар и оксидного компаунда, коэффициенты конвективного и лучистого теплообмена, коэффициент, равный $1/273$ соответственно.

В дальнейших преобразованиях при перемножении температурных функций типа $1 + \gamma t$, ввиду того что $\gamma \ll 1$, будем пренебрегать членами, которые содержат произведения или степени температурных коэффициентов. С учетом этого условия из (18) находим общее выражение для чувствительности актинометрического прибора:

$$K = \frac{U_{п}}{S} = K_0 \frac{R_{п}}{R_{п} + R_{в0} + R_{п0}} \times \left(1 + \frac{R_{п}}{R_{п} + R_{в0}}\right) (1 + \gamma' t) \times \frac{1}{1 + \frac{R_{п}}{R_{п} + R_{в0}} + \left[\gamma'' + \frac{R_{в0}}{R_{п} + R_{в0}} \gamma_R + \frac{R_{п}}{R_{п} + R_{в0}} (2\gamma' + \gamma_T)\right] t}. \quad (19)$$

Здесь K, K_0 — чувствительность актинометрического прибора при сопротивлении нагрузки $R_{п}$ и без него соответственно;

$$K_0 = \frac{\alpha_0 n F \delta}{\Lambda_0}; \quad (20)$$

$$\Lambda_0 = \Lambda_{п0} + \Lambda_{э0} + F' h_{к0} + F' h_{r0}; \quad (21)$$

$$\gamma'' = \frac{\Lambda_{п0} \gamma_{п} + \Lambda_{э0} \gamma_{э} + F'(h_{к0} \gamma_k + h_{r0} \gamma_r)}{\Lambda_0}; \quad (22)$$

$$R_{п0} = \frac{\alpha_0^2 n^2 T_0}{\Lambda_0}, \quad (23)$$

где $R_{п0}$ — добавочное внутреннее сопротивление, возникающее за счет эффекта Пельтье.

Следует отметить, что сопротивление $R_{п}$ имеет температурный коэффициент $(2\gamma' + \gamma_T)$, который может существенным образом влиять на ТКЧ прибора в целом.

Из (19) легко получить условие температурной компенсации:

$$R_{п} = R_{в0} \frac{\gamma_R - \gamma}{\gamma} + R_{п0} \frac{\gamma' + \gamma_T}{\gamma}, \quad (24)$$

где γ — ТКЧ актинометрического прибора, определяемый при малых токах или в режиме холостого хода ($R_{п} \rightarrow \infty$),

$$\gamma = \gamma' + \gamma''.$$

Полученные выше формулы относятся к актинометрическим приборам, имеющим только один приемник излучения, у которого радиация падает на горячие спаи, а холодные спаи находятся на

корпусе прибора, играющего роль теплоотвода. В этом варианте тепло Пельтье, выделяющееся на холодных спаях, не оказывает существенного влияния на режим работы приемника, так как температура этих спаев практически меняется мало и зависит главным образом от температуры корпуса.

Вывод формулы для чувствительности актинометрических приборов (черно-белых пиранометров, балансомеров) с приемниками, включенными по дифференциальной схеме, осуществляется аналогично, как и для одинарного приемника.

Эта формула имеет следующий вид:

$$k_d = n \alpha \left(\frac{F_1 \delta_1}{\Lambda_1} - \frac{F_2 \delta_2}{\Lambda_2} \right) \frac{R_H}{R_{B1} + R_{B2} + R_H + \alpha^2 n^2 T \left(\frac{1}{\Lambda_1} + \frac{1}{\Lambda_2} \right)}. \quad (25)$$

Здесь обозначения те же, что и в предыдущих выкладках, за исключением цифровых индексов, которые показывают, к какой части дифференциальной схемы относится тот или иной параметр. Формула (25) относится к дифференциальной схеме, состоящей из двух включенных навстречу термоэлектрических приемников, холодные спаи которых находятся на теплоотводящем корпусе и имеют одинаковую с ним температуру. Работа прибора, собранного по такой схеме, с точки зрения влияния эффекта Пельтье на его ТКЧ, не отличается от работы прибора с одинарным приемником. Это объясняется тем, что удвоение сопротивления Пельтье сопровождается увеличением внутреннего сопротивления приемника ($R_{B1} \approx \approx R_{B2}$, $\Lambda_1 \approx \Lambda_2$).

Другим типом схемы, с помощью которой реализуется изменение разности двух потоков излучения, может служить одинарная термобатарея, у которой приемниками радиации служат как горячие, так и холодные спаи. Функционирование такой схемы описывается формулой

$$k_d = \frac{n \alpha}{\Lambda} (F_1 \delta_1 - F_2 \delta_2) \frac{R_H}{R_B + R_H + \frac{2 \alpha^2 n^2 T}{\Lambda}}. \quad (26)$$

Из формулы (26) следует, что эффект Пельтье проявляется в данной схеме приблизительно в такой же мере, как и в схеме с одинарным приемником. Этот вывод обоснован тем, что при удвоении сопротивления Пельтье удваивается термическая проводимость тепломеров $2\Lambda_{\text{по}} + \Lambda_{\text{эо}}$.

Используя полученные формулы, произведем оценку чувствительности и других характеристик актинометра, в котором в качестве приемника излучения используются четыре полупроводниковых тепломера МТС-П [3] с приемной металлической пластиной в виде круга диаметром 18,4 мм, с черным глубокоматовым покрытием типа АК-243 или АК-512 с $\delta = 0,95$ [6]. Диаметр ограничивающей диафрагмы актинометра 10 мм ($F = 78,5 \text{ мм}^2$). Остальные параметры приведены в табл. 1. Подставив эти данные в фор-

мулы (20) — (23), после несложных расчетов находим: $\Lambda_0 = 0,0545$ Вт/К, $k_0 = 55,2$ мВм²/кВт, $\gamma'' = -0,0007$ 1/К, $R_H = 6,56$ Ом, $R_H \approx 32$ Ом.

Представляет практический интерес рассмотрение работы приемника излучения в нестационарном режиме. Ограничимся для этой цели случаем ступенчатого изменения влияющей величины. Согласно закону сохранения энергии, изменение теплосодержания

Таблица 1

Параметры полупроводникового приемника излучения

Обозначение	Единицы измерения	Значение	Вещество	Обозначение	Единицы измерения	Значение
α_0	мкВ/К	360	ПВДХ-1 ПВЭХ-1	γ'	1/К	0,0028
$R_{в0}$	Ом	35	"	γ_R	1/К	0,0055
T_{10}	К	273	—	γ_T	1/К	0,0037
$\Lambda_{п0}$	Вт/К	$1065 \cdot 10^{-6}$ (1 тепломер)	ПВДХ-1 ПВЭХ-1	$\gamma_{п}$	1/К	-0,0019
$\Lambda_{э0}$	Вт/К	$800 \cdot 10^{-6}$ (1 тепломер)	Эпоксидный компаунд	$\gamma_{э}$	1/К	0,0060
$F'h_{к0}$	Вт/К	$6593 \cdot 10^{-6}$	Воздух	$\gamma_{к}$	1/К	0,0030
$h_{г0}$	Вт/(м ² ·К)	4,77	—	$\gamma_{ч}$	1/К	0,0110
$\Lambda_{э0}$	Вт/(м·К)	0,16 [4]	Эпоксидный компаунд			
$\Lambda_{в0}$	Вт/(м·К)	0,00244	Воздух			
$\Lambda_{п0}$	Вт/(м·К)	1,42	ПВДХ-1 ПВЭХ-1			

приемника радиации равно количеству тепла, подведенного за счет потока излучения, теплообмена и эффекта Пельтье, т. е.

$$mc \frac{\partial \Delta T}{\partial \tau} = \Phi - n \Pi I - \Lambda \Delta T, \quad (27)$$

где m — масса термобатарей (тепломеров), c — их теплоемкость, τ — время. После преобразований с учетом выражений, приведенных выше, получаем линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{dU_H}{dt} + \frac{\Lambda}{mc} \left[1 + \frac{n^2 \alpha^2 T}{\Lambda(R_H + R_B)} \right] U_H = \frac{1}{mc} \frac{\delta n \alpha R_H}{R_H + R_B} \Phi. \quad (28)$$

Решая это уравнение для двух начальных условий:

$$\tau = 0, \quad U_H = 0, \quad (29)$$

(что соответствует включению источника излучения) и

$$\tau = 0, \quad U_H = \varepsilon, \quad (30)$$

(что эквивалентно включению нагрузочного сопротивления R_H при наличии постоянного установившегося потока радиации), соответственно находим:

$$U_H = \Phi \frac{\delta n \alpha}{\Lambda} \frac{R_H}{R_H + R_B + R_{\Pi}} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\tau \Lambda (R_{\Pi} + R_H + R_B)}{mc(R_H + R_B)} \right] \right\}; \quad (31)$$

и

$$U_H = \Phi \frac{\delta n \alpha}{\Lambda} \frac{R_H}{R_H + R_B + R_{\Pi}} \times \left\{ 1 + \frac{R_B + R_{\Pi}}{R_H} \exp \left[- \frac{\tau \Lambda (R_{\Pi} + R_H + R_B)}{mc(R_H + R_B)} \right] \right\}. \quad (32)$$

Соотношения, приведенные выше, могут быть использованы только для качественных оценок при разработке актиметрических приборов. Это связано прежде всего с тем, что при выводе их не учитывался ряд параметров (термические сопротивления клеевых прослоек, теплообмен на боковых стенах термобатарей и т. д.). В то же время следует отметить, что физическую суть

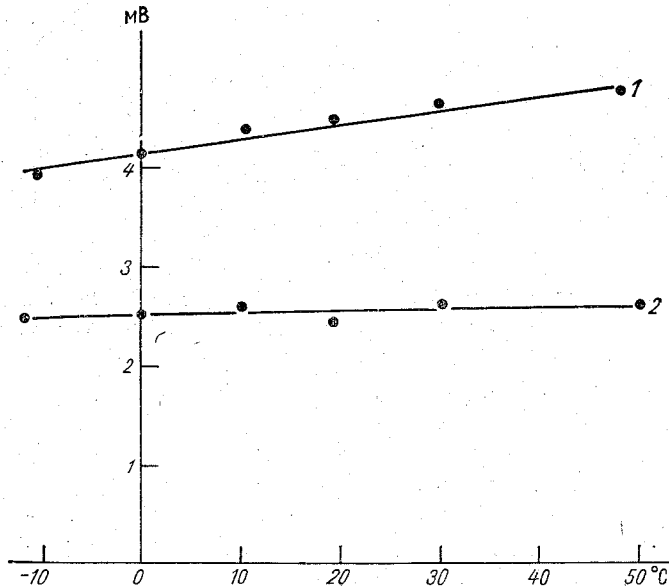


Рис. 1. Зависимость выходного сигнала актиметра от температуры окружающей среды без температурной компенсации при $R_H = \infty$, $\gamma = 0,32\%$ (1) и с температурной компенсацией при $R_H = 60$ Ом, $\gamma = 0,03\%$ (2).

процессов формулы отражают достаточно определенно. Это подтверждают и некоторые эксперименты.

На рис. 1 показана зависимость изменения выходного напряжения актинометра при $R_H \rightarrow \infty$ и $R_H = 60$ Ом. Из рисунка видно, что имеется существенная разница в ТКЧ для принятых режимов. Введение шунта дает возможность снизить ТКЧ до 0,03 %/К.

Измерения постоянной времени для таких режимов позволили обнаружить различия в постоянных времени (с шунтом — 5,3 с, без шунта — 8,3 с), что качественно соответствует формулам (31) и (32).

Из полученных в настоящей работе результатов вытекают некоторые выводы, касающиеся работы приемников излучения на полупроводниковых термопарах.

Оценочный расчет по формуле (8) показывает, что эффекты Томсона и Джоуля при использовании полупроводниковых термомеров в актинометрических приборах практически не влияют на результаты измерений. Неучет их может привести к погрешности, не превышающей 0,1 %.

Формула (19) показывает, что ТКЧ актинометрического прибора зависит также и от эффекта Пельтье, действующего как дополнительное внутреннее сопротивление с положительным температурным коэффициентом.

Приемники, у которых облучаются как горячие, так и холодные спаи, являются более предпочтительными ввиду уменьшения числа термомеров.

Ввиду того что акт подключения шунтирующего сопротивления требует определенного времени для установления выходного напряжения, вторичный измерительный прибор должен быть подобран таким образом, чтобы его подключение, особенно в системах централизованного контроля, не вызывало погрешностей за счет переходных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методика расчета электрических схем температурной компенсации приемников излучения, выполненных на полупроводниковых термоэлектрических элементах/С. И. Зачек, Ю. Д. Горбенко, Д. А. Тайц, Л. В. Луцько. — Труды ГГО, 1980, вып. 419, с. 79—88.
2. О возможностях создания актинометрических приборов на основе полупроводниковых термоэлементов/С. И. Зачек, В. Ф. Капустин, В. Г. Карпов и др. — Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 54—61.
3. О комплексе актинометрических приборов на полупроводниковых термопарах/С. И. Зачек, Л. В. Луцько, Д. А. Тайц, Ю. Д. Горбенко. — В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеоиздат, 1979, с. 76—80.
4. Попов В. М. Теплообмен через соединения на клеях. — М.: Энергия, 1974. — 281 с.
5. Радиационный полупроводниковый балансомер и его исследования /В. Ф. Капустин, Д. А. Тайц, В. А. Рыбин, Т. К. Ястребова. — Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 62—73.
6. Спектральные коэффициенты отражения зачерненных поверхностей/А. А. Кмито, В. А. Парфинский, М. М. Середенко, В. А. Клеванцова. — Труды ГГО, 1976, вып. 370, с. 39—44.

7. Термоэлектрическое охлаждение/А. Ф. Иоффе, Л. С. Стильбанс, Е. К. Иорданишвили, Т. С. Ставицкая. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1956.

8. Физика и техника инфракрасного излучения. Пер. с англ./Дж. Э. Дженсон, Р. Х. Мак-Фи, Дж. Н. Пласс и др. — М.: Советское радио, 1965.

В. М. Игнатенко

К ВОПРОСУ ОБ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ПОГРЕШНОСТЯХ ЛИДАРОВ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Вследствие неидеальности амплитудно-частотной и фазово-частотной характеристик приемно-регистрирующей системы лидача сигнал на выходе этой системы оказывается не строго пропорциональным сигналу на входе. В настоящей работе оцениваются искажения лидарного сигнала, обусловленные упомянутой причиной.

Пусть амплитудно-частотная и фазово-частотная характеристики приемно-регистрирующей системы лидача известны для частот от ω_0 до ω_N . Будем считать, что искажения сигнала обратного рассеяния, обусловленные неучетом остальной части частотного интервала, пренебрежимо малы. Пусть $f(t)$ есть интенсивность сигнала обратного рассеяния на входе приемной системы лидача в зависимости от времени t . Тогда для сигнала на выходе получим следующее выражение [1]:

$$f^*(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} k(\omega) d\omega \int_0^{\infty} f(t) \cos[\omega(t - \tau) - \varphi(\omega)] dt, \quad (1)$$

где $k(\omega)$ — амплитудно-частотная, а $\varphi(\omega)$ — фазово-частотная характеристики приемно-регистрирующей системы лидача. Поскольку сигналы обратного рассеяния спадают практически до нуля за конечное время, можно использовать вместо бесконечного временного интервала конечный интервал в формуле (1).

Частотный диапазон (ω_0, ω_N) можно разбить на N интервалов точками деления $\omega_0, \omega_1, \dots, \omega_N$, чтобы в m -ом интервале $[\omega_m, \omega_{m-1}]$ с достаточной степенью точности выполнялись соотношения

$$k_m(\omega) = A_m e^{\omega C_m}, \\ \varphi_m(\omega) = a_m + b_m \omega,$$

где A_m, C_m, a_m, b_m — постоянные величины для данного частотного интервала.

С учетом всех сделанных допущений выражение (1) можно записать так

$$f^*(\tau) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^N A_m \int_{\omega_{m-1}}^{\omega_m} e^{\omega C_m} d\omega \int_{t_1}^{t_2} f(t) \cos[\omega(t - \tau) - a_m - b_m \omega] dt. \quad (2)$$

Поменяем порядок интегрирования в выражении (2) и выполним интегрирование по частоте ω . Воспользовавшись формулой Симпсона для численного интегрирования по времени t , получим

$$f^*(\tau) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^N A_m [g_m(\omega_m) - g_m(\omega_{m-1})], \quad (3)$$

где

$$g_m(\omega) = \frac{he^{\omega C_m}}{3} \sum_{j=1}^M \varepsilon_j \frac{x_j \sin(\omega x_j + a_m) + C_m \cos(\omega x_j + a_m)}{C_m^2 + x_j^2} f(t_j); \quad (4)$$

$\varepsilon_1 = \varepsilon_M = 1$; $\varepsilon_j = 3 + (-1)^j$; $x_j = t_j - \tau + b_m$; $t_j = t_1 + h(j-1)$; $h = (t_2 - t_1)/(M-1)$ (h — шаг численного интегрирования по времени, M — число точек (нечетное), используемое при численном интегрировании). Если функция $f(t)$ известна при дискретном числе значений t , то, для того чтобы производить расчеты по формулам (3) и (4), можно, разбив весь временной диапазон на пары интервалов, аппроксимировать в каждой паре интервалов функцию $f(t)$ параболой. Если известны амплитудно-частотная и фазово-частотная характеристики приемно-регистрирующей системы лидара, то, воспользовавшись формулами (4) и (5), можно рассчитать неискаженный сигнал на входе приемной системы, используя вместо $k(\omega)$ величину $1/k(\omega)$, а вместо $\varphi(\omega)$ величину $-\varphi(\omega)$.

Для примера приведем расчет искажений сигнала обратного рассеяния ближней зоны лидара для случая, когда $k(0) = 1$, $k(\omega_b) = 2$ и $\omega_b = 30$ МГц, причем будем считать $\varphi(\omega) = 0$. Для расчета использовались сглаженные после осреднения по сериям сигналы обратного рассеяния ближней зоны лидара типа ЛИВО [2]:

- 1) 12 июля 1979 г., 8 ч 34 мин — 8 ч 42 мин, видимость 10—15 км, осреднение по 6 осциллограммам;
- 2) 11 октября 1979 г., 9 ч 28 мин — 9 ч 32 мин, видимость 0,5—1 км, осреднение по 5 осциллограммам.

Результаты расчетов приведены в табл. 1, где в качестве параметра, характеризующего искажение сигнала, используется отношение $f^*(t)/f(t)$. Из таблицы видно, что при видимости 10—15 км коэффициент преобразования $f^*(t)/f(t)$ имеет амплитуду колебаний порядка 0,01, при видимости 0,5—1 км амплитуда колебаний коэффициента преобразования возрастает в несколько раз. В рассмотренных примерах искажения лидарных сигналов носят случайный характер и поэтому при обработке сигнала каким-либо методом необходимо использовать такие участки этих сигналов, на которых укладывалось бы достаточно большое число периодов функции $f^*(t)/f(t)$. Изложенная в настоящей работе методика позволяет определять искажения сигнала обратного рассеяния, обусловленные приемно-регистрирующим трактом лидара, а также решать обратную задачу нахождения сигнала на входе приемной системы по сигналу на выходе регистрирующей системы.

