

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

Т Р У Д Ы

06  
Т78

ВЫПУСК 312

АКТИНОМЕТРИЯ  
АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА  
И ОЗОНОМЕТРИЯ

221.182

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

Ленинградский  
Гидрометеорологический ин-т  
БИБЛИОТЕКА  
Л-д 193196, Маломатвеевский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ  
ЛЕНИНГРАД • 1973

Приводятся статьи по методике и результатам измерений составляющих радиационного баланса, спектральной прозрачности атмосферы, ультрафиолетовой радиации, дальности видимости и общего содержания атмосферного озона.

Предназначен для научных работников и специалистов в области физики атмосферы, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

## ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НИСХОДЯЩЕГО ДЛИННОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ БЕЗОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Недостаток фактического материала, необходимого для описания географического распределения длинноволнового излучения, заставляет использовать для этой цели расчетные величины. В настоящей работе для характеристики географического распределения нисходящего длинноволнового излучения в широтном поясе от 0° с. ш. до 50° ю. ш. использованы результаты расчетов плотности потока интегрального длинноволнового излучения  $I^\downarrow$  в узлах географической сетки с шагом 10° по долготе и широте.

Расчеты производились для четырех месяцев (январь, апрель, июль, октябрь), представляющих различные сезоны года, для нескольких уровней на ЭВМ М-220 по схеме Р. Л. Кагана [1], в основу которой положен метод Ф. Н. Шехтер [2]. Формулы для расчета  $I^\downarrow$  на разных уровнях  $i$  имеют вид

$$I_i^\downarrow = \frac{1}{2} B_i [1 - P(m_{i+1} - m_i)] + \frac{1}{2} B_n [P(m_{n-1} - m_i) - P(m_n - m_i)] + \frac{1}{2} \sum_{j=i+1}^{n-1} B_j [P(m_{j+1} - m_{j-1}) - P(m_{j-1} - m_j)].$$

Для верхнего уровня  $i=n$ , соответствующего  $p=100$  мб, приняли  $I_{i=n}^\downarrow = 0$ . Здесь  $m_i$  — эффективная масса поглощающего вещества в слое атмосферы от подстилающей поверхности до рассматриваемого уровня,  $D_i$  — излучение черного тела на уровне  $i$ ,  $P$  — функция пропускания по К. Я. Кондратьеву и Х. Ю. Нийлиск [3], учитывающая поглощение водяного пара и углекислого газа.

В качестве исходных данных для расчета  $m_i$  и  $B_i$  использовались средние многолетние данные о вертикальном распределении температуры [4—7] и содержания водяного пара [8].

Здесь рассмотрены результаты расчета для уровня подстилающей поверхности, представленные в виде схематических карт для каждого из рассмотренных месяцев (рис. 1а—г), и для уровней

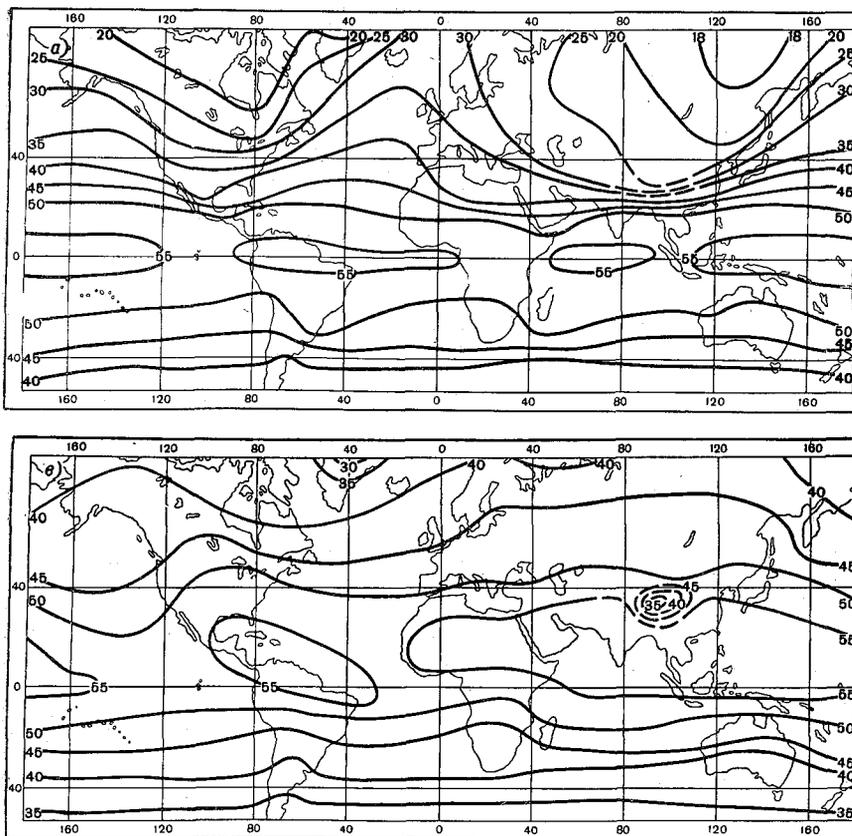
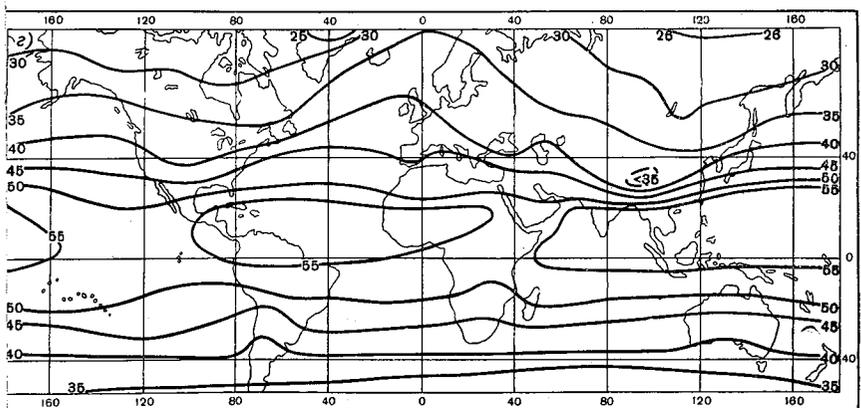
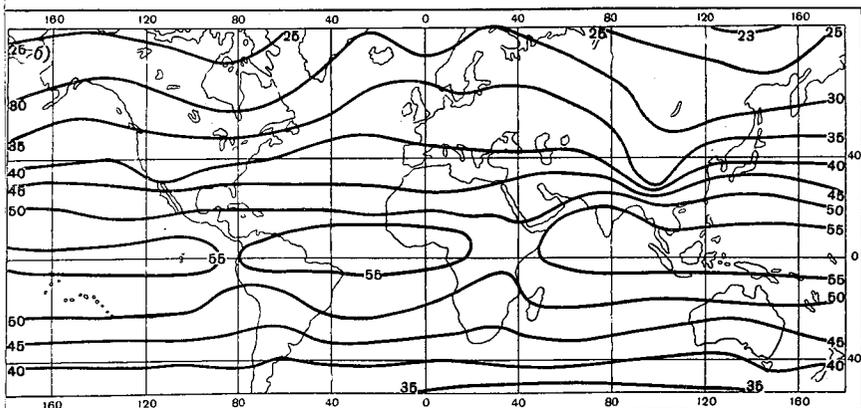


Рис. 1. Географическое распределение плотности потока нисходящего длинн  
 Январь (а), апрель (б)

700 мб ( $z=3,0$  км) и 500 мб ( $z=5,0$  км), т. е. для тех уровней, на которых, согласно [9], наблюдается удовлетворительное согласие (в пределах 10%) рассчитанных по диаграмме Шехтер и измеренных с помощью актинометрических зондов величин. Непосредственные сопоставления расчетов авторов с измерениями на уровне подстилающей поверхности проведено в табл. 1. Так как расчеты проводились для безоблачного неба, то для сравнения были использованы результаты измерений, соответствующие незначительной облачности. К сожалению, авторы не располагали достаточным количеством измерений для более полного сравнения рассчитанных и измеренных величин, однако приведенные в табл. 1 данные свидетельствуют о том, что наблюдается удовлетворительное согласие этих величин.

По данным расчетов авторов, наибольшие величины плотности потока нисходящего длинноволнового излучения  $I_{\downarrow}$  наблюдаются



лнового излучения ( $10^2$  кал/см<sup>2</sup>·мин.) на уровне подстилающей поверхности. оль (1), октябрь (2).

а уровне подстилающей поверхности в зоне широт, прилегающих экватору. Максимальная величина  $I_0$  практически одинакова для всех месяцев и составляет 0,55—0,57 кал/см<sup>2</sup>·мин. Южная граница зоны максимальных значений расположена на широте 10° ю. ш., северная — в январе на  $\varphi = 10^\circ$  с. ш., в апреле и октябре — на  $\varphi = 23 \div 25^\circ$  с. ш., в июле — на  $\varphi = 35^\circ$  с. ш.

По направлению к полюсам величина  $I_0$  убывает, достигая минимальных значений на границах (70° с. ш. и 50° ю. ш.) рассматриваемого пояса.

В январе наименьшие значения  $I_0$  порядка 0,17—0,18 кал/см<sup>2</sup>·мин. отмечаются над архипелагом северной Америки и над северо-восточной Азией, где зона минимума распространяется до 50-й параллели. В апреле минимальные значения  $I_0$  увеличиваются до 0,23—0,24 кал/см<sup>2</sup>·мин., географическое положение зоны минимума охраняется. В июле минимальные значения порядка 0,30—

0,32 кал/см<sup>2</sup>·мин. отмечаются в районе Гренландии и на широте  $\varphi=50^\circ$  ю. ш., в октябре — порядка 0,23—0,24 кал/см<sup>2</sup>·мин. — район Гренландии.

В южном полушарии над океаном во все месяцы года распределение  $I_0^{\downarrow}$  близко к широтному. В северном полушарии в Атлантическом океане вследствие влияния Гольфстрима отмечается отклонение

Таблица

Сравнение измеренных ( $u$ ) и рассчитанных ( $p$ ) величин  $I_0^{\downarrow}$

Пункт	Январь		Апрель		Июль		Октябрь	
	$u$	$p$	$u$	$p$	$u$	$p$	$u$	$p$
Карадаг (Крым) [10] . . . . .	0,42	0,38	0,45	0,41	0,54	0,50	0,48	0,48
Тамды (Средняя Азия) [10] . . . . .	0,36	0,30	0,42	0,43	0,53	0,54	0,37	0,37
Рыльск (Курская обл.) [11] . . . . .					0,50	0,48		
Свердловск [9] . . . . .	0,27	0,24						

ние изоплет от параллелей, наиболее сильно проявляющееся в январе. При переходе с океана на материк и с материка на океан изоплеты  $I_0^{\downarrow}$  претерпевают излом, вызванный различием температур над материками и океанами.

Наиболее простой характер географического распределения величин  $I_0^{\downarrow}$  наблюдается в июле, когда изолинии  $I_0^{\downarrow}$  над Евразией и океанами приближаются к параллелям. В январе, когда зона минимума в районе Восточной Сибири простирается далеко на юг, в этой части отмечается наиболее сложный характер распределения  $I_0^{\downarrow}$ : западная ветвь изоплет направлена с северо-запада на юго-восток, восточная — с юго-запада на северо-восток. Над центральной и западной Европой изоплеты  $I_0^{\downarrow}$  приближаются к меридианам.

С высотой разность между максимальными и минимальными значениями  $I_0^{\downarrow}$  уменьшается (табл. 2), при этом северная зона м

Таблица

Максимальные и минимальные значения  $I_0^{\downarrow}$  на разных уровнях

Месяц	$p$ мб					
	1000		700		500	
	max	min	max	min	max	min
I	0,57	0,17	0,36	0,14	0,23	0,09
IV	0,57	0,23	0,35	0,16	0,24	0,11
VII	0,57	0,30	0,40	0,23	0,27	0,14
X	0,57	0,23	0,37	0,15	0,27	0,11

дума увеличивается, глубже, проникая на континенты Северной Америки и Азии, зона максимума смещается несколько южнее. Изолиний становится более плавным.

Сезонные изменения величин  $I$  сильнее всего проявляются на высоте 1000 мб в зоне минимума над материками (табл. 3). Так, например, в зоне восточно-сибирского минимума ( $\varphi=60^\circ$  с. ш.,  $\lambda=$

Таблица 3

Сезонный ход плотности потока нисходящего длинноволнового излучения (кал/см<sup>2</sup> · мин)

°	Месяц	p мб								
		1000 700 500			1000 700 500			1000 700 500		
ш.		Северо-восточная Азия $\lambda=130^\circ$ в. д.	Атлантический океан $\lambda=20^\circ$ з. д.	Северная Америка $\lambda=110^\circ$ з. д.	Тихий океан $\lambda=170^\circ$ з. д.					
	I	0,17 0,14 0,09	0,35 0,20 0,12	0,21 0,14 0,11	0,27 0,18 0,11					
	IV	0,26 0,18 0,11	0,35 0,21 0,13	0,29 0,19 0,12	0,29 0,19 0,12					
	VII	0,47 0,29 0,19	0,41 0,26 0,17	0,44 0,26 0,17	0,40 0,27 0,16					
ш.		Северо-восточная Азия $\lambda=100^\circ$ в. д.	Атлантический океан $\lambda=20^\circ$ з. д.	Северная Америка $\lambda=100^\circ$ з. д.	Тихий океан $\lambda=140^\circ$ з. д.					
	I	0,23 0,19 0,13	0,42 0,25 0,15	0,32 0,22 0,14	0,39 0,24 0,15					
	IV	0,34 0,25 0,18	0,42 0,25 0,17	0,37 0,25 0,17	0,40 0,25 0,18					
	VII	0,50 0,35 0,24	0,49 0,31 0,20	0,54 0,34 0,22	0,45 0,30 0,20					
0		Африка $\lambda=20^\circ$ в. д.	Атлантический океан $\lambda=20^\circ$ з. д.	Южная Америка $\lambda=60^\circ$ з. д.	Тихий океан $\lambda=140^\circ$ з. д.					
	I	0,54 0,34 0,21	0,55 0,34 0,21	0,57 0,31 0,23	0,56 0,36 0,25					
	IV	0,55 0,36 0,23	0,56 0,34 0,22	0,57 0,36 0,23	0,53 0,34 0,23					
	VII	0,56 0,35 0,22	0,54 0,34 0,22	0,56 0,35 0,22	0,55 0,34 0,22					
ш.		Австралия $\lambda=140^\circ$ в. д.	Атлантический океан $\lambda=20^\circ$ з. д.	Южная Америка $\lambda=60^\circ$ з. д.	Тихий океан $\lambda=140^\circ$ з. д.					
	I	0,48 0,31 0,19	0,48 0,31 0,20	0,51 0,33 0,21	0,47 0,30 0,20					
	IV	0,48 0,28 0,17	0,47 0,30 0,19	0,47 0,31 0,19	0,47 0,30 0,18					
	VII	0,37 0,25 0,16	0,42 0,27 0,17	0,40 0,28 0,18	0,42 0,25 0,16					
ш.										
	I									
	IV									
	VII									

=130° в. д.) разность зимних и летних величин  $I_0^1$  достигает 0,30 кал/см<sup>2</sup>·мин. На той же широте в Северной Америке эта разность равна 0,23 кал/см<sup>2</sup>·мин., над Тихим океаном 0,13 кал/см<sup>2</sup>·мин. над Атлантикой 0,06 кал/см<sup>2</sup>·мин. С продвижением на юг разность зимних и летних значений  $I_0^1$  уменьшается и на экваторе она

Т а б л и ц

Широтный ход градиентов  $\Gamma = \frac{\Delta I^1}{\Delta z}$  (кал/см<sup>2</sup>·мин·км)

φ°	Слой 0—3 км				Слой 3—5,6 км			
	I	IV	VII	X	I	IV	VII	X

λ = 70° в. д.

70 с. ш.	0,016	0,027	0,043	0,033	0,023	0,023	0,039	0,02
60	0,016	0,040	0,056	0,033	0,027	0,027	0,043	0,03
50	0,020	0,043	0,060	0,040	0,027	0,036	0,043	0,03
40	—	—	—	—	—	—	—	—
30	0,036	0,074	0,070	0,056	0,039	0,047	0,054	0,04
20	0,070	0,083	0,069	0,070	0,047	0,051	0,051	0,05
10	0,074	0,076	0,067	0,070	0,051	0,051	0,054	0,04
0	0,067	0,067	0,070	0,073	0,051	0,051	0,051	0,04
10 ю. ш.	0,060	0,056	0,063	0,063	0,051	0,051	0,043	0,04
20	0,053	0,056	0,060	0,060	0,051	0,047	0,043	0,04
30	0,050	0,054	0,054	0,054	0,043	0,039	0,039	0,04
40	0,050	0,047	0,047	0,043	0,035	0,039	0,035	0,03
50	0,040	0,040	0,040	0,036	0,031	0,031	0,031	0,03

λ = 170° з. д.

70 с. ш.	0,016	0,027	0,048	0,048	0,020	0,023	0,039	0,02
60	0,031	0,033	0,048	0,040	0,031	0,027	0,036	0,03
50	0,040	0,036	0,048	0,040	0,039	0,035	0,043	0,03
40	0,050	0,047	0,054	0,047	0,036	0,036	0,039	0,03
30	0,063	0,060	0,067	0,067	0,043	0,043	0,047	0,04
20	0,063	0,067	0,070	0,070	0,047	0,043	0,051	0,04
10	0,063	0,067	0,070	0,073	0,047	0,047	0,047	0,04
0	0,070	0,070	0,070	0,070	0,047	0,051	0,047	0,04
10 ю. ш.	0,063	0,063	0,063	0,063	0,047	0,047	0,047	0,04
20	0,060	0,063	0,060	0,063	0,043	0,047	0,039	0,04
30	0,056	0,060	0,056	0,053	0,039	0,043	0,036	0,03
40	0,050	0,054	0,050	0,047	0,031	0,039	0,031	0,03
50	0,047	0,047	0,047	0,043	0,031	0,036	0,031	0,03

превышает  $0,04 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$  как над океанами, так и над материками.

Из табл. 3 также следует, что величина  $I^4$  уменьшается с высотой. Наибольшие вертикальные градиенты  $\Gamma = \frac{\Delta I^4}{\Delta z}$  наблюдаются летом, наименьшие — зимой. Особенно заметные изменения градиентов в течение года отмечаются в нижних слоях атмосферы над материками. Наибольшие по абсолютной величине градиенты наблюдаются в нижних слоях атмосферы в экваториальной области, где они достигают  $0,1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{км}$ , с высотой и по направлению к полюсам величина  $\Gamma$  убывает. В январе в ряде случаев в зоне минимума вследствие инверсионного распределения температуры по высоте монотонный ход  $\Gamma$  с высотой нарушается и в слое 500—1000 мб отмечаются более высокие градиенты, чем в слое 700—1000 мб.

В табл. 4 для иллюстрации приведен широтный ход градиентов  $\Gamma$  для слоев 0—3 и 3—5,6 км для двух меридианов, из которых один ( $\lambda = 70^\circ \text{ в. д.}$ ) проходит через материк, другой ( $\lambda = 170^\circ \text{ з. д.}$ ) через океан. Нарушение монотонного хода  $\Gamma$  с широтой при  $\lambda = 70^\circ \text{ в. д.}$  в северном полушарии в июле на широте  $\varphi = 20^\circ \text{ с. ш.}$  связано с переходом с материка на океан, на широте  $\varphi = 40^\circ \text{ с. ш.}$  с пересечением горного массива.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Каган Р. Л. О расчете потоков теплового излучения в безоблачной атмосфере.— Труды ГГО, 1965, вып. 174.
- Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере.— Труды ГГО, 1950, вып. 22 (84).
- Kondratiev K. J., Niilisk H. I. The new radiation chart.— *Geophysica pura e applicata*, V. 49, 1961.
- Морской атлас. Изд. МГШ. Т. 2, 1953.
- Сохрина Р. Ф., Челпанова О. М., Шарова В. Я. Давление воздуха, температура воздуха и атмосферные осадки Северного полушария. Л., Гидрометеиздат, 1959.
- Справочник по климату СССР. Ч. 2. Температура воздуха и почвы, вып. 1, Л., Гидрометеиздат, 1964.
- Goldie B. Sc., Moore J. G., B. Sc. and E. E. Austin. Upper Air Temperature over World.— *Geophys. Memoirs*. V. 13, 1958, N 101.
- Vannoy I. K., L. P. Steele. Average water-vapour content of the air.— *Geophys. Memoirs*. V. 13, 1960, N 102.
- Костяной Г. Н., Нийлиск Х. Ю. Сравнение измеренных и рассчитанных потоков длинноволновой радиации в атмосфере.— Труды ЦАО, 1969, вып. 83.
- Барашкова Е. П., Васищева М. А., Коблова З. П. Опыт использования радиометров с фильтром KRS-5 для измерения длинноволнового излучения.— Труды ГГО, 1967, вып. 203.
- Зайцева Н. А., Костяной Г. Н. Временное изменение поля длинноволновой радиации в летний период.— Труды ЦАО, 1969, вып. 83.

С. С. БОГДАНОВ, А. М. БРОУНШТЕЙН  
Н. Н. ПАРАМОНОВА, А. Д. ФРОЛОВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ 3,4—4,0 МКМ

1. Окно прозрачности атмосферы 3,4—4,0 мкм имеет существенное значение для определения температуры подстилающей поверхности со спутников и самолетов в ночное время, а также для прикладных задач. Этот спектральный участок обладает некоторыми преимуществами перед окном 8—13 мкм: более высокая прозрачность и соответственно меньшее собственное излучение атмосферы, а также меньшая зависимость от влажности воздуха. Поправка к радиационной температуре, измеренной в этой области спектра, составляет один или несколько градусов, в то время как в окне 8—12 мкм она может достигать 10° и более в зависимости от содержания воды и частиц аэрозоля в атмосфере. Кроме того, окно 3,4—4,0 мкм обладает таким важным преимуществом, как бо́льшая сильная изменчивость излучения при изменении температуры подстилающей поверхности, что увеличивает точность измерений. Для прикладных задач в этом окне могут быть использованы более удобные источники и приемники радиации, чем в окне 8—13 мкм.

В подавляющем большинстве ИК приборов, в том числе в спутниковых и самолетных радиационных термометрах, для выделения нужной области спектра используются различные фильтры. Для введения поправок к показаниям этих приборов нужно располагать данными о пропускании атмосферы в узких спектральных интервалах.

2. К настоящему времени имеется очень мало измерений спектральной пропускания всей атмосферы в окне 3,4—4,0 мкм.

В работе Гейтса и Херрона [1] приведены данные по спектральному пропусканию атмосферы в области 1,0—12,5 мкм. Однако измерения проводились в течение лишь одного зимнего дня на значительной высоте над уровнем моря (1600 м). Использованный снежифотометр имел большую спектральную ширину щели 96—52 см<sup>-1</sup> в области 2,9—4,0 мкм. Эта работа обладает некоторыми методическими недостатками, рассмотренными в [9]. В ней проведен интересный опыт аппроксимации полученных данных.

В работе Кондратьева, Бадинова и др. [2] приведены результаты измерений спектрального пропускания атмосферы в наиболее прозрачных интервалах в области 3—13 мкм, полученные с разрешением 6—12 см<sup>-1</sup>. В рассматриваемой области спектра данные приведены только для длин волн 3,53 и 3,70 мкм, что не дает возможности вычислять поправки для фильтровых приборов.

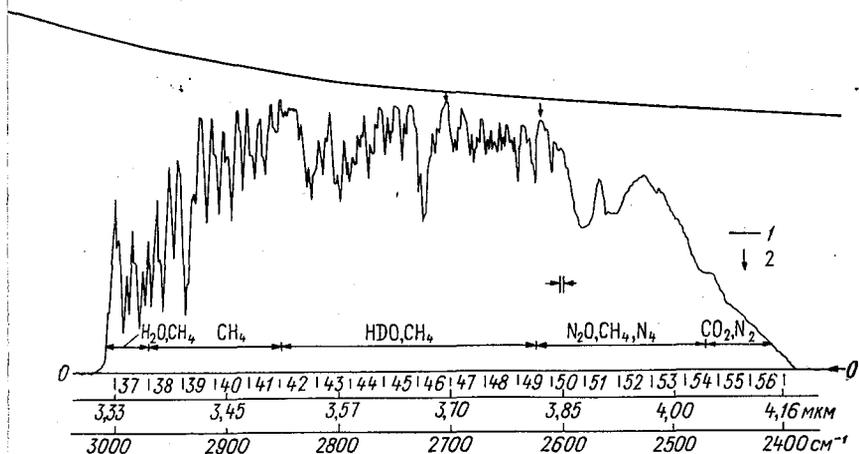


Рис. 1. Спектр солнечной радиации в области 3,4—4,0 мкм.

1—внеатмосферная кривая, 2—частоты, для которых строились прямые Бугера при определении заатмосферных значений.

Данные о пропускании в рассматриваемом окне были приведены также в [3] для четырех сравнительно широких спектральных интервалов. Там же проведена корреляция средней прозрачности этих интервалах с количеством осажденной воды и числом атмосферных масс, а также представлены аналогичные данные для кон у 2, 8—9 и 10—12 мкм.

В настоящей работе приведены детальные данные о пропускании в спектральных интервалах шириной 30 см<sup>-1</sup> в окне 3,4—4,0 мкм, полученные в Воейково в 1970—1972 гг.

3. Рассмотрим кратко структуру окна прозрачности 3,4—4,0 мкм (рис. 1). С коротковолновой стороны этого окна находятся полосы оглощения водяного пара ( $\nu_1$ ,  $\nu_3$  и  $2\nu_2$ ) и углекислого газа с центром у 2,7 мкм, которые полностью поглощают радиацию в области 6—3,2 мкм. В этот же интервал попадают несколько составных полос озона. С длинноволновой стороны окна находятся полосы  $O_2$  ( $\nu_3$ ,  $\nu_1 + \nu_3 - 2\nu_2$ ) с центром 4,3 мкм, полностью поглощающие солнечную радиацию в интервале от 4,2 до 4,4 мкм. В этот же участок спектра попадает полоса индуцированного давлением непрерывного поглощения азота с центром также у 4,3 мкм [4]. Азотное оглощение распространяется вне полосы поглощения  $CO_2$ , остава-

ясь значительным у 4,0 мкм (поглощение около 3% на 1 км пути на уровне моря).

Ослабление ИК излучения в самом окне прозрачности 3,4–4,0 мкм вызвано относительно слабым селективным поглощением таких компонент атмосферы, как метан, пар полутяжелой воды (HDO) и закись азота (N<sub>2</sub>O).

Кроме селективного поглощения малыми компонентами атмосферы в рассматриваемом окне может существовать непрерывно ослабление, обусловленное аэрозольными частицами, а также, вероятно, крыльями далеких сильных линий поглощения водяного пара. Имеется также указание о возможности слабого поглощения димерами водяного пара [5]. Вопрос о непрерывном ослаблении рассмотрен в п. 8.

4. Установка на базе инфракрасного спектрометра UR-20, на которой проводились измерения, описана в [6]. Методика нормализации ординат солнечных спектров, полученных за длительный период времени, с применением привязочного фильтрового радиометра (ПФР) изложена в [7, 3]. Для определения спектрального пропускания использовались спектры, записанные шириной щели  $\Delta\nu=5 \text{ см}^{-1}$  у  $\nu=2600 \text{ см}^{-1}$  (8-я щелевая программа UR-20). В обработку вошли 180 спектров, полученных в течение четырех периодов: май—июнь 1970 г, август 1970 г, осень 1971 г и весна 1972 г. Распределение материала по условиям измерения показано в табл. 1.

Таблица  
Распределение количества записей спектра по условиям измерений

$\omega_z \text{ см H}_2\text{O}$		$m\omega_z \text{ см H}_2\text{O}$		$m$		$P_{\text{акт}}$	
диапазон	число измерений	диапазон	число измерений	диапазон	число измерений	диапазон	число измерений
<0,5	66	0,5—1	48	2	49	<0,65	14
0,5—1,0	60	1—2	61	2—3	71	0,65—0,75	58
1,0—1,5	44	2—3	35	3—5	41	>0,75	110
>1,5	13	3—5	24	>5	21		
		5—7	6				
		>7	8				

5. Внеатмосферные значения находились «долгим» методом Бугера в малоселективных участках спектра, зарегистрированные с более высоким разрешением. Для этой цели были выбраны участки спектра у 2700 и 2615  $\text{см}^{-1}$  и использовались записи, полученные на второй щелевой программе со спектральной шириной щели  $\Delta\nu=1,5 \text{ см}^{-1}$  у 2600  $\text{см}^{-1}$ . Для нахождения внеатмосферных значе-

ий были использованы два дня в мае 1970 г., 2 дня в августе 1970 г., 3 дня осенью 1971 г., и 6 дней весной 1972 г. В эти дни были наименее длинными серии измерений, разброс отсчетов ПФР был наименьшим, мало менялась актинометрическая прозрачность. Внеатмосферные значения внутри каждого периода совпадали с точностью около 2%.

Экстраполяция внеатмосферных значений, полученных при двух частотах на весь спектральный участок 3,4—4,0 мкм, проводилась с учетом хода внеатмосферных значений в более широком интервале 2—10 мкм.

6. Вычисление пропускания производилось на ЭВМ М-220. Зручную снимались ординаты особых точек спектра (минимумы, максимумы и точки излома). Их количество больше 80 в рассматриваемом окне. Значения пропускания определялись для 20 интервалов шириной  $30 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1). Между особыми точками спектр аппроксимировался прямыми.

Была проведена проверка возможного сдвига частот особых точек из-за изменений поглощения в атмосфере. Сдвиг не превышает  $\pm 1 \text{ см}^{-1}$ , что вполне допустимо для данной методики обработки. Поэтому для всех спектров использовался один и тот же массив частот особых точек.

7. Уточнение анализа ошибок (см. [3]) приводит к следующим оценкам. Случайная ошибка полученных значений пропускания складывается из погрешности спектрофотометра с внешним самодисперсом 1%, погрешности снятия ординат 0,5%, ошибки в определении температурного коэффициента, учитывающего изменение температуры источника сравнения (глобара) порядка 1%, ошибки значений пропускания ослабителей потока (сетки и диафрагмы) порядка 1% каждая и погрешности коэффициента привязки, оцениваемой нами как  $\pm 2,5\%$ . В результате средняя квадратическая ошибка нормализованных ординат записи —  $\pm 3,5\%$ . Дальнейшая процедура перехода к прозрачности содержит ошибку аппроксимации спектра прямыми, различную в отдельных интервалах. Анализ этой ошибки позволяет рассматривать ее в целом для всей совокупности интервалов как случайную ошибку величиной не более 2%. Таким образом, случайная ошибка нормализованных площадей оценивается нами приблизительно в 4%. Такой же является и случайная ошибка значений прозрачности, поскольку при делении нормализованных площадей на соответствующие внеатмосферные величины вносятся только систематическая ошибка, равная ошибке внеатмосферных значений. Определение внеатмосферных значений является весьма трудной задачей в инфракрасной области; уточнения этих значений, естественно, приводят к изменениям абсолютных значений прозрачности. Экстраполяционная ошибка внеатмосферных значений с учетом указанных случайных ошибок нормализованных ординат оценивается в  $\pm 4\%$ .

Особое внимание при выборе ширины интервалов обработки обращалось на искажения реального спектра прибором с конечным разрешением. В зависимости от структуры спектра и спектральной

ширины щели прибора пропускание в заданном интервале обработки отличается от истинного на некоторую величину. В работе Козлова и Федоровой [8] дана оценка этой погрешности  $\Delta P$ , при определении прозрачности

$$\Delta P \leq \frac{1}{3} \frac{\Delta \nu}{\nu_1 - \nu_2}, \quad (1)$$

где  $\Delta \nu$  — спектральная ширина щели,  $\nu_1, \nu_2$  — границы обрабатываемого интервала.

При спектральной ширине щели в  $5 \text{ см}^{-1}$  и интервале обработки  $30 \text{ см}^{-1}$  оценка (1) дает  $\Delta P \leq 6\%$ . Знак равенства осуществляется только, если на краях интервала обработки в пределах спектральной ширины щели, пропускание меняется скачком от 0 до 100% при этом, эффекты щели не компенсируют друг друга. В реальных атмосферных спектрах таких случаев нет. Поэтому считаем, что максимальная ошибка, связанная с аппаратной функцией вряд ли превышает  $\pm 5\%$ . Ее характер подобен указанной выше ошибке планиметрирования и по отношению ко всей совокупности интервалов обработки эта ошибка рассматривается как случайная. В общей сложности случайная ошибка абсолютных значений пропускания, по-видимому, не превышает 7—10%.

8. Для уплотненного представления полученных экспериментальных данных и удобного последующего использования их для практических целей была проведена статистическая обработка материала. Целью этой обработки было получение аппроксимационных эмпирических формул, связывающих пропускание в каждом спектральном интервале с легко определяемыми параметрами.

Поскольку молекулярное поглощение атмосферы газами и аэрозольное ослабление определяются различными физическими факторами, было решено произвести разделение этих двух типов атмосферного ослабления ИК радиации и учитывать их при использовании полученных здесь данных отдельно, положив

$$P_\nu = P_{\nu, м} P_{\nu, а}, \quad (2)$$

где  $P_\nu$  — общее пропускание в интервале с центром у  $\nu \text{ см}^{-1}$ ,  $P_{\nu, м}$  — пропускание, обусловленное газом (молекулярное), и  $P_{\nu, а}$  — аэрозольное пропускание.

Остановимся на примененной здесь методике разделения. Ослабление, полностью освобожденное от селективного молекулярного поглощения можно определить в наиболее прозрачных спектральных интервалах, имея достаточно хорошее разрешение по спектру: спектральная ширина щели во всяком случае не должна превышать ширину такого интервала. Заметим, что в принципе, такие же требования предъявляются и к спектральным интервалам, в которых определяются внеатмосферные значения. Однако в этом случае требования на чистоту интервала ниже, чем в случае определения непрерывного ослабления. Количественные оценки показывают, что включение в используемом интервале слабой линии селек-

тивного поглощения может практически не сказаться на величине внеатмосферного значения и в то же время внести заметное искажение в величину непрерывного ослабления, поскольку оно невелико.

В изучаемом окне при реализованном в измерениях спектральном разрешении нами мог быть использован для определения непрерывного ослабления лишь один прозрачный интервал с центром у  $2700 \text{ см}^{-1}$ . Его ширина составляет  $7 \text{ см}^{-1}$  при спектральной ширине щели, равной  $5 \text{ см}^{-1}$ . При определении чистоты интервала использовались, помимо наших записей с наибольшим разрешением, также атласы [10, 11].

Вопрос о том, какими процессами обусловлено непрерывное ослабление в окне  $3,4\text{—}4,0 \text{ мкм}$  в настоящее время нельзя считать достаточно изученным. Однако есть некоторые основания для предположения о наличии наряду с аэрозольным ослаблением также и непрерывного молекулярного поглощения в крыльях сильных линий поглощения водяного пара, относящихся к чисто вращательной полосе и, возможно, к колебательно-вращательной полосе  $\nu_2$  ( $6,3 \text{ мкм}$ ).

Лабораторные измерения [12] дают среднюю величину показателя поглощения  $\bar{\alpha}_w \approx 0,02 \text{ см}^{-1}$ , полевые измерения [13] приводят к величине  $\bar{\alpha}_w \approx 0,03 \text{ см}^{-1}$ , наибольшее значение  $\bar{\alpha}_w \approx 0,06$  дают расчеты [14].

Некоторые косвенные оценки, проведенные по нашим и другим экспериментальным данным, в известной степени подтверждают существование континуума в этом окне и приводят к вероятной величине  $\bar{\alpha}_w \approx 0,04 \text{ см}^{-1}$ , которая была использована здесь для расчетов. Несомненно, что выбранное значение является в известной мере произвольным и в последующем должно быть уточнено.

Таким образом, непрерывное ослабление, определяемое по прозрачному интервалу у  $2700 \text{ см}^{-1}$ , считаем обусловленным двумя процессами, и для выделения аэрозольной компоненты нужно исключить из общего непрерывного ослабления молекулярную часть. Представив пропускание у  $2700 \text{ см}^{-1}$ , как

$$P_{2700} = P_{2700, a} \cdot P_w, \quad (3)$$

где  $P_w = e^{-\bar{\alpha}_w w}$  — среднее по окну пропускание, обусловленное континуумом водяного пара, и  $P_{2700, a}$  — аэрозольное пропускание у  $2700 \text{ см}^{-1}$ , которое можно определить как

$$P_{2700, a} = \frac{P_{2700}}{e^{-0,04w}}. \quad (4)$$

Определение значений  $P_{\nu, a}$  по всему окну  $3,4\text{—}4,0 \text{ мкм}$  может быть проведено с помощью расчетных моделей аэрозольного ослабления, поскольку других чистых интервалов, достаточно широких для использованного разрешения, в изучаемом окне нет.

Исследование аэрозольного ослабления, проведенное нами в широкой спектральной области  $2\text{—}13 \text{ мкм}$ , показало, что наиболее

характерным ходом  $\alpha_a$  по спектру в охваченных экспериментом условиях было весьма слабое убывание  $\alpha_a$  с увеличением  $\lambda$  или же небольшой рост в окне 8—12 мкм. Такой ход характерен для крупной капельной дымки, поэтому для экстраполяции была выбрана такая называемая «морская» модель Дейрменджана [15]. Окно 3,4—4,0 мкм расположено вблизи известного аэрозольного максимума имеющего центр у 3,0 мкм и обусловленного спектральным ходом коэффициента поглощения жидкой воды [16]. В указанной модели показатель ослабления  $\alpha_{\nu, a}$  в среднем увеличивается на 15% при увеличении  $\nu$  на 100 см<sup>-1</sup>, т. е.

$$\alpha_{\nu, a} = \alpha_{2700, a} [1 + 0,0015(\nu - 2700)] \quad (5)$$

и

$$P_{\nu, a} = e^{-\alpha_{\nu, a} m}. \quad (6)$$

Определенное в соответствии с (4), (5) и (6) аэрозольное пропускание исключалось из измеренного общего пропускания, согласно (2), и таким образом  $P_{\nu, m}$  представляло собой полное молекулярное пропускание, обусловленное как селективным, так и непрерывным поглощением газами.

9. Рассмотрим вопрос о рациональном виде формул для аппроксимации величин молекулярного пропускания  $P_{\nu, m}$  в узких спектральных интервалах.

В работе [17] для пропускания солнечной радиации атмосферой в узких спектральных интервалах, содержащих несколько десятков линий, была предложена формула, которую в несколько измененном виде можно представить следующим образом<sup>1</sup>

$$P_{\nu} = \exp(-k_{\nu}(\omega')^{n_{\nu}}), \quad (7)$$

где  $n_{\nu}$ ,  $k_{\nu}$  — постоянные,  $\omega'$  — эффективная масса поглощающего газа, равная

$$\omega' = \int_0^{\infty} q(l) p(l)^{2r_{\nu}} dl, \quad (8)$$

где  $q(l)$  и  $p(l)$  — концентрации поглощающего газа и общее давление, как функция длины пути,  $r_{\nu}$  — постоянная, своя для каждого газа.

Если предположить, что стратификация давления и содержания газа изменяется мало, то

$$\omega' \approx c\omega, \quad (9)$$

где  $c$  — постоянная,  $\omega$  — количество газа.

В рассматриваемом окне селективное молекулярное поглощение обусловлено в основном равномерно перемешанными газами CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O.

Количество HDO хорошо коррелирует с количеством водяного пара [19].

<sup>1</sup> В таком виде формула (7) была применена в работе [18].

Считая справедливой теорему умножения, можно написать

$$P_{\nu, \omega} = P_{\nu, \omega} P_{\nu, m}, \quad (10)$$

где  $P_{\nu, \omega}$  — пропускание, обусловленное водяным паром и НДО;  $P_{\nu, m}$  — пропускание, обусловленное равномерно перемешанными газами.