Искажения лидарного сигнала при прохождении через приемный тракт при разных значениях метеорологической дальности видимости S_M

$S_M = 0,5 \dots 1 \text{ км}$				$S_M = 10 \dots 15 \text{ км}$			
t мкс	$f(t)$	$f^*(t)$	$f^*(t)/f(t)$	t мкс	$f(t)$	$f^*(t)$	$f^*(t)/f(t)$
0,23	103	47	0,46	0,43	75	33	0,44
0,28	93	102	1,09	0,53	110	124	1,14
0,33	99	121	1,22	0,63	147	144	0,98
0,38	109	115	1,05	0,73	183	191	1,05
0,43	119	116	0,97	0,83	214	218	1,02
0,48	128	133	1,04	0,93	238	246	1,03
0,53	135	147	1,09	1,03	255	262	1,03
0,58	139	147	1,06	1,13	266	273	1,03
0,63	141	143	1,02	1,23	272	279	1,03
0,68	141	146	1,04	1,33	272	278	1,02
0,73	140	149	1,07	1,43	271	277	1,03
0,78	137	143	1,05	1,53	266	270	1,02
0,83	133	135	1,01	1,63	259	265	1,02
0,88	128	131	1,03	1,73	250	253	1,01
0,93	123	129	1,05	1,83	241	246	1,02
0,98	117	121	1,03	1,93	231	233	1,01
1,03	111	111	1,00	2,03	220	224	1,02
1,08	105	107	1,02	2,13	210	211	1,01
1,13	99	103	1,04	2,23	199	202	1,01
1,18	93	95	1,02	2,33	189	190	1,01
1,23	87	86	0,99	2,43	179	180	1,01
1,28	81	82	1,01	2,53	169	171	1,02
1,33	76	80	1,06	2,63	159	159	1,00
1,38	71	72	1,02	2,73	150	155	1,03
1,43	66	63	0,95	2,83	142	139	0,98
1,48	61	63	1,04	2,93	136	142	1,06
1,53	57	68	1,20	3,03	126	119	0,94
1,58	53	57	1,08	3,13	118	146	1,24
1,63	49	24	0,48	3,23	112	55	0,49

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. — М.: Советское радио, 1971.
2. Ковалев В. А., Игнатенко В. М. Экспериментальные исследования систематических искажений лидарных сигналов в ближней зоне. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 1, с. 36—42.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЛИДАРНЫХ ДАНЫХ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЫ

При интерпретации лидарных данных в основном используют предположения о том, что атмосфера на некоторых участках трассы или плоскостях, пересекающих эту трассу, является однородной. Последнее допущение используется, например, при зондировании в наклонных направлениях в условиях ясной, безоблачной атмосферы. Однако такое допущение существенно менее обосновано при зондировании в условиях замутненной атмосферы и низкой облачности [2]. В настоящей работе рассматривается возможность обработки лидарных сигналов на основе априорного предположения о равенстве средних значений коэффициента ослабления атмосферы на некоторых участках двух трасс. Такая обработка, в частности, может быть использована при зондировании в наклонных направлениях под разными углами к горизонту при низкой облачности и пониженной видимости. Допущение о равенстве средних значений коэффициента ослабления в этом случае представляется нам существенно менее жестким условием, чем допущение о равенстве локальных коэффициентов ослабления на одинаковых высотах.

Запишем уравнение лазерной локации в приближении однократного рассеяния и чисто рассеивающей атмосферы:

$$P(z) = \frac{A \beta_{\pi}(z) e^{-2 \int_{z_0}^z \beta_s(z) dz}}{z^2}, \quad (1)$$

где $P(z)$ — сигнал, пропорциональный световому потоку, приходящему от элементарного рассеивающего объема, который находится на расстоянии z ; $\beta_{\pi}(z)$ — объемный коэффициент обратного рассеяния; $\beta_s(z)$ — объемный коэффициент рассеяния. Параметр A выражается в виде произведения

$$A = k P_0 S_0 e^{-2 \int_0^{z_0} \beta_s(z) dz} \frac{c \tau}{2},$$

где k — коэффициент пропускания системы, P_0 — излученная мощность, S_0 — площадь приемной антенны, c — скорость света, τ — длительность импульса излучения источника.

В ряде работ [1, 3, 4, 6, 7, 9—13] делается заключение о существовании степенной зависимости вида

$$\beta_{\pi}(z) = k_0 [\beta_s(z)]^n, \quad (2)$$

где k_0 и n — постоянные коэффициенты. С учетом соотношения

(2) решение уравнения (1) можно записать следующим образом [8]:

$$\beta_s(z) = \frac{n[P(z)z^2]^{\frac{1}{n}}}{B - 2 \int_{z_0}^z [P(z)z^2]^{\frac{1}{n}} dz}, \quad (3)$$

где $B = n(k_0 A)^{\frac{1}{n}}$.

Чтобы найти $\beta_s(z)$ из выражения (3), необходимо знать постоянные коэффициенты n и B . Рассмотрим возможность получения этих коэффициентов с использованием допущения, сформулированного нами выше. Пусть две трассы пересекают некоторую систему параллельных плоскостей так, что средние значения объемного коэффициента рассеяния для участков трасс, лежащих между любой парой таких плоскостей, равны между собой, т. е. $\beta_{sI} = \beta_{sII}$. При зондировании в наклонных направлениях упомянутая система плоскостей должна быть горизонтальной. Будем у всех величин, относящихся к первой и ко второй трассе, ставить в индексе соответственно римские цифры I и II. Точки пересечения трасс с системой плоскостей будем обозначать арабскими цифрами 1, 2, 3, 4, причем более удаленным от лидара плоскостям соответствует больший индекс. Для участков трасс, лежащих между плоскостями 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4, можно записать:

$$\begin{aligned} \bar{\beta}_{sI12} &= \bar{\beta}_{sII12}; \\ \bar{\beta}_{sI13} &= \bar{\beta}_{sII13}; \\ \bar{\beta}_{sI14} &= \bar{\beta}_{sII14}. \end{aligned} \quad (4)$$

Воспользовавшись соотношением (3), можно получить среднее значение объемного коэффициента рассеяния на участке трассы от z_0 до z :

$$\overline{\beta_s(z_0, z)} = -\frac{n}{2(z-z_0)} \ln \left\{ 1 - \frac{2 \int_{z_0}^z [P(z)z^2]^{\frac{1}{n}} dz}{B} \right\}. \quad (5)$$

Обозначим

$$2 \int_{z_j}^{z_k} [P(z)z^2]^{\frac{1}{n}} dz = I_{I(II)jk}; \quad (6)$$

$$\frac{z_{IIk} - z_{IIj}}{z_{Ik} - z_{Ij}} = p, \quad (7)$$

где j и k номера рассматриваемых плоскостей. Учитывая соотно-

шение (5), систему уравнений (4) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}(1 - I_{112}/A_1)^p &= 1 - I_{112}/A_2; \\ (1 - I_{113}/A_1)^p &= 1 - I_{113}/A_2; \\ (1 - I_{114}/A_1)^p &= 1 - I_{114}/A_2,\end{aligned}\quad (8)$$

где A_1 и A_2 значения параметра B для первой и соответственно для второй трассы.

Исключая из системы уравнений (8) A_2 и вводя обозначения $1/A_1 = y$, $1/n = x$, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}[(1 - yI_{112})^p - 1]I_{113} - [(1 - yI_{113})^p - 1]I_{112} &= 0; \\ [(1 - yI_{113})^p - 1]I_{114} - [(1 - yI_{114})^p - 1]I_{113} &= 0.\end{aligned}\quad (9)$$

Для нахождения корней системы уравнений (9) в данной работе использовался видоизмененный метод половинного деления [5]. При решении учитывалось то обстоятельство, что левые части уравнений системы (9) как функции y имеют в некотором смысле параболический вид, поскольку частная производная по y от этих функций обращается в нуль при единственном значении y , которое можно получить в явном виде. В результате решения системы уравнений (8) неизвестные A_1 , A_2 , n примут вид:

$$\begin{aligned}A_1 &= 1/y, \quad n = 1/x, \\ A_2 &= \frac{I_{112}}{1 - (1 - I_{112}y)^p}.\end{aligned}\quad (10)$$

При составлении системы уравнений (8) можно использовать некоторые упрощающие предположения. Так, если известно n , для нахождения A_1 и A_2 достаточно использовать два уравнения из (8). Тогда система уравнений (9) сведется к одному уравнению относительно неизвестного y . При некоторых целых значениях p , например при $p=2$, решение получается в явном виде. Значение параметра p , равное 2, соответствует, в частности, зондированию под углами 90 и 30° к горизонту.

Для проверки данной методики на устойчивость к влиянию случайных флуктуаций объемного коэффициента рассеяния был проведен численный эксперимент. Атмосфера в горизонтальных плоскостях в среднем считалась однородной с допустимыми флуктуациями объемного коэффициента рассеяния в этих плоскостях в пределах 20%. Предполагалось, что $n=1$, а среднее значение объемного коэффициента рассеяния в горизонтальной плоскости в зависимости от высоты h км меняется по закону $\beta_s(h) = 3e^{18h}$. Такая зависимость приблизительно соответствует изменению $\beta_s(h)$ с высотой при высоте нижней границы облаков 0,15 км и горизонтальной видимости у земли 1 км [2]. Расчеты сигналов обратного рассеяния проводились для углов зондирования 45 и 90° к горизонту. Далее эти сигналы были обработаны по изложенной ранее методике. Для высот от 0,032 до 0,089 км расчетное среднее значение

объемного коэффициента рассеяния на вертикальной трассе оказалось равным $\beta_s = 12,23 \text{ км}^{-1}$ (истинное значение при отсутствии флуктуаций $\beta_s = 9,31 \text{ км}^{-1}$, а параметр $n = 1,16$).

Таким образом, методика, рассмотренная в настоящей работе, обладает определенной устойчивостью по отношению к случайным флуктуациям объемного коэффициента рассеяния и может быть использована для определения прозрачности атмосферы как в наклонных, так и в горизонтальных направлениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анализ корреляционных связей между коэффициентом направленного светорассеяния и коэффициентом рассеяния/Г. И. Горчаков, А. А. Исаков, М. А. Свириденков.—В кн.: I Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Томск, 1976, ч. 1, с. 206—210.
2. Баранов А. М., Солонин С. В. Авиационная метеорология.—Л.: Гидрометеиздат, 1975.
3. Бартенева О. Д., Башилов Г. Я. О нефелометрическом методе измерения прозрачности атмосферы.—Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1964, № 4.
4. Гольберг М. А. Исследование возможности измерения прозрачности атмосферы на сети Гидрометслужбы по интенсивности рассеянного света. Автореф. дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук.—Л., ГГО, 1968.
5. Демидович Б. П., Марон И. А. Основы вычислительной математики.—М.: Наука, 1970.—118 с.
6. Лопухин Е. А. Результаты измерения хода суммарной освещенности.—Метеорология и гидрология, 1948, № 6, с. 315—321.
7. Статистические взаимосвязи между значениями коэффициента направленного светорассеяния в области больших и малых углов/Г. И. Горчаков, А. А. Исаков, М. А. Свириденков.—В кн.: I Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Томск, 1976, ч. 1, с. 211—213.
8. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии.—Л.: Гидрометеиздат, 1973.
9. Уравнение лазерной локации для приземного слоя атмосферы в однопараметрическом представлении индикатрисы рассеяния/М. В. Панченко, А. Г. Тумаков, В. Я. Фадеев.—В кн.: 5-й Всесоюз. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск, 1978, ч. 1, с. 43—47.
10. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы/О. Д. Бартенева, Е. Н. Довгялло, Е. А. Полякова.—Труды ГГО, 1967, вып. 220.—244 с.
11. Curcio I. A., Eneatic C. Correlation of the atmospheric transmission with backscattering. JOSA, 1958, vol. 48, N 10, p. 686—689.
12. Silverman B. A. Report at 2-nd Annual Weather Modification Conference, Sant Barbara, Califor., 1970.—12 p.
13. Vogt H. Visibility measurements using backscattered light.—Atmosph. Sci., 1968, vol. 25, p. 912—916.

В. А. Ковалев

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛИДАРА

При разработке лидарной аппаратуры возникает задача выбора ее оптимальных параметров. Основными исходными данными при этом обычно являются длина волны, на которой проводится

оптическое зондирование, диапазон измеряемых помутнений и допустимая погрешность определяемого параметра. Кроме того, выбирается методика, по которой предполагается проводить обработку сигналов лазерного лоатора. В результате разработки должны быть определены тип и мощность используемого оптического генератора, чувствительность приемника, его динамический диапазон, погрешность регистрации ординат эхо-сигналов, а также требования к геометрии и оптике приемно-передающей системы. Общая методика расчета лидарных систем базируется на обычных методах расчета фотометрических систем, изложенных, например, в работах [10—12] или в таких работах, как, например, [1—3, 6—9], где они представлены применительно к конкретной лидарной аппаратуре. В то же время такие параметры, как геометрия системы, величина мертвой зоны лидара, протяженность зондируемого слоя, допустимые погрешности регистрации ординат эхо-сигналов и динамические характеристики приемника, в виду трудностей их достаточно обоснованного расчета выбираются более или менее произвольно, несмотря на то, что все они существенно влияют на возможности и точность работы аппаратуры.

Данная работа имеет целью дать некоторые рекомендации по выбору вышеупомянутых параметров при разработке конкретной лидарной аппаратуры.

Уравнение локации для одночастного зондирования в приближении однократного рассеяния имеет вид

$$P_z = k T_0^2 \sigma_\pi(z) \cdot z^{-2} \exp \left[-2 \int_{z_0}^z \alpha dz' \right], \quad (1)$$

где k — постоянная лоатора; T_0 — прозрачность в ближней зоне до выбранной начальной точки зондирования z_0 ; $\sigma_\pi(z)$ — коэффициент обратного рассеяния, α — показатель ослабления.

Несмотря на многообразие задач, решаемых лидарами, в подавляющем большинстве случаев независимо от того, производится ли одночастное или многочастное зондирование, измеряется ли рассеянная компонента на длине волны излучения лазера или сигнал комбинационного рассеяния, определяется ли профиль прозрачности или концентрация замутняющих частиц, первым этапом количественной интерпретации данных лазерного зондирования является определение прозрачности или показателя рассеяния. Иначе говоря, задача, как правило, сводится к выделению из импульсной оптической функции $Y(z) = \sigma_\pi(z) \cdot \exp \left[-2 \int_{z_0}^z \alpha dz' \right]$, входящей в выражение (1), либо первого, либо второго сомножителя. Наиболее простым случаем является зондирование в условиях высокой прозрачности, когда экспоненциальный член близок к единице и эхо-сигнал пропорционален $\sigma_\pi(z)$. Во всех остальных случаях, когда определяется экспоненциальный член, решение оказывается существенно более сложным.

Первой задачей при интерпретации сигналов лидара является выбор метода определения множителя, стоящего перед экспоненциальным членом в уравнении лазерной локации. В большинстве случаев нас, как правило, интересуют не отдельные составляющие этого множителя $(k, T_0, \sigma_\pi(z))$, а его результирующее значение. Интерпретация сигналов лазерного локатора сводится в общем случае к преобразованию выражения (1) и приведению его к виду

$$f_x(P_z) = A_x \cdot \varphi_x(T), \quad (2)$$

где $f_x(P_z)$ есть преобразованная определенным образом кривая сигнала обратного рассеяния (эхо-сигнала) на приемнике лидара; $\varphi_x(T)$ — некоторая функция прозрачности T зондируемого слоя $T = \exp[-\int_{z_0}^z \alpha dz']$, характеризующая оптические свойства атмосферы на участке z_0-z зондируемой трассы, и A_x — множитель, определяемый на основании тех или иных априорных соображений (реже — путем вспомогательных измерений) и рассматриваемый на заданном участке z_0-z как постоянная величина, не зависящая от z .

Конкретный вид входящих в (2) функций определяется выбранным способом обработки. Так, для метода логарифмической производной

$$f_1(P_z) = P_z z^2, \quad A_1 = k T_0^2 \sigma_\pi(z) \quad \text{и} \quad \varphi_1(T) = T^2 = \exp\left[-2 \int_{z_0}^z \alpha dz'\right],$$

что при условии $\sigma_\pi(z) = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$ позволяет определить α по наклону прямой функции

$$\ln f_1(P_z) = \ln A_1 - 2\alpha(z - z_0), \quad (3)$$

причем параметр $\ln A_1 = \ln k T_0^2 \sigma_\pi(z)$ может быть найден из (3) как $\ln f_1(P_z)$ при $z = z_0$. При использовании интегральных методов обработки

$$f_2(P_z) = \int_{z_0}^z P_z z^2 dz, \quad A_2 = \frac{1}{2} k T_0^2 \bar{x}_\pi \quad \text{и} \quad \varphi_2(T) = 1 - T^2$$

(\bar{x}_π — среднее интегральное значение параметра индикатрисы под углом 180° в пределах z_0-z), причем параметр A_2 при определенных условиях может быть найден как предельное значение интеграла $\int_{z_0}^{z_m} P_z z^2 dz$ при $z_m \rightarrow \infty$ или по меньшей мере достаточно, чтобы интеграл мало отличался от своего предельного значения.

Профиль показателя ослабления в этом случае (при условии $x_\pi = \text{const}$) может быть найден по простой формуле [13]

$$\alpha(z) = \frac{f_1(P_z)}{2[A_2 - f_2(P_z)]}. \quad (4)$$

Параметр A_x при определенных допущениях может быть найден и непосредственно из выражения (2), если заранее известны параметры атмосферы хотя бы на каком-либо ограниченном участке зондируемой трассы. На этом принципе построен, например, метод S -функций [13]. Можно вообще показать, что самые разные методы обработки сигналов лазерных локаторов отличаются, по существу, только способом определения параметра A_x в формуле (2).

Не останавливаясь в деталях на тех или иных конкретных методах обработки, рассмотрим роль отдельных факторов, влияющих на величину погрешности результатов измерения. В работе [5] было показано, что весьма важным параметром, определяющим значимость вклада отдельных составляющих в общую погрешность результата измерения, является оптическая толщина зондируемого слоя τ . Действительно, простейшая оценка результирующей погрешности определяемой величины, например, среднего значения показателя ослабления $\bar{\alpha}$ зондируемого слоя $z_0 - z$, по формуле (2) приводит к следующему выражению:

$$\delta \bar{\alpha} = \gamma (\delta f^2 + \delta A^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где $\delta \bar{\alpha}$, δf и δA — относительные погрешности показателя ослабления $\bar{\alpha}$, функции $f_x(P_z)$ и параметра A_x соответственно, а

$$\gamma = \frac{-1}{\tau e^{-\tau}} \frac{\varphi_x(\tau)}{\varphi_x'(\tau)} \quad (6)$$

и, следовательно, $\gamma = 1/2\tau$ для метода логарифмической производной, $\gamma = (e^{2\tau} - 1)/2\tau$ для интегрального метода обработки.

В первом случае коэффициент γ уменьшается при больших значениях τ , во втором — растет с увеличением τ . Так, при увеличении τ от 0,1 до 1 коэффициент γ в первом случае уменьшается от 5 до 0,5, во втором — возрастает от 1,1 до 3,2. Эти цифры являются как бы коэффициентом усиления погрешностей δf и δA при оценке общей погрешности $\delta \bar{\alpha}$.

Рассмотрим смысл погрешностей δf и δA . Первая из них (δf) есть составляющая, обусловленная в основном инструментальными погрешностями при обработке эхо-сигналов, как-то погрешностью определения ординат стробов, сдвигом нулевой линии, нелинейностью развертки и т. д. Существенной особенностью этой погрешности является ее зависимость от зондируемой оптической толщины, от выбора начальной точки зондирования и т. д. [4]. При использовании метода логарифмической производной величина δf растет с возрастанием оптической толщины τ (в первом приближении пропорционально $e^{2\tau}$), при использовании интегральных методов δf при увеличении τ падает (пропорционально $(1 - e^{-2\tau})^{-1}$). Погрешность δA является методической и определяется в основном достоверностью исходных априорных условий (постоянством параметра индикатрисы, однородностью атмосферы) или при ис-

пользовании данных об атмосфере в некоторой опорной точке погрешностью определения этих параметров в опорной точке. В отличие от составляющей δf , погрешность δA явно не зависит от τ и может быть либо постоянной (когда $A = \text{const}$), либо случайно меняющейся величиной если условие $A = \text{const}$ не выполняется). Оценка этой погрешности представляется весьма сложной задачей, которую можно будет выполнить достаточно корректно лишь на основе большого экспериментального материала, полученного при зондировании в реальной атмосфере.

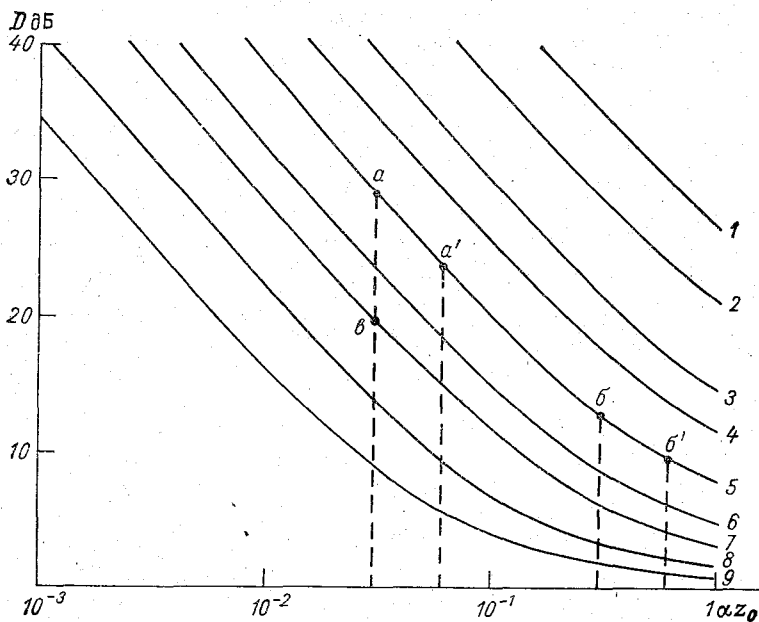


Рис. 1. К расчету динамического диапазона эхо-сигналов на приемнике лидара при различных τ .

1) 2,0; 2) 1,5; 3) 1,0; 4) 0,75; 5) 0,5; 6) 0,3; 7) 0,2; 8) 0,1; 9) 0,05.

Рассмотрим вопрос выбора положения ближней точки зондирования и оценки динамического диапазона приемного тракта лидара. По конструктивным соображениям начальная точка зондирования z_0 не может быть выбрана на расстоянии менее нескольких десятков метров от лидара. Наличие своего рода мертвой зоны вблизи лидара приводит к потере информации об атмосфере в ближней зоне, что в ряде случаев, например при зондировании нижнего слоя атмосферы в наклонных направлениях, крайне нежелательно. С другой стороны, уменьшение z_0 приводит не только к техническим трудностям, но и к существенному возрастанию динамического диапазона приемного тракта.

На рис. 1 приведены номограммы вида $D = \psi(\alpha z_0)$, позволяющие определить требуемый диапазон приемного тракта лидара при зондировании слоев разной оптической толщины τ . Для простоты в работе везде рассматривается случай однородной атмосферы. Считается также, что зондирование производится в области, где геометрическая функция лидара определяется только квадратом расстояния. Здесь $D = 10 \lg(P_{z_0}/P_{z_m})$, (где P_{z_0}/P_{z_m} есть отношение ординат эхо-сигнала в начальной и конечной точках зондируемого слоя), αz_0 — оптическая толщина слоя атмосферы от лидара до начальной точки зондирования z_0 . Из рисунка видно, что динамический диапазон приемника должен быть тем больше, чем меньше αz_0 и чем больше зондируемая оптическая толщина τ .

Рассмотрим конкретный пример. Пусть по условиям эксперимента требуется измерить прозрачность атмосферы в диапазоне метеорологической дальности видимости 1—10 км ($\alpha = 0,3 \dots 3 \text{ км}^{-1}$), желательная оптическая толщина зондирования $\tau = 0,5$ и по конструктивным соображениям (обусловленным, например, необходимо работать в зоне полного перехвата луча лазера) z_0 должно быть не менее 100 м. Согласно рис. 1, $D = 29,3$ дБ (точка а) при $\alpha = 0,3 \text{ км}^{-1}$ ($\alpha z_0 = 0,03$), $D = 12,9$ дБ (точка б) при $\alpha = 3 \text{ км}^{-1}$ ($\alpha z_0 = 0,3$), т. е. наибольшие требования к динамическому диапазону предъявляются при зондировании в условиях высокой прозрачности. Если аппаратура не обладает требуемым динамическим диапазоном, его можно снизить, увеличив z_0 . Так, при сдвиге начальной точки в положение $z'_0 = 200$ м требуемый динамический диапазон уменьшится и будет равен уже 23,8 и 9,5 дБ соответственно (точки а' и б' на рис. 1). При этом, однако, соответственно уменьшится и уровень сигналов на приемнике. Это уменьшение сигналов можно рассчитать, используя номограммы, приведенные на рис. 2, где даны зависимости вида $D_1 = \psi_1(\alpha z_0)$ при разных значениях $q = z'_0/z_0$. Параметр

$$D_1 = 10 \lg P_{z_0}/P_{z'_0} \quad (7)$$

определяет, насколько уменьшится принимаемый сигнал в начальной точке зондирования (и насколько соответственно должна быть увеличена чувствительность приемного тракта или изучаемая мощность), если начальная точка зондирования переносится из точки z_0 в более удаленную точку z'_0 . Как следует из рис. 2, значение D_1 также зависит от αz_0 . Для случая, рассмотренного выше, перенос начальной точки зондирования из $z_0 = 100$ м в $z'_0 = 200$ м ($q = 2$) повлечет за собой уменьшение уровня принимаемого сигнала на 6,2 дБ (при $\alpha = 0,3 \text{ км}^{-1}$ и 8,6 дБ при $\alpha = 3 \text{ км}^{-1}$ (точки а и б на рис. 2). Существенным здесь, конечно, является уменьшение уровня сигнала при малых значениях α , поскольку именно в этих условиях сигнал минимален и, следовательно, влияние всякого рода шумов, внешней засветки приемника дневным светом и т. д. проявляется наиболее сильно. Если компенсировать уменьшение уровня сигнала, вызванное сдвигом начальной точки z_0

в z'_0 , не представляется возможным (например, из-за сильного ухудшения соотношения сигнал/шум), то единственным выходом остается уменьшение величины зондируемой оптической толщины τ . Так, например, если динамический диапазон регистрирующего устройства составляет 20 дБ, то при $z_0=100$ м и $\alpha=0,3$ км⁻¹ зондируемая оптическая толщина, как это следует из номограмм на рис. 1, уменьшится до $\tau \approx 0,2$ (точка *в*). При $\alpha=3$ км⁻¹ приемное устройство с динамическим диапазоном 20 дБ обеспечит зондирование в пределах оптической толщины $\tau \approx 0,9$.

Таким образом, динамический диапазон приемника D определяет значение оптической толщины τ , зондируемой лидаром при заданных α и z_0 , причем минимальная оптическая толщина зонди-

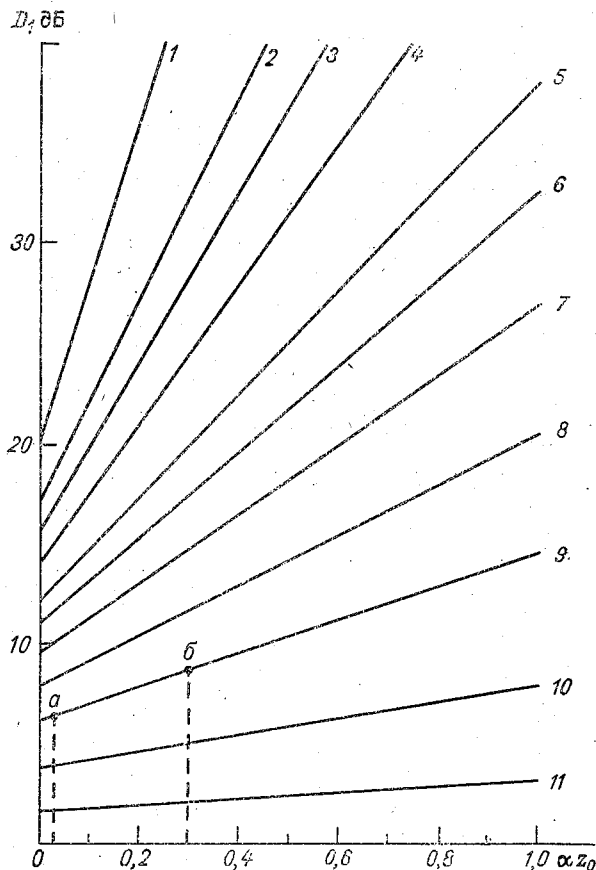


Рис. 2. Изменение уровня сигналов на приемнике при изменении положения начальной точки зондирования для различных q .
 1) 10; 2) 7; 3) 6; 4) 5; 5) 4; 6) 3,5; 7) 3; 8) 2,5; 9) 2;
 10) 1,5; 11) 1,2.

руется при $\alpha = \alpha_{\min}$. При $\alpha > \alpha_{\min}$ и при том же динамическом диапазоне зондируется слой большей оптической толщины. Однако поскольку уровень принимаемых сигналов зависит от α , сам диапазон несколько смещается. Поэтому важным параметром, который также должен быть определен в процессе проектирования, является максимальное значение сигнала в рабочем диапазоне. Нетрудно показать, что максимальное значение сигнала P_z в диапазоне $\alpha_{\min} - \alpha_{\max}$ соответствует значению показателя ослабления

$$\alpha^* = \frac{1}{2z_0}, \quad (8)$$

если $\alpha_{\min} \leq \alpha^* \leq \alpha_{\max}$, или значению показателя ослабления α_{\max} , если $\alpha^* > \alpha_{\max}$ (случай, когда $\alpha^* < \alpha_{\min}$, мало реален и здесь не рассматривается).

Таким образом, принимая во внимание вышесказанное, можно сделать вывод, что общий динамический диапазон приемного тракта лидара должен выбираться с учетом диапазона изменения эхосигнала при α_{\min} и изменения максимальных значений ординат сигналов в функции α . Можно рекомендовать выбирать общий динамический диапазон D_z из условия $D_z = D + bD'$, где

$$D' = 10 \lg \frac{P_{z_0}(\alpha^*)}{P_{z_0}(\alpha_{\min})},$$

$P_{z_0}(\alpha^*)$ — ордината сигнала в точке z_0 при α^* , определяемого из (8) (или при α_{\max} , если $\alpha^* > \alpha_{\max}$); $P_{z_0}(\alpha_{\min})$ — ордината сигнала в z_0 при $\alpha = \alpha_{\min}$; $b = 5 \div 10$ — коэффициент запаса, обусловленный возможностью колебаний мощности излучения лидара, вариаций параметров индикатрисы и т. д. Оптимальным вариантом приемного устройства лидара можно считать такой, при котором обеспечивается непрерывное измерение сигналов P_z в динамическом диапазоне D и имеется дополнительная ступенчатая регулировка усиления в диапазоне bD' .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балин Ю. С. К вопросу определения дальности действия лидара. — В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. М., Наука, 1976, с. 118.
2. Волохатюк В. А., Кочетков В. М., Красовский Р. Р. Вопросы оптической локации. — М.: Советское радио, 1971. — 256 с.
3. Григорьев В. М. Об отношении сигнал — шум в лазерном измерителе высоты облаков. — Труды НИИГМП, 1978, вып. 36, с. 37—47.
4. Игнатенко В. М., Ковалев В. А., Рыбаков Е. Е. Влияние инструментальных погрешностей на точность лидарного определения прозрачности атмосферы. — Труды ГГО, 1980, вып. 419, с. 89—99.
5. Ковалев В. А. Анализ методов обработки лазерных локаторов при измерении прозрачности атмосферы. — Труды ГГО, 1976, вып. 357, с. 121—139.
6. Костко О. К. Расчет потенциала лидара ЛР-3 при детектировании сигнала, обусловленного релеевским рассеянием. — Труды ЦАО, 1975, вып. 109, с. 3—11.
7. Метлицкий Б. И. К расчету мощности передатчика в лазерном облакомере с повышенной помехозащитностью. — Труды НИИГМП, 1977, вып. 34, с. 28—40.

8. Овсянников В. А., Романов А. М. Отношение сигнал/шум в системах оптической локации. — Оптико-механическая промышленность, 1973, № 1.
9. Принципы расчета основных параметров лидара с использованием спектрального прибора с входной щелью/Ю. Ф. Аршинов, С. М. Бобровников, С. А. Даничкин и др. — В кн.: Вопросы дистанционного зондирования атмосферы. Томск, 1975, с. 150—153.
10. Соболева Н. А., Маламед А. Е. Фотоэлектронные приборы. — М.: Высшая школа, 1974. — 376 с.
11. Турыгин И. А. Прикладная оптика. — М.: Машиностроение, 1966. — 431 с.
12. Якушенков Ю. Г. Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. — М.: Советское радио, 1971. — 333 с.
13. Barret E. W. Ven-Dov O. Application of the Lidar to Air Pollution Measurements.— J. Appl. Meteorol., 1967, vol. 6, N 10, p. 500—515.
14. Davis P. A. The analysis of Lidar Signatures of Cirrus Clouds.— Appl. Opt., 1969, vol. 8, N 10, p. 2099—2102.

Е. Л. Махоткина

ОПЫТ РЕГИСТРАЦИИ АЛЬБЕДО РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА В ОБЛАСТИ ФАР

В настоящее время на актинометрических станциях измеряется только интегральное альбедро растительного покрова (A), которое почти на порядок отличается от альбедро растительного покрова в области фотосинтетически активной радиации (A_{Φ}). Ранее измерениям его в этой области препятствовало отсутствие простых и точных приборов для производства массовых наблюдений [2]. Имеющиеся данные об альбедро растительного покрова в области ФАР получены в результате проводившихся время от времени исследовательских работ с использованием различных методов и приборов, начиная с фитопиранометра Б. И. Гуляева [9] и кончая спектрофотометром, применявшимся в наземных условиях [3, 6] и при полетах на небольших высотах [5]. Более или менее регулярные наблюдения были осуществлены только в одном пункте, при этом использовались приборы, изготовленные самими исследователями [1]. Однако эти единичные экземпляры приборов не могли быть использованы в условиях сетевых актинометрических станций.

Измерения ФАР, отраженной растительным покровом, связаны с целым рядом дополнительных методических трудностей, из-за которых далеко не все приборы, предназначенные для измерения проходящих потоков ФАР, могут быть использованы для наблюдений за отраженной радиацией. Ввиду того что спектральный состав радиации, отраженной растительным покровом, существенно отличается от спектрального состава проходящей коротковолновой радиации, требования к спектральной чувствительности приборов для измерения A_{Φ} заметно повышаются. Ошибки, возникающие

за счет различий в спектральном составе измеряемой радиации и радиации, относительно которой определяется чувствительность фитопиранометра, учитывались, как правило, путем введения спектральных поправочных множителей, рассчитываемых по методике, изложенной в [9].

Естественно, что для расширения сведений об A_{Φ} и получения типичных средних значений, характерных для различных погодных условий и разных фаз развития растительности, требуется организация систематических измерений отраженной и приходящей ФАР. Теперь эта задача может решаться с помощью цветных пиранометров, представляющих собой вариант стандартных пиранометров типа М-80М. Цветной пиранометр отличается от типового пиранометра М-80М красно-белой окраской термобатареи (у типового она черно-белая).

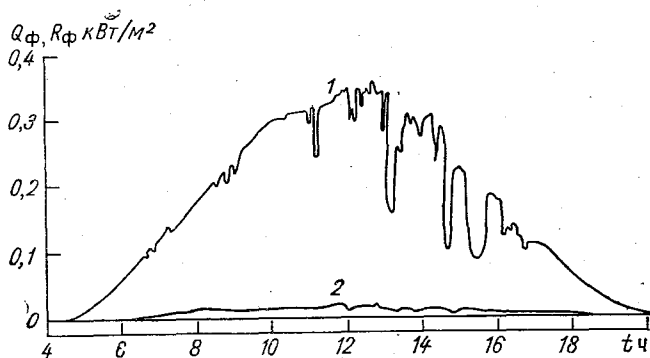


Рис. 1. Суточный ход суммарной и отраженной ФАР по наблюдениям 16 августа 1979 г.
1 — суммарная ФАР, 2 — отраженная ФАР.

В результате расчета спектрального поправочного множителя с учетом обобщенных данных о спектральном распределении радиации [4] и диапазона вариаций спектральных коэффициентов отражения естественной зелени [7] было установлено, что при измерении отраженной ФАР с помощью цветного пиранометра этот множитель равен 1,13 в случае ясного неба и 1,15 в случае пасмурного неба. Следует отметить, что при эпизодических наблюдениях, выполненных Б. И. Гуляевым с помощью фитопиранометра его конструкции, поправки имели тот же порядок.

Опытная регистрация отраженной ФАР (R_{Φ}) была проведена в августе 1979 г. на полевой базе ГГО под Ленинградом с помощью цветного пиранометра, установленного на высоте 1,4 м над поверхностью земли, покрытой густой темно-зеленой травой высотой 10—15 см. В качестве прибора, регистрирующего сигналы пиранометра, использовался ампервольтметр типа Н339 со сменным блоком на 1 мВ. Параллельно с регистрацией отраженной ФАР

с помощью такого же цветного пиранометра регистрировалась суммарная ФАР (Q_{Φ}): Каждый из приборов был проградуирован в естественных условиях по прямой ФАР, причем в качестве контрольного прибора был использован актинометр, снабженный насадкой для последовательной установки фильтров БС-8 и КС-19. Пример суточного хода суммарной и отраженной ФАР, полученного в результате проведенной регистрации, представлен на рис. 1.

Обработка результатов регистрации велась обычным путем. Расхождения в спектральных составах отраженной и прямой радиации учитывались путем введения спектрального поправочного множителя, который для приборов данного типа равен в среднем

Таблица 1

Суточные суммы Q , R , Q_{Φ} , R_{Φ} МДж/м², средние значения A , A_{Φ} % и средняя (общая/нижняя) облачность n в баллах. Август 1979 г.

Число	Q	R	A	Q_{Φ}	R_{Φ}	A_{Φ}	n
9	22,96	4,61	20,1	11,65	0,46	4,1	7/1
10	14,46	2,81	19,4	8,13	0,29	3,6	10/4
14	21,83	4,61	21,1	12,11	0,46	3,8	5/0
15	9,43	1,97	20,9	6,65	0,21	3,7	10/4
16	17,82	3,69	20,7	9,81	0,38	3,9	6/0
17	20,16	4,32	21,4	11,48	0,46	4,0	6/1
18	21,04	4,32	20,5	12,03	0,46	3,8	4/1
19	17,69	3,65	20,6	10,23	0,42	4,1	4/4
20	15,39	3,02	19,6	8,47	0,34	4,0	10/0

1,14. После обработки лент двух самописцев значения A_{Φ} определялись для каждого часового интервала. Результаты проведенных измерений, осредненные по отдельным дням, представлены в табл. 1. Для сравнения в таблице приведены значения интегральной суммарной (Q) и отраженной (R) радиации.

В период наблюдений отмечалась сухая погода и переменная облачность преимущественно верхнего и среднего ярусов. Средние суточные значения A_{Φ} колебались в небольших пределах, около 4 %, и были приблизительно в 5 раз меньше одновременно измеренных значений A . В суточном ходе отраженная ФАР в основном повторяет ход суммарной радиации. В дни с переменной облачностью отраженная густой зеленой травой ФАР составила примерно 10 % интегральной отраженной радиации. По данным детального анализа полученных результатов, A_{Φ} слабо зависит от высоты Солнца, что совпадает с выводом Ю. К. Росса, сделанным на основании расчета [7], и с результатами измерений в более

узой (видимой) области спектра [1]. По данным исследовательских работ, обобщенным Ю. К. Россом [7] и Х. Г. Тоомигом [8], альbedo растительного покрова в области ФАР составляет в среднем 0,02—0,08. Таким образом, измерения, выполненные с помощью цветных пиранометров, вполне приспособленных для использования на сети станций, согласуются с ожидаемыми оценками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гараджа М. П., Евневич Т. В. Световое и ультрафиолетовое альbedo некоторых естественных подстилающих поверхностей. — Метеорология и гидрология, 1972, № 7, с. 41—48.
2. Ефимова Н. А. Радиационные факторы продуктивности растительного покрова. — Л.: Гидрометеоздат, 1977. — 214 с.
3. Кондратьев К. Я., Миронова З. Ф., Отто А. Н. Спектральное альbedo естественных подстилающих поверхностей. — Проблемы физики атмосферы, 1965, вып. 3.
4. Махоткина Е. Л. К вопросу об определении спектральных поправок пиранометра Янишевского. — Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 134—143.
5. Мелешко К. Е. Спектрофотометрические исследования природных покровов Земли. — Л.: Недра, 1976—111 с.
6. Рачулик В. И. О влиянии надземной растительной массы на спектральные кривые коэффициентов яркости системы почва — растительность. — Метеорология и гидрология, 1972, № 7, с. 90—92.
7. Росс Ю. К. Радиационный режим и архитектоника растительного покрова. — Л.: Гидрометеоздат, 1975. — 336 с.
8. Тоомиг Х. Г. Солнечная радиация и формирование урожая. — Л.: Гидрометеоздат, 1977. — 194 с.
9. Тоомиг Х. Г., Гуляев Б. И. Методика измерения фотосинтетически активной радиации. — М.: Наука, 1967. — 143 с.