Будем искать аппроксимационные формулы в виде (7). Учитывая (9) и (10), получим

$$P_{\nu, m} = \exp(-k_{\nu, \omega}(\omega_2 m)^{n_{\nu, \omega}} - k_{\nu, m} m^{n_{\nu, m}}), \quad (11)$$

или

$$-\ln P_{\nu, m} = k_{\nu, \omega}(\omega_2 m)^{n_{\nu, \omega}} + k_{\nu, m} m^{n_{\nu, m}}. \quad (12)$$

Методом наименьших квадратов можно по экспериментальным данным найти оптимальные значения  $k_{\nu, m}$ ,  $k_{\nu, \omega}$ ,  $n_{\nu, m}$  и  $n_{\nu, \omega}$ . Но формула (12) неудобна для данного метода, поскольку аргументы

Таблица 2

Параметры аппроксимационных формул

№ интервала	Центр интервала, $\nu$ см <sup>-1</sup>	Формула	$n_{\nu, m}$	$k_{\nu, m}$	$n_{\nu, \omega}$	$k_{\nu, \omega}$	$\sigma$
37	2985	15			0,50	0,931	0,007
38	2955	15			0,40	0,610	0,003
39	2925	13	0,60	0,060	0,37	0,297	0,002
40	2895	13	0,76	0,075	0,62	0,121	0,002
41	2865	13	0,89	0,035	0,83	0,083	0,002
42	2835	15			0,71	0,176	0,004
43	2805	15			0,65	0,213	0,002
44	2775	15			0,69	0,144	0,003
45	2745	15			0,74	0,101	0,002
46	2715	15			0,82	0,143	0,004
47	2685	15			0,80	0,102	0,002
48	2655	15			0,84	0,112	0,002
49	2625	15			0,78	0,110	0,002
50	2595	13	0,81	0,102	1,06	0,056	0,002
51	2565	13	0,81	0,176	1,50	0,030	0,002
52	2535	14	0,83	0,139			0,005
53	2505	14	0,81	0,179			0,008
54	2475	14	0,85	0,315			0,004
55	2445	14	0,91	0,483			0,003
56	2415	14	0,83	0,817			0,019

24178d

## Сравнение экспериментальных значений пропускания с рассчитанными по аппроксимационным формулам в интервалах 38 и 52

$m$	$\psi_2$ см $H_2O$	$P_{\text{эксп}}$	$P_{\text{расч}}$	$P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}}$	$\frac{ P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}} }{P_{\text{эксп}}} \%$	$m$	$\psi_2$ см $H_2O$	$P_{\text{эксп}}$	$P_{\text{расч}}$	$P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}}$	$\frac{ P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}} }{P_{\text{эксп}}} \%$
Интервал 38						2,77	0,41	0,53	0,52	0,01	2,6
2,48	1,12	0,45	0,43	0,02	3,3	2,07	0,65	0,54	0,53	0,01	2,2
3,41	1,15	0,38	0,35	0,03	5,2	2,74	0,50	0,52	0,50	0,02	3,2
7,25	0,87	0,23	0,22	0,01	2,3	1,65	1,05	0,52	0,53	-0,01	2,2
1,48	1,04	0,54	0,55	-0,01	1,3	1,97	1,01	0,50	0,49	0,01	0,5
2,71	1,12	0,42	0,41	0,01	0,8	1,54	1,60	0,48	0,50	-0,02	5,0
1,38	0,68	0,57	0,61	-0,04	6,6	2,43	1,54	0,41	0,40	0,01	1,1
2,36	0,40	0,50	0,55	-0,05	10,0	2,24	0,40	0,55	0,56	-0,01	3,4
2,64	0,69	0,45	0,47	-0,02	5,6	2,25	0,86	0,46	0,48	-0,02	4,8
2,07	0,69	0,50	0,52	-0,02	4,6	7,79	0,37	0,32	0,30	0,02	6,3
3,93	0,75	0,36	0,37	-0,01	2,8	1,69	1,44	0,52	0,49	0,03	5,4
1,95	0,77	0,51	0,52	-0,01	2,1	2,76	1,73	0,36	0,36	0,00	0,1
4,97	0,77	0,33	0,31	0,02	4,5	Интервал 52					
2,14	0,28	0,59	0,61	-0,02	2,7	1,73	0,52	0,81	0,80	0,01	1,5
5,15	0,55	0,35	0,35	0,00	0,3	1,43	0,56	0,85	0,83	0,02	2,6
2,96	0,24	0,54	0,56	-0,02	3,4	2,61	0,64	0,70	0,73	-0,03	4,7
2,73	0,45	0,53	0,51	0,02	2,8	1,36	1,18	0,80	0,83	-0,03	3,7
4,51	0,39	0,40	0,42	-0,02	3,0	2,50	0,35	0,78	0,74	0,04	5,1
2,77	0,31	0,54	0,55	-0,01	0,9	6,00	0,37	0,57	0,54	0,03	6,3
2,48	0,24	0,60	0,60	0,00	0,5	1,38	0,54	0,85	0,83	0,02	1,5
3,14	0,23	0,56	0,56	0,00	0,1	2,36	0,82	0,76	0,75	0,01	0,8
2,87	0,26	0,57	0,56	0,01	0,9	6,12	0,95	0,49	0,53	-0,04	7,9
2,62	0,19	0,63	0,61	0,02	2,2	1,38	0,80	0,84	0,83	0,01	0,6
6,00	0,16	0,42	0,46	-0,04	9,9	1,34	1,18	0,81	0,84	-0,03	2,7
2,63	0,23	0,61	0,59	0,02	3,1	2,05	1,32	0,76	0,78	-0,02	2,3
2,26	0,27	0,63	0,60	0,03	5,1	1,29	1,20	0,84	0,84	0,00	0,6
4,64	0,19	0,44	0,50	-0,06	12,6	1,61	1,30	0,75	0,81	-0,06	8,9
6,18	0,68	0,27	0,28	-0,01	3,9	3,06	1,70	0,60	0,70	-0,10	16,7
2,93	0,52	0,50	0,48	0,02	3,6	1,84	1,08	0,79	0,79	0,00	0,5
6,82	0,45	0,33	0,31	0,02	8,3	2,24	2,79	0,64	0,76	-0,12	18,5
2,08	0,48	0,58	0,56	0,02	3,1	2,90	1,15	0,68	0,71	-0,03	4,6

$m$	$\omega_z$ см H <sub>2</sub> O	$P_{\text{эксп}}$	$P_{\text{расч}}$	$P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}}$	$\frac{ P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}} }{P_{\text{эксп}}} \%$	$m$	$\omega_z$ см H <sub>2</sub> O	$P_{\text{эксп}}$	$P_{\text{расч}}$	$P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}}$	$\frac{ P_{\text{эксп}} - P_{\text{расч}} }{P_{\text{эксп}}} \%$
4,92	1,05	0,56	0,59	-0,03	5,4	2,47	0,34	0,78	0,74	0,04	4,4
1,51	0,96	0,82	0,82	0,00	0,1	7,53	0,39	0,51	0,47	0,04	7,9
2,13	1,07	0,76	0,77	-0,01	1,3	3,53	0,40	0,69	0,67	0,02	3,0
7,35	1,10	0,42	0,48	-0,06	13,7	2,51	0,31	0,77	0,74	0,03	3,8
2,07	0,45	0,77	0,77	0,00	0,8	2,68	0,24	0,76	0,73	0,03	4,5
3,80	1,20	0,64	0,66	-0,02	2,7	2,68	0,24	0,75	0,73	0,02	3,2
1,93	0,69	0,81	0,79	0,02	3,0	2,48	0,26	0,77	0,74	0,03	3,1
2,98	0,83	0,74	0,71	0,03	4,3	2,39	0,24	0,77	0,75	0,02	2,6
2,06	0,78	0,79	0,77	0,02	1,6	4,26	0,19	0,66	0,63	0,03	4,5
2,01	1,11	0,79	0,78	0,01	0,9	2,39	0,22	0,79	0,75	0,04	5,0
1,95	0,77	0,80	0,78	0,02	1,9	3,51	0,20	0,69	0,67	0,02	3,1
3,54	0,39	0,72	0,70	0,02	2,6						

$\omega_z m$  и  $m$  находятся в сильной линейной зависимости. С целью разделения аргументов мы использовали несколько другой вид формулы, который дал достаточно высокую точность аппроксимации

$$-\ln P_{v,m} = (k_{v,\omega} \omega_z^{n_{v,\omega}} + k_{v,m}) m^{n_{v,m}} \quad (13)$$

Критерием точности аппроксимационной формулы была взята величина среднего абсолютного отклонения экспериментальных точек от расчетной аппроксимационной кривой.

Формула (13) имеет два частных случая:  
при  $k_{v,\omega} \approx 0$

$$-\ln P_{v,m} = k_{v,m} m^{n_{v,m}} \quad (14)$$

и при  $k_{v,m} \approx 0$ ,  $n_{v,\omega} = n_{v,m}$

$$-\ln P_{v,m} = k_{v,\omega} (\omega_z m)^{n_{v,\omega}} \quad (15)$$

Формула (15) — для интервалов, где главную роль в поглощении играют H<sub>2</sub>O и HDO, а формула (14) — для интервалов, где в основном поглощают радиацию газы, равномерно перемешанные.

Результаты расчетов по формулам (13), (14), (15) представлены в табл. 2. Программа нахождения аппроксимационных формул на ЭВМ предусматривала выбор оптимального вида формулы, основываясь на величине среднего абсолютного отклонения.

В табл. 2 для каждого интервала обработки указан вид аппроксимационной формулы, приведены значения искоемых коэффи-

циентов и дано среднее квадратичное отклонение  $\sigma$  от экспериментальных данных, вычисленных по аппроксимационной формуле значений пропускания. Формулы основаны на экспериментальном материале, полученном в основном при  $m < 8-10$  и  $\omega_2 < 1,5$  см  $\text{H}_2\text{O}$ , а  $\omega_2 m < 7$  см  $\text{H}_2\text{O}$ . Однако проверка аппроксимационных формул для экспериментальных точек, выходящих из указанных пределов, показывает, что формулы могут быть экстраполированы по крайней мере до  $\omega_2 m < 10$  см  $\text{H}_2\text{O}$ ;  $m < 15$ .

Таблица 4

Значения средних экстраполированных аэрозольных коэффициентов ослабления

№ интервала	$\nu$ см <sup>-1</sup>	$\alpha_{\nu, a}$	$P_{\nu, a}$ $m=2$	$P_{\nu, a}$ $m=5$	№ интервала	$\nu$ см <sup>-1</sup>	$\alpha_{\nu, a}$	$P_{\nu, a}$ $m=2$	$P_{\nu, a}$ $m=5$
37	2985	0,04	0,92	0,81	47	2685	0,03	0,94	0,86
38	2955	0,04	0,92	0,81	48	2655	0,03	0,94	0,87
39	2925	0,04	0,92	0,82	49	2625	0,025	0,95	0,87
40	2895	0,04	0,92	0,82	50	2595	0,025	0,95	0,88
41	2865	0,035	0,93	0,83	51	2565	0,025	0,95	0,89
42	2835	0,035	0,93	0,83	52	2535	0,02	0,96	0,89
43	2805	0,035	0,93	0,84	53	2505	0,02	0,96	0,90
44	2775	0,035	0,93	0,85	54	2475	0,02	0,96	0,91
45	2745	0,03	0,94	0,85	55	2445	0,02	0,96	0,91
46	2715	0,03	0,94	0,86	56	2415	0,015	0,97	0,92

В табл. 3 показаны результаты сравнения пропусканий, вычисленных по аппроксимационным формулам с экспериментальными данными для некоторых характерных спектральных интервалов. Приведен каждый третий спектр.

10. Представленные в табл. 2 аппроксимационные эмпирические формулы дают возможность рассчитать молекулярное пропускание  $P_{\nu, m}$  в указанных спектральных интервалах, зная число атмосферных масс и количество осажденной воды на пути луча. Расчеты показали, что нет необходимости введения эффективного количества водяного пара при аппроксимации экспериментальных данных в окне 3,4—4,0 мкм, полученных для всей толщи атмосферы с использованием Солнца в качестве источника радиации. Это обстоятельство связано с тем, что в солнечные дни реализовывались сравнительно однообразные вертикальные стратификации влажности и температуры, при которых эффективное количество водяного пара тесно коррелирует с количеством осажденной воды. Использование данных возможно только для условий отсутствия облачности

и дневного времени. Применение же их для безоблачных ночей также возможно, но, вероятно, с дополнительной погрешностью, для оценки которой нужно провести сравнения дневных и ночных стратификаций влажности и температуры.

11. Наиболее сложным вопросом является определение  $P_{\nu, a}$ , необходимого для нахождения полного значения  $P_{\nu} = P_{\nu, m} P_{\nu, a}$ , и выбор легко доступного аргумента для этой цели. В настоящее время единственным широко распространенным видом измерений, характеризующим аэрозольное ослабление, является измерение прямой солнечной радиации актинометром с фильтрами или без них и определение так называемой актинометрической прозрачности  $P_{\text{акт}}$  по методу, описанному в [20]. Однако в ряде работ показано, что корреляция между аэрозольным ослаблением в видимой области спектра и в окнах прозрачности с  $\lambda > 2$  мкм довольно слабая, поскольку в составе дымки плохо коррелируют между собой мелкие и крупные фракции частиц аэрозоля.

Экспериментальный материал настоящей работы также показал низкую корреляцию  $P_{\text{акт}}$  с  $P_{2700, a}$  ( $r \approx 0,3-0,5$ ).

Достаточно определенных связей структуры дымок или их пропускания со стандартными метеорологическими элементами (влажность, температура) до настоящего времени также не установлено. Поэтому на данном этапе исследования не представляется возможным рекомендовать простой и достаточно точный способ определения  $P_{\nu, a}$  по данным о легко доступных параметрах состояния атмосферы. Этот вопрос требует дальнейших исследований.

Рассмотрение полученных значений аэрозольного показателя ослабления  $\alpha_{2700, a}$  показало, что его среднее значение в течение периодов измерений составило около 0,030 по средним квадратичным разбросам  $\sigma_a \approx 0,005$ , т. е. около  $\pm 15\%$ . При этом наблюдалось несколько случаев заметного повышения величины  $\alpha_{2700, a}$  до 0,100—0,120 при резком снижении  $P_{\text{акт}}$  от обычных значений порядка 0,7—0,8 до 0,59—0,64.

Указанные величины дают возможность весьма приближенной оценки значения  $P_{\nu, a}$  для условий с высокой и средней актинометрической прозрачностью как

$$P_{\nu, a} = e^{-0,030[1+0,0015(\nu-2700)]m} \quad (16)$$

и, в частности, для  $\nu=2700$   $P_{2700, a} = e^{-0,030 m}$ .

В табл. 4 даны значения  $\alpha_{\nu, a}$  для интервалов осреднения, а также для примера значения  $P_{\nu, a}$  для масс, равных 2 и 5.

Приведенное значение  $\sigma_a \approx 0,005$  дает возможность оценить разброс величин  $P_{\nu, a}$  из-за неточного значения  $\alpha_{\nu, a}$ . Поскольку  $\alpha_{\nu, a}$  является малой величиной

$$P_{\nu, a} = e^{-\alpha_{\nu, a} m} \approx 1 - \alpha_{\nu, a} m$$

$$dP_{\nu, a} = -m d\alpha_{\nu, a}. \quad (17)$$

Отсюда следует, что, например, для  $\nu=2700 \text{ см}^{-1}$  с обеспеченностью до 95% (для  $2\sigma_a$ )

$$dP_{2700,a} = -0,01m,$$

т. е. для  $m=2$   $dP_{2700,a} = -0,02$ , а для  $m=5$   $dP_{2700,a} = -0,05$ , что может в первом приближении удовлетворить практические запросы.

Авторы выражают признательность Э. С. Андреевой и К. В. Казаковой за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gates D., Harrop W. Infrared transmission of the atmosphere to solar radiation.—Appl. Opt. 2, 1963, No. 9.
2. Кондратьев К. Я. и др. Некоторые результаты наземных исследований ИК спектра поглощения и теплового излучения атмосферы. Изв. АН СССР, ФАО. Т. 1, 1965, № 4.
3. Богданов С. С., Броунштейн А. М., Фролов А. Д. Прозрачность атмосферы в некоторых участках ИК области спектра.—Труды ГГО, 1971, вып. 279.
4. Mc Clatchey R. A. e. a. Optical properties of the atmosphere.—Environmental research papers. AFCRL-71.0279, 1971, No. 354.
5. Biggell K. J. The water vapor infrared continuum.—Q. J. Roy. Met. Soc. 96, 1970, No. 409.
6. Броунштейн А. М., Демидов В. В., Сакин И. Л. Стационарная установка для исследования спектральной прозрачности атмосферы в инфракрасной области спектра.—Труды ГГО, 1972, вып. 279.
7. Богданов С. С., Броунштейн А. М. О взаимной привязке инфракрасных спектров солнечной радиации.—Труды ГГО, 1970, вып. 255.
8. Козлов В. П., Федорова Е. О. Влияние разрешающей способности спектрального прибора на точность определения интегрального пропускания.—Опт. и спектр. 10, 1961, вып. 5.
9. Богданов С. С., Броунштейн А. М. Спектральная прозрачность атмосферы в инфракрасной области спектра. Обзор ВНИИГМИ. Обнинск. 1972.
10. Houghton I. T. e. a. An atlas of the infrared solar spectrum from 1 to 6,5  $\mu\text{m}$  observed from a high altitude aircraft.—Phyl. Trans. Roy. Soc. London, A 254, 1961. No. 1037. pp. 47—123.
11. Migeotte M., Neven L., Swensson I. The solar spectrum from 2.8 to 23.7  $\mu\text{m}$ .—Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, spec. vol., 1956, No. 1; 1950, No. 2.
12. Москаленко Н. И. Функции спектрального пропускания в полосах паров  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2$  компонент атмосферы.—Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. Т. 5, 1969, № 11.
13. Филиппов В. Л., Мирумянц С. О. Спектральная прозрачность приземного слоя атмосферы для ИК излучения.—Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. Т. 5, 1969, № 12.
14. Андреев С. Д., Гальцев А. П. Поглощение инфракрасного излучения водяным паром в окнах прозрачности атмосферы. Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. Т. 6, 1970, № 10.
15. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971.
16. Шифрин К. С. Расстояние света в мутной среде. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.
17. Киселева М. С., Непорент Б. С., Федорова Е. О. Поглощение ИК радиации при неразрешенной структуре спектра для наклонных путей в атмосфере.—Изв. АН СССР, ФАО, Т. 3, 1967, № 6.
18. Голубицкий Б. М., Москаленко Н. И. Измерение спектрального поглощения в полосах паров  $\text{H}_2\text{O}$ .—Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. Т. 4, 1968, № 1.
19. Гуди Р. Атмосферная радиация. I. Основы теории. М., «Мир», 1966.
20. Руководство гидрометеорологическим станциям и постам по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеондат, 1971.

*А. М. БРОУНШТЕЙН, В. В. ДЕМИДОВ, И. Л. САКИН*

## **ИНФРАКРАСНАЯ АТМОСФЕРНАЯ УСТАНОВКА ИКАУ-1 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ОБЛАСТИ 2-25 МКМ**

Данные о зависимости ИК спектрального пропускания всей атмосферы от характеристик метеорологических условий, как и точные значения спектральных функций пропускания однородных горизонтальных приземных слоев воздуха при различных метеорологических условиях, представляют значительный интерес для ряда научных и практических задач.

Оба типа данных необходимы для решения задач радиационного переноса тепла в атмосфере, интерпретации значений, получаемых с метеорологических спутников и самолетов, оптической гигрометрии, исследования и контроля содержания газовых примесей в атмосфере, а также прикладных задач, связанных с проектированием и эксплуатацией ИК приборов различного назначения в реальной атмосфере.

Существенно также исследование влияния метеорологических факторов на условия прохождения радиации ИК лазеров на горизонтальных путях, что, в частности, представляет значительный интерес для разработки специальных видов связи, пеленгации и др.

Исследование спектральной прозрачности атмосферы в естественных условиях требует накопления статистического материала. При этом необходимо иметь также наиболее полный комплекс измерений физического состояния воздуха. Проведение систематических исследований в достаточно широком диапазоне условий требует создания стационарной установки, позволяющей получить обширные статистические данные по ИК прозрачности всей атмосферы и на горизонтальных путях различной длины с одним и тем же спектральным прибором.

Очевидно, что для полного решения указанных задач необходимо создание таких установок в нескольких характерных климатических районах.

В настоящей статье описывается стационарная установка ИКАУ-1, предназначенная для указанных целей.

Установка разработана и осуществлена в отделе актинометрии и атмосферной оптики ГГО и смонтирована на полевой экспериментальной базе ГГО в Воейково, где реализуются условия, охватывающие широкий диапазон метеорологических параметров, характерных для зон с умеренным и высоким увлажнением.

Основные требования, предъявляемые к установке, были сформулированы в следующем виде:

1. Возможность регистрации спектров солнечной радиации с целью измерения спектральной прозрачности всей атмосферы в диапазоне длин волн 2—25 мкм при различных положениях Солнца (различном числе воздушных масс).

2. Возможность исследования прозрачности атмосферы в том же спектральном диапазоне на однородных горизонтальных приземных трассах длиной от 100 до 4000 м.

3. Удобство проведения указанных измерений в любые сезоны года при различных метеорологических условиях.

4. Обеспечение регистрации спектров с различным разрешением, в том числе и сравнительно высоким ( $1 \div 3 \text{ см}^{-1}$  у 10 мкм).

5. Минимальная трудоемкость получения спектров, обеспечивающая возможность набора статистического материала, надежность и удобство в эксплуатации.

6. Размещение всех элементов установки на территории ограниченных размеров.

7. Возможность использования в качестве источников излучения радиации, кроме Солнца, и искусственных источников, таких как глобар, лазер, абсолютно черное тело и др.

Кроме того, было желательно проведение на установке сравнений используемых источников излучения между собой, а также вспомогательных спектральных измерений (например, измерение пропускания используемых в работе светофильтров, измерение спектральных коэффициентов отражения зеркальных покрытий и т. п.).

Таким образом, установка ИКАУ-1 должна иметь весьма универсальный характер для получения возможности проведения на ней комплекса оптических исследований атмосферы, а также вспомогательных измерений и исследований.

В качестве измерительного прибора в установке ИКАУ-1 применен полностью автоматизированный двухлучевой ИК спектрофотометр UR-20w (ГДР). Широкий спектральный диапазон прибора (2—25 мкм) обеспечивается набором быстросменных диспергирующих призм из KBr, NaCl и LiF. Программное автоматическое управление, широкий диапазон скоростей сканирования и масштабов записи, сменные щелевые программы, сравнительно высокое разрешение, достигающее  $1 \text{ см}^{-1}$  у 10 мкм, возможность подключения внешнего самописца и ряд других достоинств явились причиной выбора этого спектрофотометра.

Спектрофотометр предназначен для изучения спектров поглощения твердых, жидких и газообразных веществ, помещенных в кюветном отделении прибора. Для использования этого спектрофото-

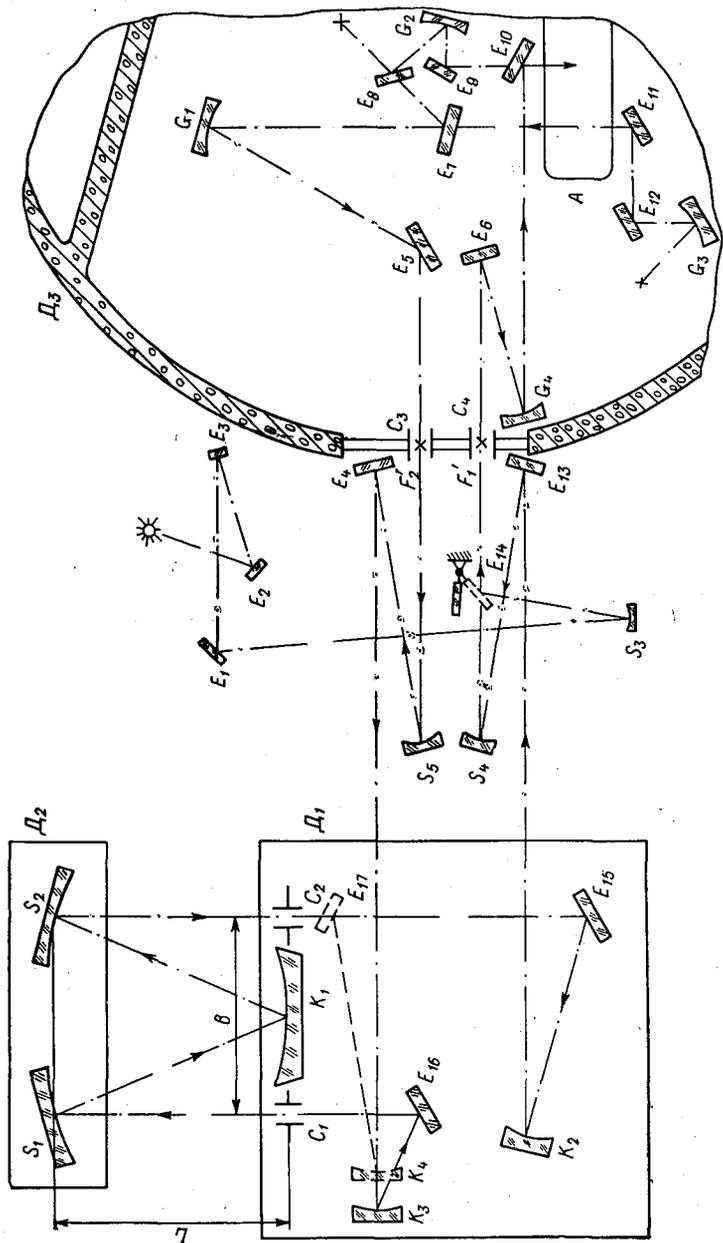


Рис. 1. Схема установки ИКАУ-1

$A$  — спектрофотометр UR-20 w,  $E_2$ ,  $E_3$  — плоские зеркала целостной установки АЦУ-24, остальные обозначения см. в тексте.

метра в установке ИКАУ-1 (с внешней поглощающей средой) потребовалось введение дополнительных оптических элементов при одновременном сохранении его качеств, как лабораторного спектрофотометра для выполнения вспомогательных задач, изложенных выше. В соответствии с двумя основными задачами — исследованием спектральной прозрачности всей атмосферы и горизонтальных приземных слоев воздуха — установку ИКАУ-1 можно подразделить на две функционально самостоятельные части: «Солнечный» канал и канал «горизонтальная трасса». В солнечном канале в качестве источника излучения используется Солнце. Эта часть установки включает в себя целостат АЦУ-24 производства ЛОМО, установленный на крыше актинометрического павильона, а также передающую и согласующую оптическую систему, строящую изображение Солнца на входной щели спектрофотометра UR-20w, который установлен в лабораторном помещении. Солнечный канал введен в действие в 1969 г., его описание и методика измерений были опубликованы в [1], [2]. С 1970 г. на нем ведутся систематические исследования спектральной прозрачности атмосферы, частично опубликованные в [3] и [4].

Во второй части установки (горизонтальная трасса) в качестве спектрального прибора используется так же спектрофотометр UR-20w, а в качестве источника ИК излучения в отличие от солнечного канала — глобар, имеющийся в UR-20w.

На рис. 1 представлена схема установки ИКАУ-1, где: зеркала  $E_2, E_3, E_1, S_3, E_{14}$  — элементы солнечного канала (плоскость расположения этих элементов условно повернута на  $90^\circ$  и совмещена с плоскостью чертежа), зеркала  $G_1, E_5, S_5, E_4, K_3, E_{16}, S_1, K_1, S_2, E_{15}, K_2, E_{13}, S_4$  — элементы канала горизонтальная трасса, зеркала  $E_6, G_4, E_{10}$  и прибор UR-20w — общие элементы для обоих каналов, зеркала  $E_7, E_8, G_2, E_9—E_{12}, G_3$  — элементы вспомогательных систем установки ИКАУ-1, предназначенных для ввода в канал горизонтальная трасса и в UR-20w радиации черных излучателей, лазеров и других источников излучения.

Рассмотрим более подробно канал горизонтальная трасса, поскольку солнечный канал был описан в [2]. Эта часть установки включает в себя многоходовую отражающую систему (МОС), создающую горизонтальные трассы различной протяженности (от 400 до 4000 м при ширине щелей 2 мм), внешнюю и внутреннюю (лабораторную) оптические системы, согласующие МОС с прибором UR-20w.

Оптическая схема горизонтальной трассы протяженностью 4 км с промежуточными дистанциями может быть в принципе решена следующим образом. Поскольку источник и приемник ИК радиации локализованы в спектрометре UR-20w, оптические отражатели (например, плоские зеркала, уголковые отражатели и т. п.) можно установить на расстоянии 2 км от UR-20w и на промежуточных. Эти отражатели будут возвращать обратно (в приемную измерительную часть UR-20w) энергетический поток глобара, вышедший из прибора. К недостаткам подобной схемы следует отнести:

1) необходимость однородной трассы, протяженностью в 2 км (что в Воейково недостижимо из-за холмистого рельефа местности);

2) необходимость дополнительных построек и аппаратуры для создания промежуточных трасс меньшей длины;

3) трудности в юстировке и обслуживании при эксплуатации, связанные с большими расстояниями (транспорт, дорога, связи и др.);

4) усложнение контроля физических параметров атмосферы на длинной трассе.

Преимущество такой схемы — сравнительно малые энергетические потери на оптике (всего одно отражение для каждой трассы).

Другим возможным решением оптической схемы горизонтальной трассы является многоходовая оптическая система, создающая путем многократных отражений замкнутую трассу необходимой протяженности на малом, ограниченном участке; этот вариант не имеет ни одного из перечисленных выше недостатков, но обладает такими специфическими сложностями:

1) значительно большими энергетическими потерями;

2) требованием высокой точности установки элементов оптической схемы.

Сравнение и анализ особенностей этих решений привел к выбору второго варианта. В качестве МОС, создающей горизонтальную трассу переменной длины, принята известная схема абсорбционной кюветы, предложенной Уайтом [5], нашедшая широкое применение в последнее время в лабораторных исследованиях. Следует отметить, однако, что применение схемы Уайта в условиях открытой атмосферы и на трассах такой протяженности, судя по литературе, осуществлено впервые. Опыт эксплуатации этой кюветы должен выявить целесообразность принятого решения.

Кювета Уайта состоит из пяти оптических элементов (см. рис. 1):

1) входной  $C_1$  и выходной  $C_2$  щелей, расположенных в одной плоскости и разнесенных на некоторое расстояние друг от друга;

2) двух объективов зеркал  $S_1$  и  $S_2$ , расположенных по осям щелей на расстоянии  $L$  от последних («база» кюветы);

3) коллектива зеркала  $K_1$ , расположенного в плоскости щелей (между ними). Радиусы кривизны зеркал  $S_1$ ,  $S_2$  и  $K_1$  равны базе кюветы.

При таком расположении и параметрах оптических элементов кюветы изображение входной щели  $C_1$  перестраивается объективом  $S_1$  в натуральную величину на коллектив  $K_1$  и затем объективом  $S_2$  с коллектива  $K_1$  на выходную щель  $C_2$  (также в натуральную величину). Разворотом объективов  $S_1$  и  $S_2$  на равные строго определенные дискретные углы в противоположные стороны можно менять положение и число изображений  $P$  входной щели на коллективе  $K_1$  и соответственно число прохождений  $N$  светового лучка в кювете (от входной щели до выходной), создавая тем самым

длинные оптические пути различной протяженности на короткой базе. В нашем случае была принята база  $L=100$  м и число проходов  $N$  от четырех до 40 при ширине щелей UR-20w, равной 2 мм (число проходов может иметь значения  $N$ , равное 4, 8, 12, ..., 40, т. е. кратные 4). Основные аналитические зависимости можно представить формулами:

$$Z = NL; \quad (1)$$

$$N = 2(p + 1); \quad (2)$$

$$\pm \alpha = \arcsin \frac{bp}{2L(p + 1)}; \quad (3)$$

$$n = N - 1, \quad (4)$$

где  $Z$  — протяженность трассы в метрах,  $N$  — число проходов светового пучка в кювете,  $L$  — база кюветы в метрах,  $p$  — число изображений входной щели на коллективе,  $b$  — расстояние между

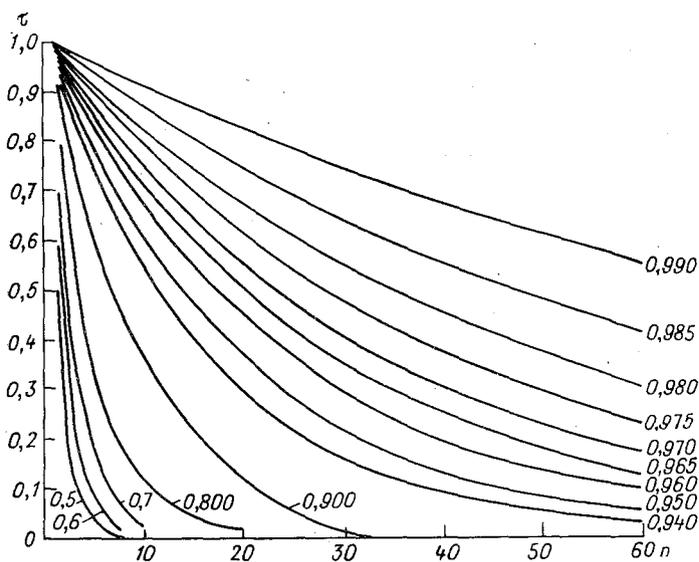


Рис. 2. Зависимость светопропускания системы  $\tau$  от коэффициента отражения зеркала  $r$  и числа отражений  $n$ .

входной и выходной щелями в метрах,  $\alpha$  — угол, на который должны быть развернуты зеркальные объективы кюветы,  $n$  — число отражений светового пучка на зеркалах кюветы.

Принятая схема МОС обеспечивает однородный короткий контролируемый путь, большой набор трасс (протяженностью  $Z$ , равной 400, 800, 1200, ..., 4000 м), решаемый тремя зеркалами, легкую перестройку системы без перефокусировки, сохранность геометрии (входной и выходной аппаратуры) светового пучка при перестрой-

ках, удобство обслуживания при малых затратах времени. Недостаток принятого варианта — большое число отражений  $n$  на зеркалах многоходовой системы (доходящее до  $n=39$ ) и соответственно большие энергетические потери; это обстоятельство и является естественным пределом, ограничивающим максимально возможное число проходов светового пучка в кювете. Графическая зависимость светопропускания системы  $\tau$  от числа отражений  $n$  и коэффициента отражения  $r$  (рис. 2) дает наглядное представление о величине светопотерь на отражение в системе. Действительно, например, при  $n=50$ ,  $r=0,97$  реальное светопропускание  $\tau \approx 0,2$  (80% светопотерь только на отражение).

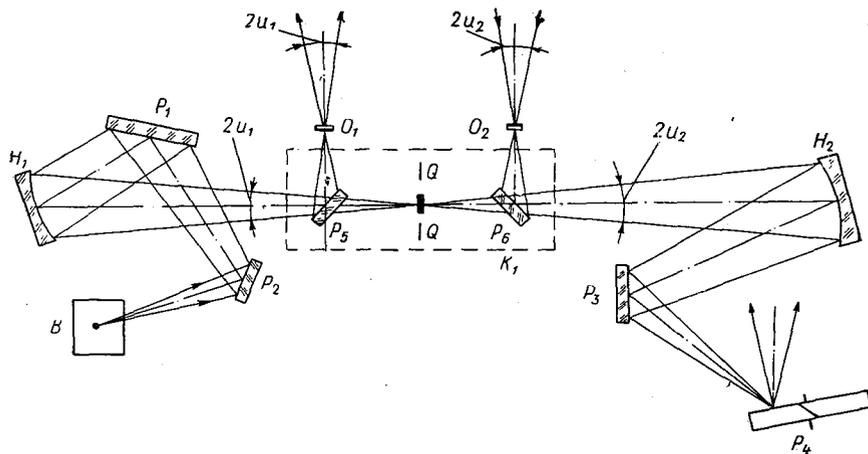


Рис. 3. Схема перестройки измерительного канала UR-20w.  
 $\lg \tau = n \lg r$ .

Другим пределом является ширина коллектива зеркала  $K_1$  и ширина щели спектрофотометра, определяющие максимальное число не перекрывающихся изображений щели на коллективе. Третье ограничение — реализованная точность углов поворота объективов зеркал  $S_1$  и  $S_2$ , поскольку с увеличением  $N$  при переходе к следующей длине пути они монотонно уменьшаются.

Характерно, что для кюветы с большой базой  $L$  должны быть обеспечены устойчивость и особо точная установка углов поворота объективов зеркал  $S_1$ ,  $S_2$  при их развороте на очень малые углы (дискретность разворота может достигать несколько угловых секунд), необходимые в условиях переменной температуры окружающей среды. Действительно, например, числу проходов  $N_1=40$ , согласно выражениям (2) и (3), при  $b=0,8$  м и  $L=100$  м соответствует угол разворота объективов  $\pm \alpha_1 = \arcsin 0,00380 = 12'40''$ , а числу проходов  $N_2=36$  — угол  $\pm \alpha_2 = \arcsin 0,00378 = 12'36''$ .

Таким образом, дискретное приращение угла разворота объективов зеркал  $S_1$ ,  $S_2$  при переходе от 40 на 36 проходов светового пучка в кювете составит лишь  $4''$ .

Поэтому в данном случае необходим особый подход при конструировании механизма разворота зеркал, обеспечивающий соответствующую точность, термокомпенсацию и воспроизводимость системы разворота.

Для вывода излучения глобара из прибора UR-20w в МОС и последующего возврата ослабленного поглощением излучения в измерительную ветвь спектрофотометра в кюветном отделении  $K_1$  были установлены плоские зеркала  $P_4$  и  $P_5$  (рис. 3).

Система освещения кюветного отделения  $K_1$  прибора UR-20w построена следующим образом: изображение глобара  $B$  (диаметр стержня глобара 6 мм) строится сферическим зеркалом  $H_1$  (с помощью плоских зеркал  $P_1, P_2$ ) в натуральную величину в плоскости  $QQ$  кюветного отделения  $K_1$  и перестраивается затем сферическим зеркалом  $H_2$ , плоским зеркалом  $P_3$ , зеркальным модулятором  $P_4$  и еще рядом зеркал (на схеме не указаны) в плоскость входной щели монохроматора с увеличением  $\beta = 2,1^x$ . Другими словами, входная щель монохроматора оптически сопряжена с плоскостью  $QQ$ , где в обратном ходе лучей строится изображение щели, уменьшенное соответственно почти в 2 раза. Щель имеет высоту  $h = 30$  мм при максимальной ширине  $S = 7$  мм, следовательно, максимальное изображение щели в плоскости  $QQ$  будет равно  $S_1 h_1 = 3,3 \times 14$  мм. После установки в систему зеркал  $P_{15}$  и  $P_{16}$  получаем промежуточную плоскость изображения глобара  $O_1$  и промежуточную плоскость изображения щели монохроматора  $O_2$ ; совершенно очевидно, что плоскости  $O_1$  и  $O_2$  оптически сопряжены с плоскостью  $QQ$  и, следовательно, между собой.

Как видно из рис. 3, апертурные углы  $2u_1$  и  $2u_2$  равны между собой ( $2u_1 = 2u_2$ ) и определяются относительным отверстием  $A$  коллиматорного зеркала монохроматора и увеличением промежуточной оптической системы из выражения

$$2u_2 = A \beta = 10^\circ 40',$$

где  $A \frac{D_{\text{колл.}}}{f_{\text{колл.}}} = \frac{1}{11,5}$ ,  $\beta = 2,14^x$ .

Таким образом, при величине изображения глобара  $6 \times 30$  мм в плоскости  $O_1$ , в дальнейшем может быть использована («вырезана») энергия только центральной части глобара размером примерно  $3,3 \times 14$  мм (это определяется размером изображения щели в  $O_2$ , равным  $3,3 \times 14$  мм и равенством углов  $2u_1$  и  $2u_2$ ).