Е. Л. Махоткина

ЦВЕТНЫЕ ПИРАНОМЕТРЫ

Несмотря на то что целый ряд специальных задач, выдвигаемых исследованиями, проводимыми с целью удовлетворения конкретных практических запросов, требует организации регулярных наблюдений за радиацией в отдельных, достаточно широких участках спектра, такие наблюдения до настоящего времени проводятся только эпизодически. Это объясняется тем, что селективные пиранометры, предназначенные для регистрации суммарной (рассеянной) радиации, до последнего времени являлись редкостью. Трудность их изготовления и обеспечения надежной работы вызвана рядом факторов. Например, для изготовления полусферического колпака, предназначенного для выделения отдельных участков спектра, требуется отливка довольно большого размера, почти целиком идущая в отходы при обработке, так как цветное оптическое стекло не допускает вторичной плавки.

Кроме того, в естественных условиях температура сильно поглощающего радиацию колпака испытывает колебания, вызывающие при наличии черного приемника сползание нуля, в предельном случае полностью искажающее показания прибора [1]. Для уменьшения этого паразитного эффекта в отдельных случаях прибегают к специальным мерам. Так, пиранометр, предназначенный для регистрации ультрафиолетовой радиации, был снабжен устройством для его регулярного закрывания с целью уменьшения нагрева колпака [3]. При черно-белом приемнике нагрев колпака практически не сказывается на показаниях пиранометра, что подтверждается опытом эксплуатации пиранометров для измерения радиации в спектральном интервале 0,8—3,5 мкм [8], но практическая трудность изготовления полусферических фильтровых колпаков, о которых говорилось выше, исключают широкое распространение таких приборов. Попытка обхода этих трудностей в результате применения жидкостного фильтра (раствора медного купороса, заполняющего пространство между двумя полусферическими колпаками) [10] также не позволила решить проблему. Опыт использования пиранометров с полусферическим фильтром RC_{698} показал, что они оказываются недостаточно стойкими к атмосферным воздействиям [12]. Учитывая вышесказанное, следует сделать вывод, что пиранометры с фильтровыми полусферами не являются надежными, так как любое повреждение колпака может привести к прекращению наблюдений и придать этим наблюдениям эпизодический характер.

Совершенно иные практические перспективы развития наблюдений в рассматриваемом направлении появляются в том случае, когда для измерения спектральной чувствительности пиранометров с целью выделения отдельных участков спектра использовать вместо эффекта поглощения эффект отражения. При этом для этого требуются только обычные колпаки из бесцветного стекла и подходящие краски для покрытия термобатареи. Здесь уместно вспомнить, что цветные приемники радиации (типа термометров), предназначенные для измерений в области фотосинтетически активной радиации (ФАР), были применены еще К. А. Тимирязевым в 1904 г. и значительно усовершенствованы Л. А. Ивановым в 1918 г. [2, 3].

Выбор красок для различных вариантов селективных пиранометров должен производиться применительно к конкретной задаче измерений. При создании пиранометра для организации систематических наблюдений за ФАР может показаться, что термобатарея искомого фитопиранометра может быть сделана зелено-белой вместо обычной черно-белой. Однако обычные зеленые краски, в отличие от зеленой растительности, отражают мало красных лучей, это различие уже давно использовалось в приемах демаскировки. В данном случае наиболее подходящей из общеупотребительных красок является красная киноварь, изготавливаемая по ТУ6—10—1308—72 в виде гуаши. Применение этой краски в пиранометрах М-80М с белым или черным покрытием дает два ва-

рианта цветных пиранометров: соответственно красно-белый, чувствительный к большей части области ФАР, и красно-черный, чувствительный к близкой инфракрасной радиации.

Спектральная чувствительность этих пиранометров (E_λ) была определена двумя независимыми способами:

1) путем расчета с использованием литературных [6] и лабораторных данных о характеристиках покрытий термобатарей;

2) по измерениям в естественных условиях с набором цветных оптических стекол, каждое из которых устанавливалось поочередно перед актинометром и пиранометром, помещенным в поворачиваемой трубе ПО-11. Эти измерения позволили определить чувствительность пиранометра в достаточно узких спектральных интер-

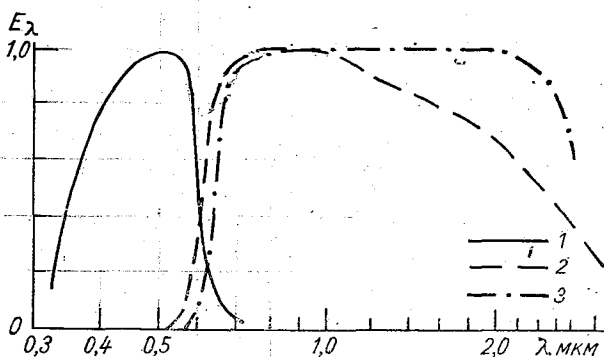


Рис. 1. Спектральная чувствительность цветных пиранометров.

1 — красно-белого, 2 — красно-черного, 3 — пропускание фильтра КС-11 (дается для сравнения).

валах и получить кривые спектральной чувствительности для конкретных экземпляров пиранометров.

Данные, полученные двумя способами, хорошо сходились между собой.

Окончательный вид кривых спектральной чувствительности цветных пиранометров представлен на рис. 1, на котором для сравнения приведена также кривая, характеризующая пропускание фильтра КС-11.

Градуировка цветных пиранометров может быть выполнена путем привязки их показаний к прямой солнечной радиации, соответствующей диапазону рабочей части их спектральной чувствительности. Ввиду того что чувствительность цветных пиранометров имеет резкую границу при $\lambda \approx 0,6$ мкм, сигнал красно-белого пиранометра следует отнести к прямой солнечной радиации с $\lambda < 0,6$ мкм, а красно-черного — к радиации с $\lambda > 0,6$ мкм. Кривая спектральной чувствительности красно-белого пиранометра показывает, что изменение окраски с черной на красную привело к по-

давлению чувствительности пиранометра вне области ФАР. Следует напомнить, что полное перекрытие области ФАР не реализовывалось в подавляющем большинстве приборов, использовавшихся для ее измерений. Область спектральной чувствительности красно-черного пиранометра оказывается существенно приближенной к области чувствительности БИКР с границами 0,71—4,0 мкм, согласно [7].

Расчет, выполненный с использованием данных о распределении энергии в спектрах коротковолновых потоков радиации [4], показал, что воспринимаемые приемниками цветных пиранометров потоки радиации отличаются от потоков ФАР и БИКР менее чем на 20 %. В связи с этим проверка красно-белых пиранометров может быть произведена в естественных условиях путем привязки их показаний к прямой ФАР, измеряемой актинометром с фильтрами БС-8 и КС-19. Аналогично чувствительность красно-черных пиранометров может быть определена непосредственно по радиации в области БИКР, определяемой актинометром с фильтром КС-19. Установлено, что отдельные экземпляры макетов цветных пиранометров имеют абсолютную чувствительность от 8,5 до 13,0 мВ/(кВт·м⁻²), что обеспечивает возможность их использования вместе с типовыми измерительными приборами, применяемыми на актинометрической сети.

При проведении полевых испытаний макетов цветных пиранометров в различных пунктах подтвердилось сохранение основных эксплуатационных характеристик стандартных пиранометров М-80М — достаточная простота и надежность в работе, стабильность чувствительности, приспособленность к непрерывной работе с регистрацией показаний самописцами. Результаты градуировок, регулярно проводившихся в течение двух вегетационных сезонов, показали, что чувствительность пиранометров в процессе их эксплуатации испытывает лишь случайные колебания, абсолютные значения которых не превышают 5 %.

Градуировка цветных пиранометров при различных высотах Солнца (от 9 до 55°) показала, что чувствительность их остается постоянной при естественных колебаниях спектрального состава радиации. Зависимость чувствительности от угла падения лучей присуща всем новым пиранометрам в той же степени, в какой она присуща сетевым пиранометрам М-80М.

Расчет спектральных поправочных множителей для цветных пиранометров был выполнен по общепринятой методике [9] с учетом двух возможных способов градуировки этих пиранометров. В качестве модельных спектров радиации были использованы современные данные о спектральных распределениях коротковолновой радиации для случаев ясного ($n=0$) и пасмурного ($n=10$) неба, обобщенные в работе [4], а также обобщенные сведения о диапазоне вариаций спектральных коэффициентов отражения зеленых листьев, приведенные в работе [7].

Результаты расчета спектральных поправочных множителей представлены в табл. 1.

Как следует из таблицы, спектральные поправочные множители для цветных пиранометров в большинстве случаев оказываются небольшими и составляют всего лишь несколько процентов. Поправочные множители, существенно отличающиеся от единицы, появляются преимущественно при измерении отраженной радиации, спектр которой резко отличается от спектра прямой радиации, относительно которой определяется чувствительность пиранометров. Правильность определения и достаточная стабильность спектральных поправочных множителей подтверждаются также совпадением сумм показаний красно-белого и красно-черного цветных пиранометров с показаниями интегрального пиранометра М-80М. Анализ данных, полученных одновременно парой цветных пиранометров, показывает, что соотношение коротковолновой рассеянной радиации, измеренной красно-белым пиранометром, и длинноволновой рассеянной радиации, измеренной красно-черным пиранометром, является достаточно чувствительным показателем состояния неба [5].

Таблица 1

Значения спектральных поправочных множителей цветных пиранометров

Пиранометр	Контрольный источник радиации	S	D		Q	R _к	
			n=0	n=10		n=0	n=10
Красно-белый	$S_{\lambda < 0,61}$	1,0	1,01	1,00	1,00	0,90	0,92
	$S_{0,38 < \lambda < 0,71}$	1,0	0,91	0,99	0,98	1,13	1,15
Красно-черный	$S_{\lambda > 0,61}$	1,0	0,99	0,98	1,00	1,01	1,00
	$S_{\lambda > 0,71}$	1,0	0,81	0,95	0,98	1,13	1,13

Красно-белые пиранометры успешно использовались для проведения регулярных наблюдений в 1975—1979 гг. в Воейково и Феодосии. При анализе полученных по этим данным средних дневных значений коэффициентов перехода от интегральной радиации к ФАР c_Q было установлено, что они лучше всего коррелируют со степенью покрытия солнечного диска облаками в течение дня. По материалам, полученным в период одного вегетационного сезона, эта связь характеризуется изменением средних дневных значений коэффициента c_Q от 0,46 при отметках \odot^2 и 0,49 при отметках \odot^2, \odot, \odot^0 до 0,52 (\odot, Π) и 0,56 (Π). Учет таких изменений позволяет, в частности, уточнить расчет сумм ФАР за короткие промежутки времени (пятидневку). Иллюстрацией изменений переходных коэффициентов служат данные, представленные в табл. 2.

Подсчет сумм ФАР по методике, изложенной в [7], в отдельные пятидневки дал ошибки до 15%. Приведенные в настоящей работе данные свидетельствуют о перспективности цветных пира-

Соотношение измеренных и рассчитанных сумм суммарной фотосинтетически активной радиации по пятидневкам

Месяц	Пятидневка					
	1-я	2-я	3-я	4-я	5-я	6-я
Феодосия, 1976 г.						
IV	0,86	0,93	0,89	0,99	0,88	0,92
V	0,91	0,87	0,97	0,99	0,92	0,92
VI	0,93	0,98	0,98	0,93	0,96	0,90
VII	0,99	0,97	1,02	1,07	0,95	1,14
VIII	0,95	0,97	1,14	0,96	1,01	1,10
Воейково, 1979 г.						
IV	0,96	0,98	0,97	0,88	0,95	0,93
V	0,86	0,97	—	—	1,00	1,03
VI	1,02	0,97	0,97	1,02	0,94	0,92
VII	0,94	1,00	1,00	0,96	—	—

нометров на сети актинометрических и агрометеорологических станций, причем изготовление таких пиранометров может быть налажено параллельно с выпуском пиранометров М-80М, так как для этого требуется лишь минимальное изменение технологии изготовления приборов, уже давно освоенных промышленностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев В. А. Световой режим леса. — Л.: Наука, 1975. — 227 с.
2. Иванов Л. А. Об измерении лучей, действующих на растение. — Метеорологический вестник, 1918, т. 28, с. 62—76.
3. Иванов Л. А. Об измерении физиологической радиации фитоактинометром. — Метеорологический вестник, 1920, т. 30, с. 1—23.
4. Махоткина Е. Л. К вопросу об определении спектральных поправок пиранометра Янишевского. — Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 134—143.
5. Махоткина Е. Л. Возможности применения пиранометров для измерений в отдельных спектральных интервалах. — В кн.: Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1979, с. 139—142.
6. Некоторые результаты исследования спектральных характеристик черных и белых покрытий, применяемых для приемных поверхностей актинометрических приборов/А. М. Броунштейн, Б. П. Козарев, К. Д. Лебедева, С. И. Сивков. — Труды ГГО, 1968, вып. 213, с. 3—12.
7. Росс Ю. К. Радиационный режим и архитектура растительного покрова. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. — 336 с.
8. Саханов В. В. Измерение инфракрасной радиации Солнца пиранометрами конструкции Ю. Д. Янишевского. — В кн.: Сб. научных работ РСХИ. Рязань, 1970, вып. 20.
9. Тооминг Х. Г., Гуляев Б. И. Методика измерения фотосинтетически активной радиации. — М.: Наука, 1967. — 143 с.

10. Федюшин А. А., Беденко В. П. Исследование переходных коэффициентов от интегральной радиации к ФАР на юго-востоке Казахстана. — В кн.: Труды IX Всесоюз. совещания по актинометрии. Л., Гидрометеониздат, 1974, с. 455—458.

11. Collins B. G. A pyranometer for measuring ultraviolet radiation. — Australian Meteorological Magazine, 1971, vol. 19, N 4, p. 141—148.

12. McCartney H. A. Spectral distribution of solar radiation. 2. Global and diffuse. — Quart. J. Royal Meteorol. Soc., 1978, vol. 104, N 442, p. 911—926.

*Н. Н. Пармонова, Т. М. Гуляева,
А. М. Броунштейн*

ОБ УЧЕТЕ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ИК МИКРООКНАХ ПРОЗРАЧНОСТИ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРАССАХ

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию непрерывного ослабления в ИК области спектра. Измерения этого вида ослабления проводятся в узких интервалах спектра, где селективное поглощение мало, в так называемых микроокнах прозрачности. Считается, что пропускание, измеренное в микроокнах прозрачности, целиком обусловлено непрерывным ослаблением. Измерения, как правило, производятся при разрешении спектрального прибора $1\text{--}5\text{ см}^{-1}$. В действительности ИК область спектра насыщена линиями поглощения атмосферных газов различной интенсивности ($5\text{--}20$ линий на 1 см^{-1}), так что при указанном разрешении в спектральные интервалы, выделяемые монохроматором, попадает несколько линий поглощения атмосферных газов. Наличие селективного поглощения в микроокнах прозрачности может вызвать ошибку при определении величины непрерывного ослабления и исказить его спектральный ход, поскольку селективное поглощение различно в разных микроокнах прозрачности.

Ошибки определения внеатмосферных значений потока солнечного излучения и оптической плотности всей толщи атмосферы для непрерывного ослабления приведены в работе [2].

В настоящей работе проведена оценка вклада селективного поглощения в микроокнах прозрачности для однородного приземного слоя атмосферы. Для этой цели, как и в работе [2], произведены прямые расчеты селективного пропускания атмосферы по параметрам линий атмосферных газов, взятых из работы [4].

Расчеты были произведены для трасс длиной 150, 400, 1600, 2000, 5000 м при трех значениях полуширины аппаратной функции спектрального прибора ($\Delta\nu=1, 3, 5\text{ см}^{-1}$), трех значениях температуры ($T=263, 273, 296\text{ К}$) и пяти значениях парциального давления водяного пара ($e=5, 10, 15, 20, 25\text{ гПа}$). Объемные концентрации других газовых компонент были взяты следующие: $\text{CO}_2\text{—}330\text{ млн}^{-1}$; $\text{O}_3\text{—}0,02\text{ млн}^{-1}$; $\text{N}_2\text{O—}0,5\text{ млн}^{-1}$; $\text{CO—}0,2\text{ млн}^{-1}$; $\text{CH}_4\text{—}1,4\text{ млн}^{-1}$. Частоты центров микроокон, для ко-

торых проводились расчеты, приведены в табл. 1. На рис. 1 показано положение микроокон на спектре пропускания атмосферы в области 8—12 мкм.

В отличие от наклонных трасс [2], для приземной горизонтальной трассы селективное поглощение не искажает величину определяемого тем или иным способом «нулевого» потока радиации от источника излучения (не используется закон Бугера). В этом

Таблица 1

Перечень микроокон и диапазоны изменений поправок на селективное поглощение

Номер микроокна	ν см ⁻¹	λ мкм	$(\Delta\alpha_n)_{\min} - (\Delta\alpha_n)_{\max}$	Номер микроокна	ν см ⁻¹	λ мкм	$(\Delta\alpha_n)_{\min} - (\Delta\alpha_n)_{\max}$
1	765	13,07	0,02—0,12	17	1069	9,35	0,01—0,09
2	773	12,94	0,01—0,38	18	1081	9,25	0,01—0,03
3	788	12,69	0 —0,11	19	1096	9,12	0 —0,06
4	820	12,19	0	20	1104	9,06	0 —0,29
5	832	12,02	0 —0,02	21	1116	8,96	0 —0,07
6	845	11,83	0 —0,04	22	1128	8,86	0
7	861	11,61	0 —0,04	23	1144	8,74	0 —0,03
8	875	11,43	0 —0,08	24	1161	8,61	0,01—0,02
9	901	11,10	0	25	1169	8,55	0 —0,24
10	915	10,93	0 —0,05	26	1181	8,47	0,01—0,10
11	932	10,73	0 —0,01	27	1192	8,39	0,01—0,09
12	962	10,39	0 —0,03	28	1203	8,31	0 —0,06
13	987	10,13	0	29	1233	8,11	0,01—0,14
14	1024	9,76	0 —0,02	30	2700	3,70	0 —0,03
15	1034	9,67	0,01—0,04	31	3159	3,16	0,01—0,10
16	1044	9,58	0 —0,04	32	4668	2,14	0

случае поправки к измеренному значению оптической плотности непрерывного ослабления $\Delta\alpha_n$ определяются непосредственно величиной селективного поглощения $\alpha_{\text{сел}}$:

$$\Delta\alpha_n = \bar{\alpha}_{\text{сел}}, \quad P_{\text{сел}} = e^{-\alpha_{\text{сел}}L}, \quad (1)$$

где L — длина трассы в километрах.

Расчитанные по формуле (1) поправки относятся к оптической плотности атмосферы 1 км пути. Здесь следует отметить, что из-за селективного поглощения в микроокнах прозрачности нарушается закон Бугера, т. е. $\alpha_{\text{сел}}$ не остается постоянным при изменении L . Таким образом, длина трассы, на которой производятся

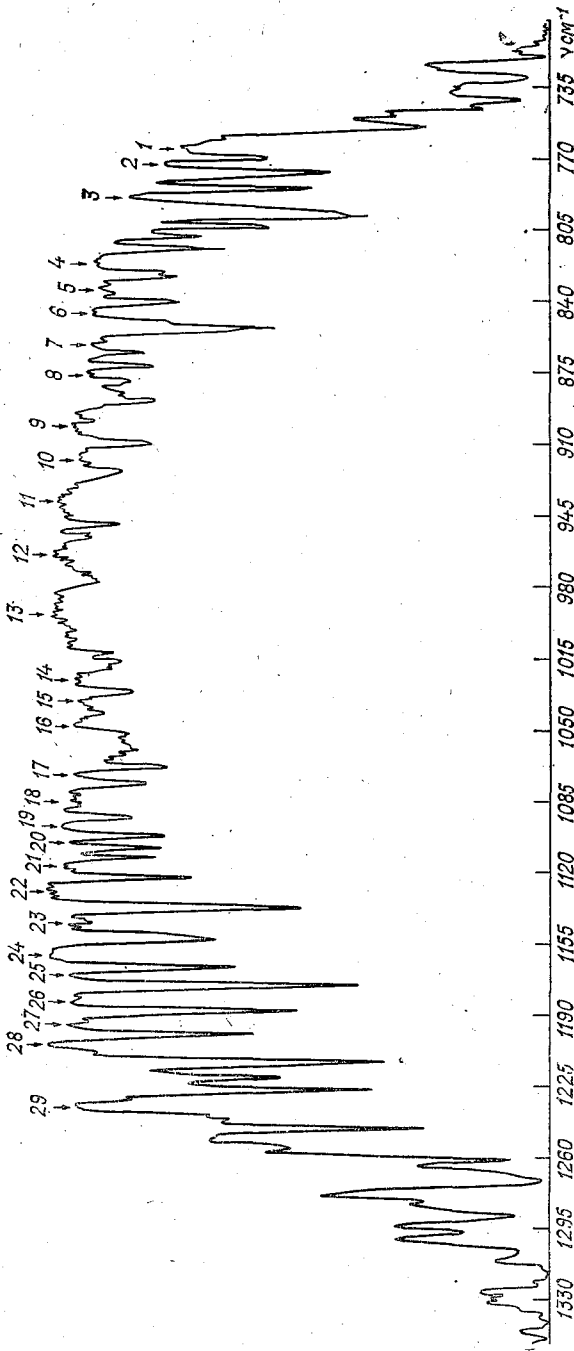


Рис. 1. Положение микрокон на спектре пропускания атмосферы в области 8—12 мкм.