Как сообщалось в [2], установка ИКАУ-1 смонтирована внутри и снаружи актинометрического павильона на полевой экспериментальной базе ГГО. С целью получения возможности использования установки в любые сезоны года спектрофотометр UR-20w, внешний самописец, блоки питания и управления целостной установкой АЦУ-24, а также ряд других устройств установлены в лабораторном помещении в павильоне. При этом измерение производится при закрытых окнах лаборатории, а выход энергетического потока из лаборатории наружу и его вход обратно осуществляются через выходной  $C_3$  и входной  $C_4$  иллиминаторы (рис. 1) соответственно,

оставленные в окно. Для уменьшения светового сечения иллюминаторов в них создавалось промежуточное изображение источника ИК радиации. Наличие промежуточного изображения источника радиации в иллюминаторах полезно также для согласования оптических систем каналов солнечного и горизонтальной трасса, а также при юстировке всей установки. Как видно из рис. 1, зеркала  $K_1$  и  $S_1, S_2$  МОС территориально расположены в отдельных домиках  $D_1, D_2$  соответственно на расстоянии  $L=100$  м друг от друга. Входная  $C_1$  и выходная  $C_2$  щели МОС оптически согласованы с выходным  $C_3$  и входным  $C_4$  иллюминаторами соответственно зеркалам  $S_5, E_4, K_3, E_{16}$  и  $E_{15}, K_2, E_{13}, S_4$  так, что объективами  $S_5$  и  $S_4$  строятся промежуточные изображения щелей в плоскости иллюминаторов (в точках  $F'_1$  и  $F'_2$  соответственно). Зеркала  $K_3, K_2$  играют роль коллективов, устраняющих геометрическое виньетирование на объективах  $S_1, S_2$  МОС; плоские зеркала  $E_4, E_{16}, E_{15}, E_{13}$  изменяют направление луча. В домике  $D_1$  размещены также зеркала  $K_4, E_{17}$ , позволяющие осуществить оптический путь длиной 70 м, минуя многоходовую кювету. Эта часть схемы дает возможность производить измерения ослабления излучения на зеркалах согласующей части канала горизонтальная трасса. Все зеркала в домиках  $D_1, D_2$  установлены на массивных железобетонных фундаментах; зеркала  $S_3, S_4, S_5, E_{14}$  установлены на отдельном фундаменте за пределами актинометрического павильона  $D_3$ , причем для включения солнечного канала зеркало  $E_{14}$  вводится в оптическую схему специальным механизмом; зеркала  $E_4, E_{13}$  установлены снаружи, на стенах актинометрического павильона  $D_3$ ; зеркало  $E_1$  установлено на параметре крыши павильона.

Параметры многоходовой системы определяются размером изображения щели монохроматора  $S_1 \times h_1$ , апертурным углом  $2u_2$  на выходе прибора UR-20w, базой  $L$  и максимальной длиной трассы  $Z$ .

Увеличение системы между точками  $O_1, O_2$  и щелями МОС составляет  $20^\times$ .

Промежуточные зрочки системы согласованы так же линзовыми коллективами из КВг, установленными в пунктах  $F'_1, F'_2$  иллюминаторов и  $O_1, O_2$  прибора UR-20w; этим приемом устраняется геометрическое виньетирование в системе. Для работы при максимально открытой щели монохроматора ( $S=7$  мм) входная и выходная щели МОС регулируются по ширине. Соответствующая ширина щелей МОС равна  $S_4=S_1 \beta_{нар}=7 \times 20=140$  мм. При увеличении рабочей ширины щелей до 140 мм соответственно уменьшаются возможное число прохождений  $N$  светового пучка в кювете до величины  $N_{\max 140}=12$  и длина трассы до величины  $z_{\max}=1200$  м.

При более узких щелях, чем 2 мм в принципе возможно увеличение длины трассы при условии достаточной спектральной плотности источника и очень точной установки углов. Этот случай представляет интерес для исследований прохождения лазерного излучения в приземном слое атмосферы.

Авторы выражают большую признательность К. В. Казаковой принявшей большое участие в осуществлении установки, В. Я. Луценко и Б. Н. Федорову, осуществивших монтаж установки, а также А. И. Сербину и Б. Иркаеву, принявших участие в юстировке и исследовании горизонтальной трассы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов С. С., Броунштейн А. М. О взаимной привязке инфракрасных спектров солнечной радиации.—Труды ГГО, 1970, вып. 255.
2. Броунштейн А. М., Демидов В. В., Сакин И. Л. Стационарная установка для исследования спектральной прозрачности атмосферы в инфракрасной области спектра.—Труды ГГО, 1972, вып. 279.
3. Богданов С. С., Броунштейн А. М., Фролов А. Д. Прозрачность атмосферы в некоторых участках инфракрасной области спектра.—Труды ГГО, 1972, вып. 279.
4. Богданов С. С., Броунштейн А. М., Парамонова Н. Н., Фролов А. Д. Исследование спектральной прозрачности атмосферы в области 3,4—4,0 мкм.—См. настоящий выпуск.
5. White J. U. Long optical paths of large aperture. J. Opt. Soc. of America, v. 32, May, 1942, No. 5.

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИИ В ВОЕЙКОВО ПРЯМОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ РАДИАЦИИ

В статье рассматривается практическое использование предложенного в работе [1] метода измерения естественной ультрафиолетовой радиации в областях В (280—315 нм) и А (315—400 нм) при помощи приборов с произвольной кривой спектральной чувствительности в УФ области спектра, а также метода их абсолютной градуировки и приводятся некоторые результаты измерений прямой УФ радиации в Воейково в 1971 г.

Измерения УФ радиации производятся с помощью прибора М-83 [5]. Прибор разработан в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова и используется для измерения общего содержания озона на сети станций. Прибор М-83 включает в себя светофильтр, фотоэлемент, фотоумножитель, усилитель, отсчетный микроамперметр и лампу сравнения. В табл. 1 приводится спектральная чувствительность прибора М-83 № 94 с разными светофильтрами. Измерение спектральной чувствительности производилось на специальной установке, включающей монохроматор СФ-4 с водородной лампой, вакуумную термопару и фотоэлектрооптический усилитель ФЭОУ-18.

Для измерения ультрафиолетовой радиации используются два светофильтра (1-й и 3-й). Первый светофильтр (для области В) представляет комбинацию цветных стекол УФС-2 толщиной 3,5 мм и ЖС-20 толщиной 9,0 мм. Третий светофильтр (для области А) — комбинацию стекол УФС-2 (8,5 мм), ЖС-3 (1 мм) и СС-5 (1 мм).

Максимум спектральной чувствительности прибора в области первого светофильтра приходится на длину волны 302 нм, третьего — 344 нм.

Пропускание светофильтров зависит от температуры. Поэтому при измерениях радиации всегда одновременно измеряется температура прибора и в отсчеты по светофильтрам вводится температурная поправка  $q_T$ , которая определяется лабораторным путем. Значения  $q_T$  в зависимости от температуры для светофильтров 1, 2 и 3 прибора М-83 № 94 приведены в табл. 2.

В качестве светоприемников по прямому солнечному свету используется вакуумный сурьмяно-цезиевый фотоэлемент Ф-4 с увиолевым окном, для измерений суммарной или рассеянной УФ

радиации — фотоумножитель ФЭУ-18 А. Линейность фотоэлектрической системы прибора обеспечивается для всей шкалы микроамперметра на выходе усилителя, независимо от использования фотоэлемента или фотоумножителя. Для примера в табл. 3 приводятся результаты проверки линейности фотоэлектрической системы прибора, которая производится с помощью набора нейтральных светофильтров с известным коэффициентом пропускания для  $\lambda = 530$  нм

Т а б л и ц а  
Спектральная чувствительность прибора М-83 № 94

Светофильтр						Светофильтр					
1-й		2-й		3-й		1-й		2-й		3-й	
$\lambda$	$\omega_\lambda$	$\lambda$	$\omega_\lambda$	$\lambda$	$\omega_\lambda$	$\lambda$	$\omega_\lambda$	$\lambda$	$\omega_\lambda$	$\lambda$	$\omega_\lambda$
280	7,60	306	0,000	320	0,00	312	50,3	338	1,92	352	1,80
282	11,4	308	0,026	322	0,025	314	37,0	340	1,20	354	1,59
284	17,6	310	0,158	324	0,062	316	25,9	342	0,748	356	1,49
286	25,0	312	0,470	326	0,100	318	17,0	344	0,427	358	1,31
288	35,8	314	1,28	328	0,188	320	11,4	346	0,256	360	1,23
290	48,4	316	2,84	330	0,375	322	6,23	348	0,107	362	1,16
292	60,4	318	5,00	332	0,625	324	3,35	350	0,053	364	1,01
294	72,6	320	7,39	334	1,05	326	2,02	352	0,048	366	0,910
296	83,5	322	9,26	336	1,32	328	1,20	354	0,025	368	0,820
298	93,4	324	11,19	338	1,70	330	0,90	356	0,000	370	0,690
300	98,8	326	11,39	340	1,95	332	0,54			372	0,550
302	100	328	10,7	342	2,10	334	0,24			374	0,400
304	96,1	330	8,97	344	2,17	336	0,12			376	0,260
306	88,0	332	6,75	346	2,17	338	0,05			378	0,160
308	76,9	334	4,96	348	2,14	340	0,00			380	0,040
310	63,4	336	3,20	350	1,94					382	0,020
										384	0,000

При проверке линейности используется светофильтр прибора, предназначенный для измерения спектральной прозрачности атмосферы для длины волны 530 нм. Данные табл. 3 свидетельствуют о хорошей линейности фотоэлектрической системы прибора. Измерения линейности производятся при разных высотах солнца, при ясном небе.

Помимо контроля за линейностью прибора, производится регулярный контроль за фотоэлектрической системой прибора с помощью контрольной лампы (лампы сравнения), установленной внутри приемной части. Дополнительно к прибору прилагается специальное контрольное устройство, которое позволяет контролиро-

Температурные коэффициенты  $q_T$  светофильтров 1, 2, 3 озонометра  
М-83 № 94 для приведения отсчетов к 20°C

T	Светофильтр			T	Светофильтр		
	1-й	2-й	3-й		1-й	2-й	3-й
-30	0,48	0,32	0,41	8	0,87	0,84	0,86
-29	0,49	0,34	0,43	9	0,88	0,85	0,87
-28	0,50	0,35	0,44	10	0,90	0,86	0,88
-27	0,51	0,36	0,45	11	0,91	0,88	0,89
-26	0,52	0,38	0,46	12	0,92	0,89	0,90
-25	0,53	0,39	0,47	13	0,93	0,90	0,92
-24	0,54	0,40	0,48	14	0,94	0,92	0,93
-23	0,56	0,42	0,49	15	0,95	0,93	0,94
-22	0,57	0,43	0,51	16	0,96	0,95	0,95
-21	0,58	0,44	0,52	17	0,97	0,96	0,96
-20	0,59	0,46	0,53	18	0,98	0,97	0,98
-19	0,60	0,47	0,54	19	0,99	0,99	0,99
-18	0,61	0,48	0,55	20	1,00	1,00	1,00
-17	0,62	0,50	0,56	21	1,01	1,01	1,01
-16	0,63	0,51	0,58	22	1,02	1,03	1,02
-15	0,64	0,53	0,59	23	1,03	1,04	1,03
-14	0,65	0,54	0,60	24	1,04	1,05	1,05
-13	0,66	0,55	0,61	25	1,05	1,07	1,06
-12	0,67	0,57	0,62	26	1,06	1,08	1,07
-11	0,68	0,58	0,63	27	1,07	1,09	1,08
-10	0,69	0,59	0,65	28	1,08	1,11	1,09
-9	0,70	0,61	0,66	29	1,09	1,12	1,10
-8	0,71	0,62	0,67	30	1,10	1,13	1,11
-7	0,72	0,63	0,68	31	1,11	1,15	1,13
-6	0,73	0,64	0,69	32	1,12	1,16	1,14
-5	0,74	0,66	0,70	33	1,13	1,17	1,15
-4	0,75	0,67	0,72	34	1,14	1,19	1,16
-3	0,76	0,69	0,73	35	1,15	1,20	1,17
-2	0,77	0,70	0,74	36	1,16	1,21	1,18
-1	0,78	0,71	0,75	37	1,17	1,23	1,20
0	0,79	0,73	0,76	38	1,18	1,24	1,21
1	0,80	0,74	0,77	39	1,19	1,25	1,22
2	0,81	0,75	0,79	40	1,20	1,27	1,23
3	0,82	0,77	0,80	41	1,21	1,28	1,24
4	0,83	0,78	0,81	42	1,22	1,30	1,25
5	0,84	0,80	0,82	43	1,23	1,31	1,26
6	0,85	0,81	0,83	44	1,24	1,32	1,28
7	0,86	0,82	0,85	45	1,25	1,33	1,29

вать постоянство интегральной чувствительности фотоумножителя в трех участках спектра. Для этого устанавливается постоянный режим питания внутренней контрольной лампы и контрольного устройства.

К отсчету по внутренней контрольной лампе приводятся отсчеты по светофильтрам, снятые с выходного прибора, т. е. при измерении радиации, а также при градуировке используется отношение

Таблица 3

Проверка линейности прибора М-83 № 94

Марка стекла	Пропускание нейтрального светофильтра при $\lambda = 530$ нм по прибору (%)	Измеренное значение пропускания по прибору (%)	Марка стекла	Пропускание нейтрального светофильтра при $\lambda = 530$ нм по прибору (%)	Измеренное значение пропускания по прибору (%)
2-я чувствительность			НС-2	20,5	26,5
НС-6	70,0	69,5	НС-8	25,5	25,5
НС-1	66,0	65,8	НС-9	4,0	4,6
НС-7	50,0	50,0	6-я чувствительность		
НС-2	26,5	26,4	НС-6	70,0	70,8
НС-8	25,5	25,9	НС-1	66,0	66,0
НС-3	7,0	6,6	НС-7	50,0	51,0
5-я чувствительность			НС-2	26,5	27,0
НС-6	70,0	70,5	НС-9	4,0	4,8
НС-1	66,0	66,0			
НС-7	50,0	50,5			

отсчетов по светофильтру и контрольной лампе  $a/a_k$ . Этот метод позволяет исключить влияние старения фотоэлемента и фотоумножителя на отсчет по светофильтрам и, что особенно важно, дает возможность свободно регулировать питание фотоумножителя для того, чтобы установить оптимальную чувствительность прибора. Таким образом, отсчет для какого-либо светофильтра  $n$ , освобожденный от температурной погрешности и приведенный к определенной чувствительности, равен

$$n = \frac{a}{a_k} r q_T \cdot 100, \quad (1)$$

где  $a$  — отсчет для данного светофильтра, снятый с выходного прибора;  $a_k$  — контрольный отсчет, произведенный по лампе внутреннего контроля;  $r$  — множитель для перехода к заранее выбранной

чувствительности;  $q_T$  — температурный коэффициент светофильтра, позволяющий приводить отсчеты к одной и той же температуре (к  $20^\circ\text{C}$ ).

В работе [1] показано, что для практических расчетов прямой ультрафиолетовой радиации при измерениях приборами со светофильтрами используется выражение

$$S = kF(\theta, \Omega)n, \quad (2)$$

где  $S$  — прямая ультрафиолетовая радиация области В (или А), выраженная в  $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ ;  $k$  — коэффициент привязки прибора (постоянная);  $F(\theta, \Omega)$  — коэффициент трансформации, зависящий от высоты солнца  $\theta$  и содержания озона  $\Omega$ ;  $n$  — отсчет по прибору (приведенный).

В связи с проводимой в настоящее время унификацией терминологии в области атмосферной оптики и озонометрии [6], коэффициент привязки  $k$  в дальнейшем будем называть переводным множителем (обозначение то же) и коэффициент трансформации  $F(\theta, \Omega)$  — редуцированным множителем и обозначать  $R(\theta, \Omega)$ . Выражение (2) будет иметь вид

$$S = kR(\theta, \Omega)n. \quad (3)$$

Редуцированный множитель  $R(\theta, \Omega)$  рассчитывается по известному спектральному распределению солнечной энергии за пределами атмосферы по следующей формуле:

$$R(\theta, \Omega) = \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \omega_{2,\lambda} S_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu\Omega\alpha_\lambda + m\beta_\lambda)} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega_{1,\lambda} S_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\mu\Omega\alpha_\lambda + m\beta_\lambda)} d\lambda}, \quad (4)$$

где  $\omega_{1,\lambda}$  — спектральная чувствительность реального прибора в относительных единицах;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы спектральной чувствительности реального прибора в области В (или А) ультрафиолетового спектра;  $\omega_{2,\lambda} = 1$  при  $280 \leq \lambda \leq 315$  нм для области В (или  $315 \leq \lambda \leq 400$  нм для области А) и  $\omega_{2,\lambda} = 0$  при всех остальных значениях  $\lambda$ ,  $\lambda_3 = 280$  нм,  $\lambda_4 = 315$  нм (или  $\lambda_3 = 315$  нм и  $\lambda_4 = 400$  нм для области А);  $S_{0,\lambda}$  — спектральная плотность потока солнечного излучения вне атмосферы;  $\mu$ ,  $m$  — озонная и атмосферная массы;  $\alpha_\lambda$  — показатель поглощения озона для длины волны  $\lambda$ ,  $\beta_\lambda$  — оптическая плотность молекулярной атмосферы.

С помощью редуцированного множителя  $R(\theta, \Omega)$  показания реального прибора с произвольной кривой спектральной чувствительности приводятся к показаниям идеального прибора с прямоугольной кривой чувствительности, совпадающей с областями В и А ультрафиолетового спектра.

Редуцированный множитель  $R(\theta, \Omega)$  — величина непостоянная, в значительной степени зависящая от общего содержания озона  $\Omega$  в атмосфере и высоты солнца  $\theta$  и практически не зависящая от оптической толщины аэрозоля  $\delta_\lambda$ , поскольку участки спектра, выделяемые реальным и идеальным приборами, близки друг к другу

Схема расчета переводных множителей  $k_B$  и  $k_A$   
 Прибор М-83 № 94. Воейково 6 июня 1971 г.

$\lambda$ мм	$\alpha_\lambda$ см <sup>-1</sup>	$\mu \Omega \alpha_\lambda$	$\beta_\lambda$	$m \beta_\lambda$	$\delta_\lambda$	$m \delta_\lambda$	$(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)$	$10^{-(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)}$	$S_{0, \lambda}$	$S_{0, \lambda} \cdot 10^{-(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)}$
291	13,1	6,79	0,604	0,770	0,043	0,055	7,61	—	0,510	—
293	10,1	5,23	0,587	0,748	0,042	0,054	6,03	—	0,558	—
295	7,9	4,09	0,571	0,728	0,042	0,054	4,87	—	0,584	—
297	6,13	3,18	0,554	0,706	0,041	0,052	3,93	0,0001	0,564	0,0001
299	4,62	2,39	0,538	0,686	0,040	0,051	3,13	0,0007	0,520	0,0004
301	3,49	1,81	0,522	0,666	0,039	0,050	2,52	0,0030	0,517	0,0016
303	2,64	1,37	0,508	0,648	0,039	0,050	2,07	0,0086	0,550	0,0047
305	2,00	1,04	0,493	0,629	0,038	0,048	1,71	0,0193	0,603	0,0116
307	1,58	0,818	0,479	0,611	0,037	0,047	1,48	0,0334	0,640	0,0214
309	1,20	0,622	0,466	0,594	0,036	0,046	1,26	0,0647	0,673	0,0368
311	0,882	0,457	0,453	0,578	0,035	0,045	1,08	0,0831	0,704	0,0585
313	0,664	0,347	0,442	0,564	0,035	0,045	0,96	0,1110	0,735	0,0816
315	0,502	0,260	0,429	0,547	0,034	0,043	0,85	0,1410	0,764	0,1080

Переводный множитель  $k_B$ :  $\theta_j = 51,5^\circ$ ;  $m = 1,275$ ;  $\mu = 1,275$ ;  $\Omega_j = 0,406$  см;  $n = 27,0$ ;  $R(\theta_j, \Omega_j) = 0,176$

$$k_B = \frac{0,650}{0,176 \cdot 27,0} = 0,137 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$$

$$\sum = 0,325$$

$$S_2 = 2 \sum = 0,650$$

Переводный множитель  $k_A \cdot \theta_i = 52,6^\circ$ ;  $m = 1,258$ ;  $\mu = 1,256$ ;  $\Omega_i = 0,396$  см;  $n = 28,6$ ;  $R(\theta_i, \Omega_i) = 0,962$

315	0,500	0,248	0,430	0,541	0,028	0,035	0,150	0,765	0,115
317	0,378	0,183	0,418	0,526	0,027	0,034	0,178	0,788	0,140
319	0,282	0,140	0,408	0,513	0,027	0,034	0,206	0,816	0,168
321	0,213	0,106	0,397	0,499	0,026	0,033	0,230	0,850	0,196
323	0,167	0,083	0,387	0,487	0,026	0,033	0,249	0,906	0,226
325	0,131	0,065	0,376	0,473	0,026	0,033	0,268	0,975	0,261
327	0,095	0,047	0,366	0,460	0,025	0,031	0,289	1,02	0,295
329	0,067	0,033	0,357	0,449	0,025	0,031	0,306	1,05	0,321
331	0,045	0,022	0,347	0,436	0,025	0,031	0,324	1,07	0,346
333	0,026	0,013	0,338	0,425	0,025	0,031	0,340	1,08	0,366
335	0,020	0,010	0,330	0,415	0,025	0,031	0,350	1,08	0,379
337	0,010	0,005	0,322	0,405	0,025	0,031	0,362	1,08	0,392
339	0,000	0,000	0,314	0,395	0,025	0,031	0,375	1,08	0,404
341	0,000	0,000	0,307	0,386	0,025	0,031	0,383	1,07	0,411
343	0,000	0,000	0,299	0,376	0,025	0,031	0,392	1,07	0,419
345	—	—	0,292	0,367	0,025	0,031	0,400	1,07	0,427
347	—	—	0,285	0,358	0,025	0,031	0,408	1,08	0,440
349	—	—	0,278	0,350	0,025	0,031	0,416	1,09	0,453
351	—	—	0,272	0,342	0,025	0,031	0,424	1,09	0,463
353	—	—	0,265	0,333	0,025	0,031	0,432	1,09	0,471
355	—	—	0,259	0,326	0,025	0,031	0,439	1,08	0,475
357	—	—	0,253	0,318	0,025	0,031	0,447	1,08	0,481
359	—	—	0,248	0,312	0,025	0,031	0,454	1,07	0,486
361	—	—	0,242	0,304	0,025	0,031	0,462	1,07	0,495

$\lambda$ HM	$\alpha_\lambda$ CM <sup>-1</sup>	$\mu \Omega \alpha_\lambda$	$\beta_\lambda$	$m \beta_\lambda$	$\delta_\lambda$	$m \delta_\lambda$	$(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)$	$10^{-(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)}$	$S_{0, \lambda}$	$S_{0, \lambda} \cdot 10^{-(\mu \Omega \alpha_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)}$
363	0,000	0,000	0,236	0,297	0,026	0,033	0,330	0,468	1,10	0,513
365	—	—	0,231	0,291	0,027	0,034	0,325	0,473	1,13	0,535
367	—	—	0,227	0,286	0,028	0,035	0,321	0,477	1,16	0,554
369	—	—	0,221	0,278	0,029	0,036	0,314	0,485	1,18	0,571
371	—	—	0,216	0,272	0,030	0,038	0,310	0,490	1,18	0,578
373	—	—	0,211	0,265	0,030	0,038	0,303	0,498	1,17	0,585
375	—	—	0,206	0,259	0,031	0,039	0,298	0,503	1,16	0,582
377	—	—	0,202	0,254	0,031	0,039	0,293	0,509	1,14	0,580
379	—	—	0,197	0,248	0,032	0,039	0,287	0,516	1,12	0,580
381	—	—	0,193	0,243	0,032	0,040	0,283	0,521	1,11	0,580
383	—	—	0,189	0,238	0,032	0,040	0,278	0,526	1,11	0,582
385	—	—	0,185	0,233	0,032	0,040	0,273	0,534	1,10	0,586
387	—	—	0,181	0,228	0,032	0,040	0,268	0,539	1,09	0,590
389	—	—	0,178	0,224	0,032	0,040	0,264	0,545	1,09	0,596
391	—	—	0,173	0,218	0,032	0,040	0,258	0,552	1,10	0,610
393	—	—	0,169	0,213	0,032	0,040	0,253	0,558	1,14	0,633
395	—	—	0,165	0,208	0,032	0,040	0,248	0,565	1,19	0,672
397	—	—	0,162	0,204	0,032	0,040	0,244	0,570	1,26	0,716
399	—	—	0,158	0,199	0,032	0,040	0,239	0,576	1,36	0,782

$$k_A = \frac{-40,10}{0,962 \cdot 28,6} = 1,46 \text{ Br} \cdot \text{M}^{-2}$$

$$\sum = 20,05$$

$$S_0 = 2 \sum = 40,10$$

Таблица 5

Значения переводного множителя  $k$  прибора  
М-83 № 94 по данным градуировки по Солнцу.  
Май—июль 1971 г. Воейково

Дата	$\theta^\circ$	$k$	Дата	$\theta^\circ$	$k$
Область В			Область А		
14 V	38,8	0,131	3 VI	51,2	1,58
	39,9	0,132		52,3	1,44
6 VI	51,5	0,137	6 VI	50,7	1,46
	51,1	0,139		52,6	1,46
21 VI	28,5	0,127	13 VII	46,6	1,60
	27,9	0,126		46,9	1,60
13 VII	46,6	0,145		50,0	1,56
	46,9	0,145		50,2	1,51
				50,6	1,55
				50,4	1,50
				51,9	1,52
$\bar{k}$		0,135			1,53
$\sigma_{\bar{k}}$		0,003			0,02
$r\%$		1,9			1,1

[4]. Поэтому при расчете редуционного множителя  $R(\theta, \Omega)$  по формуле (4) оптическая толщина аэрозоля  $\delta_\lambda$  не учитывается. Величина редуционного множителя нормируется так, что  $R_{(m=0)} = 1$ .

По рассчитанным значениям редуционного множителя  $R(\theta, \Omega)$  строится номограмма для практического использования. С помощью номограммы по известному содержанию озона  $\Omega_i$  и высоте солнца  $\theta_i$  легко определить редуционный множитель  $R(\theta_i, \Omega_i)$ .

Переводный множитель  $k$ , выраженный в Вт·м<sup>-2</sup>, определяется при градуировке прибора.

Градуировка прибора М-83 № 94 производилась по солнцу при высокой прозрачности атмосферы в мае—июне 1971 г. в Воейково. В табл. 4 показаны схемы расчета переводного множителя  $k$  для области В и А. Расчет  $k$  производился по формуле [1]

$$k = \frac{S_2}{R(\theta, \Omega)n}, \quad (5)$$

где  $S_2$  — абсолютное значение прямой ультрафиолетовой радиации, приходящей к прибору;  $R(\theta, \Omega)$  — редуционный множитель;  $n$  — приведенный отсчет по прибору.

Величина  $S_2$  рассчитывается по формуле

$$S_2 = \int_{\lambda_2}^{\lambda_4} \omega_{2, \lambda} S_{0, \lambda} \cdot 10^{-(\mu \Omega_\lambda + m \beta_\lambda + m \delta_\lambda)} d\lambda, \quad (6)$$

где  $\delta_\lambda$  — оптическая плотность аэрозоля.

Для расчета  $S_2$  использовались значения общего содержания озона  $\Omega_i$ , высота солнца  $\theta_i$  и величина  $\delta_\lambda$ , которые измерялись в момент градуировки прибора. Измерения  $\delta_\lambda$  производятся с помощью того же прибора М-83 по методике, изложенной в [7].

В результате градуировки находится средний переводный множитель  $\bar{k}$  из серии измерений, состоящей из  $m$  отсчетов,

$$k = \frac{\sum_{i=1}^m k_i}{m}, \quad (7)$$

где  $k_i$  — единичный переводный множитель. В качестве примера в табл. 4 приводится схема и расчет переводных множителей  $k_B$  и  $k_A$ .

Средний переводный множитель  $\bar{k}_B$  (или  $\bar{k}_A$ ), найденный из нескольких серий измерений, используется для расчета прямой ультрафиолетовой радиации по отградуированному прибору.

Результаты градуировки прибора М-83 № 94 приведены в табл. 5 (для областей В и А). Здесь же подсчитано среднее значение переводного множителя  $\bar{k}$  и вычислена ошибка среднего арифметического переводного множителя  $\sigma_{\bar{k}}$ , рассчитанная по формуле

$$\sigma_{\bar{k}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (k_i - \bar{k})^2}{n(n-1)}}, \quad (8)$$

и относительная величина этой ошибки  $r$ , рассчитанная по формуле

$$z = \frac{\sigma_{\bar{k}}}{\bar{k}} \cdot 100\%. \quad (9)$$

### Результаты измерений

С целью проверки предложенной методики измерения прямой ультрафиолетовой радиации солнца и градуировки были обработаны наблюдения за июнь — июль 1971 г., произведенные в Воейково. Наблюдения проводятся с помощью прибора М-83 № 94. Этим же прибором измеряется общее содержание озона и спектральная прозрачность атмосферы. Для примера на рис. 1 показаны наблюдаемые значения прямой ультрафиолетовой радиации в областях В и А. Приведенные кривые характеризуют приход прямой УФ радиации для различных высот солнца. Доля прямой ультрафиолетовой радиации в области В от прямой УФ радиации в области В+А при хорошей прозрачности составляет в полдень ( $\theta = 52^\circ$ ) около 3% и падает до значений близких к нулю при высоте солнца  $10^\circ$ .

Для условий худшей прозрачности ( $\delta_\lambda = 0,150$ ) доля прямой УФ радиации в области В не превышает 1,5% при  $\theta = 50^\circ$ .

В табл. 6 показано влияние общего содержания озона  $\Omega$  на ультрафиолетовую радиацию в областях В и А для различных значений оптической толщины аэрозоля  $\delta_\lambda = 326 \text{ нм}$  и высоты солнца  $\theta^\circ$ . Как видно из табл. 6, общее содержание озона  $\Omega$  оказывает

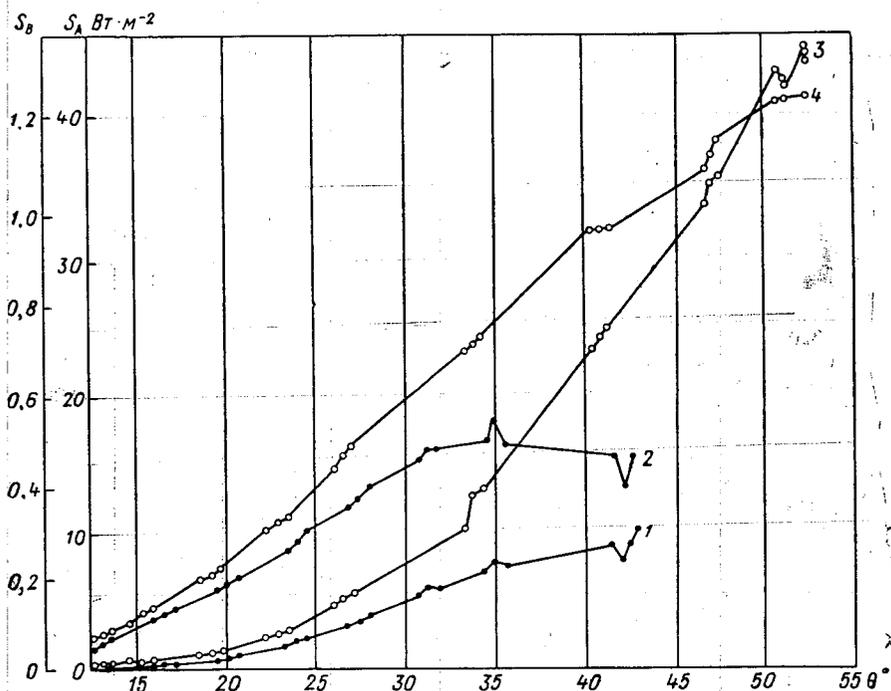


Рис. 1. Прямая УФ радиация  $S$  в областях В (1, 3) и А (2, 4) в зависимости от высоты Солнца.

1, 2—23 июня 1971 г.,  $\Omega = 0,380$ ,  $\delta_\lambda = 326 \text{ нм} \approx 0,150$ ; 3, 4—10 июля 1971 г.,  $\Omega = 0,320$ ,  $\delta_\lambda = 326 \text{ нм} \approx 0,025$ .

большое влияние на ультрафиолетовую радиацию области В. При одних и тех же условиях прозрачности атмосферы прямая УФ радиация уменьшается здесь в два раза при изменении общего содержания озона от 0,300 до 0,400 см для высоты солнца  $50^\circ$  и в 6 раз при высоте солнца  $20^\circ$  и, наоборот, в области А общее содержание озона незначительно влияет на прямую ультрафиолетовую радиацию, так как при изменении общего содержания озона от 0,300 до 0,400 см прямая УФ радиация уменьшается здесь не более чем в 1,5 раза при высоте солнца  $20^\circ$ .

Зависимость прямой ультрафиолетовой радиации от общего содержания озона  $\Omega$  для областей В и А хорошо видна на рис. 2,

Зависимость прямой ультрафиолетовой радиации ( $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ )  
в областях В и А от общего содержания озона  $\Omega$  при определенных  
значениях оптической толщины аэрозоля  $\delta_\lambda$  и высоты солнца  $\theta^\circ$ .  
Войково, май—август 1971 г.

$\Omega$ см	$\delta_\lambda = 326$ нм	$\theta^\circ$			
		20	30	40	50
Область В (280—315 нм)					
0,300	0,050	0,071			
	0,050—0,100		0,24		—
	0,100—0,150			0,62	
0,320	0,050	0,063			
	0,050—0,100		0,21		0,98
	0,100—0,150			0,48	
0,340	0,050	0,044			
	0,050—0,100		0,19		—
	0,100—0,150			0,43	
0,360	0,050	0,035			
	0,050—0,100		0,17		0,75
	0,100—0,150			0,40	
0,380	0,050	0,024			
	0,050—0,100		0,13		0,75
	0,100—0,150			0,35	
0,400	0,050	0,012			
	0,050—0,100		0,086		0,48
	0,100—0,150			0,31	

$\Omega$ см	$\delta_{\lambda = 326 \text{ нм}}$	$0^\circ$			
		20	30	40	50
Область А (315—400 нм)					
0,300	0,050				
	0,050—0,100	6,47		34,3	
	0,100—0,150				—
0,320	0,050		19,1		
	0,050—0,100	6,10		34,0	
	0,100—0,150				37,6
0,340	0,050		17,9		
	0,050—0,100	5,84		—	
	0,100—0,150				35,4
0,360	0,050		15,3		
	0,050—0,100	5,39		27,0	
	0,100—0,150				32,8
0,380	0,050		14,6		
	0,050—0,100	4,90		24,8	
	0,100—0,150				30,5
0,400	0,050		12,7		
	0,050—0,100	—		21,3	
	0,100—0,150				27,8

где построены кривые прямой УФ радиации для трех значений  $\Omega$ . Изменение величины общего содержания озона составляет всего 0,040 см, но этого оказывается достаточно, чтобы прямая УФ радиация области В уменьшилась почти на 30% (при  $\delta_{\lambda = 326 \text{ нм}} = 0,100$ ).

Изменение спектральной прозрачности атмосферы приводит к резкому изменению прямой ультрафиолетовой радиации. В табл. 7 приведены результаты измерений прямой УФ радиации в областях В и А при различных значениях оптической толщины аэрозоля  $\delta_{\lambda}$ . Из табл. 7 видно, что при изменении оптической толщины аэрозоля  $\delta_{\lambda = 326 \text{ нм}}$  от 0,050 до 0,300 прямая ультрафиолетовая радиация области В уменьшается в 7 раз при высоте солнца  $20^\circ$  и почти в три раза при высоте солнца  $50^\circ$ . Ультрафиолетовая радиация области А также очень сильно зависит от изменения оптической толщины аэрозоля  $\delta_{\lambda}$ . Изменение  $\delta_{\lambda}$  от 0,050 до 0,200 при одном и том же значении общего содержания озона вызывает уменьшение прямой ультрафиолетовой радиации области А на 60% при высоте солнца  $20^\circ$  и более чем на 25% при высоте солнца  $50^\circ$ .

Данные табл. 7 подтверждаются рис. 2, где показаны значения



Таблица 7

Зависимость прямой ультрафиолетовой радиации ( $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ ) в областях В и А от оптической толщины аэрозоля  $\delta_\lambda$  при определенных значениях общего содержания озона  $\Omega$  и высоты солнца  $\theta^\circ$ .  
Воейково, май—август 1971 г.

$\delta_\lambda = 326 \text{ нм}$	$\Omega \text{ см}$	$\theta^\circ$			
		20	30	40	50
Область В (280—315 нм)					
0,050	0,320—0,310			35,2	
	0,340—0,360		15,3		
	0,360—0,380	6,63			40,7
0,100	0,320—0,340			31,0	
	0,340—0,360		13,7		
	0,360—0,380	5,39			35,4
0,150	0,320—0,340			24,8	
	0,340—0,360		12,8		
	0,360—0,380	4,02			30,5
0,200	0,320—0,340			21,4	
	0,340—0,360		11,6		
	0,360—0,380	2,74			28,6
0,250	0,320—0,340			20,5	
	0,340—0,360		7,26		
	0,360—0,380	—			24,2
0,300	0,320—0,340			18,1	
	0,340—0,360		6,87		
	0,360—0,380	—			—

$\delta \lambda = 326 \text{ нм}$	$\Omega \text{ см}$	$\theta^\circ$			
		20	30	40	50

Область А (315—400 нм)

0,050	0,320—0,340	0,047			
	0,340—0,360		0,19		
	0,360—0,380			0,60	1,06
0,100	0,320—0,340	0,041			
	0,340—0,360		0,17		
	0,360—0,380			0,42	0,90
0,160	0,320—0,340	0,032			
	0,340—0,360		0,14		
	0,360—0,380			0,37	0,72
0,200	0,320—0,340	0,023			
	0,340—0,360		0,12		
	0,360—0,380			0,27	0,64
0,250	0,320—0,340	0,014			
	0,340—0,360		0,11		
	0,360—0,380			0,26	0,57
0,300	0,320—0,340	0,007			
	0,340—0,360		0,081		
	0,360—0,380			0,25	0,38

### Выводы

1. Получены переводные множители  $k_B$  и  $k_A$  для расчета ультрафиолетовой радиации в области В и А в результате обработки данных измерений в Воейково.

2. Оценены величины погрешностей переводных множителей. Ошибка среднего арифметического для  $k_B$  равна 0,003, для  $k_A$  равна 0,02, что в относительной мере составляет соответственно 2 и 1%.

3. Предложенная методика градуировки ультрафиолетметра по солнечному излучению обеспечивает постоянный контроль переводного множителя в безоблачные дни.

4. Подтверждается применимость метода измерения прямой ультрафиолетовой радиации в областях В и А с помощью приборов со светофильтрами и метод их градуировки.

5. Прямая ультрафиолетовая радиация солнца является весьма

Данные наблюдений за прямой ультрафиолетовой радиацией  
(Вт·м<sup>-2</sup>) в разных пунктах наблюдений СССР

Область	Пункт	θ°				
		15	20	30	40	50
В	Москва . . . . .	—	0,07	0,26	0,50	0,86
	Евпатория . . . . .	0,03	0,06	0,17	0,32	0,48
	Воейково <sup>1</sup> . . . . .	0,015	0,045	0,24	0,69	1,06
	Воейково <sup>2</sup> . . . . .	0,009	0,036	0,21	0,46	0,73
А+В	Рошино . . . . .	2,1	4,2	9,4	16,1	—
	Москва . . . . .	4,7	8,1	15,3	22,9	31,4
	Евпатория . . . . .	4,6	7,8	14,6	20,2	24,9
	Воейково <sup>1</sup> . . . . .	3,8	7,8	19,9	31,9	41,8
	Воейково <sup>2</sup> . . . . .	3,6	6,9	13,4	23,0	27,9

<sup>1</sup> Измерения проводились при хорошей прозрачности ( $\delta_{\lambda=326} \approx 0,050$ ).

То же при средней прозрачности ( $\delta_{\lambda} \approx 0,100$ ).

изменчивой характеристикой радиационного режима, сильно зависящего от общего содержания озона и оптической толщины аэрозоля.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Белинский В. А. [и др.]. Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба. М. Изд. МГУ, 1968.
- Белинский В. А., Гараджа М. П. Ультрафиолетовый климат Москвы по многолетним наблюдениям и расчетам.— В кн.: Ультрафиолетовое излучение. Сб. 5, М., «Медицина», 1971.
- Галанин Н. Ф. Ультрафиолетовый климат северных районов СССР. Научные сообщения, т. XIII, Институт геологии и географии АН Лит. ССР, 1962.
- Гущин Г. П., Говорушкин Л. А. К методике измерения естественной ультрафиолетовой радиации.— Труды ГГО, 1970, вып. 255.
- Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963.
- Гущин Г. П. Терминология и обозначения, применяемые в атмосферной оптике и озонometriи.— См. настоящий выпуск.
- Гущин Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР.— Труды ГГО, 1968, вып. 223.

## О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ВИДИМОСТИ ПРИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОМ ОБСЛУЖИВАНИИ АВИАЦИИ

Основным потребителем информации о дальности видимости является авиация, поэтому проблема получения оптимальных характеристик видимости должна рассматриваться прежде всего с позиций требований авиации.

В отличие от многих метеорологических элементов, текущая информация о величинах дальности видимости, поступающая на борт самолета, совершающего взлет или посадку, подвергается строгой критической оценке со стороны летчика, который контролирует достоверность поступившей на борт информации о видимости. Следовательно, заключительный этап использования этой информации предполагает визуальную оценку видимости летчиком.

Поэтому методика приборных измерений дальности видимости для нужд авиации должна быть построена так, чтобы результат этих измерений был наиболее близок к среднему результату надежных визуальных оценок дальности видимости в тех же условиях.

Полный объем информации о видимости для самолетов, совершающих посадку или взлет, предполагает включение следующих данных: дальность видимости на аэродроме и в непосредственной близости от него, особенно в районах подхода, значение наклонной дальности видимости на конечном участке глиссады снижения и значения дальности видимости непосредственно на взлетно-посадочной полосе (ВПП). При этом предполагается, что для дневных условий выдаются значения метеорологической дальности видимости (МДВ), для ночных условий, а также днем при низком уровне освещенности и МДВ менее 2000 м выдаются значения дальности видимости огней высокой интенсивности (ОВИ). Таким образом, на последнем этапе посадки до момента приземления летчик производит наблюдения за видимостью под различными углами в наклонном направлении сверху вниз, и только после приземления наблюдения производятся в горизонтальном направлении.

В настоящее время на борт самолета, совершающего посадку, поступает информация только о значениях горизонтальной дальности видимости на ВПП (МДВ или огней).

Существует прочно сложившееся представление о том, что прозрачность атмосферы в приземном слое в горизонтальном направ-

лении в пределах поля зрения наблюдателя сравнительно однородна, а параметр МДВ достаточно репрезентативен.

Устойчивость этих представлений в значительной степени связана с субъективным восприятием наблюдателем видимости различных объектов. При визуальной оценке видимости по объектам наблюдения в случае пороговых значений наблюдаемого контраста

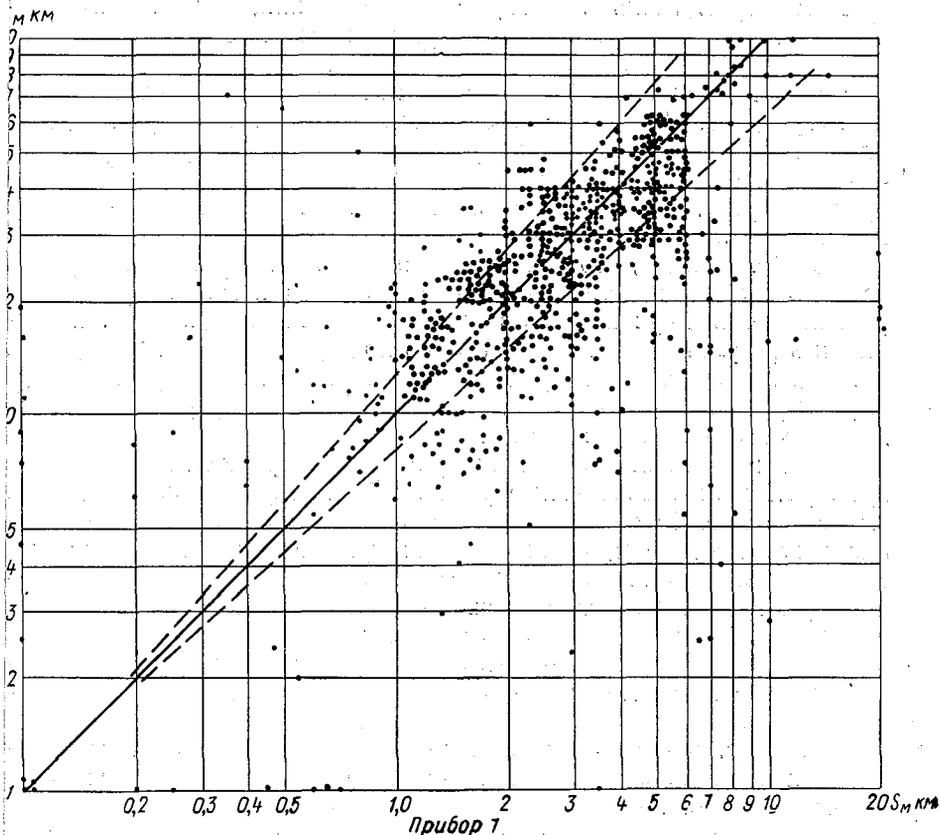


Рис. 1. Результаты синхронных измерений МДВ в дымках и туманах по двум приборам РДВ-2.

наблюдатель всегда производит пространственное осреднение на дистанции, близкой к измеряемому значению МДВ. Такой процесс визуального наблюдения и свойства человеческого глаза не позволяют зафиксировать пространственную неоднородность прозрачности атмосферы по линии наблюдения и способствуют устойчивости представлений о репрезентативности значений МДВ.

Однако экспериментальные исследования пространственной структуры поля горизонтальной прозрачности, проведенные автором в последнее время, показали, что реальная атмосфера далека

от однородной идеальной, особенно в диапазоне дальностей видимости менее 3000 м, который и представляет наибольший практический интерес для авиации.

Детальное рассмотрение результатов исследования пространственно-временной структуры поля прозрачности не является целью данной статьи. Работа по изучению структуры горизонтальной прозрачности еще полностью не завершена.

Рассмотрим лишь некоторые исследования, убедительно подтверждающие тезис о большой пространственной неоднородности горизонтальной прозрачности атмосферы.

Результаты синхронных измерений МДВ в дымках и туманах на ленинградском аэродроме Шоссейная по двум приборам РДВ-2 (из которых один установлен у середины ВПП, второй — у конца полосы на СК 99°), расположенным на расстоянии около 1400 м друг от друга, с диапазоном исследуемых МДВ от 0,2 до 20 км приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что значительная часть синхронных измерений относится к тем случаям, когда приземный слой атмосферы в зоне расположения двух приборов был сравнительно однороден и различия в результатах измерения МДВ по двум приборам оставались в пределах суммарной предельной погрешности измерения МДВ (пунктирные линии). Однако, это состояние атмосферы характерно для видимостей более 3000 м.

Весьма большой процент синхронных измерений МДВ по двум приборам дает значительные расхождения результатов измерения. Наиболее значительные расхождения возникают тогда, когда явление усиления дымки, возникновения тумана или их рассеивания захватывает ограниченную область в зоне расположения одного прибора, т. е. тогда, когда масштаб возникающих неоднородностей меньше расстояния между приборами.

Возникновение значительных неоднородностей помутнения в приземном слое в первую очередь связано с тем, что этот слой находится в тесном взаимодействии с подстилающей поверхностью и, соответственно, трансформируется под влиянием этого фактора и некоторых местных особенностей (наличие водоемов, заболоченных участков и др.).

Для иллюстрации больших различий в ходе процесса изменения прозрачности атмосферы на отдельных участках ВПП, на рис. 2 представлены отрезки диаграммных лент с записью значений МДВ у концов ВПП (в 300 м от торца) и в середине ВПП.

Из рис. 2 видно, что ход процесса изменения прозрачности, его интенсивность и длительность резко различаются, что приводит к возникновению большой пространственной неоднородности помутнения атмосферы.

При производстве приборных измерений горизонтальной МДВ в неоднородной атмосфере результат может зависеть от длины измерительной базы прибора. Исследования этой зависимости в различных метеорологических явлениях показали, что влияние неоднородности помутнения в основном сказывается при МДВ ме-

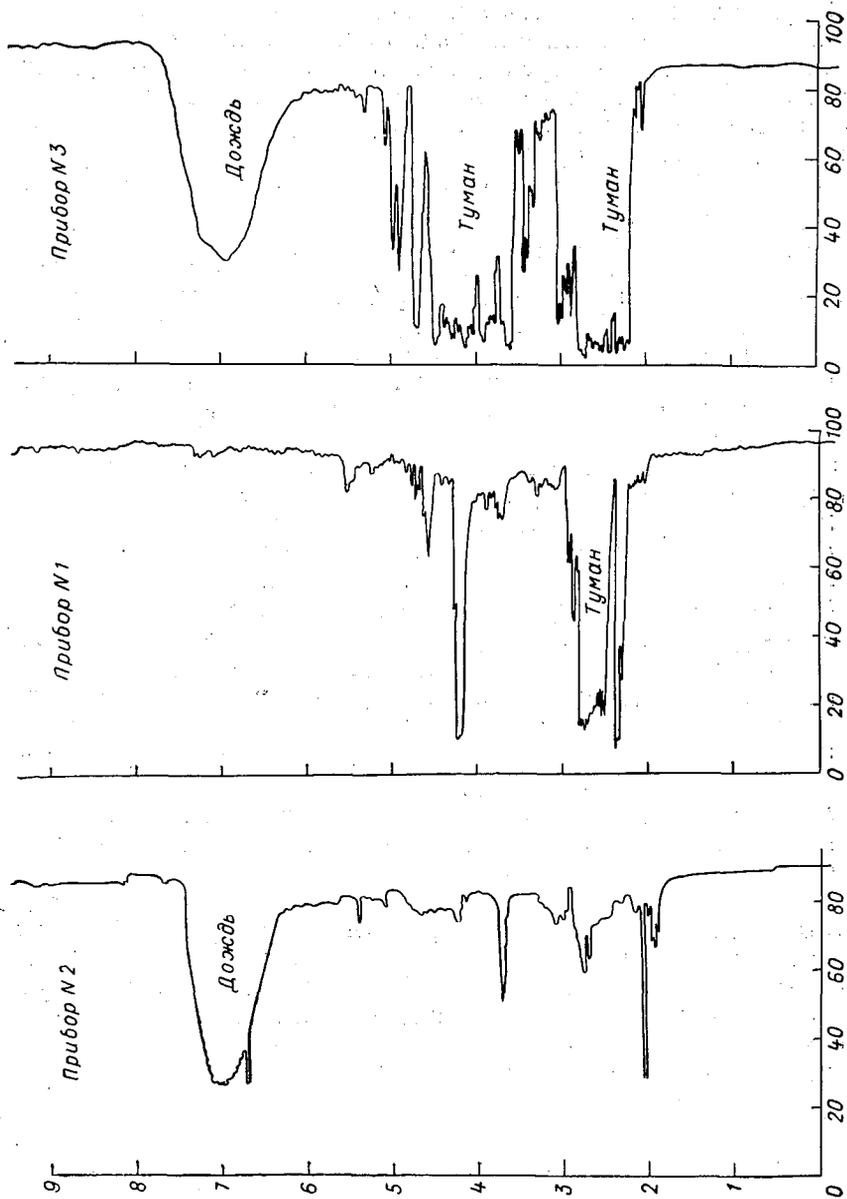


Рис. 2. Ход процесса изменения прозрачности на трех участках ВПП 5 июня 1971 г.

нее 3000 м; данные измерений видимости приборами с различной дистанцией осреднения начинают заметно различаться, особенно при измерении в дождях и снегопадах.

Результаты этих исследований позволили сделать вывод о том, что измерения видимости с помощью одного прибора, установленного вблизи ВПП, не могут обеспечить правильную характеристику видимости, на всем протяжении полосы. Необходимы приборные измерения МДВ в трех точках ВПП с регистрацией процесса изменения видимости.

Таким образом, реальная атмосфера в пространстве всегда неоднородна по прозрачности и вопрос может быть лишь о масштабе этих неоднородностей и их распределении. Однако при разработке методики приборных измерений дальности видимости почти всегда применяются основные выводы теории горизонтальной дальности видимости, разработанной Кошмидером [1] для определенной модели атмосферы с однородными параметрами.

На практике это очень часто приводит к ошибочным результатам при обосновании методики и производстве измерений дальности видимости.

Рассмотрим основные положения теории дальности видимости в неоднородной атмосфере.

Введем следующие обозначения:

$B_0$  — яркость наблюдаемого объекта, не искаженная дымкой;

$B_\phi$  — яркость фона, не искаженная дымкой;

$L$  — расстояние между наблюдателем и объектом (фоном);

$\alpha(l)$  — функция, характеризующая изменения показателя ослабления с расстоянием вдоль линии наблюдения;

$\beta_L$  — яркость дымки слоя атмосферы между наблюдателем и фоном (или объектом);

$\beta(s_n)$  — яркость дымки слоя атмосферы, протяженностью равной дальности видимости;

$S_n$  — дальность видимости в неоднородной атмосфере;

$\varepsilon$  — порог контрастной чувствительности глаза наблюдателя.

Определение дальности видимости при метеорологическом обслуживании авиации предполагает два случая наблюдения: в горизонтальном направлении объектов, проектирующихся на фоне неба или насыщенной дымки в направлении горизонта, и в наклонном направлении сверху вниз при посадке. При этом во втором случае всегда расстояние от наблюдателя до объекта равно расстоянию от наблюдателя до фона, на котором рассматривается объект.

Наблюдаемая яркость объекта равна

$$E_o = B_o e^{-\int_0^L \alpha(l) dl} + \beta(L). \quad (1)$$

Аналогично наблюдаемая яркость фона будет равна

$$E_\phi = B_\phi e^{-\int_0^L \alpha(l) dl} + \beta(L). \quad (2)$$

Тогда наблюдаемый контраст при условии, что  $B_{\Phi} > B_0$ , равен:

$$K = \frac{B_{\Phi}' - B_0'}{B_{\Phi}'} \quad (3)$$

Подставим в выражение (3) значения  $B_{\Phi}'$  и  $B_0'$  из (1) и (2) и произведем необходимые преобразования. После чего получим

$$K = \frac{\frac{B_{\Phi} - B_0}{B_{\Phi}}}{1 + \frac{\beta(L)}{B_{\Phi}} e^{\int_0^L \alpha(l) dl}} \quad (4)$$

Обозначим

$$\frac{B_{\Phi} - B_0}{B_{\Phi}} = K_0, \quad (5)$$

где  $K_0$  — истинный контраст объекта и фона, не искаженный дымкой. Тогда наблюдаемый контраст будет равен

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{\beta(L)}{B_{\Phi}} e^{\int_0^L \alpha(l) dl}} \quad (6)$$

При наблюдении этого контраста на пороговом восприятии, когда  $K = \varepsilon$  и  $L = S_H$ , получим

$$\varepsilon = \frac{K_0}{1 + \frac{\beta(S_H)}{B_{\Phi}} e^{\int_0^{S_H} \alpha(l) dl}} \quad (7)$$

После преобразований и логарифмирования получим

$$\int_0^{S_H} \alpha(l) dl = \ln \left[ \left( \frac{K_0}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{B_{\Phi}}{\beta(S_H)} \right] \quad (8)$$

Аналитическое решение этого равенства возможно лишь при условии знания вида функций  $\alpha(l)$  и  $\beta(S_H)$ . Естественно, что для различных условий реальной неоднородной атмосферы затруднительно определить вид этих функций.

Учитывая то, что все приборные методики измерения дальности видимости предполагают измерение осредненных на определенной дистанции оптических характеристик атмосферы (например, прозрачности, яркости светового луча и пр.), левую часть равенства (8) можно преобразовать.

Левая часть равенства есть оптическая плотность атмосферы по линии наблюдения протяженностью  $S_H$ , следовательно, можно при-  
пять, что

$$\int_0^{S_H} \alpha(l) dl = \bar{\alpha}(S_H) S_H, \quad (9)$$

т. е. оптическую плотность реального слоя неоднородной атмосферы, протяженностью  $S_H$ , можем заменить равной ей оптической плотностью однородной атмосферы той же протяженности с показателем ослабления равным среднему показателю ослабления  $\bar{\alpha}_{(S_H)}$  реального слоя атмосферы на пути  $S_H$ .

Подставляя (9) в равенство (8) и решая относительно  $S_H$ , получим

$$S_H = \frac{1}{\bar{\alpha}_{(S_H)}} \ln \left[ \left( \frac{K_0}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{B_\Phi}{\beta_{(S_H)}} \right]. \quad (10)$$

При выводе формулы (10) автор полагал, что  $B_\Phi > B_0$ . Если яркость объекта превосходит яркость фона, то в формуле (10) величина  $B_\Phi$  должна быть заменена величиной  $B_0$ , т. е. в числителе множителя должна стоять большая из истинных яркостей объекта и фона. С учетом этого замечания определяется и истинный контраст  $K_0$ .

Таким образом, дальность видимости какого-либо объекта при наблюдении в неоднородной по прозрачности атмосфере может быть определена правильно лишь тогда, когда измерены показатель ослабления, осредненный на дистанции, равной измеряемой дальности видимости, истинный контраст наблюдаемого объекта и отношение истинной яркости фона к яркости дымки слоя атмосферы по линии наблюдения протяженностью равной измеряемой дальности видимости.

При внешнем сходстве выведенной формулы (10) с аналогичными выражениями для однородной атмосферы она принципиально от них отличается. При решении вопроса о дальности видимости в однородной атмосфере вид функции  $\beta_{(L)}$  известен. Кошмидер на основании расчетов установил

$$\beta_{(L)} = B(1 - e^{-\alpha L}), \quad (11)$$

где  $B$  — яркость слоя атмосферы при  $L = \infty$ . В этом случае показатель ослабления есть величина постоянная

$$\alpha = \text{const}. \quad (12)$$

Подставляя равенства (11) и (12) в выражение (6) и решая его относительно  $S$  для случая наблюдения контраста на пороговом восприятии, получим известные формулы, определяющие дальность видимости в однородной атмосфере, подробно рассмотренные В. А. Гавриловым [2].

При разработке методики приборных измерений дальности видимости в однородной атмосфере условие постоянства показателя ослабления для любой точки пространства по линии наблюдения дает возможность определять  $\alpha$  по результатам измерения прозрачности атмосферы (или коэффициента рассеяния) в слое атмосферы произвольной протяженности, используя следующее равенство:

$$\alpha = \frac{-\ln \tau^L}{L}, \quad (13)$$

где  $\tau^L$  — измеренная прибором прозрачность слоя атмосферы протяженностью  $L$ .

При измерении дальности видимости в неоднородной атмосфере, нельзя применять эту методику приборных измерений значений  $\alpha$ , как это следует из выражения (10).

При определении в неоднородной атмосфере горизонтальной дальности видимости абсолютно черного тела на фоне неба или насыщенной дымки в направлении горизонта множитель  $\frac{B_{\text{неба}}}{\beta(S_H)}$  из формулы (10) близок к единице, а именно, при  $\epsilon=0,035$  он равен 1,036. Несложные вычисления показывают, что

$$\ln \left[ \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right) \frac{B_{\text{неба}}}{\beta(S_H)} \right] = \ln \frac{1}{\epsilon}. \quad (14)$$

Отсюда вытекает, что МДВ в неоднородно замутненной атмосфере может быть определена по формуле

$$S_M = \frac{\ln \frac{1}{\epsilon}}{\alpha(S_M)}, \quad (15)$$

т. е. действительна известная формула Кошмидера с учетом отмеченных требований.

Методика приборных измерений значения показателя ослабления в неоднородной атмосфере должна быть построена таким

Таблица 1

Результаты расчета дальности видимости щитов различной черноты (от абсолютно черного  $K_0=1$  до светло-серого  $K_0=0,5$ ) с угловыми размерами порядка 15 мин.

$K_0$ щита	Дальность видимости щитов (м)				Отклонение от МДВ (%)
1,0	500	1000	1500	2000	0
0,9	485	970	1460	1950	3,0
0,8	470	940	1410	1880	6,0
0,7	448	895	1345	1795	10,3
0,6	421	848	1273	1700	15,0
0,5	397	794	1190	1590	20,5

образом, чтобы эта величина осреднялась по линии наблюдения на дистанции равной измеряемой дальности видимости. В противном случае возникают методические погрешности, величина которых будет определяться различием выбранной дистанции осреднения и измеряемой величины дальности видимости и характером неоднородности помутнения атмосферы.

Роль этого фактора при измерении горизонтальной МДВ и величины возникающих погрешностей рассмотрены в работе [6].

В этом заключается специфическая особенность методики при борных измерений дальности видимости в неоднородной атмосфере которая, к сожалению, не принимается во внимание при конструировании приборов, предназначенных для измерения дальности видимости в неоднородной атмосфере, например, наклонной дальности видимости.

В настоящее время принято при визуальной оценке видимости на ВПП днем применять в качестве объектов наблюдения черные щиты, проектирующиеся на фоне неба у горизонта, или насыщенной по яркости воздушной дымки.

В том случае, когда собственная яркость щита равна нулю, измеряемая величина есть МДВ. Все приборы, измеряющие горизонтальную дальность видимости проградуированы в значениях МДВ. В связи с этим потребители очень часто выдвигают претензии, что величина МДВ есть условная, мало пригодная при оперативном обслуживании авиации.

Данные табл. 1 показывают, что горизонтальная МДВ, измеряемая прибором, очень незначительно отличается от дальности видимости черных щитов, проектирующихся на фоне неба у горизонта, даже если щиты недостаточно черные.

Рассмотрим более подробно вопрос о методике измерения наклонной дальности видимости. Под наклонной дальностью видимости при обслуживании авиации понимается то предельно большое расстояние, на котором может быть обнаружено начало ВПП или огни на полосе при наблюдении сверху вдоль конечного участка глиссады снижения.

Необходимость в определении наклонной дальности видимости, как показывают эксперименты, возникает главным образом при посадке самолетов при низкой облачности (менее 300 м), т. е. тогда, когда приземный слой атмосферы наиболее неоднороден по прозрачности в наклонном направлении за счет влияния подоблачной дымки.

Формула (10) показывает, что измерение наклонной дальности видимости не может быть сведено только к измерению показателя ослабления, и кроме того, показатель ослабления не может быть средним для произвольной дистанции, как это делается при определении горизонтальной МДВ, он должен быть осреднен для слоя атмосферы в наклонном направлении, протяженность которого равна наклонной дальности видимости.

Эксперименты подтверждают (см. статью «Определение вертикальной видимости в приземном слое атмосферы», стр. 65), что невыполнение этого требования приводит к ошибочным измерениям, погрешность которых может достигать десятков и сотен процентов.

Помимо осредненного показателя ослабления, для определения наклонной дальности видимости необходимо знать яркостный контраст ВПП на окружающем фоне и отношение большей из яркостей (фона или ВПП) к яркости дымки по линии наблюдения слоя атмосферы протяженностью равной измеряемой наклонной дальности видимости.

Соотношения яркостей фона и полосы могут быть различными разные сезоны года. В зимнее время при наличии снежного покрова яркость фона может быть выше яркости ВПП. В летнее осеннее время яркость ВПП большей частью выше яркости фона.

Применение понятия метеорологической дальности видимости при определении наклонной дальности видимости для нужд авиации мало оправдано, ибо в наклонном направлении черная поверхность никогда не наблюдается, а контраст  $K_0$  ВПП на окружающем фоне почти всегда значительно меньше единицы. Для горизонтальной видимости МДВ является не только условной характеристикой прозрачности атмосферы, но и величиной весьма близкой к реальной дальности видимости различных темных объектов на фоне неба (см. табл. 1), чего нельзя было бы сказать о наклонной МДВ.

Измерение величины  $K_0$  при определении наклонной дальности видимости не связано с большими трудностями. Значительно сложнее измерить  $\alpha_{(S_H)}$ . Поскольку осреднение на переменной дистанции вряд ли возможно на практике, можно рекомендовать принять за дистанцию осреднения показателя ослабления величину дальности видимости по минимуму погоды. В этом случае можно надежно фиксировать больше или меньше установленного минимума измеряемая наклонная дальность видимости. За пределами этой границы будут возникать методические ошибки, возрастающие по мере удаления от граничного значения видимости. Ошибки за пределами этой границы не будут существенны для операции посадки. Анализ формулы (10) и численные расчеты показывают, что множитель  $\frac{B_{\Phi}}{\beta_{(S_H)}}$ , характеризующий отношение максимальной яркости (фона или полосы) к яркости дымки слоя атмосферы по линии наблюдения протяженностью  $S_H$ , мало отличается от единицы. Это приближение практически не сказывается на величине  $S_H$ . Только при значениях  $K_0$ , близких к  $\epsilon$ , его следует учитывать.

Для оценки реальных значений наклонной дальности видимости ВПП, автором, совместно с М. В. Тищенко, в осенне-зимний период на аэродроме были произведены серии измерений некоторых параметров, входящих в формулу (10), представленные в табл. 2. Величины яркостей — есть средние из ряда отсчетов. Измерения яркостей производились с середины ВПП в направлении курса  $132^\circ$  (азимут  $0^\circ$ ) и курса  $312^\circ$  (азимут  $180^\circ$ ). Яркость фона и ВПП измерялась под углом примерно  $2,5\text{—}3^\circ$  к поверхности ВПП. Разрыв по времени отдельных групп наблюдений внутри серии — 1,5 часа. Одновременно в процессе наблюдений фиксировалось состояние фона, ВПП и облачности неба.

По результатам этих измерений был произведен расчет наклонной дальности видимости ВПП для осредненного показателя ослабления  $\alpha_{(S_H)}$  равного 3,35, который соответствует условному значению наклонной МДВ равному 1000 м.

Данные табл. 2 показывают, что контраст полосы на окружаю-



4	0	625	430	3900	0,31	То же	То же	Облачность 4—5 баллов Солнце за облаками	615
	180	900	625	3900	0,30	То же	То же		605
4	0	112	63	317	0,44	Сухая чистая	Сухая трава, слегка покрыта снегом	Сплошная облачность нижнего яруса	730
	180	130	85	300	0,35	То же	То же		657
4	0	133	65	305	0,51	То же	То же	То же	780
	180	137	93	340	0,32	То же	То же		626
4	0	150	70	260	0,53	"	"	"	790
	180	137	103	260	0,25	"	"	"	543
5	0	430	340	880	0,21	Слегка покрыта снегом	Сухая трава, слегка покрыта снегом	Сплошная облачность среднего яруса	480
	180	815	480	710	0,41	То же	То же		710
5	0	576	330	740	0,43	То же	То же	То же	726
	180	710	730	670	0,03	То же	То же		0,00
5	0	715	720	1570	0,01	Очищена от снега	"	"	0,00
	180	750	580	1360	0,22	То же	То же		500
5	0	615	580	1450	0,06	То же	"	"	0,00
	180	780	550	1320	0,29	То же	"	"	595

№ серии наблюдений	Азимут (град.)	ВВП (нит)	ВФ (нит)	Внеба (нит)	K <sub>0</sub>	Состояние			Видимость ВПП (м), если наклонная МДВ равна 1000 м
						ВПП	фона	неба	
6	0	350	360	850	0,03	Сухая, чистая	Сухая трава, слегка покрыта снегом	Облачность среднего яруса с просветами	0,00
	180	500	380	800	0,24				53)
	0	310	315	760	0,015	То же	То же	То же	0,00
	180	565	290	760	0,49				765
	0	350	280	730	0,2	"	"	Облачность среднего яруса	465
	180	365	265	700	0,27	"	"		570
7	0	330	230	740	0,3	"	"	То же	605
	180	330	230	675	0,3	"	"		605
	0	260	470	700	0,45	Сухая, чистая	"	Сплошная облачность среднего яруса	740
	180	250	470	750	0,47				750
	0	240	200	700	0,17	То же	"	То же	403
	180	300	370	720	0,19				440

щем фоне всегда меньше единицы. Поэтому видимость ВПП существенно отличается от условной величины — наклонной МДВ, что наглядно подтверждает приведенный ранее вывод. Кроме того, табл. 2 показывает, что видимость ВПП при посадке самолета в одном курсе может весьма сильно отличаться от видимости ВПП на другом курсе. Это необходимо учитывать при обслуживании авиации.

При определенном соотношении яркостей ВПП может быть плохо различима даже при высокой прозрачности атмосферы днем, в этом случае включение огней ОВИ определит границы ВПП и улучшит видимость ее.

Вопрос о методике измерения наклонной дальности видимости, имеющей важное практическое значение, рассматривался рядом исследователей в разное время. Однако в большинстве случаев их рекомендации основывались на выводах, полученных при применении теории горизонтальной дальности видимости в однородной атмосфере или допущении о существовании определенной структуры поля прозрачности в приземном слое. Например, в работе [2] приведена формула, в соответствии с которой рекомендуется для определения наклонной дальности видимости измерять горизонтальную МДВ и некоторые фотометрические характеристики неба фона и ВПП.

В работе Л. Фойтцика [3], посвященной расчету наклонной МДВ, предлагается ввести вертикальный градиент видимости и, пользуясь им, рассчитывать значения МДВ в наклонном направлении.

В работе М. Я. Рацимора [4] предлагается вести расчет наклонной МДВ в подоблачном слое атмосферы, используя обобщенные экспериментальные кривые изменения  $\alpha$  с высотой в подоблачном слое и показатель ослабления, осредненный для вертикального слоя до уровня нижней границы облаков.

Оба эти расчетные метода, как и аналогичные другие [5], могли бы дать правильный результат, если бы атмосфера в вертикальном направлении распадалась на строго однородные горизонтальные слои большой протяженности, а принятая закономерность изменения показателя ослабления с высотой сохранялась при различных метеорологических условиях. Однако, как это подтверждает рис. 1, даже в приземном слое, особенно при видимости менее 3 км, этого нет. Пространственная неоднородность помутнения в подоблачном слое существенно более высокая, чем у земли.

В заключение рассмотрим кратко вопрос дальности видимости огней в неоднородно замутненной атмосфере.

Освещенность  $E$  на зрачке глаза наблюдателя в неоднородной атмосфере, создаваемая источником силы света  $I$ , расположенном на расстоянии  $L$  от наблюдателя, равна

$$E = IL^{-2}e^{-\int_0^L \alpha(t) dt} \quad (16)$$

Если освещенность достигает минимального (порогового) значения, расстояние до огня приравнивается к дальности видимости огня.  $S_0 = L_{\max}$ , т. е.

$$E_{\text{пор}} = IS_0^{-2} e^{-\int_0^{S_0} \alpha(l) dl} \quad (17)$$

Аналогично ранее указанному условию (9) можно написать

$$-\int_0^{S_0} \alpha(l) dl = -\bar{\alpha}(S_0) S_0 \quad (18)$$

Тогда видимость огня в неоднородно замутненной атмосфере может быть определена из следующего равенства:

$$E_{\text{пор}} = IS_0^{-2} e^{-\bar{\alpha}(S_0) S_0} \quad (19)$$

Из формулы (19) следует, что методика приборных измерений дальности видимости огня в неоднородной атмосфере должна быть такой, чтобы усреднение показателя ослабления производилось на дистанции равной дальности видимости огня, а не на какой-либо произвольной дистанции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Koschmider H. Theorie der horizontalen Sichtweite.— Beiträге Z. Phys. d. fr. Atmosphäre. В 12, 1926, Н. 1—3.
2. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере. Л., Гидрометеоздат, 1966.
3. Foitzik L. Bestimmung der Schrägsicht nach einer Komponentenmethode.— Beiträге Z. Phys. d. fr. Atmosphäre. В. 33, 1960, Н. 1, 2.
4. Рацимор М. Я. Методика расчета прозрачности и дальности видимости огня в наклонном направлении.— Метеорология и гидрология, 1967, № 1.
5. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости.— Труды ГГО, 1957, вып. 68.
6. Горышин В. И., Корниенко В. И. О репрезентативности измерений метеорологической дальности видимости фотометрами с малой измерительной базой.— Труды ГГО, 1972, вып. 279.

*В. И. ГОРЫШИН, В. И. КОРНИЕНКО*

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ВИДИМОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ**

Задача определения вертикальной видимости, как и наклонной, имеет узко прикладное значение, она возникла в связи с необходимостью обеспечения самолетов, совершающих посадку, данными о высоте, на которой летчик вступит в «визуальный контакт» с землей (вертикальная видимость) и о расстоянии, с которого летчик увидит взлетно-посадочную полосу (ВПП) или огни полосы при наблюдении вдоль конечного участка глиссады снижения самолета (наклонная дальность видимости).

Самолет при посадке летчик может снижать до высоты порядка 100 м по приборам, затем он переходит на визуальное пилотирование. Следовательно, методика визуального определения вертикальной и наклонной дальности видимости с высоты порядка 100 м должна быть построена так, чтобы результат измерения этих величин соответствовал их действительным значениям.

Такое определение приобретает особую значимость в тех случаях, когда измерения производятся в неоднородно замутненной атмосфере.

Необходимо заметить, что, хотя в оперативной практике и используется термин «вертикальная видимость», строгая количественная оценка этой величины связана с большими трудностями.

Видимость различных объектов в вертикальном направлении сверху вниз зависит не только от прозрачности атмосферы, которую мы непосредственно измеряем, но и целого ряда других характеристик (яркости объекта, фона и др.).

В данной работе за вертикальную видимость принята величина соответствующая гипотетическому случаю наблюдения сверху вниз абсолютно черного тела на фоне насыщенной по яркости дымки, т. е. такому случаю, когда определяющим параметром является средняя прозрачность рассматриваемого слоя атмосферы. Во всех других случаях наблюдения сверху вниз различных реальных объектов дальность видимости их всегда будет меньше этой условной величины видимости.

Работа по обоснованию методики определения вертикальной видимости в приземном слое атмосферы при метеорологическом обслуживании авиации проводилась в период 1970—1971 гг.

Поскольку структура вертикальной прозрачности атмосферы в дымках, туманах и осадках в слое 100—150 м еще не изучена, т. е. мы плохо знаем сам объект измерения, построение рациональной методики измерений было затруднительным. При выполнении работы особое внимание было обращено на экспериментальное изучение характеристик вертикальной прозрачности атмосферы в слое 100 м и связи вертикальной и горизонтальной прозрачности. Параллельно с этим изучалась возможность разработки метода непосредственного приборного измерения вертикальной видимости в туманах и осадках на базе одного из вариантов метода прожекторного зондирования атмосферы.

Для проведения необходимых исследований в 1970 г. на Останкинской телевизионной башне в г. Москве были установлены два регистратора дальности видимости РДВ-1 [1]. Отражатель одного прибора РДВ-1 был установлен на балконе телевизионной башни на высоте 87 м. Фотометрический блок этого прибора был установлен на крыше соседнего здания на высоте 7 м над уровнем земли. Угол наклона светового луча составлял  $42^\circ$ , измерительная база прибора была равна  $117 \times 2$  м.

Второй прибор, предназначенный для измерения горизонтальной прозрачности атмосферы, был установлен на крыше здания на высоте 7 м, измерительная база этого прибора была равна  $56 \times 2$  м. Различие измерительных баз приборов создавало большие неудобства при проведении экспериментов и приводило к появлению определенных методических погрешностей результата сравнительных измерений. Однако использование большей базы для горизонтального прибора было невозможно из-за организационных трудностей размещения блоков прибора в районе башни. Регистрация результатов измерений осуществлялась с помощью приборов типа ЭПП-09 со шкалой 50 мВ и временем пробега каретки 8 сек.

В процессе выполнения исследований были поставлены дополнительные эксперименты по изучению пространственно-временных характеристик поля горизонтальной прозрачности атмосферы. Их результаты позволили более правильно оценить результаты исследования характеристик горизонтальной и наклонной прозрачности атмосферы и перспективы разработки методики определения вертикальной дальности видимости.

Эксперименты показали, что реальная атмосфера всегда неоднородна по прозрачности и далека от однородной идеальной и вопрос может касаться лишь масштаба этих неоднородностей и их распределения в пространстве. В большинстве случаев в приземном слое 100—150 м распределение этих неоднородностей в пространстве в среднем одинаково для горизонтального, наклонного и вертикального направлений, если при этом отсутствует влияние постоянно действующего фактора, нарушающего это равновесие, например, подоблачная дымка низких облаков.

Анализ материалов синхронных измерений горизонтальной и наклонной прозрачности в слое порядка 100 м показал, что фактором, определяющим вертикальную видимость при наличии облачности менее 300 м, является высота нижней границы облаков. При этом всегда наблюдается систематическое и существенное различие

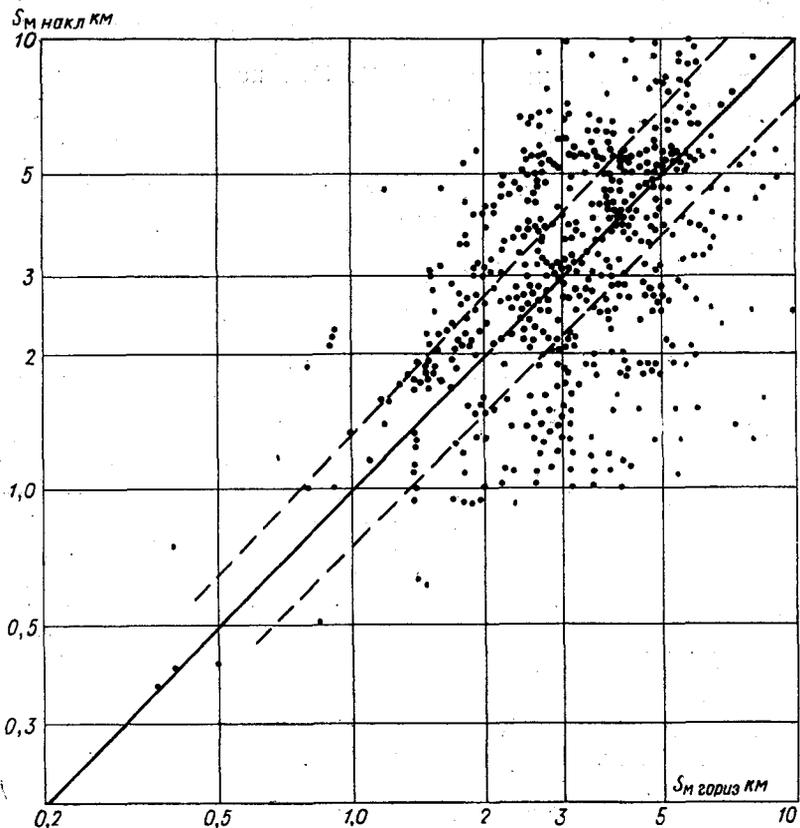


Рис. 1. Результаты синхронных измерений наклонной и, горизонтальной видимости в дождях при высоте нижней границы облаков более 300 м.

в значениях наклонной и горизонтальной прозрачности за счет влияния подоблачной дымки в зоне измерения наклонной прозрачности (рис. 1).

Из рис. 1 видно, что результаты отдельных измерений прозрачности атмосферы в наклонном и горизонтальном направлении могут существенно отличаться друг от друга. Однако эти различия не связаны с закономерным и устойчивым изменением прозрачности с высотой в изучаемом слое, как предполагали многие исследователи, а вызваны наличием неоднородностей помутнения различного

масштаба, причем распределение этих неоднородностей в исследуемом слое 100 м случайно и равновероятно как для горизонтального, так и для наклонного направления. Это положение подтверждается тем фактом, что точки на графиках распределены равномерно около биссектрисы угла, образованного осями координат. Разброс точек на рис. 1 определяется не только влиянием местных неоднородностей прозрачности в зоне прохождения измерительного луча, но и заметными приборными погрешностями измерений метеорологической дальности видимости (МДВ). Эти погрешности особенно велики для прибора, измеряющего горизонтальную дальность видимости до 10 км при такой малой дистанции осреднения прозрачности, как  $56 \times 2$  м.

Величины предельных относительных погрешностей единичных измерений МДВ в горизонтальном и наклонном направлениях, которые могли возникать в процессе наблюдений, представлены в табл. 1.

Таблица 1

Диапазон (км) измерения МДВ в горизонтальном и наклонном направлениях при различной погрешности ее единичного измерения

Направление измеряемой МДВ	Предельная относительная погрешность единичного измерения МДВ (%)			
	10	20	40	>40
Горизонтальное . . . . .	0,1—1,7	1,7—3,4	3,4—4,5	4,5
Наклонное . . . . .	0,25—3,5	3,5—7,0	7—11,0	11,0

Из табл. 1 видно, что более надежные результаты синхронных измерений МДВ по двум приборам охватывают диапазон видимостей до 3 км.

Расхождение результатов синхронных измерений горизонтальной и наклонной прозрачности атмосферы связано также с тем, что эксперименты проводились внутри города, где особенно сильно сказывается влияние местных источников замутнения атмосферы, увеличивающих пространственную неоднородность прозрачности.

В процессе эксперимента возникала также определенная методическая погрешность в связи с тем, что осреднение прозрачности при измерениях производилось на дистанциях, различие которых друг от друга доходило до двойного размера, что повлекло за собой появление погрешностей сравнения при наличии неоднородностей помутнения атмосферы.

С целью оценки влияния этих методических погрешностей на результаты эксперимента были проведены сравнительные измерения МДВ в различных метеорологических явлениях двумя приборами с дистанциями осреднения прозрачности 0,96 и 0,35 км.

Результаты этих исследований в работе [3] показали, что при возрастании значений МДВ дисперсия распределений заметно уменьшается. Это указывает на то, что размер неоднородностей в этих условиях возрастает и начинает существенно превышать величину дистанции осреднения (измерительных баз приборов), и что результаты измерения МДВ по двум приборам лучше совпадают между собой.

Влияние мелкомасштабных неоднородностей достаточно сглаживается за счет инерции приборов и осреднения на выбранных измерительных базах.