измерения, является одним из параметров, от которого зависят поправки на селективное поглощение $\Delta\alpha_H$.

Расчеты $P_{\text{сел}}$ проводились с использованием лорентцовского контура линий поглощения. Зависимости полуширины линий от температуры и давления, а также интенсивности от температуры были взяты из работы [4].

При определении монохроматического пропускания на частоте ν учитывался вклад линий, отстоящих от ν не более чем на 3 см^{-1} .

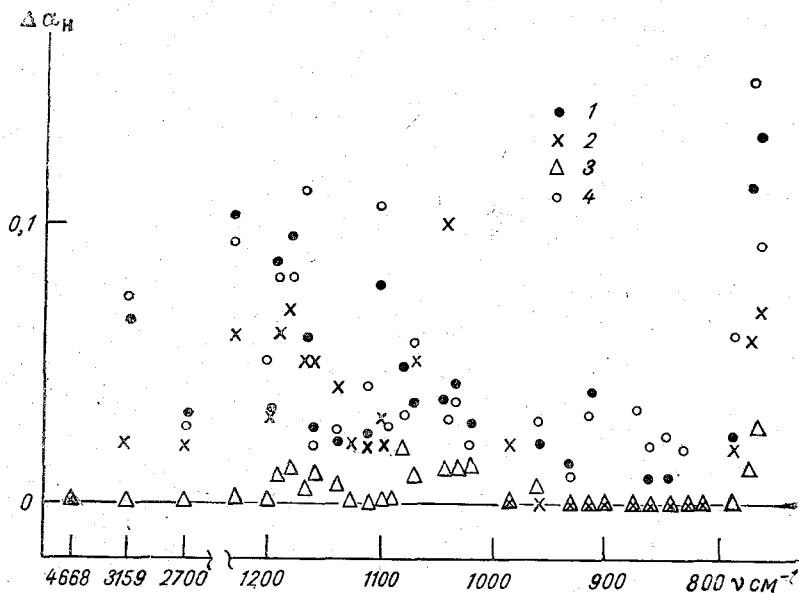


Рис. 2. Поправки к оптической плотности непрерывного ослабления $\Delta\alpha_H$.

- 1) $2\Delta\alpha_H$ для приземного слоя атмосферы длиной 2 км ($e=15$ гПа, $T=296$ К, $\Delta\nu=3 \text{ см}^{-1}$);
- 2) $\Delta\alpha_z$ для вертикального столба атмосферы ($W_z=2,19$ см H_2O , $\Delta\nu=3 \text{ см}^{-1}$);
- 3) $\Delta\alpha_H$ ($e=5$ гПа, $T=273$ К, $\Delta\nu=1 \text{ см}^{-1}$);
- 4) $\Delta\alpha_H$ ($e=25$ гПа, $T=296$ К, $\Delta\nu=5 \text{ см}^{-1}$).

Расчет с учетом более далеких линий показал, что в большинстве микроокон изменение $\bar{\alpha}_{\text{сел}}$ не превышает $0,01 \text{ км}^{-1}$, и только в тех случаях, когда поправки на селективное ослабление велики ($\bar{\alpha}_{\text{сел}} > 0,1 \text{ км}^{-1}$), указанное изменение может достигать $0,02$ — $0,03 \text{ км}^{-1}$.

Полученные по формуле (1) значения $\Delta\alpha_H$ приведены в табл. 2. Расчеты показали также, что зависимости поправок $\Delta\alpha_H$ от температуры и влажности (в пределах рассматриваемых диапазонов изменения этих параметров) можно считать линейными во всех рассматриваемых микроокнах. Поэтому в табл. 2 приведены поправки

Поправки на селективное поглощение ($\Delta \alpha_n \text{ км}^{-1}$)

Номер микро-окна	$\Delta \nu \text{ см}^{-1}$	e гПа	L км							
			0,15	0,4	2	5	0,15	0,4	2	5
$T=263 \text{ К}$										
1	5	25	0,05	0,05	0,05	0,04	0,12	0,11	0,09	0,08
		5	0,04	0,04	0,03	0,03	0,09	0,08	0,07	0,06
	3	25	0,03	0,03	0,03	0,03	0,08	0,08	0,07	0,06
		5	0,03	0,03	0,03	0,03	0,07	0,07	0,06	0,06
	1	25	0,03	0,03	0,02	0,02	0,06	0,06	0,06	0,05
		5	0,03	0,02	0,02	0,02	0,05	0,05	0,05	0,04
2	5	25	0,24	0,20	0,11	0,07	0,38	0,28	0,15	0,11
		5	0,07	0,06	0,05	0,04	0,12	0,11	0,08	0,06
	3	25	0,07	0,06	0,04	0,03	0,13	0,10	0,07	0,06
		5	0,02	0,02	0,02	0,02	0,05	0,05	0,04	0,03
	1	25	0,02	0,02	0,02	0,01	0,03	0,03	0,03	0,03
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,03	0,02	0,02	0,02
3	5	25	0,07	0,06	0,04	0,03	0,11	0,09	0,06	0,05
		5	0,03	0,03	0,02	0,02	0,05	0,05	0,04	0,03
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
5	5	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,01
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0	0
6	5	25	0,03	0,03	0,02	0,01	0,04	0,04	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0	0	0	0	0	0	0	0
7	5	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,03	0,02	0,02
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0
	3	25	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0	0	0	0	0	0	0	0
8	5	25	0,05	0,04	0,02	0,02	0,08	0,06	0,03	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,01	0,01
10	5	25	0,02	0,02	0,01	0,01	0,05	0,05	0,03	0,02
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,04	0,03	0,02
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01

Номер микро- окна	Δ в см ⁻¹	ϵ гПа	L км							
			0,15	0,4	2	5	0,15	0,4	2	5
11	5	25	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0
12	5	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,03	0,03	0,03	0,02
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,01	0,01
		5	0	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
14	5	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,01	0,01
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0	0	0
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0	0	0
15	5	25	0,03	0,03	0,03	0,02	0,04	0,04	0,04	0,03
		5	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
	3	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
	1	25	0,02	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01
		5	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
16	5	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,04	0,04	0,03	0,03
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
17	5	25	0,05	0,05	0,03	0,03	0,09	0,08	0,06	0,04
		5	0,02	0,02	0,02	0,01	0,04	0,04	0,03	0,02
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,01	0,01
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
18	5	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,03	0,03
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,03	0,03	0,03	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02

Номер микро- окна	$\Delta \nu \text{ см}^{-1}$	$e \text{ рПа}$	$L \text{ км}$							
			0,15	0,4	2	5	0,15	0,4	2	5
19	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,01
	5	25	0,03	0,03	0,02	0,01	0,06	0,05	0,03	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0	0,01	0,01	0,01	0,01
20	5	25	0,19	0,15	0,08	0,05	0,29	0,21	0,11	0,07
		5	0,04	0,04	0,03	0,02	0,07	0,07	0,04	0,03
	3	25	0,08	0,07	0,04	0,03	0,12	0,09	0,05	0,04
		5	0,02	0,02	0,01	0,01	0,03	0,03	0,02	0,01
21	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0	0	0	0,01	0	0	0
	5	25	0,04	0,03	0,02	0,02	0,07	0,06	0,04	0,03
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
23	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0	0	0	0	0,01	0	0	0
	1	25	0,01	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0	0	0	0,01	0	0	0
24	5	25	0,02	0,01	0,01	0,01	0,03	0,03	0,03	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
25	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0,01	0,01	0	0,01	0,01	0,01	0,01
	5	25	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
26	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
	1	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
25	5	25	0,18	0,15	0,09	0,06	0,24	0,19	0,11	0,08
		5	0,05	0,04	0,03	0,02	0,06	0,06	0,04	0,03
	3	25	0,03	0,03	0,03	0,03	0,05	0,05	0,04	0,04
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
26	1	25	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
		5	0,01	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0
	5	25	0,07	0,07	0,06	0,05	0,10	0,10	0,08	0,06
		5	0,03	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,03	0,02

Номер микроокна	Δv см ⁻¹	e гПа	L км								
			0,15	0,4	2	5	0,15	0,4	2	5	
27	3	25	0,06	0,06	0,05	0,04	0,09	0,08	0,07	0,05	
		5	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02	
	1	25	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	
	5	25	0,07	0,07	0,06	0,06	0,09	0,09	0,08	0,07	
		5	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,02	0,02	
	3	25	0,05	0,05	0,05	0,04	0,07	0,07	0,06	0,05	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	
	28	1	25	0,02	0,02	0,02	0,01	0,04	0,04	0,03	0,03
			5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
5		25	0,04	0,04	0,03	0,03	0,06	0,06	0,05	0,04	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	
29	3	25	0,01	0,01	0,01	0,01	0,03	0,03	0,03	0,02	
		5	0,01	0	0	0	0,01	0,01	0,01	0,01	
	5	25	0,09	0,09	0,07	0,05	0,14	0,13	0,09	0,07	
		5	0,03	0,03	0,03	0,03	0,05	0,05	0,04	0,04	
30	3	25	0,05	0,04	0,04	0,04	0,09	0,09	0,07	0,06	
		5	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03	0,03	0,03	
	1	25	0,02	0,01	0,01	0,01	0,03	0,02	0,02	0,02	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	
31	5	25	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,02	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0	0	0	
	3	25	0,03	0,03	0,03	0,02	0,03	0,03	0,03	0,02	
		5	0,01	0,01	0	0	0,01	0	0	0	
5	25	0,07	0,06	0,05	0,04	0,10	0,09	0,07	0,06		
	5	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02		
	3	25	0,03	0,03	0,03	0,03	0,06	0,06	0,05	0,04	
		5	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	

только для крайних значений указанных параметров ($T=263$ и 296 К, $e=5$ и 25 гПа). Кроме того, в таблицу не включены данные расчетов для тех микроокон и разрешений спектрального прибора, для которых $\Delta\alpha_n < 0,01$ км⁻¹.

В табл. 1 для каждого микроокна приведены крайние значения $\Delta\alpha_n$ при охваченных расчетом диапазонах изменения параметров ($T, e, \Delta v$).

На рис. 2 показано сравнение поправок на селективное поглощение для вертикального столба атмосферы $\Delta\alpha_z$ [2] и приземного слоя воздуха длиной 2 км ($2\Delta\alpha_n$). При этом содержание водяного

пара на пути луча горизонтальной трассы такое же, как на пути луча в вертикальном столбе атмосферы при использованных в расчетах [2] распределениях температуры и влажности с высотой.

В этом случае соотношение поправок для наклонной и горизонтальной трасс объясняется разным количеством других газовых компонент на пути луча (N_2O , CH_4 , CO_2 и особенно O_3), разным проявлением зависимостей параметров линий от температуры и давления, а также искажением внеатмосферных значений потока солнечной радиации при определении $\Delta\alpha_z$ для всей толщи атмосферы.

Из рисунка видно, что в микроокнах длинноволновой части окна прозрачности 8—12 мкм поправки на селективное поглощение для горизонтальной трассы, так же как и для наклонной, невелики, за исключением двух самых крайних микроокон, расположенных у $\nu=765$ и 773 см⁻¹. В области 8—10 мкм рассматриваемые поправки достигают существенных значений.

Авторы работы [1], в которой проведено сопоставление натуральных измерений непрерывного ослабления на наклонной трассе с расчетами поглощения в континууме водяного пара по лабораторным данным, указывают, что в области 8—10 мкм наблюдается худшее, чем в области 10—12 мкм, согласие натуральных и лабораторных данных. Из расчетов, проведенных в работе [2], следует, что присутствующее в коротковолновой части окна прозрачности 8—12 мкм добавочное ослабление вызвано селективным поглощением.

Величина непрерывного ослабления обычно выражается через оптическую плотность атмосферы 1 км пути для приземной горизонтальной трассы и оптическую плотность вертикального столба атмосферы для наклонной трассы. Поправки на селективное поглощение к указанным величинам для горизонтальной трассы меньше, чем для наклонной, из-за меньшего содержания поглощающих компонент на пути луча. Так, при записи спектров пропускания атмосферы с разрешением спектрального прибора $\Delta\nu=1$ см⁻¹ только в трех из рассматриваемых микроокон поправки к оптической плотности атмосферы 1 км пути превышают 0,01—0,02 км⁻¹. При $\Delta\nu=3$ см⁻¹ поправки возрастают, но во всей области 8—12 мкм можно найти микроокна, в которых селективное поглощение невелико ($\Delta\alpha_n=0,01...0,02$ км⁻¹). Однако, если требуется получить подробный спектральный ход непрерывного ослабления, что особенно важно при исследовании его природы в области 8—12 мкм, приходится использовать микроокна, в которых селективное поглощение при $\Delta\nu=3$ см⁻¹ достигает значительной величины.

При разрешении спектрального прибора, равного 5 см⁻¹, поправки существенно возрастают, особенно в коротковолновой части окна прозрачности 8—12 мкм. На рис. 2 приведены $\Delta\alpha_n$ для крайних значений влажности и разрешения спектрального прибора ($\Delta\nu=1$ см⁻¹; $e=5$ гПа и $\Delta\nu=5$ см⁻¹; $e=25$ гПа); они указывают на диапазон изменения $\Delta\alpha_n$.

На рис. 3 приведены примеры введения поправок для спектра, полученного в Воейково на установке ИКАУ-1, и для среднего спектра из работы [3] (генеральный ансамбль). Измерения в [3] проводились в микроокнах, где поправки невелики, поэтому спектральный ход изменился несущественно, за исключением микроокна у $\nu=765 \text{ см}^{-1}$.

В спектре, полученном в Воейково, использовались все микроокна. После введения поправок спектральный ход непрерывного ослабления существенно деформировался.

В заключение следует отметить, что табл. 2 позволяет оценить значения поправок на селективное поглощение в конкретных условиях измерений и ввести эти поправки, если они оказываются существенными для поставленной задачи.

Авторы выражают благодарность О. А. Немец и Т. Н. Капустиной за помощь в обработке материалов расчета.

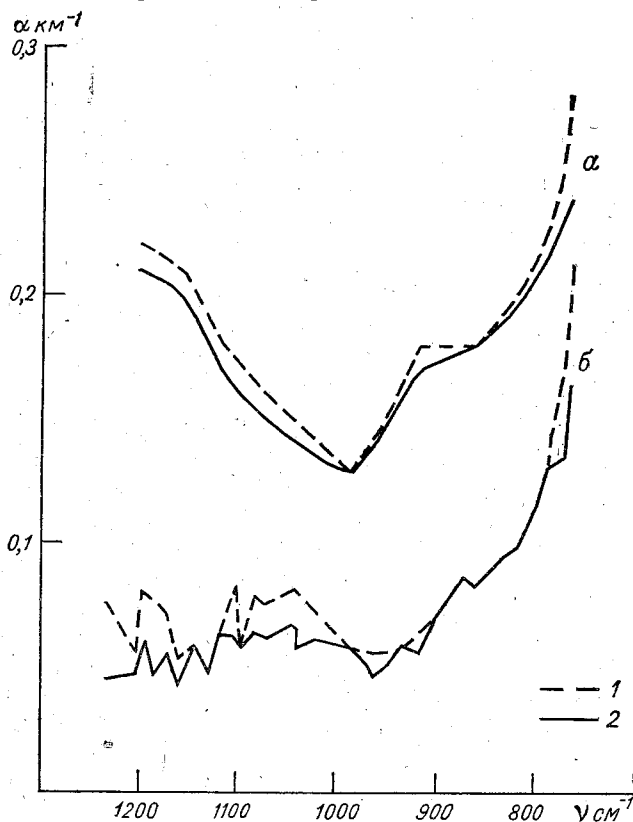


Рис. 3. Примеры поправок на селективное поглощение для конкретных экспериментальных спектров.

a — спектр из работы [3] ($e=7,8 \text{ ГПа}$, $T=5,6^\circ\text{C}$, $\Delta\nu=3 \text{ см}^{-1}$),
b — спектр, полученный в Воейково ($e=7,7 \text{ ГПа}$, $T=7,7^\circ\text{C}$, $\Delta\nu=3 \text{ см}^{-1}$); 1 — экспериментальные значения, 2 — значения после введения поправок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дианов-Клоков В. И., Иванов В. М. Об ослаблении радиации 8—13 мкм водяным паром атмосферы. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 8, с. 847—854.
2. Нарамонова Н. Н., Броунштейн А. М., Фролов А. Д. О систематических ошибках в определении спектрального пропускания всей толщи атмосферы и коэффициентов непрерывного ослабления в ИК области спектра. — Труды ГГО, 1978, вып. 406, с. 101—114.
3. Связь между статистическими характеристиками спектральной структуры ослабления радиации и метеорологическими параметрами в приземном слое воздуха/А. И. Чавро, Ю. С. Георгиевский, М. С. Малкевич, А. Х. Шукуров. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 2, с. 157—169.
4. Atmospheric absorption line parameters compilation/McClatchey, W. S. Benedict, D. E. Burch. AFCRL—73—0096. Environmental Res. Papers N 434, 1973.

С. А. Соколенко

ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА УСТАНОВКИ ДЛЯ АТМОСФЕРНО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Изучение прохождения солнечного излучения через атмосферу и определение компонентов, входящих в состав атмосферы, невозможно без создания и всестороннего исследования спектральной аппаратуры и постановки регулярных наблюдений.

Существенной частью мониторинга атмосферы является контроль за состоянием атмосферы в ультрафиолетовой области спектра. Разработка и исследование спектральной или фильтровой аппаратуры для решения таких задач ведется как у нас в стране [1, 2, 3], так и за рубежом [4].

Автором был разработан макет спектральной установки на базе монохроматора ДМР-4 для атмосферно-оптических исследований в области 280—600 нм. Разработка спектральной аппарату-

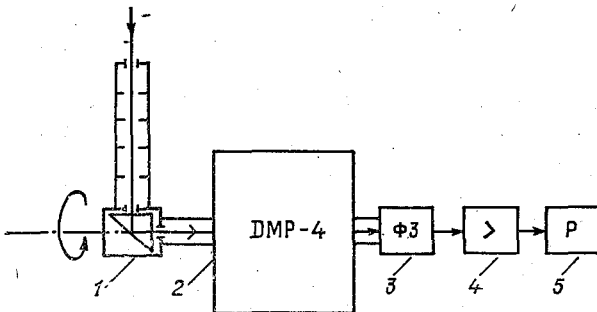


Рис. 1. Блок-схема макета спектральной установки.

ры для измерения прохождения излучения через атмосферу в УФ области спектра проводилась, как уже отмечалось ранее, но соответствующего исследования спектральной аппаратуры не было сделано или не были опубликованы его результаты. Атмосферно-оптические установки, как правило, используются в наружных условиях и детальные исследования температурных зависимостей таких установок и их вспомогательных устройств необходимы для исключения погрешностей, вносимых в результаты измерений внешними факторами.

Макет установки, разработанный автором, собран на основе монохроматора ДМР-4 (рис. 1) и включает в себя гелиостат 1 для наводки на источник излучения, монохроматор 2, фотоэлемент 3, высокочувствительный усилитель 4, регистратор 5 и контрольное устройство ДДС-30.