Как показывают данные табл. 2, среднеквадратические отклонения значений МДВ возрастают с уменьшением величины дальности видимости.

Таблица 2

Средние квадратические отклонения МДВ при различных ее значениях

Диапазон МДВ (км)	Дождь		Снегопад		Дымка	
	$\Delta S_M$ км	$\frac{\Delta S_M}{\bar{S}_M}$	$\Delta S_M$ км	$\frac{\Delta S_M}{\bar{S}_M}$	$\Delta S_M$ км	$\frac{\Delta S_M}{\bar{S}_M}$
1—3	0,34	17	0,32	16	0,23	11,5
3—6	0,29	6,5	0,26	5,8	0,23	5,1
6—10	0,21	2,6	0,22	2,8	0,22	2,8

Произведенная оценка влияния дистанции осреднения на результат измерения МДВ, а тем самым и методических ошибок сравнительных наблюдений наклонной и горизонтальной прозрачности, показывает, что при видимости 3 км и менее атмосфера существенно неоднородна в горизонтальном направлении и результат измерений МДВ начинает зависеть от величины измерительной базы прибора.

Учитывая изложенное, следует ожидать, что при исключении инструментальных и методических погрешностей каждого отдельно взятого сравнительного наблюдения разброс точек должен быть заметно меньшим, чем это следует из рис. 1. Результаты, аналогичные представленным на рис. 1 для дождей, были получены для снегопадов и дымок при высоте нижней границы облаков более 300 м.

Таким образом, можно сделать вывод, что в вертикальном приземном слое, протяженностью порядка 100 м, наиболее важном для авиации при высоте нижней границы облачности более 300 м прозрачность атмосферы одинаково неоднородна в горизонтальном, наклонном и вертикальном направлениях. В этом случае результат измерения МДВ в горизонтальном направлении можно распространять на наклонное и вертикальное направление для вертикального слоя порядка 100 м. Надежность этого распространения будет определяться величиной инструментальных и главным образом методических погрешностей, связанных с экстраполяцией результата из-

мерения осредненной для ограниченной дистанции прозрачности атмосферы в условиях пространственной неоднородности помутнения, на все интересующее нас пространство.

Исключением из этой рекомендации является случай наличия в зоне измерений приземного тумана. В этих условиях всегда го-

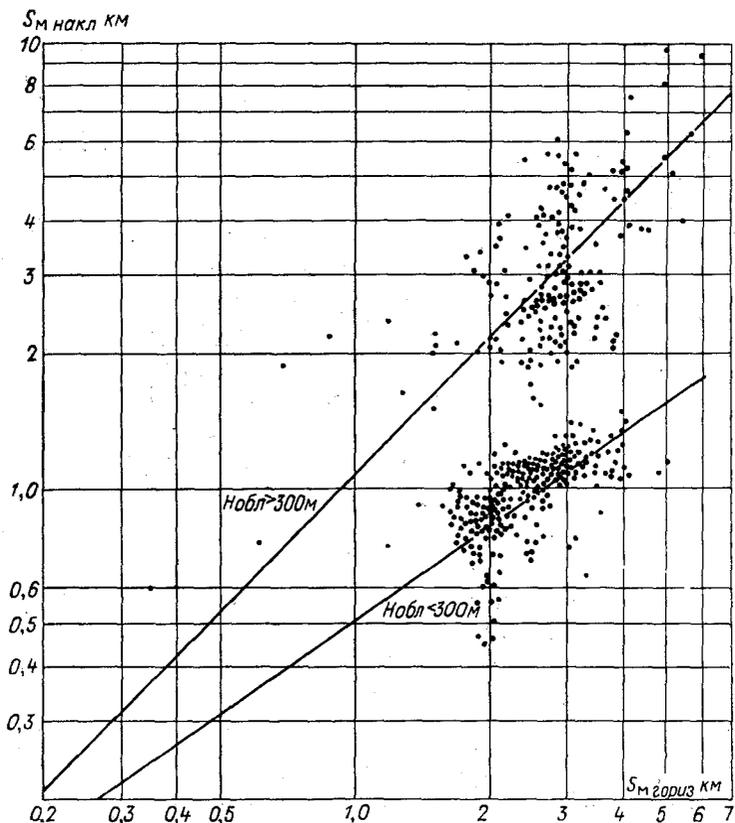


Рис. 2. Результаты синхронных измерений МДВ в дождях при высоте нижней границы облаков менее и более 300 м.

ризональная видимость является определяющей и она всегда будет меньше видимости в вертикальном направлении.

Необходимо особо подчеркнуть, что все проведенные экспериментальные исследования прозрачности не подтверждают сложившиеся представления о том, что атмосфера достаточно однородна по прозрачности в горизонтальном направлении и всегда неоднородна в наклонном и вертикальном направлении.

В действительности атмосфера в приземном 100-м слое практически всегда неоднородна и степень этой пространственной неоднородности

родности зависит от общего помутнения и наблюдаемого метеорологического явления. Поэтому при оценке прозрачности в вертикальном, наклонном и горизонтальном направлениях при высоте нижней границы облачности более 300 м делается заключение о том, что атмосфера в приземном 100-м слое одинаково неоднородна в указанных направлениях, т. е. в этих условиях не наблю-

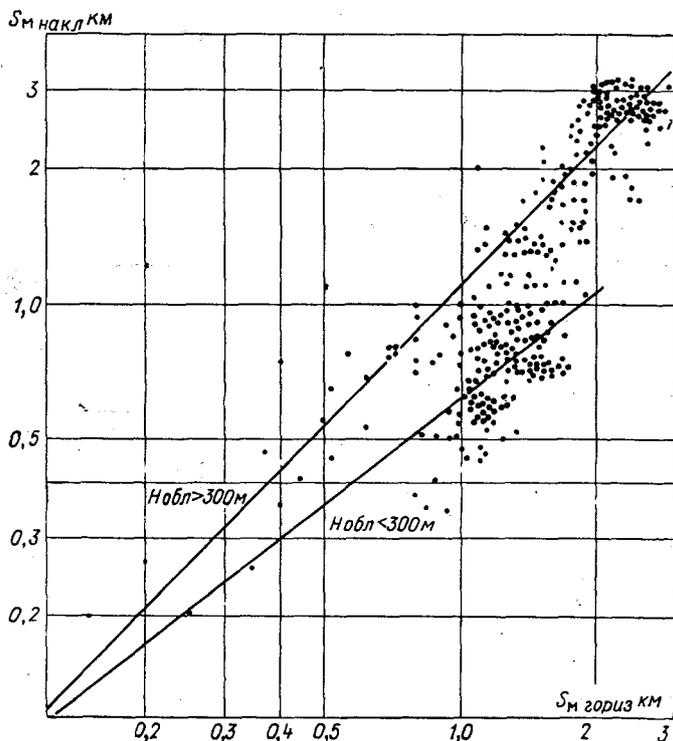


Рис. 3. Результаты синхронных измерений МДВ в снегопадах при высоте нижней границы облаков менее и более 300 м.

дается устойчивое закономерное отличие горизонтальной и вертикальной прозрачности атмосферы, которое наблюдалось бы при статистически устойчивом слоевом распределении помутнения с высотой и при значительной протяженности этих различно помутненных слоев.

Различия в результатах отдельных сравнительных измерений горизонтальной и наклонной прозрачности атмосферы (см. рис. 1) связаны со случайным перераспределением неоднородностей помутнения в зоне прохождения световых лучей приборов при перемещении их в пространстве.

Как уже было отмечено, экспериментальные исследования наклонной и горизонтальной прозрачности в приземном 100-м слое показали, что основным фактором, определяющим величину вертикальной видимости, является высота нижней границы облаков.

На рис. 2 и 3 представлены результаты синхронных измерений значений МДВ в дождях и снегопадах соответственно в горизонтальном и наклонном направлении при высоте нижней границы

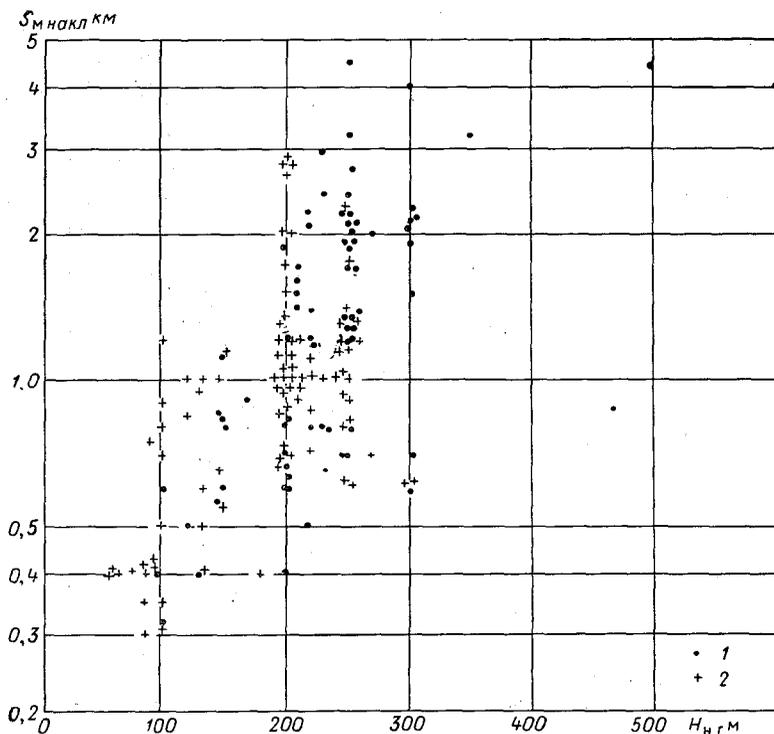


Рис. 4. Связь наклонной МДВ с высотой нижней границы облаков  $H_{н.г}$  в снегопадах (1), туманах и дымках (2).

облаков более и менее 300 м. На рис. 2 и 3 видно четкое разделение двух групп точек, относящихся к случаям наблюдения МДВ при высоте облачности более и менее 300 м. Для дождя это разделение более резко выражено, для снегопада — менее резко. Это, вероятно, связано с тем, что в зоне снегопада прозрачность атмосферы более однородна как для горизонтального, так и наклонного направления, а влияние подоблачной дымки менее заметно, чем дождей.

Еще более четко проявляется влияние высоты нижней границы облачности как фактора определяющего вертикальную видимость при анализе связи наклонной дальности видимости с высотой ниж-

ней границы облаков, представленной на рис. 4 по данным 166 случаев наблюдений. Для оценки тесноты исследуемой связи был рассчитан коэффициент корреляции, который оказался равным 0,54. Таким образом, связь между параметрами оказалась недостаточно надежной, поэтому использовать ее в практической деятельности авиации затруднительно.

Вместе с тем анализ представленных на рис. 4 результатов измерения МДВ прибором, в основу которого положен способ измерения прозрачности атмосферы, осредненной на фиксированной дистанции в подоблачном слое, показывает, что этот способ измерения дает неправильный результат определения видимости в вертикальном направлении в приземном 100-м слое при наличии облачности на высоте менее 300 м. Например, при высоте нижней границы облаков 100 м, т. е. в условиях, когда предельная дистанция обнаружения объектов при наблюдении сверху вниз близка к 100 м, прибор фиксирует в наклонном направлении, близком к вертикальному, любое значение МДВ в пределах от 300 до 1200 м. Аналогично, при высоте нижней границы облаков 200 м прибор фиксирует значения МДВ в наклонном направлении в пределах от 400 до 2000 м.

Материалы, представленные на рис. 4, однозначно показывают, что высота нижней границы облаков всегда меньше величины МДВ, измеренной прибором; она определяет дистанцию вертикальной видимости. Следовательно, наиболее точный базовый метод приборных измерений МДВ, по величине прозрачности осредненной для фиксированной дистанции, мало пригоден для измерения вертикальной видимости при резкой неоднородности прозрачности атмосферы, которая имеет место в приземном слое 100 м при высоте нижней границы облаков менее 300 м.

В этом случае на основании результата приборных измерений МДВ можно сделать только одно определенное заключение: увидит или не увидит летчик абсолютно черный объект на фоне насыщенной дымки при наблюдении с высоты равной длине измерительной базы прибора. Пространственная экстраполяция этого результата измерений невозможна. Определение видимости каких-либо реальных объектов на реальном фоне требует измерения дополнительных фотометрических характеристик.

Еще менее пригодны для измерения вертикальной видимости при неоднородном помутнении атмосферы способы, основанные на измерении под определенным углом суммарной яркости светового луча в зоне фиксированной протяженности. В этих случаях к рассмотренным недостаткам результата измерения вертикальной видимости добавятся значительные методические погрешности, вызванные недостаточной надежностью связи показателя ослабления с величиной измеряемого под определенным углом рассеянного светового потока, зависимостью результата измерения рассеянного света от распределения неоднородностей в рабочей зоне луча, от длины эффективной зоны рассеяния, которая зависит от общего помутнения, и др.

Параллельно с исследованием структуры прозрачности в приземном 100-м слое атмосферы, проводилась работа по разработке приборной методики определения вертикальной видимости с использованием методов измерения светорассеяния.

Для проведения запланированных экспериментов была построена необходимая аппаратура. Она состояла из прожекторного источника света и специального фотозлектрического яркомера. Однако последующая экспериментальная работа показала малую перспективность использования способа измерения суммарной яркости прожекторного луча в зоне фиксированной протяженности для определения вертикальной видимости и позволила также установить, что параметрами однозначно определяющими вертикальную видимость являются высота нижней границы облаков и горизонтальная дальность видимости.

В теоретическом плане, вопрос о перспективах использования метода измерения светорассеяния в зоне луча фиксированной протяженности для определения МДВ в однородной и неоднородной атмосфере, рассмотрен в работе [2].

Выводы автора этой работы о том, что приборы, основанные на этом методе, непригодны для определения видимости в неоднородной атмосфере, следовательно, вертикальной и наклонной видимости, согласуются с выводами нашей работы.

## ВЫВОДЫ

1. Решение вопроса о величине вертикальной МДВ в приземном 100-м слое сводится к измерению высоты нижней границы облаков и горизонтальной МДВ.

2. Вертикальная и наклонная видимость при безоблачном небе и наблюдении с высоты порядка 100—200 м равна горизонтальной. Надежность этой рекомендации определяется величиной методических и инструментальных погрешностей измерения МДВ в горизонтальном направлении.

3. При безоблачном небе и наличии приземного тумана фактором, ограничивающим полеты, является горизонтальная МДВ. В этом случае вертикальная видимость всегда не менее горизонтальной.

4. При наличии облачности, нижняя граница которой более 300 м, с осадками или без осадков, вертикальная видимость в 100-м слое равна или более горизонтальной МДВ, следовательно, в оперативной практике она может быть приравнена к горизонтальной.

5. При наличии облачности, нижняя граница которой менее 300 м, с осадками или без осадков, вертикальная видимость в слое 100 м равна высоте нижней границы облаков. Если в этих условиях горизонтальная МДВ менее высоты нижней границы облаков, за вертикальную видимость принимается значение горизонтальной МДВ.

6. Методы определения МДВ основанные на непосредственном измерении средней прозрачности в слое атмосферы фиксированной

протяженности мало пригодны для определения вертикальной видимости, так как они позволяют определить только среднюю видимость в зондируемом слое. Распространять результат подобного измерения вертикальной видимости на расстояния, большие или меньшие выбранной дистанции осреднения, в условиях большой неоднородности прозрачности атмосферы нельзя.

7. Измерение вертикальной видимости с помощью методов определения МДВ, основанных на измерении яркости светового луча (рассеянного светового потока) под определенным углом в пределах зоны луча фиксированной протяженности, также мало перспективно.

В этом случае, помимо недостатков результата измерения рассмотренных в п. 6, возникают большие методические погрешности определения осредненной прозрачности зондируемого слоя атмосферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горышин В. И. Серийный образец компенсационного фотометра для измерения и регистрации прозрачности атмосферы.— Труды ГГО, 1968 вып. 213.
2. Гольберг М. А. Теория метода измерения метеорологической дальности видимости по рассеянию света под углами, близкими к  $180^\circ$ .— Труды НИИ ГМП, 1971, вып. 25, с. 26—29.
3. Горышин В. И., Корниенко В. И. О репрезентативности измерений метеорологической дальности видимости фотометрами с малой измерительной базой.— Труды ГГО, 1972, вып. 279, с. 80—84.

## ОСНОВНЫЕ ЧЕРТЫ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА В АТЛАНТИЧЕСКОМ ОКЕАНЕ

Материалы наблюдений за широтным распределением общего содержания озона  $\Omega$  в Атлантическом океане, полученные на научно-исследовательских судах «Академик Королев», «Муссон», «Михаил Ломоносов» [67], «Сгоатан» [10], д/э «Обь» [1] и т/х «Коперация» [9] с помощью озонметров конструкции Г. П. Гущина [2] и однажды спектрофотометра Добсона [10], позволили выявить основные его закономерности.

Распределение общего содержания озона в океане, приведенное на рис. 1 и в приложении, в основном подтверждает среднюю схему широтного хода величин  $\Omega$ , полученную по данным сети озонметрических станций на суше [2, 4, 8]<sup>1</sup>. Как видно из рис. 1, основной чертой широтного хода озона является уменьшение его количества от средних широт к тропикам, что прослеживается на всех разрезах и особенно резко выражено на обоих полушариях в весенние месяцы.

В марте выделяется обширная область с положительными градиентами озона между 18 и 57° с. ш., которая, судя по характеру широтного хода величин  $\Omega$ , простирается еще севернее. Средний межширотный градиент озона в этом районе был +0,009 см  $O_3/1^\circ$  широты. В южном полушарии весной (в ноябре) отмечен наибольший средний градиент величин  $\Omega$  между 2 и 36° ю. ш., равный -0,011 см  $O_3/1^\circ$  широты. Градиент считается положительным в обоих полушариях, если количество озона увеличивается к северу. Максимальное количество озона весной зарегистрировано в наиболее высоких широтах: например, на 50° с. и ю. ш. величины  $\Omega$  были около 0,500 см.

<sup>1</sup> В настоящей работе мы не вводили аэрозольную поправку в данные по общему содержанию озона [5]. Как показывают расчеты, произведенные по методике, опубликованной в работе [5], общее содержание озона, измеренное приборами М-83 над океанами, при учете аэрозольной поправки должно увеличиться в среднем на 10—15%.

Летом в широтном ходе озона появляется максимум около  $50^\circ$  с. ш., и количество озона уменьшается к северу и к югу от этого района примерно на  $0,003$  см  $O_3/1^\circ$  широты. Величины  $\Omega$  на  $50^\circ$  с. ш. уменьшились по сравнению с весной на  $40\%$  и удерживались около  $0,300$  см.

В Атлантическом океане пояс минимальных величин общего содержания озона (озонный экватор) располагается в северном полушарии. В июле озонный экватор занимает самое южное положение около  $10^\circ$  с. ш., и количество озона на нем ( $\Omega_o$ ) максимально

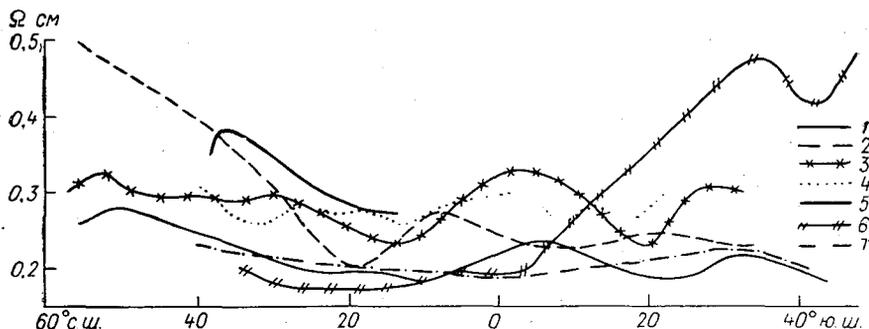


Рис. 1. Широтный ход общего стратосферного озона ( $\Omega$ ) в Атлантическом океане по данным наблюдений на рейсах научно-исследовательских судов в различные периоды.

«Академик Королев»: 1—26/VII—13/VIII 1968 г.; 2—6—27/III 1969 г.; 3—20/VII—12/VIII 1969 г.; 4—«Михаил Ломоносов» VII—IX 1963 г.; 5—« » 23/II—3/III 1965 г.; 6—«Обь» 8—28/XI 1965 г.; 7—«Кооперация» XI—XII 1957 г.

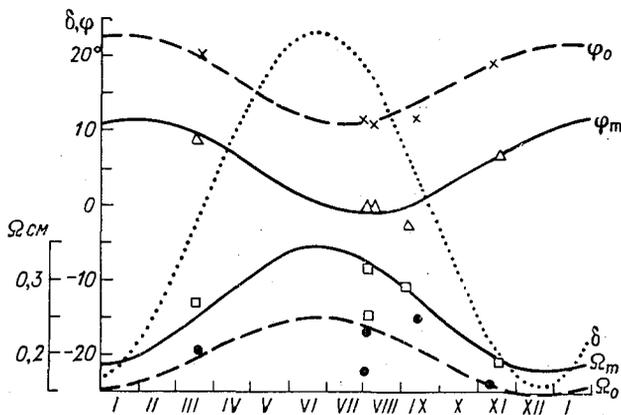


Рис. 2. Годовые колебания по широте озонного экватора ( $\varphi_o$ ) и приэкваториального максимума ( $\varphi_m$ ), годовой ход склонения Солнца ( $\delta$ ) и общего содержания озона на озонном экваторе ( $\Omega_o$ ) и в районе приэкваториального максимума ( $\Omega_m$ ).

(около 0,250 см). К середине января озонный экватор перемещается на 23° с. ш., а величины  $\Omega$  уменьшаются до 0,160 см (рис. 2).

К югу от озонного экватора, между 10° с. ш. и 4° ю. ш., отчетливо прослеживается максимум количества озона, который был впервые обнаружен при анализе наблюдений нис «Михаил Ломоносов» [6; 7]. Широта, на которой наблюдается приэкваториальный максимум ( $\varphi_m$ ), изменяется в течение года, почти синхронно следуя за положением озонного экватора ( $\varphi_0$ ) (рис. 2).

Годовой ход величин  $\varphi_0$  и  $\varphi_m$  можно аппроксимировать формулами:

$$\varphi_0 = 17 + 5,5 \cos 30^\circ(t - 0,5), \quad (1)$$

$$\varphi_m = 5,5 + 6 \cos 30^\circ(t - 1), \quad (2)$$

где  $0 \leq t < 12$  — время в месяцах, начиная с 1 января (например, для 1 января, 10 февраля и 25 мая величины  $t$  равны соответственно 0, 1, 3 и 4, 8).

Общее содержание озона в районе приэкваториального максимума ( $\Omega_m$ ) на 10—20% выше, чем на озонном экваторе. Годовые колебания величины  $\Omega_m$  аналогичны таковым для  $\Omega_0$ , но больше по амплитуде:

$$\Omega_0 = 0,205 + 0,05 \sin 30^\circ(t - 2,8), \quad (3)$$

$$\Omega_m = 0,265 + 0,08 \sin 30^\circ(t - 2,8). \quad (4)$$

Наличие полосы повышенного содержания озона у экватора наводит на мысль о фотохимическом ее происхождении в зоне наибольшей инсоляции [6, 7]. Но в таком случае годовые колебания величины  $\varphi_m$  и склонения Солнца ( $\delta$ ) должны совпадать по фазе (полагая, что время полувосстановления озона выше уровня 25 нм достаточно мало). Однако такого совпадения не наблюдается. Приэкваториальный максимум следует в своих перемещениях за озонным экватором. В свою очередь положение озонного экватора зависит от внутритропической зоны конвергенции пассатных ветров (ВЗК), так как минимальные величины  $\Omega$ , очевидно, всегда наблюдаются внутри ВЗК (по крайней мере это зафиксировано в трех рейсах нис «Академик Королев» и в одном рейсе нис «Михаил Ломоносов» [7]. Таким образом, по-видимому, положение  $\varphi_m$  определяется колебаниями ВЗК, а само возникновение приэкваториального максимума — динамическими причинами. При этой предпосылке следует ожидать образования второй полосы повышенного содержания озона к северу от ВЗК. Однако на фоне общего возрастания величин  $\Omega$  в направлении высоких широт этот второй максимум в тропиках не всегда проявляется: в весенние месяцы он не наблюдается, а летом и осенью выражен более или менее отчетливо (рис. 1, кривые 1, 3, 4).

Зависимости (1)—(4) будут уточняться по мере накопления материала наблюдений, но общая тенденция годового хода величин  $\varphi_0$  и  $\varphi_m$  уже в какой-то мере выявлена. Общее содержание озона  $\Omega_0$  и  $\Omega_m$  зависит отчасти от широты, но главным образом от мощ-

ности ВЗК, которая может изменяться под влиянием синоптических процессов. Поэтому на графике получается большой разброс точек относительно средней линии (рис. 2, кривая 5).

ВЗК не всегда располагается вдоль параллели, поэтому положение озонного экватора и приэкваториального максимума зависит от географической долготы. Рассмотренные зависимости характерны для восточной части Атлантического океана.

Поскольку маршруты научно-исследовательских судов наиболее часто проходят в меридиональном направлении, получаемый ими материал наблюдений характеризует широтный ход озона. Но горизонтальное распределение озона нельзя считать изученным без рассмотрения долготных колебаний  $\Omega$ , данные которых почти совсем отсутствуют. Некоторые перспективы в этом направлении появляются с началом регулярных рейсов нис «Муссон» и «Пассат» примерно вдоль  $37^\circ$  с. ш. Первые результаты измерений озона на этих судах представлены на рис. 3.

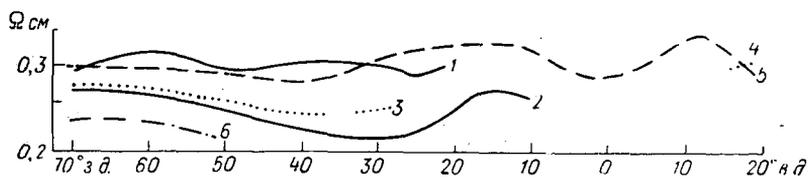


Рис. 3. Распределение общего содержания озона  $\Omega$  в Атлантическом океане вдоль  $37^\circ$  с. ш. в различные периоды наблюдений на нис «Муссон».

1-7-16/VIII 1969 г.; 2-8-19/XI 1970 г.; 3-4-14/I 1971 г.; 4-24-25/I 1971 г.,  
5-6-29/VII 1971 г., 6-6-11/XI 1971 г.

Долготный ход озона имеет волновой характер с амплитудой колебаний  $0,010-0,050$  см (относительно средней для каждого маршрута величины общего содержания озона  $\bar{\Omega}$ ). На рис. 3 видно, что период колебаний уменьшается с запада на восток, при этом амплитуда возрастает.

Около  $20-40^\circ$  з. д. на всех кривых прослеживается уменьшение величин  $\Omega$ . Дефицит озона в этом районе, совпадающем с положением азорского максимума давления, по сравнению с величинами  $\bar{\Omega}$  составляет  $0,010-0,026$  см ( $4-12\%$ ). Эти наблюдения еще раз подтверждают вывод о том, что количество озона в антициклонах понижено [3].

Данные наблюдений на нис «Муссон» 1969—1971 гг. позволили получить следующие средние месячные величины  $\Omega$  на  $37^\circ$  с. ш. Атлантического океана в летне-осенний период:

Месяц . . . . .	VII	VIII	IX	XI
$\Omega \cdot 10^{-3}$ см . . . . .	303	292	240	242
Число дней наблюдений . .	14	12	10	8

Из приведенных данных видно, что общее содержание озона уменьшается от середины лета к осени, а наименьшие величины  $\Omega$  приходится на октябрь. Такое же колебание средних месячных величин общего содержания озона ( $\Omega \cdot 10^{-3}$  см) наблюдалось в 1967 г. и на континентальных станциях, расположенных по разные стороны океана около  $37^\circ$  с. ш.:

Месяц . . . . .	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Лиссабон ( $38^\circ 46'$ с. ш., $9^\circ 08'$ з. д.) . . . . .	281	282	—	265	266	282
Нешвилл ( $36^\circ 07'$ с. ш., $86^\circ 41'$ з. д.) . . . . .	341	325	316	291	300	301

Общее содержание атмосферного озона в Атлантическом океане по измерениям на нис „Академик Королев“ и „Муссон“

Дата	Координаты		Число изме- рений	Атмосферный озон, 10 <sup>-3</sup> см	Дата	Координаты		Число изме- рений	Атмосферный озон, 10 <sup>-3</sup> см
	широта	долгота				широта	долгота		
1968.					21/VII	52° 04'	2° 35'	15	324
26/VII	55° 31' С	7° 22' В	21	256	22/VII	48 55	4 40 З	6	296
27/VII	50 08	2 13 З	9	281	24/VII	40 14	10 46	15	295
30/VII	33 19	13 38	27	223	25/VII	36 02 С	12 30 З	15	285
2/VIII	23 45	17 02	15	187	26/VII	31 36	14 12	14	294
3/VIII	17 23	18 03	33	198	1/VIII	16 56	17 46	24	238
4/VIII	10 49	18 00	32	183	2/VIII	11 39	17 44	6	236
6/VIII	0 04 Ю	9 54	9	220	4/VIII	0 08	9 32	8	320
11/VIII	25 40	10 02 В	11	189	6/VIII	9 25 Ю	2 16	11	310
12/VIII	30 25	14 00	25	216	7/VIII	13 18	3 35	3	283
13/VIII	35 00	19 50	12	216	8/VIII	17 18	3 43	2	238
1969 г.					11/VIII	29 04	11 20 В	15	315
7/III	31° 09' Ю	15 02' В	8	232	12/VIII	33 01	16 30	2	348
8/III	26 12	10 30	15	243	1970 г.				
10/III	16 32	2 19	3	240	4/VIII	44° 37' С	44° 31' З	9	293
12/III	6 19	6 26 З	6	230	23/IX	36 50	76 06	18	242
13/III	1 08	9 36	5	240	24/IX	37 00	70 06	14	327
15/III	8 47 С	16 46	19	272	25/IX	37 00	70 00	10	250
16/III	13 56	17 48	2	225	27/IX	37 07	70 00	7	238
17/III	20 17	17 44	29	208	2/X	35 56	60 00	9	308
18/III	24 32	17 16	2	250	5/X	36 00	45 00	2	320
27/III	55 46	6 22 В	12	500	8/XI	36 00	10 00	3	230
7/VIII	36 06 С	21 30 З	2	300	9/XI	36 00	15 23	17	240
8/VIII	36 06	26 00	6	285	11/XI	36 00	28 04	8	200
9/VIII	36 18	28 18	2	295	15/XI	36 00	51 10	12	215
10/VIII	37 48	35 30	9	300	16/XI	36 00 С	56 48 З	6	230
11/VIII	38 24 С	41 12 З	3	305	19/XI	37 05	70 15	10	240
12/VIII	39 00	48 12	8	290	22/XI	37 03	70 08	10	283
13/VIII	39 00	54 24	3	305	30/XI	37 06	70 14	7	295
16/VIII	36 42	70 42	8	295	1971 г.				
1969 г.					4/I	36° 19' С	70° 00' З	6	270
18/VII	56° 56' С	16° 51' В	19	316	13/I	36° 00	36° 53	12	235
19/VII	54 03	12 30	15	337	14/I	36° 00	30° 10	12	243
20/VII	56 48	8 30	24	299	24/I	37° 03	11° 38 В	3	283

Дата	Координаты		Число изме- рений	Атмосферный озон, $10^{-3}$ см	Дата	Координаты		Число изме- рений	Атмосферный озон, $10^{-3}$ см
	широта	долгота				широта	долгота		
25/1	36° 22'	18° 06'	10	307	29/VII	37° 00' С	70° 00' З	6	295
6/VII	36 26 С	18 14 В	9	300	30/VII	37 00	70 00	6	285
7/VII	37 19	11 42	13	370	31/VII	37 00	70 00	12	285
8/VII	37 19	6 50	9	340	1/VIII	37 00	69 54	11	275
9/VII	36 45	1 30 З	9	285	3/VIII	37 00	70 00	9	285
10/VII	36 00	7 45	11	310	4/VIII	37 00	70 00	6	267
13/VII	36 00	24 39	3	316	4/IX	37 00	70 00	14	236
14/VII	36 00	30 00	8	306	5/IX	37 00	70 00	8	220
15/VII	36 00	34 28	12	290	6/IX	37 00	70 00	12	225
16/VII	36 00	40 56	8	280	10/IX	36 00	57 40	8	220
17/VII	36 00	44 34	6	284	11/IX	36 00	53 12	6	210
20/VII	36 00	58 00	6	294	21/IX	36 00	7 20	8	230

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов В. Ф. и др. Географическое распределение общего содержания озона по измерениям на д/э «Обь» (ноябрь 1965 — январь 1966 г.). — Метеорология и гидрология, 1967, № 3.
2. Гушин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963.
3. Гушин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1964.
4. Гушин Г. П., Иванова Г. Ф. Горизонтальное распределение общего содержания озона в северной полушарии. — Труды ГГО, 1968, вып. 223.
5. Гушин Г. П. Об аэрозольной погрешности данных общего содержания атмосферного озона, полученных на озонметрических станциях СССР. — Труды ГГО, 1969, вып. 237.
6. Кузнецов Г. И. Атмосферный озон над тропическим поясом Атлантического океана. — ДАН СССР, т. 171, 1966, № 3.
7. Кузнецов Г. И., Хргиан А. Х. Атмосферный озон и его изменения, связанные с циркуляцией над Атлантическим океаном. — Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, т. 2, 1966, № 8.
8. Кузнецов Г. И., Хргиан А. Х. Общие черты распределения озона в атмосфере в период от МГГ до МГСС. — Метеорология и гидрология, 1968, № 3.
9. Шнееров Б. Е. Наблюдения над общим содержанием озона в атмосфере в период Третьей советской комплексной антарктической экспедиции (1957—1958 гг.). — Труды ГГО, 1960, вып. 105.
10. White W. C., Krueger A. J. Shipboard observations of total ozone from 38° N to 60° S. — J. Atmos. and Terr. Phys., 30, 1968, No. 9.

## О СВЯЗИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ АЭРОЗОЛЯ С ОБЩИМ СОДЕРЖАНИЕМ ВОДЯНОГО ПАРА

В 1970 г. в Воейково были организованы параллельные наблюдения за спектральной прозрачностью атмосферы и общим содержанием водяного пара. Наблюдения за спектральной прозрачностью и характеристиками атмосферных аэрозолей производились с помощью фильтрового прибора М-83 по методике, описанной в работах [1, 2]. Наблюдения за общим содержанием водяного пара производились по оптическому гигрометру, описание которого и методика работы с ним изложены в [3].

Для сопоставления результатов наблюдений были использованы безоблачные дни в мае — августе 1970 г.

Оптическая плотность аэрозоля  $\delta_\lambda$  измерялась в семи участках ультрафиолетовой и видимой области спектра в диапазоне 350—650 нм с погрешностью 4—10% [1, 2]. Общее содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы  $W_z$  находилось по измерению в полосе водяного пара 0,94 мкм и в промежутке между полосами с центром 1,01 мкм с погрешностью 6% [3].

На рис. 1 приводятся результаты измерений оптической плотности аэрозоля  $\delta_\lambda$  при  $\lambda=463$  нм (безразмерная величина) и общего содержания водяного пара  $W_z$  в см осажденной воды.

Как видно из рис. 1, рост общего содержания водяного пара  $W_z$  сопровождается в основном ростом оптической плотности аэрозоля  $\delta_\lambda$ . Однако связь между величинами  $W_z$  и  $\delta_\lambda$  не тесная, поскольку имеется заметный разброс точек. В частности, выделены группы точек 1, 2 и 3, которые наблюдались при высокой прозрачности и ветрах с северной составляющей. В это же время отмечалось повышенное общее содержание водяного пара, нарушившее отмеченную общую закономерность, при которой увеличение  $W_z$  сопровождается ростом  $\delta_\lambda$ . Сопоставление  $W_z$  с  $\delta_\lambda$ , где  $\lambda$  отлично от 463 нм, позволило сделать аналогичный вывод.

Приведенный здесь материал сравнений показывает, что для уточнения найденной здесь связи требуются дальнейшие наблюдения.

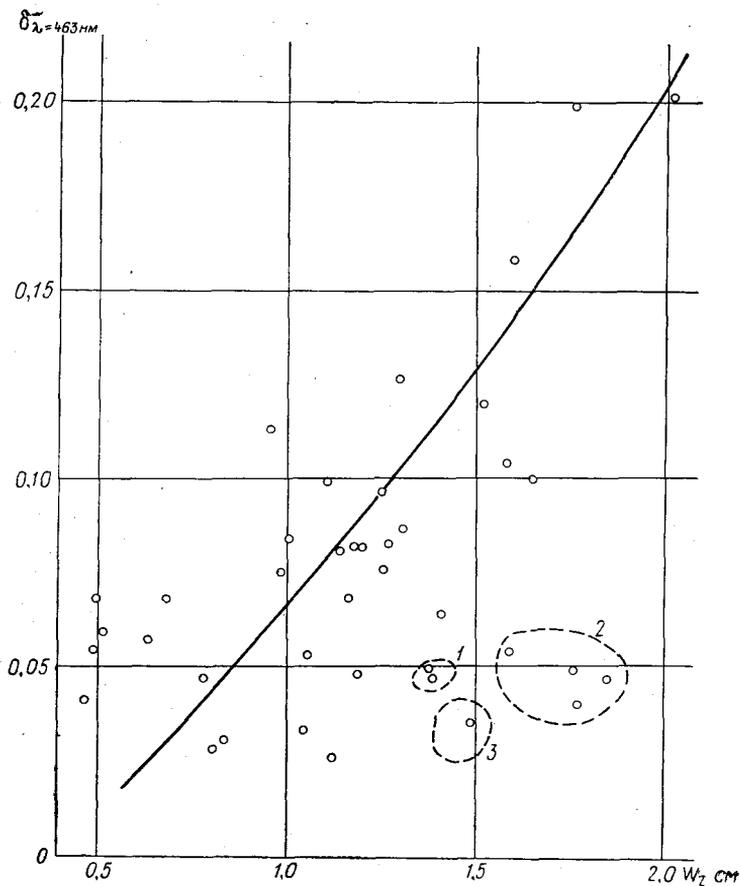


Рис. 1. Связь между оптической плотностью аэрозоля  $\delta_{\lambda=463 \text{ нм}}$  и общим содержанием водяного пара в атмосфере  $W_z$ . Воейково, май—август 1970 г.

1—19/VIII, ветер СВ; 2—21/VIII, ветер СВ; 3—5/VI, ветер С.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гушин Г. П. Спектрофотометрические исследования атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. — Труды ГГО, 1968, вып. 223.
2. Гушин Г. П., Павлюченкова Т. А., Ромашкина К. И. Оценка погрешности внеатмосферных спектральных постоянных, измеряемых прибором М-83. См. настоящий сборник.
3. Броунштейн А. М. Казакова К. В. Об оптическом определении общего содержания водяного пара в атмосфере. — Труды ГГО, 1969, вып. 237.

Г. П. ГУЩИН, Т. А. ПАВЛЮЧЕНКОВА, К. И. РОМАШКИНА

### ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ВНЕАТМОСФЕРНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ, ИЗМЕРЯЕМЫХ ПРИБОРОМ М-83

Спектральная прозрачность атмосферы  $p_\lambda$ , отнесенная к единичной воздушной массе, равна

$$p_\lambda = \left( \frac{F_\lambda}{F_{0,\lambda}} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (1)$$

где  $F_{0,\lambda}$  и  $F_\lambda$  — потоки излучения длиной волны  $\lambda$  (соответствует максимуму пропускания светофильтра),  $m$  — атмосферная масса.

Обычно расчет  $p_\lambda$  проводится путем логарифмирования выражения (1)

$$\lg p_\lambda = \frac{1}{m} (l_\lambda - l_{\lambda,0}), \quad (2)$$

где для удобства вводятся обозначения  $l_\lambda = \lg F_\lambda$ ,  $l_{\lambda,0} = \lg F_{\lambda,0}$ .

Определение  $l_{0,\lambda}$  производится по известной методике, основанной на построении прямых Бугера [1, 2]. Пример построения графика зависимости  $l_{\lambda,i}$  от  $m$  показан на рис. 1.

Величина  $l_{\lambda,0}$  обычно называется внеатмосферной спектральной постоянной. Имеются известные трудности при нахождении значений  $l_{\lambda,0}$  по этому методу. В ряде случаев предлагается измерения  $F_\lambda$  проводить в дни с очень высокой прозрачностью атмосферы; рекомендуется также проводить измерения  $F_\lambda$  в дни с высокой стабильностью оптических условий в атмосфере. На практике оказывается, что количество дней с указанными условиями составляет несколько единиц в год, причем распределение таких дней в году бывает случайным. Это обстоятельство накладывает повышенные требования к стабильности применяемых приборов (поскольку в величину  $l_{\lambda,0}$  входит в виде слагаемого постоянная прибора). Все изложенное очень сильно ограничивает возможности получения надежных значений  $l_{\lambda,0}$ .

В настоящей работе предлагается иной подход к решению задачи о нахождении надежных значений  $l_{\lambda,0}$ , основанный на статисти-

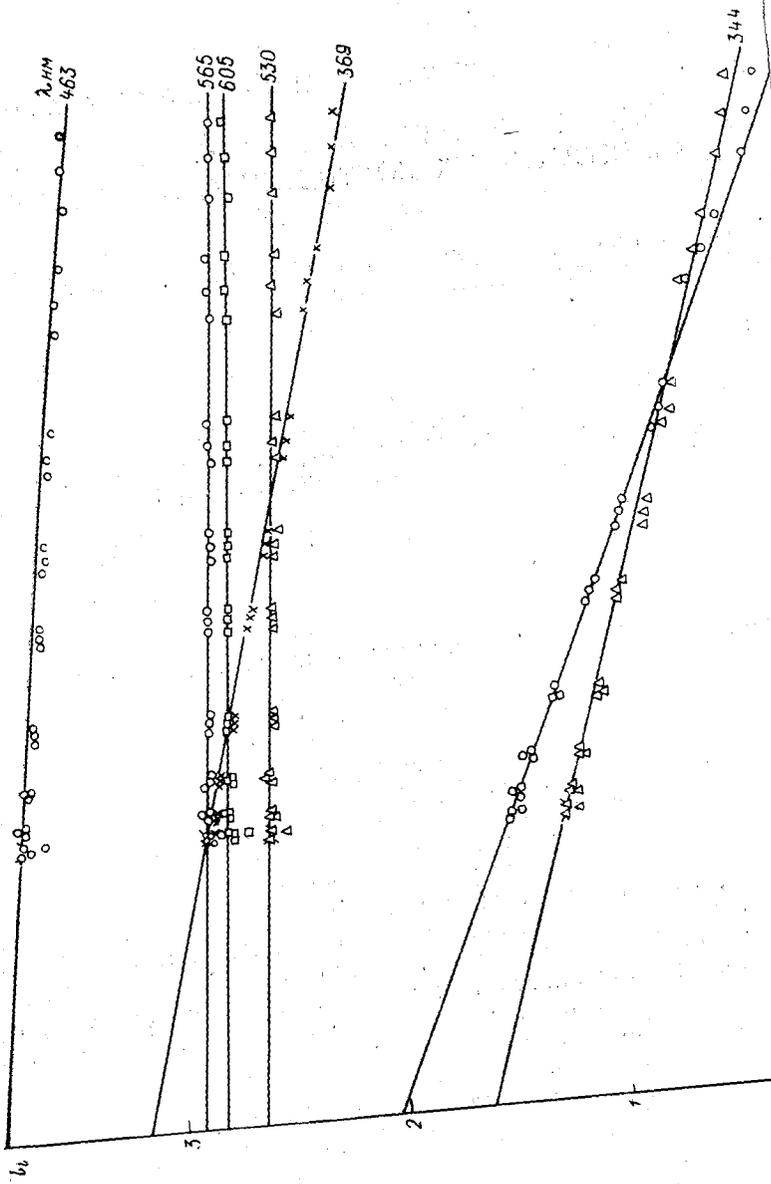


Рис. 1. Зависимость  $n$  от оптической массы  $m$ .  
Воейково, 10/VI 1971 г.

ческой обработке данных измерений. При этом определение значений  $l_{\lambda,0}$  производится в любой день, когда облака не закрывают диск Солнца и продолжительность солнечного сияния такова, что охватывает промежуток времени с изменением атмосферной массы более чем на две единицы. В этих условиях достаточно большой ряд значений  $l_{\lambda,0}$ , полученный в результате построения графиков с прямыми Бугера, следует считать состоящим из случайных и независимых друг от друга величин, к которым применима обычная статистическая обработка.

Цель статистической обработки состоит в том, чтобы определить надежные средние значения  $l_{\lambda,0}$  и оценить погрешность этой величины.

Обработка значений  $l_{\lambda,0}$  производится в два этапа. На первом этапе отбраковываются грубые ошибки  $l_{\lambda,0}$  (в том числе полученные вследствие нестабильности атмосферы). Для этого используется критерий Романовского [3].

Пусть произведено  $n+1$  измерений, причем  $n$  результатов не вызывает сомнений, а один —  $(n+1)$  кажется выпадающим из закономерного ряда. Обозначим этот результат  $l_{\lambda,0,n+1}$ . Проверка того, является ли значение  $l_{\lambda,0,n+1}$  следствием грубой ошибки, производится следующим образом.

Определяется среднее арифметическое значение для ряда измерений от  $l_{\lambda,0,1}$  до  $l_{\lambda,0,n}$  по формуле

$$\bar{l}_{\lambda,0} = \frac{\sum_{i=1}^n l_{\lambda,0,i}}{n} \quad (3)$$

и приближенное значение средней квадратической ошибки по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (l_{\lambda,0,i} - \bar{l}_{\lambda,0})^2}{n-1}} \quad (4)$$

Критерием того, что  $l_{\lambda,0,n+1}$  является результатом грубой ошибки, будет неравенство

$$|l_{\lambda,0,n+1} - \bar{l}_{\lambda,0}| > t \sigma, \quad (5)$$

где величина  $t$  определяется в зависимости от числа измерений  $n$  и значений вероятности  $\beta$ , которая представляет собой вероятность того, что результат  $l_{\lambda,0,n+1}$  появился за счет естественного случайного разброса измерений, а не является следствием грубой ошибки. В нашем случае выбрано значение  $\beta=0,05$ , при этом величины  $t$  будут следующими:

$n$ . . . . .	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	$\infty$
$t$ . . . . .	15,56	3,56	2,78	2,51	2,37	2,29	2,24	2,20	2,17	2,14	1,86

Использование критерия (5) основано на принципе практической невозможности маловероятных событий. Если имеется несколько выделяющихся результатов измерений, необходимо определить  $\bar{l}_{\lambda, 0}$  и  $\sigma$  без них, а затем оценить каждый результат, используя критерий (5).

В качестве примера использования критерия (5) приводится табл. 1, в которой дан ряд значений  $l_{\lambda, 0}$  для семи участков спек-

Таблица 1

Значения внеатмосферных постоянных  $l_{0, i}$   
Воейково. Май — июль 1971 г. Прибор М-83 № 94

Дата	$l_{0, 2}$	$l_{0, 3}$	$l_{0, 4}$	$l_{0, 5}$	$l_{0, 6}$	$l_{0, 7}$	$l_{0, 8}$
14/V	1,98	1,56	3,12	2,62	3,74	2,92	2,82
25/V	2,03	1,66	3,15	2,63	3,79	2,91	2,83
31/V	2,02	1,64	3,15	2,61	3,79	2,90	2,80
16/VI	1,95	1,58	3,10	2,61	3,76	2,90	2,81
21/VI	1,99	1,63	3,13	2,60	3,78	2,88	2,80
22/VI	2,03	1,63	3,15	2,64	3,81	2,91	2,83
23/VI	1,88	—	—	—	—	2,84	2,73
28/VI	1,90	1,56	—	—	—	2,80	2,77
10/VII	2,03	1,61	3,15	2,65	3,79	2,91	2,81
24/VII	2,05	1,63	3,09	2,61	—	—	—
26/VII	2,05	1,65	3,19	2,64	3,81	2,90	2,83
30/VII	1,96	1,59	3,10	2,62	3,75	2,88	2,79
31/VII	1,92	1,55	3,12	2,63	3,80	2,95	2,81
$\bar{l}_{0, i}$	1,98	1,61	3,13	2,62	3,78	2,89	2,80
$\sigma_{l_{0, i}}$	0,016	0,011	0,009	0,005	0,008	0,011	0,008
$\sigma_{l_{0, i}}$	0,058	0,038	0,030	0,016	0,024	0,040	0,029

ра, выделяемых светофильтрами прибора М-83, на которых длины волн, совпадающие с максимумами пропускания светофильтров, были равны:

№ участка спектра . . . . .	2	3	4	5	6	7	8
Длина волны, нм . . . . .	326	344	369	530	463	565	605

Значения  $l_{0, i}$  были получены в Воейково в мае — июле 1971 г.

В табл. 1 приведены также значения  $\bar{l}_{0, i}$ , найденные по формуле (3), и значения  $\sigma$ , найденные по формуле (5).

Таблица 2

Значения заатмосферных постоянных  $l_{0,i}$ 

Дата	$l_{0,2}$	$l_{0,3}$	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
Воейково. Май — июнь 1970 г. Прибор М-83 № 94.							
9/V	2,44	2,29	3,12	2,58	3,75	2,82	2,79
10/V	2,31	2,18	3,10	2,57	3,76	2,89	2,81
11/V	2,37	2,27	3,12	2,61	3,77	2,87	2,82
12/V	2,43	2,25	3,11	2,57	3,68	2,85	2,78
26/V	2,40	2,25	3,13	2,58	3,73	2,85	2,77
27/V	2,34	2,18	3,10	2,59	3,71	2,86	2,80
30/V	2,38	2,19	3,13	2,58	3,72	2,86	2,78
5/VI	2,45	2,28	—	—	—	—	—
24/VI	2,39	2,24	3,14	2,63	3,77	2,95	2,85
$\bar{l}_{0,i}$	2,39	2,24	3,12	2,59	3,74	2,87	2,80
$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,015	0,014	0,005	0,007	0,011	0,014	0,009

Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$	Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
Владивосток. Январь — март 1971 г. Прибор М-83 № 90											
2/1	2,80	2,04	3,57	2,38	2,43	24/II	2,81	2,07	3,73	2,46	2,45
7/1	2,76	1,92	—	2,41	2,41	27/II	2,77	2,08	3,75	2,45	2,52
8/1	2,70	1,89	3,60	—	2,36	28/II	2,70	1,97	3,62	2,36	2,39
11/1	2,79	2,00	—	2,47	2,43	5/III	2,71	2,04	3,73	2,51	2,47
14/1	2,84	2,09	3,72	—	—	8/III	—	1,96	3,64	2,41	2,37
19/1	—	2,08	3,77	2,51	2,52	9/III	—	2,01	3,65	2,34	2,36
22/1	2,79	1,97	3,60	2,38	2,40	11/III	2,75	2,02	3,69	2,41	2,39
24/1	2,73	1,94	3,60	2,37	2,41	14/III	2,80	2,04	3,78	2,43	2,44
25/1	2,87	2,07	—	2,51	2,48	15/III	2,86	2,08	3,68	2,44	2,41
26/1	—	2,12	3,78	2,54	2,51	16/III	2,70	1,95	3,68	2,36	2,34
29/1	2,89	2,06	—	2,51	2,43	22/III	2,93	2,05	—	2,51	2,49
2/II	2,90	2,08	3,79	2,53	2,53	$\bar{l}_{0,i}$	2,79	2,02	3,69	2,44	2,44
3/II	2,77	1,98	3,61	2,40	2,40	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,014	0,011	0,014	0,012	0,010
6/II	2,70	1,96	3,66	2,44	2,42	Карадаг. Июль — сентябрь 1970 г.					
10/II	2,81	2,06	3,76	2,36	2,36	5/VII	—	—	3,32	2,83	—
13/II	2,80	2,05	3,69	2,42	2,40	4/VII	3,08	2,55	3,30	2,79	2,79
19/II	2,81	2,05	3,71	2,47	2,47	6/VII	3,07	2,59	3,32	2,79	2,78
						12/VII	3,06	2,55	3,30	2,78	2,78

Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$	Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
15/VII	3,06	2,54	3,29	2,81	2,76	18/X	3,07	2,55	3,31	2,79	2,75
16/VII	3,05	2,55	3,27	2,80	2,76	17/X	3,07	2,55	3,32	2,79	2,77
17/VII	3,05	2,54	3,30	2,79	2,78	23/X	3,10	2,57	3,35	2,84	2,81
22/VII	3,08	2,52	3,28	2,78	2,76	$\bar{l}_{0,i}$	3,07	2,55	3,29	2,78	2,76
1/VIII	3,05	2,57	3,29	2,79	2,80	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,010	0,012	0,012	0,009	0,011
9/VIII	—	2,61	3,32	2,84	2,82	Сентябрь — ноябрь 1970 г.					
10/VIII	3,11	2,56	3,30	2,79	2,72	1/IX	3,04	2,52	3,24	2,79	2,74
11/VIII	3,15	2,61	3,34	2,79	2,81	8/IX	3,08	2,54	3,34	2,81	2,79
17/VIII	3,01	2,46	3,20	2,70	2,70	9/IX	3,06	2,56	3,30	2,78	2,74
18/VIII	3,05	2,52	3,27	2,76	2,75	13/IX	—	2,45	3,20	2,73	2,70
28/VIII	3,02	2,52	3,24	2,76	2,71	15/IX	—	2,63	3,36	2,81	2,83
29/VIII	3,06	2,52	3,28	2,78	2,75	19/IX	3,09	2,57	3,28	2,79	2,77
1/IX	3,04	2,52	3,24	2,79	2,74	8/X	—	2,66	—	2,82	2,78
8/IX	3,08	2,54	3,34	2,81	2,79	12/X	—	2,47	3,20	2,69	2,66
9/IX	3,06	2,56	3,30	2,78	2,74	18/X	3,07	2,55	3,31	2,79	2,75
13/IX	2,94	2,45	3,20	2,73	2,70	17/X	3,07	2,55	3,32	2,79	2,77
15/IX	3,18	2,63	3,36	2,81	2,83	23/X	3,10	2,57	3,35	2,84	2,81
19/IX	3,09	2,57	3,28	2,79	2,77	16/XI	3,05	2,54	3,40	2,78	2,76
$\bar{l}_{0,i}$	3,06	2,55	3,29	2,79	2,76	15/XI	3,06	2,56	3,27	2,82	2,81
$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,011	0,010	0,009	0,006	0,008	14/XI	3,07	2,53	3,37	2,83	2,79
Август — октябрь 1970 г.						27/XI	3,05	2,52	3,24	2,78	2,72
1/VIII	3,05	2,57	3,29	2,79	2,80	$\bar{l}_{0,i}$	3,07	2,55	3,30	2,79	2,76
9/VIII	—	2,61	3,32	2,84	2,82	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,005	0,013	0,017	0,010	0,012
10/VIII	3,11	2,56	3,30	2,79	2,72	Октябрь — декабрь 1970 г.					
11/VIII	3,15	2,61	3,34	2,79	2,81	8/X	—	—	3,45	2,82	2,78
17/VIII	3,01	2,46	3,20	2,70	2,70	12/X	—	2,47	3,20	2,69	2,66
18/VIII	3,05	2,52	3,27	2,76	2,75	18/X	3,07	2,55	3,31	2,79	2,75
28/VIII	3,02	2,52	3,24	2,76	2,71	17/X	3,07	2,55	3,32	2,79	2,77
29/VIII	3,06	2,52	3,28	2,78	2,75	23/X	3,10	2,57	3,35	2,84	2,81
1/IX	3,04	2,52	3,24	2,79	2,74	16/XI	3,05	2,54	3,40	2,78	2,76
8/IX	3,08	2,54	3,34	2,81	2,79	15/XI	3,06	2,56	3,27	2,82	2,81
9/IX	3,06	2,56	3,30	2,78	2,74	14/XI	3,07	2,53	3,37	2,83	2,79
13/IX	—	2,45	3,20	2,73	2,70	27/XI	3,05	2,52	3,24	2,78	2,72
15/IX	—	2,63	3,36	2,81	2,83	19/XII	3,11	2,59	3,38	2,82	2,75
19/IX	3,09	2,57	3,28	2,79	2,77	22/XII	3,06	2,58	3,36	2,82	2,79
8/X	—	—	—	2,82	2,78	$\bar{l}_{0,i}$	3,07	2,55	3,33	2,80	2,76
12/X	—	2,47	3,20	2,69	2,66	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,007	0,012	0,022	0,012	0,013

Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$	Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
Февраль — апрель 1971 г.						25/V	3,03	2,51	3,28	2,75	2,74
13/II	3,05	2,54	3,31	2,78	2,72	$\bar{l}_{0,i}$	3,08	2,55	3,33	2,79	2,76
5/II	3,13	2,61	3,38	2,82	2,76	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,011	0,007	0,011	0,009	0,008
4/III	3,12	2,58	3,46	2,79	2,73	Апрель — июнь 1971 г.					
14/III	3,02	2,53	3,32	2,75	2,74	1/IV	3,02	2,51	3,30	2,71	2,72
30/III	3,10	2,51	3,33	2,82	2,72	2/IV	3,07	2,53	3,33	2,80	2,76
1/IV	3,02	2,53	3,30	2,71	2,83	5/IV	3,03	2,52	3,32	2,77	2,73
2/IV	3,07	2,52	3,33	2,80	2,78	11/IV	3,06	2,54	3,35	2,77	2,74
5/IV	3,03	2,54	3,32	2,77	2,78	18/IV	3,03	2,53	3,31	2,76	2,72
11/IV	3,06	2,53	3,35	2,77	2,72	21/IV	3,13	2,59	3,33	2,85	2,83
18/IV	3,03	2,59	3,31	2,76	2,81	22/IV	3,10	2,58	3,31	2,80	2,78
21/IV	3,13	2,58	3,33	2,85	2,79	26/IV	3,14	2,56	3,39	2,81	2,78
22/IV	3,10	2,56	3,31	2,80	2,73	12/V	3,08	2,54	3,33	2,80	2,76
26/IV	3,14	2,55	3,39	2,81	2,78	13/V	3,12	2,59	3,33	2,80	2,77
$\bar{l}_{0,i}$	3,08	2,55	3,34	2,79	2,76	14/V	3,19	2,61	3,43	2,86	2,83
$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,013	0,008	0,012	0,010	0,010	17/V	3,05	2,53	3,30	2,82	2,79
Март — май 1971 г.						22/V	3,00	2,50	3,28	2,72	2,75
4/III	3,12	2,58	3,46	2,79	2,79	23/V	3,08	2,56	3,32	2,80	2,70
14/III	3,02	2,53	3,32	2,75	2,73	24/V	3,08	2,55	3,32	2,82	2,78
30/III	3,10	2,55	3,33	2,82	2,78	25/V	3,03	2,51	3,28	2,75	2,74
1/IV	3,02	2,51	3,30	2,71	2,72	6/VI	3,07	2,52	3,32	2,75	2,75
2/IV	3,07	2,53	3,33	2,80	2,76	7/VI	3,08	2,54	3,31	2,82	2,74
5/IV	3,03	2,52	3,32	2,77	2,73	8/VI	3,05	2,53	3,31	2,78	2,75
11/IV	3,06	2,54	3,35	2,77	2,74	12/VI	3,03	2,52	3,29	2,75	2,73
18/IV	3,03	2,53	3,31	2,76	2,72	13/VI	2,97	2,47	3,23	2,73	2,68
21/IV	3,13	2,59	3,33	2,85	2,83	14/VI	3,00	2,49	3,26	2,75	2,73
22/IV	3,10	2,58	3,31	2,80	2,78	16/VI	3,07	2,52	3,30	2,76	2,71
26/IV	3,14	2,56	3,39	2,81	2,78	18/VI	3,01	2,50	3,28	2,70	2,67
12/V	3,08	2,54	3,33	2,80	2,76	26/VI	3,09	2,56	3,31	2,80	2,76
13/V	3,12	2,59	3,33	2,80	2,77	27/VI	2,98	2,50	3,20	2,75	2,72
14/V	3,19	2,61	3,43	2,86	2,83	$\bar{l}_{0,i}$	3,06	2,54	3,31	2,78	2,75
17/V	3,05	2,53	3,30	2,82	2,79	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,008	0,007	0,009	0,008	0,008
22/V	3,00	2,50	3,28	2,72	2,70	Чарджоу. Апрель — июнь 1971 г.					
23/V	3,08	2,56	3,32	2,80	2,75	6/IV	—	2,64	3,43	2,85	2,74
24/V	3,08	2,55	3,32	2,82	2,78	13/IV	3,22	2,59	3,44	2,85	2,75
						29/IV	3,19	2,53	—	2,81	2,65
						1/V	3,27	2,67	3,40	2,87	2,74

Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$	Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
2/V	3,31	2,64	3,41	2,87	2,74	13/VI	3,20	2,56	3,47	2,76	2,63
3/V	3,25	2,57	3,39	2,80	2,75	15/VI	3,26	2,53	3,52	2,78	2,75
4/V	3,24	2,59	3,32	2,82	2,73	21/VI	3,17	2,47	3,46	2,72	2,59
5/V	3,24	2,58	3,35	2,81	2,70	22/VI	3,17	2,49	3,40	2,78	2,67
6/V	3,27	2,59	3,42	2,80	2,71	25/VI	—	2,45	3,37	2,70	2,59
9/V	3,28	2,61	3,39	2,83	2,73	1/VII	3,33	2,60	3,64	2,84	2,77
15/V	3,28	2,65	3,40	2,80	2,76	3/VII	3,27	2,63	3,58	2,85	2,74
21/V	3,26	2,59	3,40	2,84	2,72	4/VII	3,25	2,57	3,61	2,84	2,72
22/V	3,31	2,58	3,37	2,86	2,78	6/VII	3,30	2,58	3,59	2,83	2,72
1/VI	3,20	2,55	3,45	2,79	2,69	8/VII	3,23	2,53	3,59	2,78	2,71
2/VI	3,17	2,47	3,43	2,73	2,62	14/VII	3,32	2,60	3,68	2,85	2,74
7/VI	—	2,59	—	2,89	2,77	16/VII	3,23	2,55	3,55	2,79	2,71
11/VI	3,24	2,58	3,55	2,80	2,70	19/VII	3,28	2,59	3,64	2,85	2,73
13/VI	3,22	2,55	3,51	2,78	2,73	22/VII	3,23	2,57	3,61	2,78	2,71
15/VI	3,20	2,56	3,47	2,76	2,63	29/VII	3,32	2,60	3,71	2,87	2,76
21/VI	3,26	2,53	3,52	2,78	2,75	$\bar{l}_{0,i}$	3,25	2,57	3,49	2,81	2,71
22/VI	3,17	2,47	3,46	2,72	2,59	$\sigma_{l_{0,i}}$	0,009	0,009	0,020	0,009	0,009
25/VI	3,17	2,49	3,40	2,78	2,67	Июнь — август 1971 г.					
8/VI	—	2,45	3,37	2,70	2,59	1/VI	3,20	2,55	3,45	2,79	2,69
$\bar{l}_{0,i}$	3,24	2,57	3,42	2,81	2,71	2/VI	3,17	2,47	3,43	2,73	2,62
$\sigma_{l_{0,i}}$	0,010	0,012	0,012	0,010	0,012	7/VI	—	2,59	3,61	2,89	2,77
Май — июль 1971 г.						8/VI	3,24	2,58	3,55	2,80	2,70
1/V	3,27	2,67	3,40	2,87	2,74	11/VI	3,22	2,55	3,51	2,78	2,73
2/V	3,31	2,64	3,41	2,87	2,74	13/VI	3,20	2,56	3,47	2,76	2,63
3/V	3,25	2,57	3,39	2,80	2,75	15/VI	3,26	2,53	3,52	2,78	2,75
4/V	3,24	2,59	3,32	2,82	2,73	21/VI	3,17	2,47	3,46	2,72	2,59
5/V	3,24	2,58	3,35	2,81	2,70	22/VI	3,17	2,49	—	2,78	2,67
6/V	3,27	2,59	3,42	2,80	2,71	25/VI	—	2,45	—	2,70	2,59
9/V	3,28	2,61	3,39	2,83	2,73	1/VII	3,33	2,60	3,64	2,84	2,77
15/V	3,28	2,65	3,40	2,80	2,76	3/VII	3,27	2,63	3,58	2,85	2,74
21/V	3,26	2,59	3,40	2,84	2,72	4/VII	3,25	2,57	3,61	2,84	2,72
22/V	3,31	2,58	3,37	2,86	2,78	6/VII	3,30	2,58	3,59	2,83	2,72
1/VI	3,20	2,55	3,45	2,79	2,69	8/VII	3,23	2,53	3,59	2,78	2,71
2/VI	3,17	2,47	3,43	2,73	2,62	14/VII	3,32	2,60	—	2,85	2,74
7/VI	—	2,59	3,61	2,89	2,77	16/VII	3,23	2,55	3,55	2,79	2,71
8/VI	3,24	2,58	3,55	2,80	2,70	19/VII	3,28	2,59	3,64	2,85	2,73
11/VI	3,22	2,55	3,51	2,78	2,73	22/VII	3,23	2,57	3,61	2,78	2,71

Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$	Дата	$l_{0,4}$	$l_{0,5}$	$l_{0,6}$	$l_{0,7}$	$l_{0,8}$
/VII	3,32	2,60	—	2,87	2,76	11/VIII	3,29	2,58	3,61	2,85	2,73
/VIII	3,18	2,50	3,59	2,78	2,68	14/VIII	3,28	2,52	3,55	2,79	2,76
/VIII	3,24	2,52	3,59	2,83	2,72	15/VIII	3,34	2,60	3,62	2,88	2,78
/VIII	3,22	2,54	3,53	2,83	2,75	$\bar{l}_{0,i}$	3,25	2,55	3,56	2,81	2,71
/VIII	3,26	2,54	3,60	2,80	2,72	$\sigma_{\bar{l}_{0,i}}$	0,010	0,009	0,012	0,009	0,010
/VIII	3,24	2,54	3,60	2,84	2,75						

Из табл. 1 видно, что за 24/VII 1971 г. некоторые значения  $l_{0,i}$  не приведены. Эти значения были равны  $l_{0,6}=3,92$ ,  $l_{0,7}=2,99$  и  $l_{0,8}=2,88$ . К ним был применен критерий (5) и приведенные выше значения  $t$ , получено:

для  $l_{0,6}$

$$|3,92 - 3,78| > 2,29 \cdot 0,024,$$

т.к. куда

$$0,14 > 0,05;$$

для  $l_{0,7}$

$$|2,99 - 2,89| > 2,29 \cdot 0,040,$$

т.к. куда

$$0,10 > 0,09;$$

для  $l_{0,8}$

$$|2,88 - 2,80| > 2,29 \cdot 0,029,$$

т.к. куда

$$0,08 > 0,07.$$

Таким образом, все три значения  $l_{0,i}$  оказались забракованными. Однако грубые ошибки измерений встречаются лишь в единичных случаях.

Во втором этапе обработки результатов определения  $l_{0,\lambda}$  входят погрешности величин  $\bar{l}_{0,\lambda}$ .

Определение погрешности величины  $\bar{l}_{0,\lambda}$  производилось по формуле

$$\sigma_{\bar{l}_{0,\lambda}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (l_{0,\lambda,i} - \bar{l}_{0,\lambda})^2}{n(n-1)}} \quad (6)$$

Результаты расчетов величин  $\sigma_{\bar{l}_{0,\lambda}}$ ,  $l_{0,i}$  и  $\bar{l}_{0,i}$  для Воейково, Владивостока, Карадага и Чарджоу приведены в табл. 2, из которой видно, что погрешность значения  $\bar{l}_{0,i}$  во всех пунктах близка к 0,01. Для погрешностей значения  $\bar{l}_{0,i}$ , больших 0,01, следует произвести

дополнительные измерения  $t_i$  и определения  $\bar{l}_{0,i}$  и снова найти погрешность значения  $\bar{l}_{0,i}$  по формуле (6).

За последние годы уменьшение значений погрешности  $\bar{l}_{0,i}$  произошло вследствие того, что в приборе М-83 (на блоке для ночных измерений и контроля) стали применять миллиамперметры М-90 вместо микроамперметров М-24, что позволило заметно уменьшить температурную погрешность.

Для характеристики устойчивости значений  $\bar{l}_{0,i}$  производится табл. 3 из которой следует, что значения  $\bar{l}_{0,i}$  немного увеличива-

Таблица

Средние месячные значения  $\bar{l}_{0,i}$  (в скобках дано число случаев).  
Карадаг, 1970 гг., прибор М-83 №125

$\bar{l}_{0,i}$	VIII	IX	X	XI	XII
$\bar{l}_{0,4}$	3,06 (7)	3,07 (4)	3,08 (3)	3,06 (4)	3,08 (2)
$\bar{l}_{0,5}$	2,55 (8)	2,54 (6)	2,53 (4)	2,54 (4)	2,58 (2)
$\bar{l}_{0,6}$	3,28 (8)	3,29 (6)	3,33 (5)	3,32 (4)	3,37 (2)
$\bar{l}_{0,7}$	2,78 (8)	2,79 (6)	2,79 (5)	2,80 (4)	2,82 (2)
$\bar{l}_{0,8}$	2,76 (8)	2,76 (6)	2,75 (5)	2,77 (4)	2,77 (2)

ются от лета к зиме, что соответствует увеличению солнечной радиации зимой вследствие орбитального движения Земли вокруг Солнца.

Учитывая, что  $\lg F_{0,\lambda} = l_{0,\lambda}$  и зная погрешность измерения  $\bar{l}_{0,\lambda}$ , можно оценить погрешность  $\bar{F}_{0,\lambda}$ .

Абсолютная ошибка  $\Delta \bar{F}_{0,\lambda}$  вычисляется по формуле

$$\Delta \bar{F}_{0,\lambda} = 2,3 \bar{F}_{0,\lambda} \Delta \bar{l}_{0,\lambda}, \quad (7)$$

а относительная

$$\frac{\Delta \bar{F}_{0,\lambda}}{\bar{F}_{0,\lambda}} = 2,3 \Delta \bar{l}_{0,\lambda} \cdot 100\%. \quad (8)$$

Из табл. 4 видно, что для средних условий измерений  $\bar{F}_{0,i}$  относительная погрешность этой величины изменяется в пределах 1—4%.

Указанная величина погрешности  $\bar{F}_{0,i}$  позволяет оценить погрешность измерения спектральной прозрачности атмосферы  $\mu$  и оптической плотности аэрозоля  $\sigma_\lambda$ . Если считать (а это довольно справедливо), что погрешность  $F_\lambda$  равна 2%, а погрешность

величины  $m$  равна 0,2%, то относительная погрешность величины  $p_\lambda$  на основании (1) будет составлять (для  $m=2$ )

$$\frac{\Delta p_\lambda}{p_\lambda} = \frac{1}{m} \left( \frac{\Delta F_\lambda}{F_\lambda} + \frac{\Delta F_{0,\lambda}}{F_{0,\lambda}} \right) + \ln p_\lambda \frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{2} (2 + 2) + 0,1 = 2,1\%.$$

Абсолютная погрешность оптической плотности аэрозоля  $\Delta \delta_\lambda$  выводится из формулы

$$\delta_\lambda = \frac{l_{0,\lambda} - l_\lambda}{m} - \beta_\lambda - \Omega \alpha_\lambda, \quad (9)$$

где  $\beta_\lambda$  — оптическая плотность молекулярной атмосферы,  $\Omega$  — общее содержание атмосферного озона,  $\alpha_\lambda$  — показатель поглощения озона.

Т а б л и ц а 4

Погрешность значений  $\bar{F}_{0,i}$   
Воейково, Май—июль 1971 г. Прибор М-83 №94.

№ свето-фильтра	$\bar{l}_{0,i}$	$\bar{F}_{0,i}$	$\Delta \bar{F}_{0,i}$	$\frac{\Delta \bar{F}_{0,i}}{\bar{F}_{0,i}} \cdot 100\%$
2	1,98	95,5	3,5	3,7
3	1,61	40,8	1,3	2,5
4	3,13	1350	28	2,1
5	2,62	416	4,8	1,2
6	3,78	6020	111	1,8
7	2,89	776	19,6	2,5
8	2,80	630	11,6	1,8
Среднее				2,2

Из формулы (9) после дифференцирования получим

$$\Delta \delta = \frac{1}{m} (\Delta l_{0,\lambda} + \Delta l_\lambda) + \frac{l_{0,\lambda} - l_\lambda}{m} \frac{\Delta m}{m} + \Delta \beta_\lambda + \Omega \Delta \alpha_\lambda + \alpha_\lambda \Delta \Omega. \quad (10)$$

Откуда при  $m=2$ ,  $\Delta l_{0,\lambda}=0,01$ ,  $\Delta l_\lambda=0,01$ ,  $\Delta m=0,002$ ,  $\Delta \beta_\lambda=0,001$ ,  $\Delta \alpha_\lambda=0,002$ ,  $\Delta \Omega=0,005$  будем иметь

$$\Delta \delta_\lambda = 0,01 + 0,001 + 0,001 + 0,001 + 0,001 = 0,014 \approx 0,01.$$

Следовательно, для средних условий предельная относительная погрешность спектральной прозрачности атмосферы, измеряемая прибором М-83, равна 2%, а предельная абсолютная погрешность оптической плотности атмосферы равна 0,01.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гушин Г. П. Спектрофотометрические исследования характеристик атмосферного аэрозоля в различных географических районах СССР. — Труды ГГО, 1968, вып. 223.
2. Гушин Г. П. Исследования атмосферного озона. Л., Гидрометеониздат, 1963.
3. Руководство к лабораторным работам по экспериментальной физике атмосферы. Под ред. Л. Г. Качурина и А. И. Мержиевского. Л. Гидрометеониздат, 1969.

Г. П. ГУЩИН.

## ТЕРМИНОЛОГИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКЕ И ОЗОНОМЕТРИИ

Применяемая в настоящее время терминология и обозначения в научных работах по атмосферной оптике и озонOMETРИИ отличается большим разнообразием, что часто затрудняет чтение и понимание изложения. Несовпадения терминологии и обозначений одной и той же величины, различное толкование одного и того же термина нередко встречается в трудах авторов, работающих в одном и том же научном учреждении и тем более в разных научных учреждениях. Несовпадения и разночтения встречаются также в учебной и научно-методической литературе по атмосферной оптике и озонOMETРИИ. Ввиду этого сейчас назрела настоятельная необходимость унифицировать и стандартизировать терминологию и обозначения, применяемые в этой области науки. Поэтому автор взял на себя труд составить предлагаемый проект терминологии и обозначений в атмосферной оптике и озонOMETРИИ, который построен по материалам научной литературы и работ, посвященных этим вопросам.

При составлении проекта терминологии и обозначений автор руководствовался сборником [1], в котором опубликована терминология по разделу физической оптики, рекомендованная Комитетом научно-технической терминологии АН СССР. Кроме того, в проекте широко использовался «Международный светотехнический словарь» [2]. К терминологии, опубликованной в [1] и [2] были добавлены термины, часто употребляемые в литературе и работах по атмосферной оптике и озонOMETРИИ.

Схема построения изложения терминов в настоящей работе совпадает со схемой, примененной в «Международном светотехническом словаре» [2].

Сначала приводится название термина. Ниже дается параллельный термин, если он имеется, и в некоторых редких случаях второй параллельный термин. Затем приводится определение термина, его буквенное обозначение, определяющая формула и единица измерения. Буквенные обозначения, определяющие формулы и единицы измерений, даны, естественно, только для тех терминов,

которые представляют определенную величину. Единицы измерения не указываются в тех случаях, когда соответствующий термин представляет величину с нулевой размерностью.

В соответствии с рекомендациями [1] в настоящем проекте используется ряд терминов, для которых определяющей является формула Бугера с основанием 10 (например, «показатель ослабления», «показатель поглощения» и др.).

Термин «оптическая толщина» не используется в данном проекте, поскольку вместо него в соответствии с рекомендациями [1], и [2] применяется термин «оптическая плотность». Термины, начинающиеся со слова «коэффициент», представляют собой в согласии с [1] отношения однородных величин (например, «коэффициент поглощения» и др.).

Значительную трудность вызвала работа по подбору букв для обозначения терминов, поскольку существующие обозначения одних и тех же терминов у разных авторов значительно отличаются друг от друга. При обозначении терминов автор руководствовался в основном «Международным светотехническим словарем» [2], а также действующим ГОСТ 7601-55 [3].

Предлагаемый проект нуждается в обсуждении, улучшении и дополнении. В связи с этим просим замечания к публикуемому проекту присылать по адресу: г. Ленинград, К-18, Карбышева, 7, Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова, Гушину Г. П.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Физическая оптика. Терминология. Сборник рекомендуемых терминов. М. «Наука», 1970, вып. 79.
2. Международный светотехнический словарь. Светотехника, М., «Энергия», 1971, № 1—12.
3. Бурдун Г. Д. Справочник по международной системе единиц. М., Издательство стандартов, 1971.

# АТМОСФЕРНАЯ ОПТИКА И ОЗОНОМЕТРИЯ

## ТЕРМИНОЛОГИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ

### РАЗДЕЛ I

#### Оптическое излучение. Основные понятия, величины

1. Оптическое излучение  
Свет  
Электромагнитное излучение с длинами волн, расположенными в диапазоне от 0,01 нм до 1 см (оптическом диапазоне).  
Примечание к терминам 1, 7, 8, 9, 120, 121. Указанные границы диапазонов длин волн условны, а сами длины волн даны для вакуума.
2. Энергия излучения.  
Лучистая энергия  
Энергия, переносимая излучением  
Обозначение:  $Q_e$   
Единица: Дж
3. Поток излучения  
Средняя мощность оптического излучения за время, значительно большее периода световых колебаний  
Обозначение:  $\Phi_e, F_e$   
Единица: Вт
4. Оптический спектр  
Совокупность монохроматических излучений, составляющих данное излучение
5. Монохроматическое излучение  
Оптическое излучение, характеризующееся какой-либо одной частотой световых колебаний
6. Немонохроматическое излучение  
Интегральное излучение  
Оптическое излучение, характеризующееся совокупностью частот световых колебаний
7. Ультрафиолетовое излучение  
Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне от 5 до 400 нм  
Примечания: 1. Ультрафиолетовое излучение условно делится на следующие диапазоны длин волн: С — от 100 до 280 нм, В — от 280 до 315 нм, А — от 315 до 400 нм.  
2. В некоторых случаях ультрафиолетовое излучение условно разделяют на три диапазона: близкий ультрафиолет (300—400 нм), далекий (200—300 нм), вакуумный (5—200 нм).
8. Видимое излучение  
Свет  
Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне от 400 до 760 нм  
Примечание. Термин «свет» имеет два значения: более широкое (см. 1) и более узкое (см. 8). Такая неоднозначность термина отражает сложившееся положение в оптике.
9. Инфракрасное излучение  
Оптическое излучение, характеризующееся длинами волн, расположенными в диапазоне от 760 нм до 1 см
10. Световые волны  
Электромагнитные волны в оптическом диапазоне частот
11. Когерентные световые волны  
Световые волны, имеющие постоянную разность фаз световых колебаний в течение данного отрезка времени

12. Период  
Минимальный интервал независимой переменной, после которого воспроизводятся такие же характеристики периодического явления  
Примечание. В процессе излучения время является независимой переменной.  
Обозначение:  $T$   
Единица: с (секунда)
13. Частота  
Величина, обратная периоду  
Обозначение:  $f$ ;  $f = \frac{1}{T}$   
Единица: Гц
14. Длина световой волны  
Расстояние, на которое распространяется в данной среде фронт монохроматической световой волны за один период световых колебаний  
Обозначение:  $\lambda$ ;  $\lambda = cT$ , где  $c$  — скорость света  
Единица: мкм, нм
15. Волновое число  
Величина, обратная длине световой волны  
Обозначение:  $\nu$ ;  $\nu = \frac{1}{\lambda}$   
Единица: см<sup>-1</sup>
16. Световой луч  
Линия, вдоль которой распространяется световая энергия
17. Поляризация света  
Свойство света, характеризующееся пространственно-временной упорядоченностью ориентации магнитного и электрического векторов  
Примечания: 1. В зависимости от вида упорядоченности ориентации векторов различают: линейную, эллиптическую и круговую поляризацию света.  
2. Под термином «поляризация света» понимают также процесс получения поляризованного света.
18. Деполяризация  
Уменьшение степени поляризации света
19. Степень поляризации  
Отношение интенсивности поляризованной составляющей частично поляризованного света к полной его интенсивности  
Обозначение:  $P$ ;  $P = \frac{I_p}{I}$
20. Фотон  
Элементарная частица света
21. Световой квант  
Энергия фотона
22. Интерференция света  
Интерференция  
Явление, возникающее при сложении световых волн и состоящее в том, что интенсивность результирующей световой волны в зависимости от разности фаз складывающихся волн может быть больше или меньше сумм их интенсивностей
23. Дифракция света  
Дифракция  
Обусловленное волновой природой света явление отклонения от законов распространения света геометрической оптики, возникающее при прохождении света в среде с резкими оптическими неоднородностями
24. Излучение света  
Испускание света  
Процесс, в результате которого возникают световые волны  
Иначе: процесс испускания фотонов
25. Тепловое излучение  
Температурное излучение

Оптическое излучение, возникающее за счет тепловой энергии излучающей системы

26. Вынужденное излучение  
Индукцированное излучение  
Стимулированное излучение  
Оптическое излучение, возникающее под действием другого излучения, падающего на излучающую систему (атом, ион, молекулу), и характеризующее тем, что имеет такие же частоту и направление, как и это излучение, а также согласовано с ним по фазе.
27. Люминесценция  
Спонтанное излучение вещества, возбужденного за счет любого вида энергии, кроме тепловой
28. Фосфоресценция  
Люминесценция, возникающая при дополнительной активации возбужденного вещества каким-либо видом энергии, в том числе и тепловой
29. Хемилюминесценция  
Люминесценция, возникающая за счет энергии, выделяемой при химической реакции, протекающей в той же среде

Примечание. Термины 24—29 могут применяться для обозначения как процессов излучения, так и результатов излучения.