Гелиостат для наводки на Солнце представляет собой Г-образный тубус с кварцевой призмой полного внутреннего отражения. Входной поток, попадающий в тубус, проецируется на входную кварцевую линзу и затем фокусируется на щель монохроматора. Предельный телесный угол прибора составляет $2,3^\circ$. Для юстировки призмы полного внутреннего отражения используется контрольная лампа, которая навинчивается на тубус. Отсчет по регистрирующему прибору при изменении угла поворота тубуса с контрольной лампой вокруг оптической оси монохроматора не должен изменяться более чем на 1%. Значения приведенного отсчета по контрольной лампе гелиостата в зависимости от угла поворота приведены ниже:

Угол поворота, °	0	5	10	15	20	25	30	35	40
Приведенный отсчет	1,008	1,008	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
Угол поворота, ° . . .	45	50	55	60	65	70	75	80	85
Приведенный отсчет	1,000	1,000	1,000	0,996	0,995	0,994	0,994	0,987	0,937
Угол поворота, ° . . .	90								
Приведенный отсчет	0,987								

Весьма важно, что Г-образный гелиостат позволяет во время измерений держать монохроматор ДМР-4 постоянно в горизонтальном положении.

Из приведенных данных видно, что величина входного потока излучения, попадающего на щель монохроматора при вращении тубуса вокруг оптической оси, изменяется не более чем на 1%. Это достигается тщательной юстировкой гелиостата. Поток излучения, проходя через двойной монохроматор и разлагаясь, попадает на выходную щель и фотоэлемент Ф-4, фототок которого усиливается усилителем с высоким входным сопротивлением.

На рис. 2 представлена принципиальная электрическая схема усилителя и блока питания прибора. Входной блок усилителя собран на двух микросхемах серии К140УД8А, имеет электромехани-

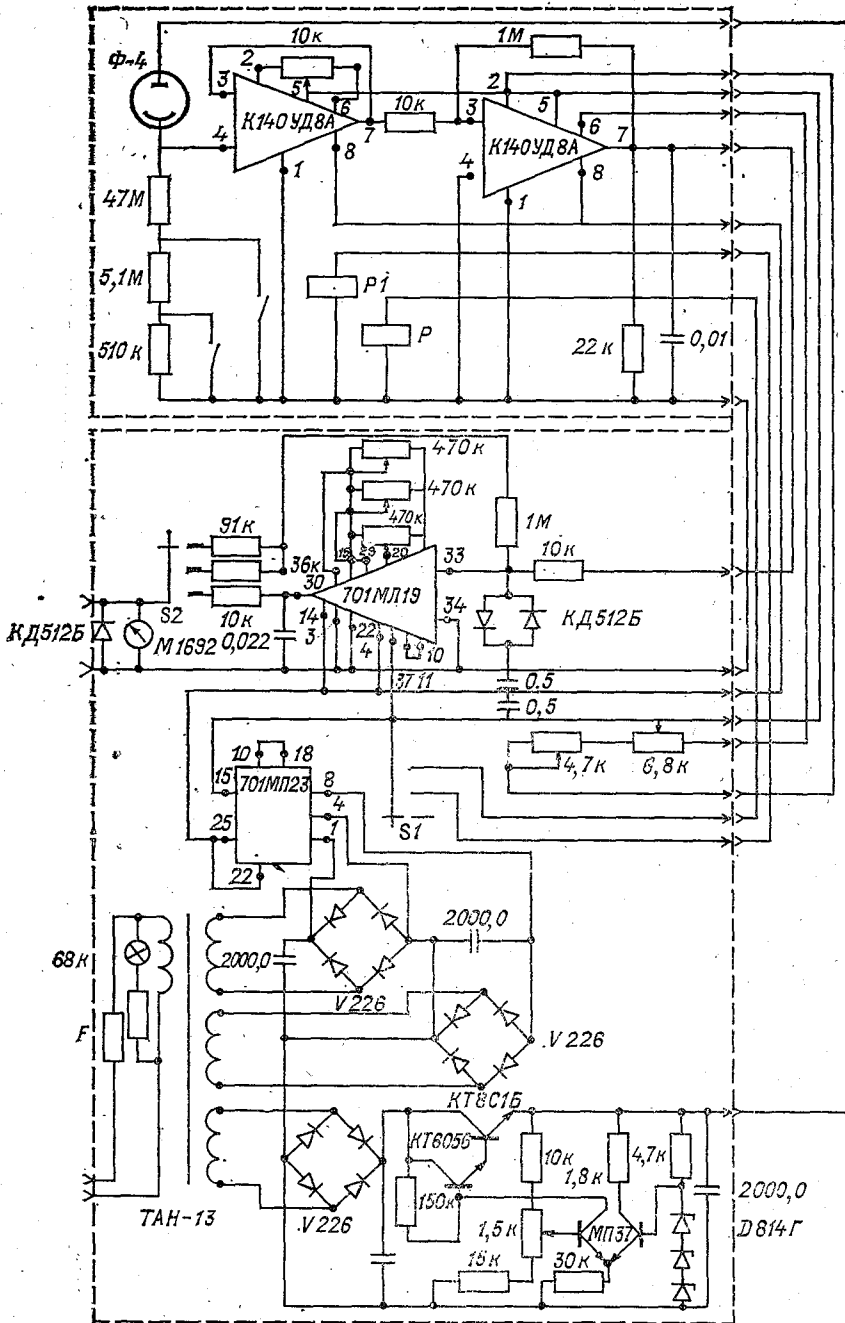


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема усилителя и блока питания установки.

ческое управление переключением чувствительностей. Фототок, протекающий через фотоэлемент Ф-4, вызвал падение напряжения на одном из измерительных резисторов (510 кОм, 5,1 и 50 мОм). Это напряжение повторяется первым каскадом усилителя, собранного по схеме повторителя напряжения и служащего для согласования высокоомного источника сигнала с усилителем. Второй каскад усилителя представляет собой масштабный усилитель с коэффициентом усиления $K=100$, он осуществляет основное усиление. Усиленный сигнал поступает на регистратор, расположенный на пульте управления, с этого пульта идут команды на переключение чувствительностей усилителя.

Принципиальная электрическая схема блока управления включает в себя масштабный усилитель МДМ, выполненный на микросхеме 701МЛ18, нагрузкой которого является регистрирующий прибор М1692 (или цифровой вольтметр типа В7-21), схему управления переключением пределов измерений, схемы питания усилителя и фотоэлемента. Схема питания фотоэлемента представляет собой стабилизатор компенсационного типа. Питание измерительных усилителей осуществляется с помощью стабилизатора типа 701МП23.

Фактор дисперсии прибора в диапазоне длин волн 280—600 нм составляет 2,8 нм/мм при 280 нм, 6,4 нм/мм при 400 нм и 10 нм/мм при 600 нм. Контроль рабочих длин волн осуществляется по ртутным линиям лампы ДРГС-12.

Как указывалось выше, установка предназначается для работ в естественных условиях, поэтому одним из основных аспектов работы являются температурные испытания аппаратуры, выявление температурных коэффициентов макета и входящих в него контрольных устройств. Температурные характеристики были сняты в климатической камере типа Feutron при температуре от +50 до 0 °С и влажности 85 % и при температуре от 0 до -20 °С и влажности 100 %. Контрольным источником излучения являлась дейтериевая лампа ДДС-30, устанавливаемая вне камеры при постоянной температуре окружающей среды, которая в процессе эксплуатации макета дает возможность следить за состоянием оптико-фотоэлектронного тракта измерения. Контроль стабильности излучения во времени осуществлялся по интегральному излучению лампы с помощью термоэлектрического актинометра М-3, в поле зрения которого было излучение лампы. Актинометр находился при той же температуре окружающей среды, что и источник излучения. Температурные коэффициенты макета для ряда длин волн приведены в табл. 1.

Контрольное устройство находится в тех же условиях, что и сам макет, поэтому была выявлена зависимость интенсивности излучения лампы от температуры окружающей среды. Были проведены опыты по выявлению зависимости от температуры интенсивности излучения как интегрального потока в области 200—700 нм, так и монохроматического излучения лампы при $\lambda=300$ нм. Полученные зависимости приведены в табл. 2. Знание температурных по-

Температурные коэффициенты макета прибора

λ нм	Температура, °С														
	50	45	40	35	30	25	20	15	10	5	0	-5	-10	-15	-20
300	1,002	1,001	1,001	1,001	1,000	1,000	1,000	1,000	0,999	0,998	0,997	0,995	0,992	0,987	0,984
320	1,003	1,002	1,002	1,002	1,001	1,000	1,000	1,000	0,998	0,997	0,996	0,993	0,989	0,985	0,981
340	1,004	1,003	1,002	1,002	1,001	1,000	1,000	1,000	0,998	0,996	0,994	0,989	0,986	0,983	0,979
360	1,006	1,005	1,004	1,004	1,003	1,002	1,000	1,000	0,997	0,994	0,991	0,988	0,984	0,980	0,976
380	1,007	1,006	1,005	1,005	1,003	1,002	1,000	1,000	0,997	0,993	0,990	0,986	0,982	0,978	0,973
400	1,008	1,007	1,006	1,006	1,004	1,003	1,000	0,998	0,995	0,991	0,988	0,983	0,980	0,976	0,970

Температурные коэффициенты лампы ДДС-30 при различном спектральном интервале

$\Delta\lambda=200 \div 700$ нм	Температура, °С														
	50	45	40	35	30	25	20	15	10	5	0	-5	-10	-15	-20
$\lambda=300$ нм	1,12	1,09	1,07	1,05	1,03	1,02	1,00	0,98	0,96	0,94	0,92	0,90	0,88	0,86	—
$\Delta\lambda=200 \div 700$ нм	1,14	1,12	1,09	1,07	1,05	1,03	1,00	0,97	0,95	0,93	0,90	0,87	0,85	0,83	—

правок как самого макета, так и его контрольного устройства позволяет повысить точность измерений. Поскольку дейтериевая лампа ДДС-30 используется как контрольный источник излучения, были проведены опыты по выявлению колебаний ее излучения J относительно нормальных эксплуатационных параметров в зависимости от изменения тока накала $I_{\text{нак}}$ и разрядного тока $I_{\text{разр}}$ (рис. 3). Как видно из рис. 3, если следить за постоянством $I_{\text{нак}}$ и $I_{\text{разр}}$ в пределах $\pm 5\%$, то изменение потока излучения не превышает $\pm 1\%$.

Рассеянный свет в приборе выявляли путем перекрытия средней щели, а также с помощью набора интерференционных светофильтров с известным пропусканием. Испытания показали, что в диапазоне длин волн 280—600 нм рассеянное внутри монохроматора паразитное излучение практически не попадает на выходную щель монохроматора.

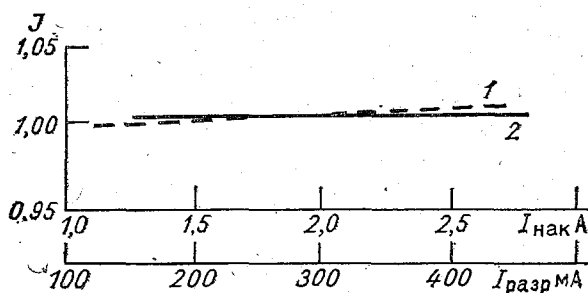


Рис. 3. Зависимость изменения излучения лампы ДДС-30 от изменения разрядного тока (1) и тока накала (2).

Из изложенного можно сделать следующее заключение.

Детальное исследование разработанного макета атмосферно-оптической установки позволяет проводить различные спектральные измерения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра с инструментальной ошибкой, не превышающей 1—2%. Макет имеет следующие отличительные свойства: гелиостатическое устройство обеспечивает постоянство сечения входного пучка при любой высоте Солнца; монохроматор всегда находится в горизонтальном положении, что обеспечивает стабильность используемых длин волн; применяется двойная монохроматизация излучения, что необходимо при измерениях в ультрафиолетовой области спектра, вследствие крутого спада интенсивности с уменьшением длины волны; вводится температурная поправка, найденная на основании тщательных измерений в термостатической камере; применяется регулярный контроль всей электронно-оптической системы измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ардасенов М. Н. Спектральный комплекс для измерения оптической плотности атмосферного аэрозоля. — В кн.: Материалы X Всесоюз. совещания по актиометрии 31 июля—5 августа 1978 г. Л., Гидрометеониздат, 1979, с. 113—117.
2. Гушин Г. П. Методика и прибор для измерения спектральной прозрачности атмосферы и характеристик атмосферных аэрозолей. — Труды ГГО, 1974, вып. 324, с. 77—100.
3. Филимонихин В. А., Хргиан А. Х. Фотометрическое устройство к спектрографу ИСП-28 для оптических исследований в атмосфере. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 3, с. 322—325.
4. Deluisi J. J. Measurements of the Extraterrestrial Solar Radiant Flux From 2981 to 4000 Å and Its Transmission Through the Earth's Atmosphere As It Is Affected by Dust and Ozone. — J. Geophys. Res., vol. 80, N 3, 1975, p. 345—354.

С. А. Соколенко

МОДЕРНИЗАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА ПРИБОРА М-83

Модернизация фотоэлектрического устройства прибора М-83 [1, 2] включала следующие работы: а) замену устаревшей лампы ИФЗ и собранного на ней усилителя усилителем на микросхемах; б) применение для питания измерительного усилителя легко доступных и менее мощных батарей; г) расширение динамического диапазона прибора с целью измерения общего содержания озона по прямому солнечному свету и спектральной прозрачности атмосферы (с помощью одного фотоэлемента Ф-4).

Создание усилителя на микросхемах было предопределено тем, что микросхемы для своего питания требуют низковольтных батарей и не требуют мощных накальных батарей. В последние годы отечественная промышленность стала выпускать полупроводниковые интегральные микросхемы с достаточно высоким входным сопротивлением. Это схемы типов 140УД8А, Б; 701МЛ19, имеющие $R_{вх} \geq 10^9$ Ом, и микросхемы типа К574УД1, имеющие сверхвысокое входное сопротивление $R_{вх} \geq 10^{11}$ Ом. Высокое входное сопротивление необходимо для регистрации малых токов фотоэлемента, вызываемых прямым ультрафиолетовым излучением Солнца либо рассеянным, исходящим от участка в зените неба.

В данной разработке используются микросхемы типа К140УД8А, которые имеют минимальный ток потребления, достаточно высокий коэффициент усиления $K \geq 5 \cdot 10^4$, большой диапазон синфазных и дифференциальных входных напряжений, специальную цепь для внешней балансировки нуля, не ухудшающей входных характеристик усилителя, защиту от короткого замыкания.

Принципиальная электрическая схема усилителя и блока управления приведена на рис. 1. Усилитель собран по неинвертирующей схеме. При этом входное сопротивление усилителя будет

$$R_{вх} = R'_{вх} \frac{K}{1 + \frac{R_2}{R_1}},$$

где $R'_{вх}$ — входное сопротивление общего вида; R_1 и R_2 — резисторы, определяющие коэффициент передачи усилителя, K — коэффициент передачи усилителя без обратной связи.

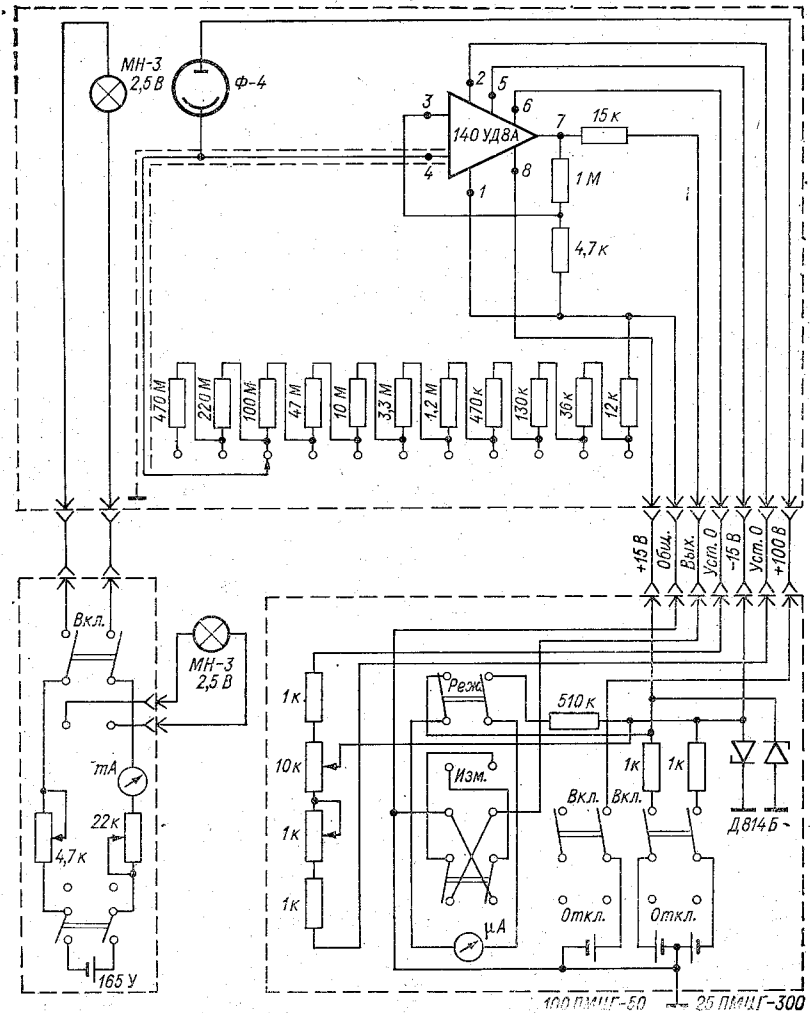


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема модернизированного усилителя прибора М-83.

Усилитель, собранный по предложенной схеме, не требует каких-либо настроек или отбора микросхем. Ток потребления усилителя не превышает 5,5 мА.

Питание усилителя может осуществляться с помощью любых из батарей: 13МЩГ, 19МЩГ, 22,5МЩГ, 25МЩГ или набора батарей 3336Л и др. Питающее напряжение попадает на параметрический стабилизатор, который подает на усилитель $\pm (10...12)$ В. Питание фотоэлемента может осуществляться с помощью батарей типа 100МЩГ, 87МЩГ и др., напряжение которых от 50 до 100 В.

На пульте управления прибора М-83 произведены следующие незначительные изменения: поставлен тумблер включения питания фотоэлемента вместо тумблера контроля напряжения на аноде и накале в прежнем варианте. Переменные резисторы, регулирующие анодное и накальное напряжение, упразднены.

Модернизация прибора позволит производить измерения общего содержания озона по прямому солнечному свету и свету от участка зенита неба по одному и тому же фотоприемнику, что повысит точность измерений. В результате модернизации получена возможность прямого измерения спектральной чувствительности прибора М-83, что было недоступно в прежнем варианте прибора из-за низкой чувствительности усилителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гушин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за спектральной прозрачностью атмосферы и характеристиками атмосферных аэрозолей. — Л.: Гидрометеоздат, 1972. — 53 с.
2. Гушин Г. П. Методические указания по производству и обработке наблюдений за общим содержанием атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоздат, 1970. — 65 с.

В. Н. Цветкова, Н. И. Никитинская

О ФОРМИРОВАНИИ СТАБИЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АТМОСФЕРЫ В УСЛОВИЯХ ЛЕНИНГРАДСКОЙ ОБЛАСТИ

Стабильность оптических свойств толщи атмосферы означает постоянство химического и дисперсного состава, а также высотного распределения ее переменных компонент. Основными и наиболее изменчивыми из них являются связанные друг с другом аэрозоль и водяной пар. Поэтому, как численные значения прямой солнечной радиации при заданной высоте Солнца, так и интегральная прозрачность толщи атмосферы, характеризующаяся по методике С. И. Сивкова коэффициентом интегральной прозрачности P_2 [3], отражают главным образом временную изменчивость обеих упо-

мянутых выше основных компонент. В связи с этим для грубой оценки физических особенностей атмосферы, обуславливающих ее оптически стабильное состояние, целесообразно использовать в качестве критерия стабильности постоянство значения P_2 в течение какого-либо времени.

Сложность изучения физических процессов, обуславливающих оптическую нестабильность атмосферы, определяется тем, что они происходят одновременно как на микро-, так и на макроуровнях. Это, например, конденсация и гидратация молекул водяного пара на различных ядрах, изменения счетной концентрации и дисперсного состава аэрозольных частиц при различных конвективных и турбулентных движениях воздуха, коагуляция аэрозолей и т. д. Кроме того, некоторые процессы происходят, видимо, по так называемому типу обратных связей: например, возрастающее помутнение атмосферы будет препятствовать нагреву земной поверхности и, следовательно, уменьшать дальнейшее поступление аэрозольных частиц в атмосферу.