30. Интенсивность излучения  
Интенсивность света  
Величина, пропорциональная квадрату амплитуды световых колебаний
31. Плотность энергии излучения  
Энергия излучения, отнесенная к единице объема

Обозначение:  $U$ ;  $U = \frac{Q_e}{V}$

Единица: Дж·м<sup>-3</sup>

32. Энергетическая сила света  
Поток излучения в данном направлении, отнесенный к единичному телесному углу

Обозначение:  $I_e$ ;  $I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}$

Единица Вт·ср<sup>-1</sup>

Примечание. В некоторых случаях определяющая формула энергетической силы света применяется в дифференциальном виде  $I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega}$ . Дифференциальный вид определяющих формул применяется также для терминов 31, 33, 34, 195, 197, 198.

33. Энергетическая светимость  
Поток излучения, отнесенный к единице излучающей поверхности

Обозначение:  $M_e$ ;  $M_e = \frac{\Phi_e}{S}$

Единица: Вт·м<sup>-2</sup>

34. Энергетическая освещенность  
Поток излучения, падающий на поверхность, отнесенный к единице ее площади

Обозначение:  $E_e$ ;  $E_e = \frac{\Phi_e}{S}$

Единица: Вт·м<sup>-2</sup>

35. Энергетическая яркость  
Поток излучения, проходящего через поверхность в данном направлении, отнесенный к единичному телесному углу и к единичной площади, перпендикулярной направлению распространения излучения

Обозначение:  $L_e$ ;  $L_e = \frac{dI_e}{dS \cos\varphi}$ , где  $dS$  — элемент поверхности,  $\varphi$  — угол

между осью телесного угла и нормалью к  $dS$

Единица: Вт · м<sup>-2</sup> · ср<sup>-1</sup>

36. Спектральная плотность энергетической яркости

Предел отношения энергетической яркости, соответствующей узкому участку оптического спектра к ширине этого участка

Обозначение:  $L_{e,\lambda}; L_{e,\lambda} = \frac{dL_e}{d\lambda}$

Единица: Вт · м<sup>-3</sup> · ср<sup>-1</sup>

Примечание. Аналогично образуются термины других энергетических величин, например, «спектральная плотность потока излучения», «спектральная плотность энергетической силы света» и т. д.

37. Энергетическая экспозиция

Поверхностная плотность энергии падающего излучения

Обозначение:  $H_e; H_e = \frac{dQ_e}{dS} = \int E_e dt$

Единица: Дж · м<sup>-2</sup>

Примечания: 1. Прежнее название — количество облучения.  
2. Эквивалентное определение: произведение энергетической освещенности на длительность облучения.  
3. В ультрафиолетовой терапии и фотобиологии эта величина называется «дозой».

38. Абсолютно черное тело

Черное тело

Тело, коэффициент поглощения (см. 82) которого равен единице для всех частот, направлений распространения и поляризаций световых волн

39. Яркостная температура

Температура абсолютно черного тела, при которой его спектральная плотность энергетической яркости для какой-либо длины волны равна спектральной плотности энергетической яркости данного источника для той же длины волны

40. Цветовая температура

Температура абсолютно черного тела, при которой относительные распределения спектральной плотности энергетической яркости этого тела и данного источника максимально близки в видимой области спектра

41. Радиационная температура

Температура, при которой черное тело имеет ту же тепловую энергетическую светимость, что и рассматриваемое тело

Обозначение:  $T_r$

Единица: К (Кельвин)

42. Коэффициент излучения

Коэффициент черноты

Величина, равная отношению энергетической светимости тела к энергетической светимости абсолютно черного тела при одинаковой их температуре

Обозначение:  $\varepsilon; \varepsilon = \frac{M_e}{M_{e,b}}$

43. Спектр испускания

Спектр излучения, испускаемого источником света

44. Спектр поглощения

Спектр излучения, поглощенного веществом

45. Спектральная линия испускания

Спектр испускания, занимающий узкий интервал, ширина которого много меньше средней частоты световых колебаний в этом интервале

46. Спектральная линия поглощения

Спектр поглощения, занимающий узкий интервал, ширина которого много меньше средней частоты световых колебаний в этом интервале

47. Глубина в линии поглощения

Величина, равная спектральному коэффициенту поглощения в линии поглощения

48. Ширина спектральной линии

Полуширина спектральной линии

Величина, равная интервалу между точками в спектральной линии, в которых интенсивность линии испускания или глубина линии поглощения равна половине максимальной величины

Обозначение:  $\Delta\lambda$ ;  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ , где  $I(\lambda_1) = I(\lambda_2) = \frac{1}{2} I_{\max}$

Единица: нм

49. Линейчатый спектр

Спектр, состоящий из спектральных линий испускания или спектральных линий поглощения

50. Непрерывный спектр

Сплошной спектр

Спектр испускания или спектр поглощения, непрерывно занимающий интервал частот, сравнимый со средней частотой световых колебаний

51. Вращательный спектр

Спектр, возникший в результате квантовых переходов, при которых изменяется только энергия вращения молекул

52. Вращательно-колебательный спектр

Спектр, возникающий в результате квантовых переходов, при которых изменяется энергия колебательного и вращательного движения молекул

53. Электронный спектр

Спектр, возникающий в результате квантовых переходов, при которых изменяется энергия электронной оболочки молекул

54. Закон Планка

Закон, выражающий зависимость спектральной плотности энергетической светимости черного тела от длины волны и температуры.

Для всего испускаемого излучения (неполяризованного)

$$M_{e,\lambda}(\lambda, T) = \frac{\partial M_e(\lambda, T)}{\partial \lambda} = c_1 \lambda^{-5} \left( e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1};$$

$$c_1 = 2\pi h c^2 = (3,74150 \pm 0,0003) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = (1,43879 \pm 0,00019) \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К},$$

где длина волны  $\lambda$  выражена в метрах,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света в пустоте,  $T$  — абсолютная температура,  $k$  — постоянная Больцмана

55. Закон Стефана-Больцмана

Закон, определяющий соотношение между энергетической светимостью черного тела и его температурой

$$M_e = \sigma T^4;$$

$$\sigma = \frac{2\pi^5 R^4}{15hc^2} = (5,6697 \pm 0,0029) \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$$

## РАЗДЕЛ 2

### Распространение света в средах

56. Оптически изотропная среда

Изотропная среда

Среда, в которой скорость распространения света одинакова во всех направлениях

57. Мутная среда

Среда, в которой происходит рассеяние света

58. Преломление света

Рефракция

Изменение направления распространения света при прохождении через гра-

- ницу раздела двух сред или в среде с переменным от точки к точке коэффициентом преломления (см. 78)
59. Поглощение света  
Ослабление света при прохождении через вещество вследствие превращения световой энергии в другие виды энергии
  60. Отражение света  
Явление, состоящее в том, что свет, падающий на поверхность раздела двух сред с различными коэффициентами преломления (см. 78), частично или полностью возвращается в среду, из которой он падает
  61. Оптически гладкая поверхность  
Зеркальная поверхность  
Поверхность, радиус кривизны которой при переходе вдоль поверхности на расстояния, равные длине световой волны, может испытывать изменения, только много меньшие
  62. Зеркальное отражение  
Отражение света от оптически гладкой поверхности
  63. Шероховатая поверхность  
Поверхность, радиус кривизны которой при переходе вдоль поверхности на расстояния, равные длине световой волны, испытывает изменения, сравнимые с длиной световой волны
  64. Диффузное отражение  
Отражение света от шероховатой поверхности
  65. Полное внутреннее отражение  
Отражение света от среды оптически менее плотной с полным возвращением в среду, из которой он падает
  66. Угол падения  
Угол, образуемый световым лучом, падающим на поверхность раздела двух сред, и нормалью к этой поверхности в точке падения
  67. Угол отражения  
Угол, образуемый световым лучом, отраженным от поверхности раздела двух сред и нормалью к этой поверхности в точке отражения
  68. Угол преломления  
Угол, образуемый световым лучом, преломленным на поверхности раздела двух сред, и нормалью к этой поверхности в точке преломления  

Примечание. Угол падения, угол отражения и угол преломления отсчитываются от соответствующей нормали и по своей величине не превышают  $\pi/2$ .
  69. Плоскость падения  
Плоскость, содержащая падающий световой луч и нормаль к элементу поверхности в точке падения
  70. Пропускание  
Прохождение излучения сквозь среду без изменения частот составляющих его монохроматических излучений
  71. Направленное пропускание  
Пропускание без элементов рассеяния
  72. Диффузное пропускание  
Пропускание, в котором нет заметных элементов преломления, направленного пропускания и пропущенный свет рассеивается.
  73. Рассеяние света  
Явление, при котором распространяющийся в среде направленный световой пучок отклоняется по всевозможным направлениям
  74. Релеевское рассеяние  
Рассеяние излучения при его прохождении через среду, содержащую частицы, размеры которых много меньше длины волны излучения
  75. Дисперсия света  
Явления, обусловленные зависимостью скорости распространения света от частоты световых колебаний
  76. Дисперсия вещества  
Величина, выражающая зависимость коэффициента преломления (см. 78) от длины световой волны и равная производной этого коэффициента по длине волны

77. Фотохимическая реакция  
Химическая реакция, происходящая в результате поглощения веществом света

78. Коэффициент преломления  
Величина, равная отношению скорости света в вакууме к фазовой скорости света в данной среде

Обозначение:  $n$ ;  $n = \frac{c_0}{c} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}$ , где  $\alpha_1$  — угол падения,  $\alpha_2$  — угол преломления

79. Коэффициент пропускания  
Отношение потока излучения, прошедшего сквозь данное тело, к потоку излучения, упавшего на это тело

Обозначение:  $\tau$ ;  $\tau = \frac{\Phi_e}{\Phi_{e,0}}$

Примечания: 1. Если аналогичная величина употребляется для потока монохроматического излучения, то к соответствующим терминам (см. 79—86, 88—90) добавляется определяющее слово «монохроматический» или «спектральный». Например, «монохроматический коэффициент рассеяния» и т. д. При этом к существующему обозначению добавляется индекс  $\lambda$ .  
2. Сумма коэффициентов пропускания, поглощения и отражения равна единице.

80. Оптическая плотность  
Десятичный логарифм величины, обратной коэффициенту пропускания  
Обозначение:  $D$ ;  $D = -\lg \tau$

81. Прозрачность  
Отношение потока излучения, прошедшего в среде без изменения направления путь, равный единице, к потоку излучения, вошедшего в эту среду в виде параллельного пучка

Обозначение:  $P$ ;  $P = \left( \frac{\Phi_e}{\Phi_{e,0}} \right)^{\frac{1}{l}}$ , где  $l$  — длина пути светового луча

82. Коэффициент поглощения  
Отношение потока излучения, поглощенного данным телом, к потоку излучения, упавшего на это тело

Обозначение:  $a$ ;  $a = \frac{\Phi_{e,a}}{\Phi_{e,0}}$

83. Коэффициент отражения  
Отношение потока излучения, отраженного данным телом, к потоку излучения, упавшего на это тело

Обозначение:  $\rho$ ;  $\rho = \frac{\Phi_{e,r}}{\Phi_{e,0}}$

84. Коэффициент рассеяния  
Отношение потока излучения, рассеянного данным телом, к потоку излучения, упавшего на это тело

Обозначение:  $d$ ;  $d = \frac{\Phi_{e,d}}{\Phi_{e,0}}$

85. Коэффициент ослабления  
Отношение суммы потоков излучения, поглощенного, отраженного и рассеянного данным телом, к потоку излучения, упавшего на это тело

Обозначение:  $k$ ;  $k = \frac{\Phi_{e,a} + \Phi_{e,r} + \Phi_{e,d}}{\Phi_{e,0}}$

86. Коэффициент рассеяния в данном направлении  
Отношение энергетической силы света, рассеянного элементом объема в данном направлении при освещении его параллельным пучком лучей, к произведению элемента объема на энергетическую освещенность, создаваемую этим пучком на перпендикулярную к нему плоскость

Обозначение:  $d(\varphi)$ ;  $d(\varphi) = \frac{dI_e(\varphi)}{E_e dV}$

Единица:  $\text{м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$

87. Индикатриса рассеяния

Поверхность, образованная концами векторов, выходящих из одной точки и равных (или пропорциональных) по длине коэффициенту рассеяния в данном направлении

Примечание. Во многих случаях требуется лишь меридиональное сечение индикатрисы.

88. Показатель поглощения

Величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется в результате поглощения в среде в 10 раз

Обозначение:  $a$ ;  $a = -\frac{\lg \frac{\Phi_{e,a}}{\Phi_{e,0}}}{l}$ , если  $\Phi_{e,a} = 0,1\Phi_{e,0}$ , то  $a = \frac{1}{l}$

Единица:  $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{км}^{-1}$ .

Примечание к терминам 88, 89, 90. При использовании аналогичными величинами, основанными на ослаблении излучения в  $l$  раз, добавляется определяющее слово «натуральный».

89. Показатель рассеяния

Величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется в результате рассеяния в среде в 10 раз

Обозначение:  $\sigma$ ;  $\sigma = -\frac{\lg \frac{\Phi_{e,d}}{\Phi_{e,0}}}{l}$ , если  $\Phi_{e,d} = 0,1\Phi_{e,0}$ , то  $\sigma = \frac{1}{l}$

Единица:  $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{км}^{-1}$

90. Показатель ослабления

Величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется в результате совместного действия поглощения и рассеяния в 10 раз

Обозначение:  $\mu$ ;  $\mu = -\frac{\lg \frac{\Phi_e}{\Phi_{e,0}}}{l}$ , если  $\Phi_e = 0,1\Phi_{e,0}$ , то  $\mu = \frac{1}{l}$

Единица:  $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{км}^{-1}$

Примечание. Показатель ослабления равен сумме показателей поглощения и рассеяния.

91. Сечение поглощения

Молекулярный показатель поглощения

Показатель поглощения, приходящийся на одну частицу (или молекулу)

Обозначение:  $a_m$ ;  $a_m = \frac{a}{n}$ , где  $n$  — число частиц (или молекул) в единице объема

Единица:  $\text{см}^2$

92. Сечение рассеяния

Молекулярный показатель рассеяния

Показатель рассеяния, приходящийся на одну частицу (или молекулу)

Обозначение:  $\sigma_m$ ;  $\sigma_m = \frac{\sigma}{n}$

Единица:  $\text{см}^2$

93. Сечение ослабления

Молекулярный показатель ослабления

Показатель ослабления, приходящийся на одну частицу (или молекулу)

Обозначение:  $\mu_m$ ;  $\mu_m = \frac{\mu}{n}$

Единица:  $\text{см}^2$

94. Фактор эффективности поглощения

Отношение сечения поглощения частицы к геометрическому сечению этой частицы

Обозначение:  $K_a$ ;  $K_a = \frac{a_m}{\pi r^2}$

95. Фактор эффективности рассеяния  
Отношение сечения рассеяния частицы к геометрическому сечению этой частицы:

$$\text{Обозначение: } K_d; K_d = \frac{\sigma_M}{\mu r^2}$$

96. Фактор эффективности ослабления  
Отношение сечения ослабления частицы к геометрическому сечению этой частицы

$$\text{Обозначение: } K; K = \frac{\mu_M}{\pi r^2}$$

97. Счетная концентрация частиц  
Концентрация частиц  
Количество частиц в единице объема

Обозначение:  $n, N$

Единица:  $\text{см}^{-3}$

98. Эффект Форбса  
Зависимость немонохроматической прозрачности среды от толщины слоя этой среды, обусловленная неодинаковой монохроматической прозрачностью среды в разных участках спектра

Иначе: Рост интегральной прозрачности атмосферы (см. 111) с увеличением оптической массы (см. 108) при неизменном состоянии спектральной прозрачности атмосферы (см. 110)

99. Закон Бугера

Закон Бугера—Ламберта

Закон, выражающий зависимость потока монохроматического излучения, образующего параллельный пучок и проходящего через данное тело, от величины этого потока до вхождения в тело, показателя ослабления и расстояния, которое прошел поток в указанном теле.

1)  $\Phi_\lambda = \Phi_{0,\lambda} \cdot 10^{-\mu_\lambda l}$ , где  $\mu_\lambda$  — показатель ослабления,  $l$  — расстояние.

2)  $S_\lambda = S_{0,\lambda} P_\lambda^m$ , где  $S_{0,\lambda}$  и  $S_\lambda$  — прямая солнечная радиация (см. 124) соответственно на верхней и нижней поверхности атмосферы.

$P_\lambda$  — спектральная прозрачность атмосферы (см. 110),

$m$  — оптическая масса атмосферы (см. 108)

100. Закон Бугера—Беера

Закон, выражающий зависимость потока монохроматического излучения, образующего параллельный пучок и проходящего через жидкую или газообразную среду, от величины этого потока до вхождения в среду, сечения ослабления, концентрации молекул ослабляющего вещества и расстояния, которое прошел поток в указанной среде

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0,\lambda} \cdot 10^{-\mu_M n l},$$

где  $\mu_M$  — сечение ослабления,  $n$  — концентрация,  $l$  — расстояние.

101. Закон Релея

Закон Релея—Кабанна

Закон, выражающий зависимость показателя рассеяния газа от длины волны, коэффициента преломления, числа молекул в единице объема и коэффициента анизотропии

$$\sigma_\lambda = 0,4343 \cdot \frac{32 \pi^3 (n-1)^2}{3N \lambda^4} \cdot \frac{6+3d}{6-7d},$$

где  $N$  — число молекул в единице объема,  $n$  — коэффициент преломления,  $d$  — фактор деполаризации (см. 18) рассеянного излучения, характеризующий отклонение формы рассеивающих молекул от сферической (для воздуха, если нет особых указаний,  $d=0,035$ )

Примечание. Вид теоретического коэффициента анизотропии у некоторых авторов отличается от принятого здесь вида  $\frac{6+3d}{6-7d}$ ; на величине  $\sigma_\lambda$

это обстоятельство отражается сравнительно мало.

102. Формула Ми

Формула, выражающая зависимость показателя рассеяния аэрозоля от радиуса аэрозольных частиц, счетной концентрации аэрозольных частиц, фактора эффективности рассеяния и функции распределения частиц по размерам

$$\sigma_a = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 n K_d f(r) dr,$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — соответственно наименьший и наибольший радиусы частиц,  $n$  — счетная концентрация аэрозольных частиц,  $K$  — фактор эффективности рассеяния,  $f(r)$  — функция распределения частиц по размерам.

### РАЗДЕЛ 3

#### Основные атмосферно-оптические понятия и явления

403. Атмосферный аэрозоль  
Аэрозольные частицы  
Твердые и жидкие частицы, находящиеся во взвешенном состоянии в атмосфере. Радиусы этих частиц колеблются в пределах от  $10^{-3}$  до 20 мкм
404. Малые аэрозольные частицы  
Частицы Айткена  
Аэрозольные частицы, радиус которых лежит в пределах от  $10^{-3}$  до 0,1 мкм
105. Большие аэрозольные частицы  
Аэрозольные частицы, радиус которых изменяется в пределах от 0,1 до 1 мкм
106. Гигантские аэрозольные частицы  
Аэрозольные частицы, радиус которых изменяется в пределах от 1 до 20 мкм
107. Оптическая плотность атмосферы  
Десятичный логарифм величины, обратной коэффициенту пропускания атмосферы  
Обозначение:  $D$ ;  $D = -\lg \tau$

Примечание. Термин относится как к наклонному, так и вертикальному лучу, пересекающему атмосферу.

108. Оптическая масса атмосферы  
Число атмосферных масс  
Отношение оптической плотности атмосферы в наклонном направлении к оптической плотности в направлении вертикали  
Обозначение:  $m$ ;  $m = \frac{D(\theta)}{D(90^\circ)}$ , где  $\theta$  — угловая высота светила
109. Оптическая масса компонента атмосферы  
Отношение оптической плотности компонента атмосферы в наклонном направлении к оптической плотности компонента атмосферы в направлении вертикали  
Обозначение:  $m_i$ ;  $m_i = \frac{D_i(\theta)}{D_i(90^\circ)}$
110. Спектральная прозрачность атмосферы  
Отношение потока монохроматического или квазимонохроматического излучения, прошедшего через атмосферу в виде параллельного пучка в направлении вертикали, к потоку излучения тех же длин волн на верхней поверхности атмосферы.

Примечание. Под «квазимонохроматическим излучением» здесь понимается излучение, характеризующееся относительно малым интервалом длин волн (несколько единиц или несколько десятков нм).

- Обозначение:  $P_\lambda$ ;  $P_\lambda = \left( \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{\lambda,0}} \right) \frac{1}{m}$ , где  $m$  — оптическая масса атмосферы
111. Интегральная прозрачность атмосферы  
Прозрачность атмосферы

Отношение потока немонахроматического излучения, прошедшего через атмосферу в виде параллельного пучка в направлении вертикали, к этому потоку на верхней поверхности атмосферы

Примечания: 1. Под «немонахроматическим излучением» в данном случае понимается интегральное излучение солнца или какой-нибудь звезды в оптическом диапазоне.

2. Интегральную прозрачность атмосферы определяют также для наклонного направления (например, для угловой высоты  $30^\circ$ ) и относят ее к единичной оптической массе.

Обозначение:  $P$ ;  $P = \left( \frac{\Phi_e}{\Phi_{e,0}} \right) \frac{1}{m}$ , где  $m$  — оптическая масса атмосферы

112. Показатель ослабления атмосферы  
Оптическая плотность атмосферы, рассчитанная на единицу оптической массы

Обозначение:  $\mu$ ;  $\mu = \frac{D}{m}$

113. Показатель поглощения атмосферы  
Оптическая плотность атмосферы, относящаяся только к поглощению и рассчитанная на единицу оптической массы

Обозначение:  $a$ ;  $a = \frac{D_a}{m}$

114. Показатель релейского рассеяния атмосферы  
Оптическая плотность релейской атмосферы, рассчитанная на единицу оптической массы

Обозначения:  $\beta$ ;  $\beta = \frac{D_R}{m}$ ;  $\beta = \sigma_R H_0$ , где  $\sigma_R$  — показатель релейского рассеяния воздуха при нормальных условиях (см. примечание 1 к 219),  $H_0$  — высота однородной атмосферы, равная 7991 м.

115. Показатель ослабления аэрозоля  
Величина обратная расстоянию, на котором поток излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется аэрозольными частицами в  $10^6$  раз

Обозначение:  $\mu_A$ ;  $\mu_A = \frac{10^6 \frac{\Phi_A}{\Phi_0}}{l}$ , где  $l$  — расстояние

Единица:  $\text{см}^{-1}$ ,  $\text{км}^{-1}$

116. Показатель аэрозольного ослабления атмосферы  
Оптическая плотность аэрозольных частиц во всей атмосфере, рассчитанная на единицу оптической массы

Обозначение:  $\delta$ ;  $\delta = \frac{D_A}{m}$

Примечание. В некоторых случаях «показатель аэрозольного ослабления атмосферы» отождествляется с «показателем аэрозольного рассеяния атмосферы».

117. Интегральная функция пропускания  
Доля излучения черного тела с заданной температурой, пропускаемая слоем воздуха определенной толщины и с определенными абсолютной влажностью, температурой и давлением

118. Атмосферное окно прозрачности  
Участок спектра от 8 до 12 мкм в спектре поглощения атмосферы

119. Общее содержание водяного пара  
Количество водяного пара в вертикальном столбе атмосферы, выраженное толщиной слоя осажденной воды, которая могла бы образоваться в этом столбе в результате полной конденсации водяного пара

Обозначение:  $w_z$ ;  $w_z = \int_0^H w(h) dh$

где  $H$  — высота верхней границы атмосферы,  $w(h)$  — толщина слоя осажденной воды в единичном слое атмосферы на высоте  $h$

Единица: см

120. Коротковолновая радиация

- Прямая, рассеянная, суммарная или отраженная солнечная радиация (см. 123, 124, 125, 126) в диапазоне длин волн от 0,2 до 4,0 мкм  
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
121. Длинноволновая радиация  
 Энергетическая освещенность, создаваемая вместе или по отдельности земной поверхностью, атмосферой и облаками в диапазоне длин волн от 4 до 40 мкм.  
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
122. Альbedo  
 Величина, характеризующая отражательные свойства поверхности и численно равная отношению потока излучения, отраженного данной поверхностью по всем направлениям, к потоку, упавшему на эту поверхность  
 Обозначение:  $A$ ;  $A = \frac{\Phi_r}{\Phi}$
123. Отраженная солнечная радиация  
 Часть суммарной солнечной радиации, отраженная земной поверхностью  
 Обозначение:  $R$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
124. Прямая солнечная радиация  
 Энергетическая освещенность, создаваемая излучением, поступающим непосредственно от диска солнца на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность  
 Обозначение:  $S$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
125. Рассеянная солнечная радиация  
 Энергетическая освещенность, создаваемая солнечным излучением, поступающим на зеленую поверхность в результате рассеяния атмосферой и облаками от всех точек небесного свода, а также отражения от объектов, расположенных выше приемника излучения  
 Обозначение:  $D$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
126. Суммарная солнечная радиация  
 Энергетическая освещенность, создаваемая суммой прямой и рассеянной солнечной радиации, приходящих на земную поверхность  
 Обозначение:  $Q$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
127. Радиационный баланс  
 Радиационный бюджет  
 Остаточная радиация. Алгебраическая разность интегральных энергетических освещенностей, создаваемых на плоскости излучениями, падающими из полупространств, расположенных на разные стороны от этой плоскости.  
 Примечания. 1. Знак радиационного баланса определяется дополнительным условием.  
 2. Радиационный баланс земной поверхности считается положительным, если нисходящий поток излучения превышает по абсолютной величине восходящий и, если нет других указаний, относится к горизонтальной поверхности, расположенной на высоте 1,5 м от поверхности земли.  
 Обозначение:  $B$ ;  $B = E_1 - E_2$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
128. Радиационный баланс атмосферы  
 Алгебраическая разность радиационных балансов на верхней и нижней поверхностях атмосферы  
 Обозначения:  $B_a$ ;  $B_a = B_1 - B_2$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>
129. Радиационный баланс системы поверхность планеты — атмосфера  
 Радиационный баланс планеты  
 Алгебраическая сумма радиационных балансов поверхности планеты и атмосферы  
 Обозначение:  $B_c$ ;  $B_c = B + B_a$   
 Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>

130. Солнечная постоянная

Энергетическая освещенность, создаваемая интегральным солнечным излучением на площадке, перпендикулярной солнечным лучам и расположенной на верхней поверхности земной атмосферы, при среднем расстоянии между Землей и Солнцем

Обозначение:  $S_0$ ;  $S_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{e,\lambda} d(\lambda)$ , где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы диапазона оптического излучения,  $E_{e,\lambda}$  — спектральная плотность энергетической освещенности, создаваемой солнечным излучением.

Единица: Вт·м<sup>-2</sup>; кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup>

131. Формула Юнге

Формула, выражающая распределение аэрозольных частиц по размерам

$$\frac{dN}{dr} = cr^{-n},$$

где  $N$  — общее количество аэрозольных частиц с радиусом меньше  $r$ ,  $n$  — показатель Юнге,  $c$  — некоторая постоянная.

132. Формула Онгстрема

Формула, выражающая зависимость показателя аэрозольного ослабления атмосферы (или показателя рассеяния аэрозоля) от длины световой волны

$$\delta_\lambda = c\lambda^{-b},$$

где  $b$  — показатель Онгстрема,  $c$  — некоторая постоянная

133. Эффект Родинона

Наличие минимума на кривой, представляющей зависимость фактора относительной прозрачности атмосферы в ультрафиолетовой области спектра от угловой высоты солнечного диска при малой его высоте.

Иначе: отклонение от прямой пропорциональности между измеренной монохроматической оптической плотностью атмосферы и оптической массой в ультрафиолетовой области спектра, увеличивающееся в одну сторону с уменьшением длины волны и ростом оптической массы атмосферы

Примечание. Под «фактором относительной прозрачности атмосферы» здесь имеется в виду измеренное прибором отношение величин прямой солнечной радиации соответственно с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , где  $\lambda_1 < \lambda_2$ .

134. Метеорологическая дальность видимости

Наибольшее расстояние, на котором фиксируемый глазом контраст абсолютного черного тела с угловыми размерами не менее 15 мин, проектирующегося на фоне неба у горизонта или насыщенной по яркости воздушной дымки, достигает порогового значения

$$\lg \frac{1}{\varepsilon}$$

Обозначение:  $S_m$ ;  $S_m = \frac{1}{a}$ , где  $a$  — показатель ослабления,  $\varepsilon$  — пороговый контраст (см. 204).

Единица: км

135. Реальная дальность видимости

Дальность видимости объекта на местности при данных условиях наблюдения, освещения и состояния атмосферы

Обозначение:  $S_r$

Единица: км

136. Геометрическая дальность видимости

Максимальное расстояние до объекта, при котором световой луч, исходящий из объекта, может достичь наблюдателя, в предположении отсутствия ослабления света

Обозначение:  $S_d$

Единица: км

137. Венец

Радужное кольцо (или кольца), наблюдаемое при тонких облаках вокруг светила, обусловленное дифракцией света

138. Гало  
Оптическое явление в атмосфере, вызываемое преломлением и рассеянием света во взвешенных в воздухе ледяных кристаллах и представляющее собой окрашенные круги или дуги кругов, светлые столбы, пятна около дисков солнца и луны
139. Дымка  
Помутнение воздуха у поверхности земли или на той или иной высоте в атмосфере, вызываемое рассеянием и поглощением света аэрозольными частицами. Метеорологическая дальность видимости при дымке изменяется в пределах от 1 до 10 км
140. Заря  
Комплекс атмосферно-оптических явлений в период захода или восхода солнца, проявляющихся в основном в изменении цвета неба и обусловленных поглощением, рассеянием, дифракцией и преломлением световых лучей в атмосфере
141. Мираж  
Явление, обусловленное преломлением света в атмосфере, при котором видны, кроме предметов в их истинном положении, также их мнимые изображения, возникающие вследствие полного внутреннего отражения в атмосфере. Образуется при необычном распределении плотности в нижних слоях атмосферы
142. Ореол  
Область неба вокруг светила, имеющая форму, близкую к кольцеобразной, в которой наблюдается рассеянное излучение светила, превышающее фон неба
143. Радуга  
Оптическое явление в атмосфере, обусловленное преломлением, отражением и дифракцией света во взвешенных в воздухе водяных каплях и представляющие собой разноцветную дугу, видимую в стороне, противоположной диску солнца или луны
144. Сумерки  
Оптическое явление, наблюдающееся в атмосфере и на земной поверхности в период перехода от дня к ночи (или наоборот). Освещенность (см. 197) на земной поверхности в этот период изменяется в пределах от  $10^4$  до  $10^{-3}$  люкса

## РАЗДЕЛ 4

### Радиометрия, фотометрия. Основные величины, приборы

145. Приемник излучения  
Прибор, предназначенный для использования в тех или иных целях изменений его состояния, происходящих под воздействием света  
Примечание. Такие изменения называются «реакцией приемника излучения».
146. Селективный приемник  
Приемник излучения, реакция которого зависит не только от общей энергии или мощности воздействующего света, но и от его спектрального состава
147. Неселективный приемник  
Приемник излучения, реакция которого зависит только от общей энергии или мощности воздействующего света и не зависит от его спектрального состава
148. Чувствительность приемника излучения  
Величина, пропорциональная отношению реакции приемника излучения к энергии или мощности света, вызвавшего эту реакцию  
Обозначение:  $G$ ;  $G = c \frac{N}{\Phi_e}$ , где  $N$  — отсчет, пропорциональный реакции приемника,  $c$  — некоторая постоянная

149. Порог чувствительности приемника излучения  
Минимальное световое воздействие, которое еще может быть зарегистрировано с помощью данного приемника излучения
150. Инерция приемника  
Запаздывание реакции приемника излучения на воздействие света
151. Радиометрия  
Измерение энергетических величин, характеризующих излучение
152. Радиометр  
Приемник излучения, предназначенный для измерения излучения в энергетических единицах
153. Спектрорадиометр  
Прибор, предназначенный в основном для измерения спектральной плотности энергетической величины, характеризующей излучение
154. Термопара  
Термоэлемент  
Тепловой приемник, в котором за счет поглощаемого излучения нагревается спай двух разнородных материалов и возникает электродвижущая сила, вследствие термоэлектрического эффекта, или эффекта Зеебека
155. Термобатарея  
Тепловой приемник, состоящий из нескольких термопар
156. Болومتر  
Приемник излучения, реакция которого проявляется в изменении электрического сопротивления вследствие нагревания его поглощенным излучением
157. Пиргелиометр  
Радиометр, предназначенный для измерения прямой солнечной радиации
158. Актинометр  
Радиометр, предназначенный для измерения прямой солнечной радиации. Шкала этого прибора градуируется по показаниям пиргелиометра
159. Пиранометр  
Радиометр, предназначенный для измерения суммарной солнечной радиации
160. Альбедометр  
Радиометр, предназначенный для измерения отраженной солнечной радиации
161. Балансометр  
Радиометр, предназначенный для измерения радиационного баланса
162. Ультрафиолетметр  
Уфиметр  
Прибор, предназначенный для измерения ультрафиолетового излучения
163. Оптико-акустический приемник  
Приемник излучения, реакция которого проявляется в возникновении акустических колебаний под воздействием модулированного света
164. Электронно-оптический преобразователь  
Фотоэлектронный вакуумный прибор, предназначенный для преобразования изображения из одной области спектра в другую, а также для усиления яркости изображения
165. Фотометрия  
Измерение величин, характеризующих излучение по производимому им зрительному ощущению (в условиях, определяемых известными соглашениями)
- Примечание. В русской литературе термин фотометрия часто применяется в более широком смысле, как наука об измерении оптического излучения.
166. Колориметрия  
Измерение цвета, основанное на свойствах глаза и выполняемое в соответствии с международными соглашениями
167. Фотометр  
Прибор для измерения излучения по производимому им зрительному ощущению
168. Спектрофотометр  
Прибор, предназначенный в основном для измерения отношения двух спектральных величин, характеризующих излучение или образец

169. Фотометрическая скамья  
Подставка, снабженная прямолинейными градуированными шинами или направляющими, по которым можно перемещать источник света и приспособления для фотометрии
170. Фотометрический шар  
Шар Ульбрихта  
Шар, окрашенный изнутри рассеивающей краской, по возможности менее селективной, и снабженный двумя отверстиями, в одно из которых помещается приемник излучения или фотометр; экран, помещенный внутри или на его поверхности, защищает это отверстие от прямых лучей источника излучения
171. Фотозффект  
Фотоэлектрический эффект  
Явление взаимодействия между излучением и веществом, характеризующееся поглощением фотонов и связанным с ним освобождением электронов
172. Вторичная электронная эмиссия  
Эмиссия электронов, вызванная бомбардировкой некоторой поверхности электронами или ионами
173. Фотозлемент  
Приемник излучения, реакция которого проявляется в возникновении фотоэлектронной эмиссии или фотоэлектродвижущей силы
174. Фотоумножитель  
Приемник излучения, в котором ток фотоэлектронной эмиссии многократно усиливается за счет вторичной электронной эмиссии
175. Фоторезистор  
Фотосопротивление  
Приемник излучения, реакция которого проявляется в изменении электрического сопротивления вследствие внутреннего фотоэффекта
176. Фотоэлектрический ток  
Фототок  
Составляющая электрического тока, возникающая в цепи фотоэлектронного приемника вследствие фотозффекта
177. Темновой ток  
Составляющая электрического тока, возникающая в цепи фотоэлектронного приемника, когда он не подвергается действию излучения, способного вызвать фотозффект
178. Фотодиод  
Фотоэлектронный полупроводниковый приемник, действие которого основано на внутреннем фотоэффекте: под действием излучения изменяется сопротивление, зависящее от направления тока
179. Фототриод  
Фототранзистор  
Фотоэлектронный полупроводниковый приемник, аналогичный фотодиоду, но обладающий внутренним усилением фототока и, следовательно, более высокой интегральной чувствительностью
180. Светофильтр  
Фильтр  
Тело или приспособление, служащее для изменения посредством пропускания или интенсивности светового потока, или его спектрального распределения, или того и другого одновременно

Примечание. Различают селективные и неселективные (нейтральные) светофильтры в зависимости от изменения или сохранения ими относительно спектрального распределения проходящего через них света. Селективный светофильтр, значительно изменяющий цветность света, называют «цветным светофильтром»; селективный светофильтр, изменяющий спектральный состав света, но вследствие метамеризма пропускающий свет, цветность которого близка к цветности падающего света, называется «серым светофильтром».

181. Ширина полосы пропускания светофильтра  
Ширина светофильтра  
Величина, равная интервалу между точками кривой пропускания свето-

фильтра, в которых монохроматический коэффициент пропускания равен половине максимальной величины

Обозначение:  $\Delta\lambda$ ;  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ , где  $\tau(\lambda_1) = \tau(\lambda_2) = \frac{1}{2} \tau_m$

Единица: нм

82. Максимальное пропускание светофильтра

Наибольшее значение монохроматического коэффициента пропускания светофильтра на соответствующей кривой пропускания

Обозначение:  $\tau_m$

83. Люминофор

Вещество, применяемое для получения фосфоресценции

184. Спектральная чувствительность

Чувствительность приемника излучения к монохроматическому свету

Обозначение:  $S_\lambda$ ;  $\omega_\lambda$ ;  $S_\lambda = c \frac{dU}{d\Phi_{e,\lambda}}$ , где  $dU$  — реакция (отчет) приемника излучения, вызываемая падающим на него монохроматическим потоком излучения  $d\Phi_{e,\lambda}$ ,  $c$  — некоторая постоянная

185. Интегральная чувствительность

Чувствительность приемника к излучению данного сложного спектрального состава

Обозначение:  $S$ ;  $S = \frac{U}{\Phi_e}$

186. Абсолютная спектральная чувствительность

Спектральная чувствительность, выраженная в единицах, имеющих не нулевую размерность

Обозначение:  $S_\lambda$ ;  $S_\lambda = \frac{dU}{d\Phi_{e,\lambda}}$

Единица:  $\text{А} \cdot \text{Вт}^{-1}$

187. Относительная спектральная чувствительность

Отношение спектральной чувствительности при данной длине волны к спектральной чувствительности при длине волны, выбранной за основу (обычно к той, при которой спектральная чувствительность максимальна)

Обозначение:  $s_\lambda$ ;  $\omega_\lambda$ ;  $s_\lambda = \frac{S_\lambda}{S_{\lambda m}}$

188. Видность излучения

Абсолютная спектральная чувствительность глаза

Обозначение:  $V_\lambda$ ;  $V_\lambda = \frac{d\Phi_\lambda}{d\Phi_{e,\lambda}}$

Единица:  $\text{лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$

189. Редуцированный поток

Условное значение мощности света, равное интегралу от произведения спектральной плотности потока излучения на относительную спектральную чувствительность данного приемника

Обозначение:  $\Phi_R$ ;  $\Phi_R = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e,\lambda} s_\lambda d(\lambda)$ ,

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — граница относительной спектральной чувствительности приемника излучения,  $\Phi_{e,\lambda}$  — спектральная плотность потока излучения,  $s_\lambda$  — относительная спектральная чувствительность данного приемника.