Наконец, использование луча в качестве оптического зонда, контролирующего стабильность переменных компонент атмосферы разного состава и размеров, представляет технически сложную задачу [1]. Именно этими обстоятельствами определяется и слабая изученность вопроса и отсутствие четкой методики подхода к нему.

Однако те условия, при которых атмосфера оптически стабильна, представляет не только научный, но (особенно в настоящее время) и большой практический интерес, поскольку ВМО и ряд национальных организаций, призванных следить за состоянием мутности атмосферы с помощью узкополосных светофильтров, используют ланглеевский метод определения внеземных значений лучистой энергии только в оптически стабильные дни [4].

В настоящей работе, являющейся продолжением начатых ранее исследований авторов [2], на основе фактических данных, полученных за значительные периоды наблюдений, относящихся к теплой половине года, делается попытка подметить некоторые закономерности, которым подчиняется оптически стабильное состояние атмосферы в годовом цикле для условий Ленинградской области. Таким образом, работа имеет, по существу, практическую направленность: ее целью является попытка в вероятностном виде дать некоторые рекомендации, касающиеся наиболее благоприятных условий для наблюдения оптически стабильного состояния атмосферы. Исходными материалами при этом являются данные, относящиеся к прямой солнечной радиации, полученные в ясные дни в стандартные сроки наблюдений по трем станциям Ленинградской области: Николаевское (1954—1974 гг.), Ларьянская (1955—1974 гг.) и Новая Ладога (1959—1974 гг.), а также соответствующие приземные синоптические карты, полученные за четыре срока (3, 9, 15 и 21 ч), ежедневные карты барической топографии северного полушария и результаты температурного зондирования толщи атмосферы, полученные в Воейково (под Ленин-

градом) в околополуденные часы. Эти материалы послужили основой для вычисления значений P_2 и γ — среднего градиента температуры от поверхности земли (на высоте 2 м) до уровня 850 гПа, определения господствующей воздушной массы и направления ведущего потока на уровне 700 гПа, а также барической системы, в которой находились пункты наблюдений. Заметим, что в работе преследуется цель получения только ориентировочных результатов, поскольку не принимали во внимание тот факт, что сопоставление аэрологических и актинометрических данных, полученных в разных пунктах, строго говоря, некорректно, а также пренебрегали колебаниями значений P_2 около 1 %.

Таблица 1

Общее число ясных дней и их число при оптически стабильном состоянии атмосферы в теплую половину года в зависимости от градаций P_2 (облачность не более 3 баллов, диск Солнца открыт)

Месяц	Общее число ясных дней, принятое за 100%	Из них „оптически стабильные“		Месяц	Общее число ясных дней, принятое за 100%	Из них „оптически стабильные“	
		число	%			число	%
$P_2 \leq 0,74$				$P_2 \geq 0,75$			
III	58	5	8	III	230	105	46
IV	65	12	19	IV	158	55	35
V	70	5	7	V	180	26	14
VI	88	8	9	VI	187	47	25
VII	88	6	7	VII	143	31	22
VIII	84	13	15	VIII	112	23	20
IX	48	5	10	IX	89	33	37

Таким образом, был использован синоптический метод изучения атмосферы, который имеет в своей основе глубокую физическую сущность, поэтому получаемые результаты могут применяться для дальнейших исследований различных свойств атмосферы, включая и ее оптические свойства.

Основные результаты работы представлены в пяти таблицах. Из табл. 1, где даются основные статистические сведения, относящиеся к малооблачным дням наблюдений по трем упомянутым станциям, отчетливо видно, что для всех месяцев теплой половины года число дней со стабильным в оптическом отношении состоянием атмосферы при высокой ее прозрачности ($P_2 \geq 0,75$) значительно превышает число таких при низкой прозрачности. Наиболее благоприятным по указанному признаку следует считать март, когда безоблачных дней много и когда в половине «прозрачных дней» ($P_2 \geq 0,75$) атмосфера является оптически стабильной.

В табл. 2 на примере данных, полученных в марте и июле—августе, сопоставляется число дней «оптически стабильных» с величиной γ для разных типов воздушных масс. Заметим, что последнюю величину можно рассматривать в качестве критерия термически устойчивого состояния атмосферы. Результаты относятся только к основным типам воздушных масс атмосферы, господствовавшим в период наблюдений. За среднее значение γ для мар-

Таблица 2

Связь (%) среднего вертикального градиента температуры в слое поверхность Земли — уровень 850 гПа и числа дней с оптически стабильной атмосферой в марте и июле — августе

Месяц	γ °C/100 м	мУВ	кУВ	мАВ	Месяц	γ °C/100 м	мУВ	кУВ	мАВ
III	<0,60	71	75	72	VII—VIII	<0,98	71	45	—
	≥0,60	29	25	28		≥0,98	29	55	—

та принято 0,60 °C/100 м, а для июля—августа 0,98 °C/100 м. Приведенные в табл. 2 результаты свидетельствуют о значительной роли величины γ в формировании оптически стабильного состояния атмосферы: для марта независимо от характера воздушной массы при малых γ число «стабильных» дней оказалось в 2,5 раза больше, чем при больших. Такой же результат имел место и в июле—августе при господстве морского умеренного воздуха (мУВ),

Таблица 3

Распределение (%) дней с оптически стабильной атмосферой в различных частях антициклона для марта и июля—августа

Месяц	γ °C/100 м	Центр антициклона и гребень	Периферия антициклона			
			северная	южная	западная	восточная
III	<0,60	40	23	18	9	10
	≥0,60	30	17	23	30	—
VII—VIII	<0,98	44	9	20	7	20
	≥0,98	42	21	5	5	27

но в условиях континентального воздуха (кУВ) параметр γ оказался не связанным с формированием оптически стабильного состояния атмосферы. При объяснении этого факта не исключена роль лесных пожаров, которые имели место в это время года по Ленинградской области.

Как видно из табл. 3, распределение случаев стабильного состояния атмосферы неодинаково в разных частях антициклона. Обращает на себя внимание, в частности, тот факт, что наибольшее

число случаев стабильного состояния отмечается в центре антициклона, где наиболее четко выражены нисходящие токи воздуха и часты случаи образования инверсионных слоев в высотном профиле температуры.

В табл. 4 представлено число случаев со стабильным состоянием атмосферы от общего числа случаев, соответствующих какому-либо заданному направлению ведущего потока на уровне

Таблица 4

Стабильное состояние атмосферы в зависимости от направления ведущего потока на уровне 700 гПа (% от общего числа случаев заданного направления)

Месяц	Направление потока							
	С	СЗ	З	ЮЗ	Ю	ЮВ	В	СВ
III	33	43	—	54	—	—	36	37
IV	32	24	41	36	—	—	—	—
V	16	12	—	—	—	—	—	—
VI	22	18	—	—	—	—	—	28
VII	—	25	—	—	—	—	—	17
VIII	—	—	—	—	—	—	—	21

700 гПа. Хотя направление этого потока за рассматриваемый период времени преимущественно северо-западное, наиболее замутненные воздушные массы заносятся в район наблюдений преимущественно определенными потоками и в определенное время года [2]. Добавим, что тип барического поля нельзя считать вполне независимым от ведущего потока, но существующие связи не однозначны и потому интересно иметь представление о том, какие именно ведущие потоки и в какое время года обеспечивает ста-

Таблица 5

Стабильное состояние атмосферы на разных станциях Ленинградской области (% от общего числа ясных дней)

Станция	P_2	Месяц			
		III	V	VII	IX
Николаевское	$\leq 0,74$	7	7	3	9
	$\geq 0,75$	52	12	8	33
Ларьянская	$\leq 0,74$	11	4	4	5
	$\geq 0,75$	36	12	12	34
Новая Ладога	$\leq 0,74$	9	10	17	22
	$\geq 0,75$	50	18	43	53

бильное состояние атмосферы с той или иной долей вероятности. Единичные случаи в табл. 4 не учитываются. Как и следовало ожидать, в марте многие направления ведущего потока обеспечивают высокий процент стабильного состояния, однако в остальные месяцы теплой половины года более перспективными с этой точки зрения являются потоки с северными составляющими.

Имеющиеся материалы позволяют также выявить тенденции, вызываемые влиянием водной подстилающей поверхности на прозрачность и стабильное состояние атмосферы. С этой целью пред-

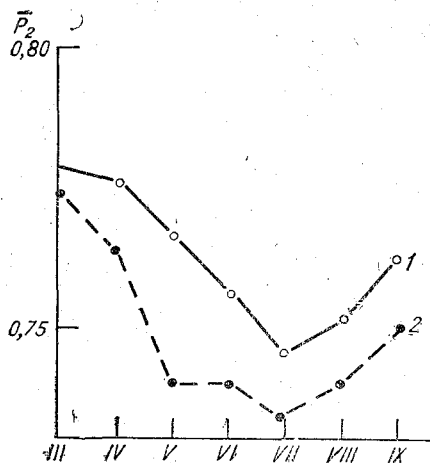


Рис. 1. Средние месячные значения P_2 для различных станций (усредненные данные).

1 — Новая Ладога, 2 — Николаевское и Ларьянская.

ставлены табл. 5 и рис. 1, где составляются материалы наблюдений, полученные на ст. Новая Ладога, расположенной на южном берегу Ладожского озера, с другими аналогичными данными, полученными в других пунктах. Заметим, что температура воды в озере в летнее время редко превышает 12—14°C. Из приведенных материалов следует, что водная поверхность даже на береговой станции оказывает заметное влияние и на число случаев стабильного состояния атмосферы и на значения P_2 .

Таким образом, можно сделать следующие выводы о стабильном состоянии атмосферы в условиях Ленинградской области.

1. Наиболее часто стабильное состояние атмосферы наблюдается в марте, в особенности при высоких значениях P_2 и малых значениях γ . Характер воздушной массы практически не играет при этом роли.

2. В остальные периоды теплой половины года предпочтительными для стабильного состояния атмосферы являются условия МУВ, сочетающиеся с теми же особенностями: высокими значениями P_2 и малыми γ .

3. В зависимости от характера барического поля самыми благоприятными для стабильного состояния атмосферы в пункте наблюдения являются условия, когда пункт находится в центре антициклона и когда нисходящие токи воздуха препятствуют развитию вертикального обмена.

4. Стабильное состояние атмосферы обеспечивается в разные периоды теплой половины года преимущественно при наличии на уровне 700 гПа воздушных потоков с северной составляющей.

5. Температура подстилающей поверхности оказывает существенное влияние на атмосферу с точки зрения ее прозрачности и оптически стабильного состояния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитинская Н. И., Бартенева О. Д., Веселова Л. Н. Об изменчивости аэрозольной оптической толщи атмосферы в условиях высоких прозрачностей. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, № 4, с. 115.

2. Никитинская Н. И., Цветкова В. Н. О связи мутности атмосферы с синоптической ситуацией. — Труды ГГО, 1978, вып. 406, с. 115—124.

3. Сивков С. И. Методические указания по определению характеристик прозрачности атмосферы для актинометрических отделов гидрометобсерватории УГМС. Л.: Гидрометеиздат, 1965. — 36 с.

4. Report of second WMO expert meeting on turbidity measurement. Boulder, Colorado, USA, 24—27 Oct. 1978 (conducted with support from UNEP), s. 1—7.

Ю. Д. Янишевский

К ВЫБОРУ МЕТОДИКИ ПОВЕРКИ ПИРГЕОМЕТРОВ И БАЛАНСОМЕРОВ

В актинометрии в качестве абсолютного прибора используется пиргелиометр [5, 6]. Чувствительность пиранометров, пиргеометров и балансмеров для коротковолнового солнечного излучения определяется по пиргелиометру методом „солнца—тени”. Для определения их чувствительности к длинноволновому земному излучению по-прежнему [7] применяется стандартный источник излучения при низкой температуре. Применялось экспонирование пиргеометра с вертикальным положением приемника в отверстии холодного излучателя (Потсдам, 1961), при этом пиргеометр был защищен полиэтиленовым колпачком, так как имелась опасность влияния вытекающего из полости холодного воздуха. Чаще пиргеометр располагается горизонтально над излучателем с сухими стенками [13], охлаждаемыми снаружи, причем полый излучатель строится с цилиндром глубиной около двух его диаметров, без защиты сверху от действия излучения окружающих предметов, или в виде сферы, или остродонного сосуда. При этом затруднено точное измерение температуры приемных полосок пиргеометра, так как в оригинальном пиргеометре К. Ангстрема [7] термометр помещен в корпусе на расстоянии 15 мм от приемника.

Г. Фалькенберг [11] в 1929 г. применил ледяной излучатель, состоящий из полого высокого ледяного цилиндра с дном в виде низкого диска, вокруг которого оставался зазор для прохождения воздуха, омывающего пиргеометр, помещенный приемником вниз на уровне верхнего основания полого ледяного цилиндра. Поскольку Фалькенберг оценивал излучательную способность снега

как 99,98 % черного тела (Ф. Зауберер, как 98 %), Г. Э. Олинский [3] применил вместо льда снег, что, впрочем, весьма ограничивало сезон поверок.

Для поверок используются также излучатели с температурой до 60 °С (Московский госуниверситет, Центральная агрологическая обсерватория, Лаборатория Эппли [8, 10]), хотя нельзя считать возможным контроль излучения пиргеометром Ангстрема, который в компенсационном режиме способен измерять только отрицательный поток излучения [10]. Недостатком „горячего” излучателя является наличие более коротковолнового излучения, для которого применяемая на приемнике матово-черная эмаль может оказаться более черной, чем для излучения в „окне прозрачности” атмосферы. Разумеется, это не относится к плоскому открытому излучателю [8], окрашенному такой же эмалью, как и приемник радиации.

Оригинальный излучатель предложил Дэке [9] — в виде параболической водной поверхности, полученной вращением сосуда с водой вокруг вертикальной оси. Интенсивное перемешивание воды устраняет опасность температурного градиента в поверхностных слоях излучателя, что имеет место в „сухих” излучателях с любой температурой, кроме случая равенства с температурой воздуха. Градиент ведет к ошибочной оценке излучения поверхностным слоем. Однако открытая водная поверхность создает другую опасность — запотевание блестящих поверхностей пиргеометра.

Устранение ошибки оценки температуры поверяемого прибора стремился обеспечить И. Функ [12], помещая поверяемый прибор в особую камеру, отверстие которой приближено к отверстию излучателя, видимому под ограниченным телесным углом. Однако в установке Функа отверстие излучателя по диаметру сравнимо с размерами приемника, а потому оценка телесного угла, из которого приемник получает излучение, не является простой задачей, как и оценка влияния излучателя на стенки камеры. Для применения камеры Функа необходимо также выполнение закона косинуса для пиргеометра. Преимуществом конструкции пиргеометра Функа является возможность применения для поверки балансомера в лабораторных условиях в течение года с целью определения чувствительности для длинноволновой радиации. Здесь необходимо упростить оценку телесного угла, а для этого увеличить диаметр отверстия излучателя с тем, чтобы приемник оказался на порядок меньше. Угол, под которым виден диаметр отверстия, может быть равным 90°, что при ортотропном излучении даст ровно половину излучения из полусферы. Необходима также защита стенок камеры от влияния излучателя.

Несмотря на обилие новых излучателей, предложенных для определения инфракрасной чувствительности метеорологических преобразователей с углом зрения 180° (пиргеометров и балансомеров), представляется целесообразным сохранить метод поверки пиргеометров, предложенный по идее Фалькенберга, применявшийся автором с 30-х годов [1], несмотря на ограниченность сезона

применения. К подобному же выводу приходят и другие авторы [13]. Конструкция применяемого излучателя состоит из деревянного ящика (квадратного или шестигранного), в центре которого поставлен снежный цилиндр, видимый из точки расположения пиргеометра под углом $45-60^\circ$, а на периферии — более высокий полый снежный цилиндр. Последний установлен так, чтобы приемник пиргеометра „видел” только снег. Протаивание с появлением в поле „зрения” прибора деревянных стенок ящика резко повышало излучение, что вносило ошибку в поверку. Снег формировался в оцинкованных кольцеобразной и круглой формах, доводился до нулевой температуры в помещении и промораживался. Применялся и талый снег, пригодный для менее продолжительных поверок. Пиргеометр устанавливался [1] над центром цилиндров на крышке, оклеенной снизу алюминием. В отверстие крышки всасывался воздух. Поток был настолько слабым, что вызывал минимальную скорость таяния, но обеспечивал достаточную скорость воздуха около пиргеометра для поддержания его температуры ниже температуры воздуха только на доли градуса. Температура поверхности снега принималась равной $+0,5^\circ\text{C}$, что непременно требует проверки современными радиационными термометрами. Результаты проверки оказались сравнимыми с другими данными [3], расхождения составили $2-4\%$.

Необходима постановка сравнений пиргеометров и балансомеров разных типов, поверенных различными способами. Что касается балансомеров, то определение их чувствительности к длинноволновой инфракрасной радиации (пока не осуществлено усовершенствование установок типа Функа) производится исключительно сравнением под открытым небом ночью с разностью показаний пиргеометров при двух положениях приемника: вверх и вниз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кедров Иванский В. Н., Стернзат М. С. Метеорологические приборы. — Л.: Гидрометеиздат, 1953, с. 454.
2. Коломоец И. П., Халезова Л. Т., Янишевский Ю. Д. К методике измерения длинноволнового земного излучения. — В кн.: Материалы X Всесоюз. совещания по актинометрии. Л., Гидрометеиздат, 1979, с. 86—89.
3. Олинский Г. Э. О современном состоянии пиргеометрической шкалы. — Метеорологический вестник, 1934, т. 44, № 1—2, 22—25.
4. Росс Ю. К., Сулев М. А., Янишевский Ю. Д. Современное состояние измерения радиационного баланса и его длинноволновых составляющих у поверхности Земли. — В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. М., Наука, 1964, с. 10—24.
5. Abbot C. G., Fowle F. E., Aldrich L. B. The standard scale of radiation. *Annals of the Astrophysical observatory Smithsonian Inst. Wash. D. C.* 1913. 3, Ch. 5. 2(a, b), 133—134.
6. Ångström K. The absolute determination of the radiation of heat with the electric compensation pyrheliometer... — *Astrophys. J.* 1899. 9, p. 332—336.
7. Ångström K. Über die Anwendung der elektrischen Kompensationsmethode zur Bestimmung der nächtlichen Ausstrahlung. *Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis. Ser. IV, 1905, vol. 1. N 2.*
8. Coulson L. K. *Solar and terrestrial radiation* NY. 1975, 322 p.

9. Däke C. U. Über ein neues Modell des Strahlungsbilanzmessers nach Schulze. Ber. d. Deutschen Wetterdienstes, Offenbach, 1972, 16, N 126.—22 S.

10. Eppley precision infrared radiometer (pyrgeometer). The Eppley Laboratory Inc. Sci. instr. Newport R. I., III, 1971.

11. Falckenberg G. Prüfung der Konstanten der Angströmschen pyrgeometer.—Meteorolog. Zeitschrift, 1930, 46(65), H. 5, S. 181—183.

12. Funk J. P. A note on the long-wave calibration of convectively shielded radiometers.—Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B, 1961, 11, 1, p. 70—74.

13. Zinnow W. Zur Methode der Absoluteichung eines Pyrgeometers.—Zeitschrift für Meteorologie, 1967, 19, H. 3/4, S. 87—96.

*М. Ф. Фетисов, В. И. Горышкин,
В. В. Баучкин, Е. Г. Долгова*

АВТОМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ НА АЭРОДРОМАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОМЫШЛЕННОЙ МИНИ-ЭВМ И ДРУГИХ БЛОКОВ

Без данных о состоянии дальности видимости на взлетно-посадочной полосе (ВПП) современный аэропорт работать не может. Если учесть, что за последние 5 лет интенсивность воздушного движения резко возросла, станет ясно, почему в последние годы в работу по созданию аэродромной аппаратуры для измерения дальности видимости включились такие крупные зарубежные фирмы, как AEG Telefunken (ФРГ), Marconi (Англия), ASEA (Швеция), ELEKMA (Франция) и др.

Усовершенствование наблюдений за дальностью видимости идет по линии автоматизации процесса измерений. Научно-методическая основа измерений дальности видимости остается неизменной. Она предусматривает использование формул Кошмидера и Аллара. Исходную информацию для расчета дальности видимости огней и метеорологической дальности видимости (МДВ) получают с помощью регистраторов прозрачности атмосферы и приборов, измеряющих яркость фона, на котором расположены огни.

В связи с большой протяженностью ВПП, сложной и изменчивой структурой дальности видимости вдоль ВПП в настоящее время на полосе устанавливается не менее трех регистраторов прозрачности и до двух приборов для измерения яркости фона. При наличии на аэродроме двух ВПП количество приборов должно быть увеличено. Это положение, а также то, что частота взлетов и посадок самолетов велика, привели к необходимости автоматизации процесса измерений дальности видимости на аэродромах.

За последние 2—3 года зарубежные фирмы разработали довольно много автоматических систем, предназначенных для измерения дальности видимости на аэродромах, но это разнообразие разработок чисто внешнее. Принципиально различают два типа систем измерения дальности видимости. Первый тип, когда для каждого регистратора прозрачности применяется автономная вычислительно-измерительная система. В этом случае система измерений решает только задачу вычисления и индикации МДВ и даль-

ности видимости огней и строится она с использованием узко специализированных электронных блоков, выполняющих определенную функцию. Такие системы более просты по устройству и более надежны, но менее гибкие, так как изменение программы работы связано с определенными техническими трудностями. В ряде случаев подобные системы бывают приспособлены для подключения к ним трех регистраторов прозрачности атмосферы и яркомера.

Второй тип систем такой, когда данные ряда регистраторов прозрачности атмосферы и датчика яркости фона поступают на унифицированную вычислительную машину, обрабатываются машиной по введенной в нее программе и далее индицируются и регистрируются в цифровом виде. В этом случае система большей частью собирается из готовых унифицированных блоков. Зарубежные фирмы выпускают большой набор подобных блоков, взаимно стыкующихся между собой. Очень часто в таких автоматических системах измеряются и обрабатываются и другие метеопараметры и тогда она становится автоматической аэродромной метеорологической станцией. Как известно, в СССР подобной станцией является станция КРАМС.

Целью настоящей работы явилось создание автоматической системы, предназначенной для сбора измеренных с помощью первичных преобразователей значений прозрачности атмосферы, МДВ и яркости фона на ВПП, обработки и анализа этих данных, регистрации и отображения данных о состоянии дальности видимости на ВПП.

Разработку узкоспециализированного вычислительного устройства дальности видимости (ВУ ДВ) с жесткой программой обработки данных измерений осуществляло ЦКБ ГМП Госкомгидромета. В ВУ ДВ использован набор элементов специализированного назначения, разработанных ЦКБ. Всякое изменение программы работы ВУ ДВ требует схематехнических и конструктивных изменений в устройстве.

В нашу задачу входила разработка макета автоматической системы на базе промышленной мини-ЭВМ с использованием измерительных и регистрирующих элементов, выпускаемых промышленностью в виде законченных блоков. Целью работы была проверка технических возможностей этого пути решения поставленной задачи. Конечно, успех подобной работы в значительной степени зависит от номенклатуры и технических характеристик функциональных блоков, выпускаемых нашей промышленностью.

Блок-схема системы представлена на рис. 1. В состав системы входят следующие блоки: вычислитель и устройство управления (ЭВМ); устройство сигналов времени (УСВ); аналоговый коммутатор (АК); аналого-цифровой преобразователь (АЦП); устройство отображения информации (УОИ); цифropечатающие и перфорирующее устройства (БП; ПЛ); устройство сопряжения всех блоков системы и ЭВМ (расширитель ввода — вывода ЭВМ).

В качестве ЭВМ использована управляющая вычислительная машина 15ВСМ-5, серийно выпускаемая промышленностью.

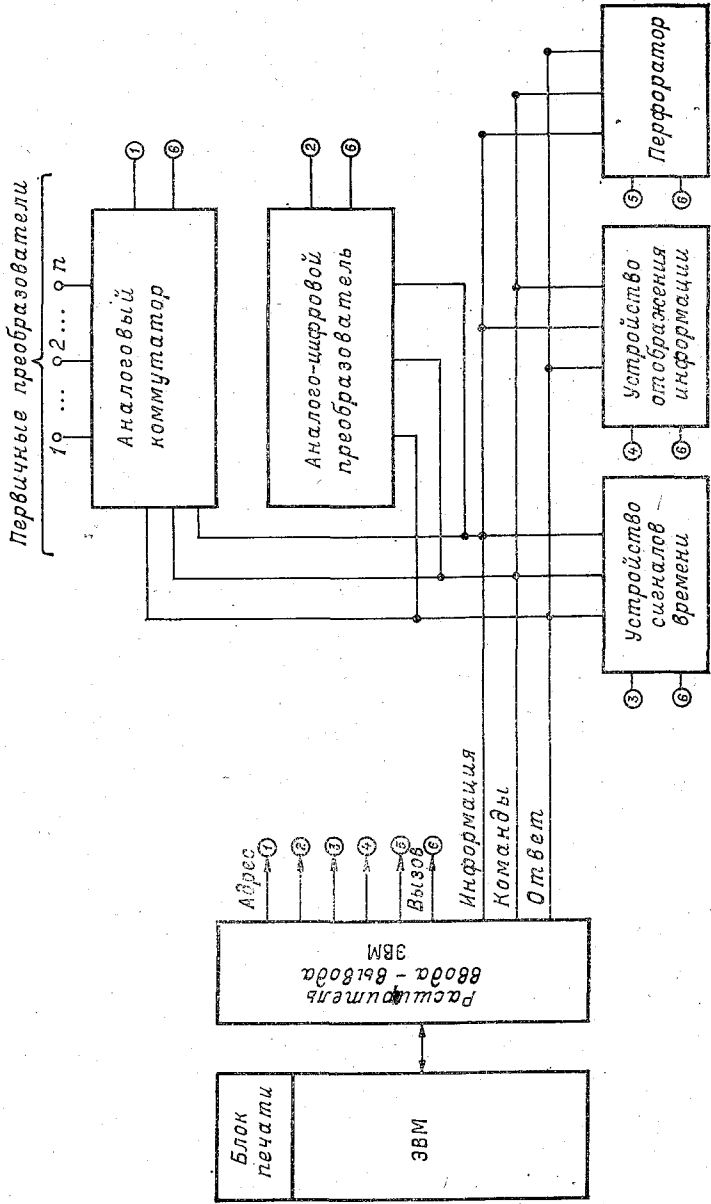


Рис. 1. Блок-схема автоматической системы.

Выбор управляющей вычислительной машины 15ВСМ-5 объясняется следующими причинами:

— она обладает достаточной памятью (1 килобайт) и быстродействием (10 кГц) для реализации поставленных задач);

— имеется возможность записи программы работы системы на долговременный носитель (магнитную ленту) с последующим считыванием программы в память машины 15ВСМ-5;

— имеется возможность подключения цифropечатающего устройства типа „Консул-254” и перфорирующего устройства типа ПЛ-150 через блоки сопряжения этих устройств с машиной 15ВСМ-5. Блоки сопряжения выпускаются серийно;

— память ЭВМ можно наращивать с помощью дополнительного блока внешнего запоминающего устройства (ВЗУ), который выпускается серийно;

— намечен серийный выпуск блока сопряжения машины 15ВСМ-5 с АЦП (цифровым вольтметром Ш1516).

Большое значение имел тот факт, что нами была получена достаточная информация об этой ЭВМ и оказалось возможным ее приобретение.

В настоящее время освоен выпуск ЭВМ ДЗ-28, разработанной на больших интегральных схемах, у которой устройства ПЛ-150 и „Консул-254” подключаются без дополнительных блоков сопряжения (в отличие от машины 15ВСМ-5) и объем памяти увеличен.

Организация управления периферийными устройствами у 15ВСМ-5 и ДЗ-28 аналогична, поэтому замена 15ВСМ-5 на ДЗ-28 не потребует изменений в разработанной системе.

Первичные датчики видимости и яркости фона выдают информацию в виде уровней напряжения. Системе необходимо собрать, измерить и осуществить ввод этой информации в ЭВМ для обработки. Сбор, измерение и ввод информации производятся периодически. Частота сбора определяется частотой командных импульсов от устройства сигналов времени.

Устройство сигналов времени выдает командные импульсы в зависимости от метеорологических условий с периодом от 1 до 30 мин. Точность хранения времени ± 1 мин за 30 суток работы. Для обеспечения этого в качестве задающего генератора в устройстве сигналов времени используется кварцевый генератор. Период командных импульсов может изменяться автоматически по команде ЭВМ или ручным способом — нажатием соответствующего переключателя. В качестве устройства сигналов времени может быть использован блок типа Ф260, но этот блок не обладает достаточной точностью хранения времени, поэтому нами было разработано и изготовлено более точное устройство сигналов времени.

В качестве аналогового коммутатора можно использовать блок типа Ф240, но данный коммутатор обладает избыточным числом каналов и неудобен в управлении от ЭВМ. Кроме того, для сопряжения ЭВМ с Ф260 и Ф240 необходим дополнительный блок согласования. Учитывая все сказанное, нами был разработан свой

аналоговый коммутатор для макета системы. Управление включением аналогового коммутатора адресное или циклическое. При включении на выходе аналогового коммутатора устанавливается код номера включенного канала и формируется сигнал синхронизации, который запускает АЦП.

АЦП был выбран с учетом требований к точности измерений, динамическому диапазону, возможности дистанционного управления. Диапазон изменения напряжения у датчиков видимости и яркости фона 1—71 В. Точность измерения выходной аналоговой величины датчиков видимости и яркости фона не хуже 0,5 %. АЦП выдает информацию в виде параллельного двоично-десятичного кода. Предел измерения может изменяться в зависимости от уровня измеряемой величины по команде от ЭВМ. В качестве АЦП используется цифровой вольтметр В7-21. Можно использовать АЦП типа Ф4833 либо цифровой вольтметр типа Ш1516 без изменений в системе.

Алгоритм работы ЭВМ представлен на рис. 2. При включении системы ЭВМ обращается к устройству сигналов времени и ожидает прихода командного импульса „Пуск”. По команде от устройства сигналов времени ЭВМ выдает на аналоговый коммутатор адрес канала и сигнал включения аналогового коммутатора. Аналоговый коммутатор подключает нужный датчик к АЦП, выдает информацию о номере включенного канала и сигнал о включении, который запускает АЦП для измерения. ЭВМ ожидает окончания измерения АЦП. Закончив измерение величины, АЦП устанавливает двоично-десятичный код на выходе и выдает импульс, разрешающий ЭВМ ввод измеренной информации. ЭВМ после окончания ввода информации включает следующий нужный канал. Цикл повторяется. Осуществив сбор всей необходимой информации, ЭВМ производит ее обработку по существующей программе. Обработанная информация выводится на устройство отображения информации в цифровом виде.

В качестве устройства отображения информации нами использована индикаторная панель, набранная из индикаторов, выпускаемых промышленностью серийно в виде отдельных индикаторных элементов на один разряд Ф207 В. Унифицированные малогабаритные индикаторы Ф207 В имеют размер по высоте цифр и знаков 18 мм. Конструкция индикаторов обеспечивает крепление их на пультах, щитах и панелях, встраивание в аппаратуру, а также комплектование многоразрядных индикаторов.

Индикатор Ф207 В обеспечивает запись, хранение, выдачу на внешнее устройство, индикацию информации и стирание ее по команде. Режим записи информации обеспечивает запоминание и индикацию параллельного двоично-десятичного кода по команде, подаваемой на специальный вход.

Ф207 В собраны в индикаторные ячейки по 4 разряда и могут представлять информацию от 0 до 9999. В нашем макете используется шесть таких 4-разрядных ячеек. Информация подается в виде параллельного двоично-десятичного кода на 4 декады, а запись

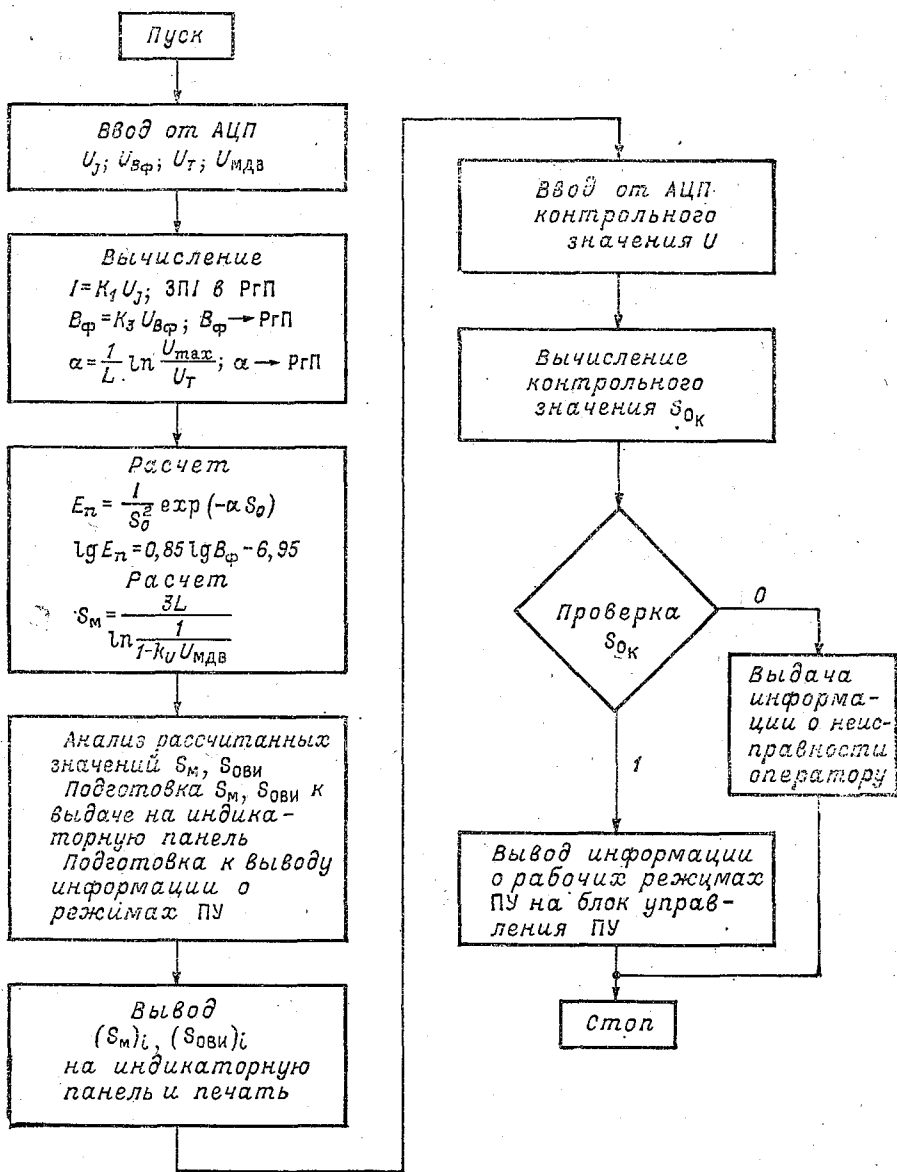


Рис. 2. Алгоритм работы ЭВМ.

происходит в ячейку, на которую приходит в данный момент сигнал записи. Количество индикаторных ячеек в макете можно увеличить до десяти.

Для организации совместной работы ЭВМ с аналого-цифровым преобразователем, коммутатором, устройством сигналов времени и для осуществления операций взаимодействия ЭВМ с устройством отображения информации, т. е. для организации канала ввода информации от периферийных устройств и канала вывода на индикацию, нами разработан расширитель ввода — вывода.

Расширитель ввода — вывода представляет собой схемы сопряжения 15ВСМ-5 с АЦП и устройством отображения информации.

Аналого-цифровой преобразователь выдает информацию в виде параллельного двоично-десятичного кода, а 15ВСМ-5 воспринимает последовательный код байтами. Для организации выполнения операций запроса команды „Пуск” от устройства сигналов времени, включения каналов аналогового коммутатора, запуска АЦП и преобразования параллельного кода, выдаваемого АЦП, в последовательный код, воспринимаемый 15ВСМ-5, и разработанная схема сопряжения 15ВСМ-5 с АЦП.

Разработанная схема позволяет подключать в качестве АЦП любой цифровой вольтметр, имеющий вывод информации в параллельном двоично-десятичном коде до 5 декад. Позволяет подключать цифровые вольтметры однопредельные или многопредельные, допускающие дистанционное переключение пределов измерения и выдающие информацию о включенном пределе в двоично-десятичном коде.

Проведенная работа показала, что

1) выпускаемый промышленностью ассортимент необходимых для системы блоков ограничен, что создает трудности в их подборе и обеспечении требуемых параметров системы;

2) недостаточная унификация входных и выходных параметров промышленных блоков приводит к необходимости разрабатывать и изготавливать дополнительные стыковочные устройства, что в определенной степени обесценивает этот путь решения задачи;

3) выпускаемые блоки недостаточно качественны, что снижает надежность работы системы.

Вместе с тем работа показала, что достоинством автоматической системы измерения дальности видимости на аэродромах, построенной на базе промышленной ЭВМ и других блоков, является то, что подобная система позволяет изменять алгоритм работы без вмешательства в конструкцию устройств.

В дальнейшем, в процессе совершенствования подобной системы, возможна замена примененных в системе блоков на более совершенные, разрабатываемые и выпускаемые промышленностью.

В заключение необходимо отметить, что применение подобных систем на аэродромах перспективно, особенно в тех случаях, когда методика метеобеспечения авиации данными о состоянии дальности видимости постоянно совершенствуется.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. П. Барашкова. О параметризации поправочного множителя на скорость ветра к показаниям термоэлектрического балансомера М-10	3
Е. П. Барашкова, Т. В. Мюхкюря, Л. Т. Халезова, Т. К. Ястребова. Интегральная повторяемость дневных сумм суммарной радиации	7
Л. А. Васильченко, Г. П. Гушин. Измерение плотности озона в приземном слое воздуха в пригороде Ленинграда Воейково	19
В. И. Горышин. Новая методика измерения метеорологической дальности видимости	27
Г. П. Гушин. Метод измерения вертикального распределения атмосферного озона при использовании поднимаемых приборов со светофильтрами	33
Г. П. Гушин, Л. А. Говорушкин. Прозрачность аэрозольного слоя атмосферы в ультрафиолетовой области спектра в районе Эльбруса	38
С. И. Зачек, Д. А. Тайц, Л. В. Луцько, Ю. Д. Горбенко. О некоторых особенностях работы полупроводниковых термоэлектрических приемников излучения	46
В. М. Игнатенко. К вопросу об инструментальных погрешностях лидаров для зондирования атмосферы	54
В. М. Игнатенко, В. А. Ковалев, А. Г. Кузьмин. О возможности интерпретации лидарных данных в условиях неоднородной атмосферы	57
В. А. Ковалев. К вопросу о выборе некоторых параметров лидара	60
Е. Л. Махоткина. Опыт регистрации альbedo растительного покрова в области ФАР	68
Е. Л. Махоткина. Цветные пиранометры	71
Н. Н. Парамонова, Т. М. Гуляева, А. М. Броунштейн. Об учете селективного поглощения в ИК микроокнах прозрачности на горизонтальных трассах	77
С. А. Соколенко. Исследование макета установки для атмосферно-оптических измерений в ультрафиолетовой области спектра	87
С. А. Соколенко. Модернизация фотоэлектрического устройства прибора М-83	93
В. Н. Цветкова, Н. И. Никитинская. О формировании стабильности оптических свойств атмосферы в условиях Ленинградской области	95
Ю. Д. Янишевский. К выбору методики поверки пиргеометров и балансомеров	101
М. Ф. Фетисов, В. И. Горышин, В. В. Баучкин, Е. Г. Долгова. Автоматическая система измерения дальности видимости на аэродромах с использованием промышленной мини-ЭВМ и других блоков	104

Труды ГГО, вып. 456

АКТИНОМЕТРИЯ, АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА И СЭНОМЕТРИЯ

НК

Редактор Г. И. Слабкович. Технический редактор Т. В. Газлова. Корректор Т. Н. Черненко.

Сдано в набор 27.09.82. Подписано в печать 14.03.83. М-38333. Формат 60×90^{1/16}. Бум. тип. № 2. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 7,5. Кр.-отг. 7,75. Уч.-изд. л. 8,34. Тираж 590 экз. Индекс МЛ-110. Заказ № 792. Цена 60 коп. Заказное.

Гидрометеоиздат. 199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Сортавальская книжная типография Государственного комитета Карельской АССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Сортавала, Карельская, 42.