Единица: Вт

190. Относительная видность

Относительная спектральная чувствительность глаза

Обозначение:  $v_\lambda$ ;  $v_\lambda = \frac{V_\lambda}{V_m}$

191. Редукционный множитель

Отношение редуцированного потока с относительной спектральной чувствительностью приемника излучения, которая требуется для конкретной цели

измерения, к редуцированному потоку с относительной спектральной чувствительностью данного приемника излучения

Обозначение:  $R$ ;  $R = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e, \lambda} S_{\lambda, 1} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \Phi_{e, \lambda} S_{\lambda, 2} d\lambda}$ , где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы относитель-

ной спектральной чувствительности «требуемого» приемника излучения,  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$  — границы относительной спектральной чувствительности данного приемника излучения  $S_{\lambda, 1}$  и  $S_{\lambda, 2}$  — соответственно относительная спектральная чувствительность требуемого и данного приемника излучения

192. Световой поток

Величина, пропорциональная редуцированному потоку излучения, если за относительную спектральную чувствительность принята относительная видность

Обозначение;  $\Phi$ ;  $\Phi = c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e, \lambda} v_{\lambda} d\lambda$ ,

где  $\lambda_1 = 400$  нм,  $\lambda_2 = 760$  нм

Единица: лм

Примечание. Если нет других указаний, коэффициент пропорциональности  $c$  следует считать равным  $680 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$

193. Световой эквивалент

Световая эффективность

Редукционный множитель, у которого «требуемый» приемник излучения характеризуется спектральной чувствительностью, совпадающей с кривой относительной видности, а данный приемник излучения — спектральной чувствительностью, равной единице для любого значения длины волны в оптическом диапазоне

Иначе: Отношение светового потока, падающего на данную поверхность, к энергетическому потоку излучения, падающему на эту же поверхность

Обозначение:  $K_s$ ;  $K_s = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e, \lambda} v_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \Phi_{e, \lambda} d\lambda}$ , где  $\lambda_1 = 400$  нм,  $\lambda_2 = 760$  нм,  $\lambda_3$

и  $\lambda_4$  — границы оптического диапазона

Единица:  $\text{лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ;  $\text{клк} \cdot \text{кал}^{-1} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мин}$

194. Фотосинтетически активная радиация

ФАР

Энергетическая освещенность, создаваемая редуцированным потоком, для которого относительная спектральная чувствительность приемника излучения совпадает с кривой фотосинтетической активности

Обозначение:  $Q_p$ ;  $Q_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{e, \lambda} \omega_p(\lambda) d\lambda$ , где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы спектрального

диапазона ФАР,  $E_{e, \lambda}$  — спектральная плотность энергетической освещенности,  $\omega_p(\lambda)$  — функция, характеризующая кривую фотосинтетической активности

Единица:  $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ ;  $\text{кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$

Примечания: 1. Кривая фотосинтетической активности условно характеризует чувствительность растений к монохроматическому излучению, ответственному за фотосинтез.

2. Измерение ФАР возможно производить также в эффективных единицах.

195. Сила света

Отношение светового потока в данном направлении к телесному углу, в котором он распространяется

Обозначение:  $I$ ;  $I = \frac{\Phi}{\omega}$

Единица: кд (кандела)

196. Кандела

Единица СИ силы света. Сила света излучаемого в перпендикулярном направлении  $\frac{1}{600\ 000}$  м<sup>2</sup> поверхности черного тела при температуре затвердевания платины и давлении 101 325 Н/м<sup>2</sup> (ньютонов на квадратный метр)

Обозначение: кд; 1 кд = лм · ср<sup>-1</sup>

Примечание. Прежнее название «свеча».

197. Освещенность

Отношение светового потока, падающего на поверхность к площади этой поверхности

Обозначение:  $E$ ;  $E = \frac{\Phi}{S}$

Единица: лк

198. Яркость

Величина, измеряемая силой света источника в данном направлении, приведенной к единице проекции поверхности источника на плоскость, перпендикулярную данному направлению

Обозначение:  $L$ ;  $L = \frac{dI}{dS \cos \varphi}$

Единица: кд · м<sup>-2</sup>

199. Люксметр

Прибор, предназначенный для измерения освещенности

200. Яркомер

Прибор, предназначенный для измерения яркости

201. Фарметр

Прибор, предназначенный для измерения фотосинтетически активной радиации

202. Спектральная чувствительность глаза

Чувствительность глаза к монохроматическим излучениям различной длины волны, характеризуется кривой видности, особо для дневного зрения (с максимумом в области спектра около 555 нм) и для ночного (с максимумом чувствительности около 510 нм).

Обозначение:  $V_{\lambda}$ ;  $V_{\lambda}$

203. Контраст

1. Субъективно: восприятие качественного или количественного различия двух частей поля зрения, видимых одновременно или последовательно.

2. Объективно (для яркостного контраста): величина, определяемая одной из следующих формул:

$$\text{а) } \frac{L_2 - L_1}{L_1}; \quad \text{б) } \frac{L_2 - L_1}{\frac{1}{2}(L_2 + L_1)}$$

204. Пороговой контраст

Минимальный контраст, воспринимаемый глазом

Обозначение:  $\epsilon$

205. Блеск

Величина, применяемая при визуальном наблюдении источника света, когда наблюдатель рассматривает его с такого достаточно большого расстояния, что диаметр источника визуально не воспринимается. Блеск измеряется освещенностью, которую создает источник в плоскости, перпендикулярной лучам и проходящей через зрачок наблюдателя.

Обозначение:  $F$

Единица: лк

206. Пучок световых лучей

Пучок лучей

Совокупность световых лучей, заключенных в ограниченном телесном угле

207. Оптическая система  
Совокупность оптических деталей (линз, призм, зеркал и др.), предназначенная для формирования пучков световых лучей
208. Осевой пучок лучей  
Осевой пучок  
Пучок световых лучей, выходящих из точки, расположенной на оптической оси системы
209. Наклонный пучок лучей  
Наклонный пучок  
Пучок световых лучей, выходящий из точки, расположенной вне оптической оси системы
210. Апертурная диафрагма  
Диафрагма, ограничивающая одновременно как осевые, так и наклонные пучки лучей, проходящих через оптическую систему
211. Многоходовая ювета  
Оптическая система, в которой световой луч многократно проходит одну и ту же базу благодаря отражению от совокупности зеркал, расположенных на концах этой базы
212. Лазер  
Оптический квантовый генератор  
ОКГ  
Источник вынужденного оптического излучения (см. 26), характеризующегося когерентностью световых волн (см. 11), монохроматичностью и узконаправленностью
213. Лидар  
Оптический локатор  
Прибор, состоящий из лазерного источника и фотозлектрического приемника излучения, предназначенный для обнаружения и регистрации рассеянного или отраженного излучения этого источника от различных объектов с целью выявления их физических свойств
214. Регистратор дальности видимости  
Прибор, предназначенный для регистрации метеорологической дальности видимости (см. 134)
215. Измеритель спектральной прозрачности  
Прибор, предназначенный для измерения спектральной прозрачности атмосферы (см. 110)

## РАЗДЕЛ 5

### Озонометрия. Основные понятия, приборы

216. Озонный слой  
Озоносфера  
Слой атмосферы между 10 и 40 км, в котором плотность озона повышена по сравнению с нижележащими и вышележащими слоями  
Примечание. Высоты 10 и 40 км выбраны условно.
217. Вертикальное распределение озона  
Кривая, характеризующая распределение с высотой в атмосфере плотности (см. 222) или парциального давления озона (см. 227).
218. Приземный озон  
Озон, содержащийся в нижнем 2-метровом слое атмосферы
219. Общее содержание озона  
Суммарное количество озона  
Количество озона в вертикальном столбе атмосферы, численно равное толщине слоя газообразного озона в этом столбе при нормальных условиях  
Обозначение:  $\Omega$ ;  $\Omega = \int_0^h \rho_3 dh$ , где  $h$  — высота верхней границы озонного слоя

в атмосфере,  $\rho_3$  — плотность озона (см. 222).  
Единица: атм-см, м·атм-см

Примечания: 1. Под нормальными условиями имеются в виду давление 1013,25 мб и температура 0°C.

2. В некоторых случаях применяются единицы Добсона (Е. Д.), численно равные м·атм-см.

220. Озонопик

Максимальная плотность или максимальное парциальное давление озона в озоновом слое, определяемое на той или иной высоте по кривой вертикального распределения озона в атмосфере

221. Озонометрия

Измерение вместе или по отдельности общего содержания, вертикального распределения и приземного озона в атмосфере

222. Плотность озона

Масса газообразного озона в единице объема

Обозначение:  $\rho_3$ ;  $\rho_3 = \frac{m_3}{V}$ , где  $m_3$  — масса озона,  $V$  — объем газа

Единица: мкг·м<sup>-3</sup>

Примечание. Раньше применялась единица плотности озона см·км<sup>-1</sup>.  
Соотношение между указанными единицами следующее:

$$\rho_3(\text{мкг}\cdot\text{м}^{-3}) = 21,41 \rho_3(10^{-3} \text{ см}\cdot\text{км}^{-1}).$$

223. Концентрация озона

Количество молекул озона в 1 см<sup>3</sup>

Обозначение:  $n_3$

Единица: см<sup>-3</sup>

224. Объемная концентрация озона

Объемное содержание озона

Отношение числа молекул озона к числу молекул воздуха в данном объеме атмосферы

Обозначение  $N_3$ ;  $N_3 = \frac{n_3}{n}$

Единица: см<sup>3</sup>·м<sup>-3</sup>; ррп (миллионная доля единицы)

225. Массовая концентрация озона

Массовое содержание озона

Отношение плотности озона к плотности воздуха

Обозначение:  $r_3$ ;  $r_3 = \frac{\rho_3}{\rho}$

Единица: мкг·г<sup>-1</sup>

226. Отношение смеси озон/воздух

Отношение плотности озона к плотности воздуха без озона

Обозначение:  $r_3^*$ ;  $r_3^* = \frac{\rho_3}{\rho - \rho_3}$

227. Парциальное давление озона

Парциальное давление озона в атмосфере

Обозначение:  $p_3$ ;  $p_3(\text{нб}) = 1,73 \cdot 10^{-3} \text{ ТК } \rho_3(\text{мкг}\cdot\text{м}^{-3})$ , где ТК — температура в кельвинах

Единица: нб (нанобар)

228. Оптическая масса атмосферного озона

Число озонных масс

Отношение оптической плотности озонного слоя в наклонном направлении к оптической плотности озонного слоя в направлении вертикали

Обозначение:  $\mu$ ;  $\mu = \frac{D_3(\theta)}{D_3(90^\circ)}$

229. Показатель поглощения озона

Величина, характеризующая ослабление параллельного пучка монохроматических световых лучей озоном и численно равная абсолютному значению

логарифма спектральной прозрачности газообразного озона при нормальных условиях (см. примечание 1 к 219).

Обозначение:  $a_{3, \lambda}$ ;  $a_{3, \lambda} = |\lg P_{3, \lambda}|$ , где  $P_{3, \lambda}$  спектральная прозрачность озона

Единица:  $\text{см}^{-1}$

230. Полоса Хартли

Часть спектра поглощения озона в диапазоне 180—340 нм

231. Полосы Хюггинса

Часть спектра поглощения озона в диапазоне 320—366 нм, характеризующаяся наличием ряда полос поглощения

232. Полоса Шапшон

Часть спектра поглощения озона в диапазоне 440—750 нм

233. Эффект Гётца

Эффект обращения

Зависимость потока рассеянной атмосферой солнечного излучения в диапазоне 300—330 нм, идущего из зенитной области неба, от вертикального распределения озона при высоте солнца меньше  $10^\circ$

234. Метод обращения

Приближенный оптический метод измерения вертикального распределения атмосферного озона по ультрафиолетовому излучению от области неба вблизи зенита, основанный на эффекте Гётца

235. Озонный спектрофотометр Добсона

Спектрофотометр Добсона

Спектрофотометр, предназначенный для наземных оптических измерений общего содержания атмосферного озона. Применяется также для измерения вертикального распределения озона по методу обращения

236. Озонометр

Прибор для измерения общего содержания или плотности, или парциального давления озона в атмосфере

237. Озонозонд

Озонометр для измерения вертикального распределения озона вместе с шаром-зондом, на котором он поднимается на ту или иную высоту в атмосфере

Примечание. В зависимости от метода измерения озона различают оптический, электрохимический и хемилюминесцентный озонозонды.

## БАЗИСНЫЙ РЕГИСТРАТОР ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ РАБОТЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПОМУТНЕНИЙ

Базисные методы измерения прозрачности атмосферы, основанные на определении степени ослабления света при прохождении им слоя заданной длины, широко используются в оперативной работе и исследовательской практике. Разработанным в Главной геофизической обсерватории регистратором дальности видимости (РДВ) [1], освоенным промышленностью, оснащены основные аэропорты ГВФ. Широко используется этот прибор и при проведении различных научно-исследовательских работ.

Существенным ограничением базисного способа является сравнительно узкий диапазон измеряемых помутнений. Как известно, рабочий диапазон базисного прибора определяется точностью фотометрирования прибора и величиной его измерительной базы [2]. Применение в регистраторах прозрачности нулевой компенсационной схемы измерения позволило обеспечить весьма высокую точность их работы. Ошибка фотометрирования выпускаемых промышленностью приборов РДВ не превышает 1—2%, что на сегодня, по-видимому, является пределом для серийной аппаратуры такого рода. Таким образом, возможность расширения рабочего диапазона путем повышения точности фотометрирования прибора практически исчерпана. Изменением измерительной базы прибора можно лишь сдвинуть рабочий диапазон прибора в сторону больших или меньших помутнений. Это вытекает из того, что нижняя граница рабочего диапазона, т. е. минимальная величина измеряемой прибором метеорологической дальности видимости (МДВ), равна приблизительно величине его измерительной базы  $L$ , т. е.  $S_{\min} \approx L$ , а верхний предел определяется условием  $S_{\max} = zL$ , где  $z$  — экстраполяционный параметр, определяемый точностью фотометрирования прибора. Для прибора РДВ  $z \approx 30$ , следовательно, при стандартной базе прибора  $L = 2 \times 100$  м диапазон измеряемых помутнений ограничен значениями МДВ от 200 до 6000 м. Если измерительную базу прибора уменьшить вдвое, то рабочий диапазон измеряемых помутнений будет соответствовать значениям МДВ от 100 до 3000 м; наоборот, увеличение измерительной базы прибора РДВ в два раза

( $L=2 \times 200$  м) приведен к сдвигу рабочего диапазона в область более высоких прозрачностей и значений МДВ от 400 до 12 000 м.

При необходимости измерить более широкий диапазон помутнений можно установить два параллельно работающих прибора, один из которых работает на малой измерительной базе, другой — на значительно большей. Экономически более целесообразно использовать для измерения один общий фотометрический блок, а отражатели ставить на различных относительно него расстояниях и в процессе измерения в зависимости от существующих условий

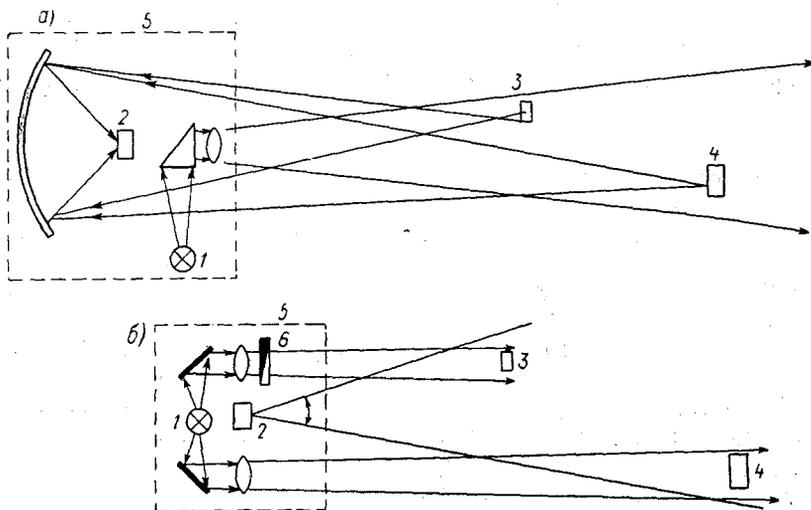


Рис. 1. Принципиальная схема измерения.

выбирать для работы один из них [3]. Однако практическая реализация этого варианта сопряжена с целым рядом трудностей, связанных, во-первых, с выбором отражателя, который следует использовать при работе в тот или иной момент времени; во-вторых, необходимо специальное устройство, которое бы осуществляло наводку фотометрического блока на выбранный отражатель и одновременно меняло его чувствительность. Эта задача при быстромеменяющихся атмосферных условиях достаточно трудная. Можно еще указать, что наличие нескольких градуировочных шкал прибора сильно усложняет обработку полученных данных, не говоря уже о том, что автоматизация такого варианта связана с весьма большими трудностями чисто технического порядка.

Существует достаточно простая возможность расширения диапазона измеряемых помутнений с помощью базисного прибора и нескольких отражателей на различных расстояниях без всяких переюстировок. Для этого в процессе измерения сигналы от всех отражателей должны поступать на приемник регистратора одновременно.

но и на нем суммироваться. Поскольку сигнал от каждого отражателя есть функция прозрачности атмосферы, то и сумма всех поступивших на приемник сигналов будет функцией прозрачности атмосферы на исследуемом участке. Для анализа характера изменения этой функции в зависимости от прозрачности атмосферы ограничимся рассмотрением случая, когда в поле зрения приемника фотометрического блока находятся два отражателя (ближний 3 и дальний 4), сигналы от которых поступают на приемник 2 фотометрического блока 5 одновременно (рис. 1 а). Если световой поток источника света 1 равен  $\Phi_0$ , то общее количество света  $\Phi$ , поступающее на приемник 2 от обоих отражателей, удаленных на расстояния  $l_6$  (ближний) и  $l_d$  (дальний) от фотометрического блока, равно сумме

$$\Phi = k_1 \Phi_0 e^{-2\alpha l_6} (2l_6)^{-2} + k_2 \Phi_0 e^{-2\alpha l_d} (2l_d)^{-2}, \quad (1)$$

где  $k_1, k_2$  — коэффициенты пропорциональности,  $\alpha$  — коэффициент ослабления на единицу длины.

Обозначив  $k_1 \Phi_0 (2l_6)^{-2} = \Phi_1$ ,  $k_2 \Phi_0 (2l_d)^{-2} = \Phi_2$  и  $n = \frac{l_d}{l_6}$ , перепишем (1) в виде

$$\Phi = \Phi_1 e^{-2\alpha l_d \frac{1}{n}} + \Phi_2 e^{-2\alpha l_d}. \quad (1a)$$

Учитывая, что максимальное значение сигнала на приемнике равно  $\Phi_m = \Phi_1 + \Phi_2$ , после несложных преобразований получим

$$\frac{\Phi}{\Phi_m} = m e^{-\frac{2\alpha l_d}{n}} + (1 - m) e^{-2\alpha l_d}, \quad (2)$$

где  $m = \Phi_1 / \Phi_m$  — доля света, поступающего на приемник от ближнего отражателя в условиях отсутствия потерь света, т. е. при высокой прозрачности атмосферы. Отметим, что  $m$ , как приборный параметр, не зависящий от состояния атмосферы, определяется только общей площадью отражающих поверхностей ближнего отражателя. Аналогично доля света от дальнего отражателя при отсутствии потерь света определяется выражением  $\Phi_2 / \Phi_m = 1 - m$ . Таким образом, как следует из формулы (2), при постоянных  $m, n$  и расстояний до отражателей  $l_6$  и  $l_d$  относительная величина общего сигнала  $\Phi / \Phi_m$  на приемнике от обоих отражателей есть однозначная функция коэффициента ослабления  $\alpha$ , т. е. функция прозрачности атмосферы. Очевидно, что аналогичная зависимость может быть получена и для большего количества отражателей, а известная формула для фотометра с одним отражателем  $\Phi / \Phi_m = e^{-2\alpha l}$  может рассматриваться как частный случай выражения (2) при  $m$  равном нулю.

Рассмотрим ход ошибки фотометра с несколькими отражателями. Логарифмируя, дифференцируя и производя несложные преоб-

разования выражения (2), получим (для краткости индекс у  $l_d$  отбрасываем)

$$-\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{e^{2\alpha l}}{2\alpha l} \frac{1}{(m/n)e^{-2\alpha l(1/n-1)} + (1-m)} \frac{\Delta \Phi}{\Phi_m}, \quad (3)$$

где для простоты рассмотрения принято, что ошибка установки исходного уровня сигнала  $\frac{\Delta \Phi_m}{\Phi_m}$  соответствует условию  $\frac{\Delta \Phi_m}{\Phi_m} \ll \frac{\Delta \Phi}{\Phi}$  и  $\frac{\Delta m}{m} \approx 0$ . Поскольку величины коэффициента ослабления  $\alpha$  и метеорологической дальности видимости  $S_m$  однозначно связаны соотношением  $S_m = \frac{\ln 1/\varepsilon}{\alpha}$ , где  $\varepsilon$  — контрастная чувствительность глаза.

то их относительные ошибки равны  $-\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta S_m}{S_m}$  и выражение (3) может рассматриваться как выражение ошибки измерения МДВ фотометра с двумя отражателями.

В случае наличия только одного отражателя, например дальнего,  $m=0$  и формула (3) может быть представлена в виде известной формулы для прибора с одним отражателем

$$\frac{\Delta S_{m0}}{S_{m0}} = \delta S_{m0} = \frac{e^{2\alpha l}}{2\alpha l} \frac{\Delta \Phi}{\Phi_m}. \quad (3a)$$

Таким образом, погрешность измерения МДВ прибора с двумя отражателями согласно (3) и (3a) будет

$$\frac{\Delta S_m}{S_m} = \frac{1}{(m/n)e^{2\alpha l(1-1/n)} + (1-m)} \delta S_{m0}, \quad (4)$$

где  $\delta S_{m0}$  — относительная ошибка прибора с одним отражателем. Анализируя (4), можно заметить, что по сравнению с обычным прибором с одним отражателем, прибор с дополнительным ближним отражателем дает заметный выигрыш в величине измеряемого диапазона дальностей видимостей. Хотя при высокой прозрачности атмосферы погрешность прибора с дополнительным ближним отражателем несколько возрастает, а именно:

$$\frac{\Delta S'_m}{S'_m} \approx \frac{1}{m/n + (1-m)} \delta S_{m0} \approx \frac{1}{1-m} \delta S_{m0},$$

и, следовательно, верхняя граница измеряемого диапазона МДВ несколько снижается, выигрыш, получаемый в области малых МДВ, гораздо более значителен

$$\frac{\Delta S''_m}{S''_m} \approx \frac{1}{(m/n)e^{2\alpha l(1-1/n)}} \delta S_{m0}.$$

Так, например, при  $n=5$ ,  $m=0,5$  и при  $2\alpha l=5$  (что при базе  $2l=200$  м соответствует дальности видимости порядка 150 м) ошибка измерения  $\frac{\Delta S_m}{S_m} \approx 0,18\delta S_{m0}$ , т. е. уменьшается почти в шесть раз по сравнению с ошибкой фотометра с одним отражателем.

В то же время при высокой прозрачности  $\frac{\Delta S_M}{S_M} \approx \frac{1}{1-m} \delta S_{M_0} = 2\delta S_{M_0}$ , т. е. ошибка увеличивается всего в два раза. Однако это увеличение погрешности при высоких прозрачностях может быть полностью компенсировано, поскольку при введении дополнительного ближнего отражателя можно одновременно увеличить расстояние до основного (дальнего) отражателя.

Таблица

Ошибки измерения  $\frac{\Delta S_M}{S_M} \%$  различных приборов

Расстояние, м		m	S <sub>M</sub> км							
l <sub>б</sub>	l <sub>д</sub>		0,1	0,2	0,5	1,0	5,0	10	15	20
	100	0	не изм.	17,1	5,7	5,8	17	32	не изм.	не изм.
50	200	0,5	34	13	8,0	6,8	15	26	38	не изм.
50	500	0,5	34	13	11,6	11,2	10	14,8	20	25,5

В табл. 1 приводятся рассчитанные по формуле (3а) и (4) ошибки измерения  $\frac{\Delta S_M}{S_M}$  для прибора РДВ с одним отражателем на стандартной базе  $2 \times 100$  м и для того же прибора с двумя отражателями, удаленными на различные расстояния. Ошибка фотометрирования прибора везде принята равной  $\frac{\Delta \Phi}{\Phi_m} = 2\%$ .

Рассмотренный вариант базисного прибора был реализован летом 1971 г. на полевой базе ГГО в Воейково. Для измерения был использован фотометрический блок серийного прибора РДВ-2, в котором стандартная шкала была заменена шкалой, рассчитанной по формуле (2). Никаких изменений в конструкцию фотометрического блока внесено не было. Прибор работал с двумя отражателями, установленными на различных расстояниях от фотометрического блока. Отражатели были подобраны так, чтобы вклад сигналов от каждого из них при высокой прозрачности был одинаков ( $m=0,5$ ). При выбранных параметрах прибор теоретически должен был обеспечить измерение МДВ с ошибкой, не превышающей 25% в диапазоне МДВ приблизительно от 120 м до 10 км (см. 2-ю строку табл. 1). Поскольку еще не существует базисной установки, работающей в таком широком диапазоне, при испытании такого варианта прибора были использованы два контрольных базисных прибора: при малых видимостях (0,1 ÷ 1,0 км) — прибор РДВ-1 на базе  $2 \times 50$  м, при больших (1,0 ÷ 10 км) — базисный прибор М-37 на стандартной базе 250 м.

Результаты испытаний за период с июля по декабрь 1971 г. приведены на рис. 2, где по оси абсцисс отложены показания контрольных приборов, по оси ординат — показания прибора с двумя отражателями. График показывает хорошую сходимость показаний

контрольных приборов и прибора с двумя отражателями; коэффициент корреляции, полученный по 480 точкам оказался равным  $0,98 \pm 0,006$ .

В заключение отметим, что с точки зрения практической реализации рассмотренного варианта базисного прибора наиболее удоб-

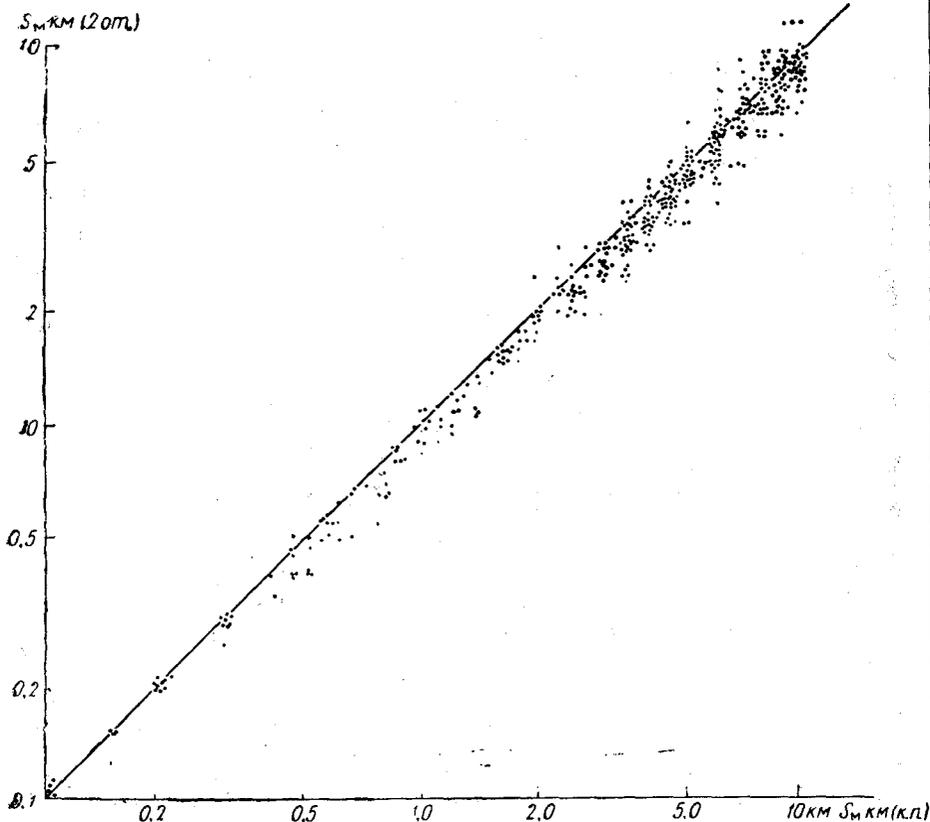


Рис. 2. Результаты полевых испытаний базисного регистратора с двумя отражателями.

ным представляется прибор, построенный по схеме, изображенной на рис. 1б. Здесь общий источник света 1 формирует два отдельных пучка, в каждом из которых устанавливается один отражатель. Для удобства настройки прибора в один из пучков (в изображенном на рисунке случае в пучок света ближнего отражателя) введен фильтр переменной плотности 6, позволяющий регулировать долю света от ближнего отражателя и устанавливать заданное значение коэффициента  $m$ . Представляется, что рассмотренный ва-

риант базисного прибора может быть взят за основу для объективного регистратора дальности видимости на сети станций.

Автор выражает глубокую признательность Н. М. Судеревской, Л. Г. Кузьмину и Л. М. Киуру, принимавшим активное участие в экспериментальном исследовании и проверке работы рассмотренного варианта базисного прибора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горышин В. И. Компенсационный фотометр для точных измерений и регистрации прозрачности атмосферы. — Труды ГГО, 1961, вып. 118.
2. Горышин В. И. Об оценке точности объективных измерений метеорологической дальности видимости. — Труды ГГО, 1965, вып. 169.
3. Вараксин В. П., Казачков В. М. Регистратор прозрачности атмосферы. Авт. св. № 279996. — Бюлл. «Открытия, изобретения, промышленные образцы и товарные знаки», 1970, № 27.

## ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ЛАЗЕРНОГО ЛОКАТОРА

Появление мощных импульсных источников света и в первую очередь оптических квантовых генераторов открыло новые возможности в изучении оптических свойств атмосферы. Разработка на их основе лазерных локаторов (лидаров) привела к тому, что в центре внимания оказались методы, использующие эффект нестационарного рассеяния света и основанные на связи формы отраженного (рассеянного) атмосферой светового импульса с пространственной структурой атмосферы на пути светового луча.

Основная трудность, на которую наталкивается попытка сколько-нибудь широкого внедрения лидаров в практику метеорологических наблюдений, заключается в чрезвычайной сложности количественной интерпретации данных лидарных измерений. Пока что лидары уверенно дают только качественную характеристику оптических свойств атмосферы [5,8—11]. Эта трудность количественной интерпретации данных лидарных измерений в первую очередь объясняется тем, что в уравнение лидара входят два неизвестных — величина пропускания (прозрачность) атмосферы на пути от лидара до рассеивающего слоя и объемный коэффициент обратного рассеяния в самой точке рассеяния. В результате непосредственная количественная интерпретация данных лидарных измерений может быть сделана только на основе каких-либо дополнительных допущений, как-то допущения однородности зондируемого слоя атмосферы. При этом принимается условие либо однородности атмосферы на пути зондирующего луча [3, 7], либо горизонтально стратифицированной атмосферы [14, 15]. Иногда в расчеты в том или ином виде вводится некоторый сигнал сравнения (например, сигнал чистой «стандартной» атмосферы [12, 13]); в других случаях — понятие о некоторой средней индикатрисе полидисперсной среды [2, 4]. При этом в любом варианте обработка полученных данных оказывается чрезвычайно сложной, поскольку приходится использовать или громоздкую ручную обработку, или обработку с помощью ЭВМ [17]. При оценке точности результатов измерения приходится учитывать то обстоятельство, что согласно некоторым

данным (например, [16]) связь между интенсивностью обратно рассеянного света и общим коэффициентом рассеяния для монохроматического света лазеров гораздо менее тесная, чем для белого света. В то же время для плотных помутнений (например, в туманах и облаках) эта связь оказывается достаточно тесной [6]. Таким образом, применение метода нестационарного рассеяния света наталкивается на целый ряд методических, аппаратных и других трудностей. В 1969 г. автором был предложен способ измерения прозрачности атмосферы путем посылки в атмосферу коротких световых импульсов и интегрирования вернувшихся назад сигналов [1]. Этот способ позволяет достаточно просто устранить влияние аппаратных погрешностей, не требует использования каких-либо допущений о структуре и природе аэрозольных частиц и, наконец, позволяет в сильной степени уменьшить погрешность измерения, обусловленную разбросом индикатрисы рассеяния. Вкратце суть предложенного способа заключается в следующем. Пусть источник света излучает короткий импульс света с энергией  $W$ . В момент времени  $t$  сигнал  $F(t)$ , принятый приемником в точке посылки за счет рассеяния назад, может быть записан в виде [3]

$$F(t) = k'W \rho_t x(\pi) t^{-2} e^{-c \int_0^t \alpha dt}, \quad (1)$$

где  $k'$  — коэффициент, зависящий от геометрии системы, в заданных пределах, определяемых геометрией эксперимента, подчиняющийся условию  $k' = \text{const}$ ;  $\rho_t$  — коэффициент рассеяния элементарного объема в слое, удаленном на расстояние  $l$  от источника, где  $l = \frac{ct}{2}$  ( $c$  — скорость света);  $x(\pi)$  — значение нормированной индикатрисы рассеяния в направлении, противоположном направлению падающего света;  $c \int_0^t \alpha dt$  — удвоенная оптическая толщина слоя  $l$ .

Согласно приведенному способу предлагается производить накопление (интегрирование) сигнала обратного рассеяния, производя одновременно коррекцию этого сигнала по дальности, т. е. меняя усиление принятых сигналов пропорционально квадрату текущего времени (например, меняя усиление приемника по закону  $k(t) = kt^2$ ). Если при таких условиях накапливать сигнал обратного рассеяния в пределах некоторого времени от  $t_0$  до  $T$ , то общая величина накопленного сигнала может быть записана в виде

$$U = k \int_{t_0}^T F(t) t^2 dt = kk'W \int_{t_0}^T x(\pi) \rho_t e^{-c \int_0^t \alpha dt} dt, \quad (2)$$

справедливым для случая достаточно короткого импульса света.

Решение уравнения (2) требует наличия чисто рассеивающей атмосферы, т. е. выполнения условия  $\rho_t = \alpha_t$ , обязательного для всех приборов, основанных на измерении обратно рассеянного света. Никаких других ограничений в данном случае не ставится.

Для решения (2) величину  $x(\pi)$  следует вынести из под знака интеграла. Обращаем внимание на то, что требование постоянства этой величины здесь также не ставится. Она рассматривается здесь как некая неизвестная величина, о которой с уверенностью можно сказать лишь, что она меняется значительно слабее, чем переменная  $r_t$  под знаком интеграла.

Путем замены переменных  $y = \int_0^t a dt$  и  $dy = a_t dt$  получаем решение (2) в виде

$$U = \frac{kk'W}{c} x_{\Delta T} e^{-c\bar{\alpha}_0 t_0} (1 - e^{-c\bar{\alpha} \Delta T}), \quad (3)$$

где  $\Delta T = T - t_0$  — «чистое» время накопления сигнала,  $x_{\Delta T}$  — среднее интегральное значение величины  $x(\pi)$  на участке  $\Delta T$  в формуле (2),  $c\bar{\alpha} \Delta T$  — удвоенная оптическая толщина зондируемого слоя атмосферы ( $\Delta L = \frac{c \Delta T}{2}$ ),  $c\bar{\alpha}_0 t_0$  — то же слоя атмосферы на участке «тене-вой зоны»  $l_0$ .

Отметим также, что никаких требований о том, чтобы теневая зона  $l_0$  была достаточно мала, не предъявляется, и принципиально предложенный метод измерения позволяет определять прозрачность заданного слоя  $\Delta L$ , удаленного на произвольное расстояние  $l_0$  от установки.

Формула (3) определяет величину сигнала, полученного за время накопления  $\Delta T$ , т. е. величину сигнала от зондируемого участка  $\Delta L$ . Продолжая процесс накопления, можно измерить дополнительно величину сигнала, накопленного к некоторому моменту времени  $T_m > T$ . По аналогии с (3) величина сигнала, накопленного за время накопления  $\Delta T_m = T_m - t_0$  может быть записана в виде

$$U_m = \frac{kk'W}{c} e^{-c\bar{\alpha}_0 t_0} x_{\Delta T_m} (1 - e^{-c\bar{\alpha}_m \Delta T_m}). \quad (3a)$$

Нетрудно заметить, что по мере увеличения времени накопления  $\Delta T_m$  величина сигнала  $U_m$  стремится к некоторому постоянному значению, не зависящему от прозрачности атмосферы. На зондируемом участке

$$U_m \approx \frac{kk'W}{c} e^{-c\bar{\alpha}_0 t_0} x_{\Delta T_m}, \quad (4)$$

поскольку по мере увеличения времени накопления  $\Delta T_m$  величина  $e^{-c\bar{\alpha}_m \Delta T_m}$  быстро уменьшается, стремясь к нулю. Действительно, при  $c\bar{\alpha}_m \Delta T_m = 3$  величина  $e^{-c\bar{\alpha}_m \Delta T_m} = 0,05$ , при  $c\bar{\alpha}_m \Delta T_m = 4$   $e^{-c\bar{\alpha}_m \Delta T_m} = 0,018$  и т. д. Разделив (3) на (4), получим

$$\frac{U}{U_m} = \frac{x_{\Delta T}}{x_{\Delta T_m}} (1 - e^{-c\bar{\alpha} \Delta T}). \quad (5)$$

Сущность изложенных операций, таким образом, сводится к тому, чтобы в процессе измерения не только определять величину сигнала, накопленного при прохождении импульсом света зондируемого участка  $\Delta L$ , но и находить каждый раз максимальную величину накопленного сигнала при достаточно большом времени накопления. Другими словами, в процессе измерения необходимо дополнительно измерять величину множителя  $\frac{k k' w}{c} x_{\Delta T} e^{-c \bar{\alpha}_0 t_0}$  в формуле (3).

Рассмотрим полученное выражение (5). Хотя в общем случае  $x_{\Delta T} \neq x_{\Delta T_m}$ , это неравенство достаточно слабое и разброс безразмерной величины  $x_{\Delta T}/x_{\Delta T_m}$  в формуле (5) значительно меньше, чем разброс абсолютных значений  $x_{\Delta T}$  и  $x_{\Delta T_m}$ . Действительно, для однородной атмосферы при любом типе индикатрисы ее влияние компенсируется полностью, поскольку в этом случае величина  $x(\pi)$  в формуле (2) есть величина постоянная, т. е.  $x_{\Delta T} = x_{\Delta T_m} = x(\pi)$ ; отношение сигналов  $\frac{U}{U_m}$  однозначно определяет прозрачность зондируемого слоя атмосферы

$$\frac{U}{U_m} = 1 - e^{-c \bar{\alpha} \Delta L} \quad (6)$$

и не зависит ни от индикатрисы, ни от параметров аппаратуры. Возвращаясь к общему случаю неоднородной атмосферы, заметим, что неравенство  $x_{\Delta T} \neq x_{\Delta T_m}$  определяется не абсолютным разбросом индикатрисы  $x(\pi)$ , а соотношением между величинами  $T$  и  $T_m$ . Действительно, согласно (2), в пределе при  $T \rightarrow T_m$  величина  $x_{\Delta T_m} \approx x_{\Delta T}$  при любом типе индикатрисы. Таким образом, отклонение от единицы множителя  $\frac{x_{\Delta T}}{x_{\Delta T_m}}$  в формуле (5) будет определяться не абсолютной величиной разброса индикатрисы рассеяния, а тем, насколько различны средние интегральные значения  $x(\pi)$  в пределах  $t_0 \div T$  и  $t_0 \div T_m$  соответственно.

Следовательно, способ с накоплением сигналов, представляющий собой импульсный вариант метода обратного рассеяния, позволяет производить измерение прозрачности однородной и неоднородной атмосферы и при этом в значительной степени компенсировать влияние индикатрисы рассеяния; в то же время этот способ не требует дополнительной обработки принятого сигнала; шкала такого прибора может быть рассчитана непосредственно по формуле (6).

Процесс измерения прозрачности атмосферы рассмотренным способом может быть построен двояким образом. При определении прозрачности некоторого фиксированного слоя атмосферы  $\Delta L$  следует измерять относительную величину  $U/U_m$ , где  $U$  есть величина накопленного сигнала за время  $\Delta T = \frac{2\Delta L}{c}$ , а  $U_m$  — максимальное зна-

чение накопленного сигнала. Искомая величина  $\bar{\alpha}$  в этом случае находится из соотношения

$$\bar{\alpha} = \frac{-1}{c \Delta T} \ln \left( 1 - \frac{U}{U_m} \right). \quad (7)$$

Другой вариант обработки результатов измерения заключается в том, чтобы производить накопление сигнала до тех пор, пока относительная величина  $\frac{U}{U_m}$  не достигнет некоторого заданного значения  $\frac{U}{U_m} = B = \text{const}$ . В этом случае

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\Delta T} \left[ \frac{\ln(1 - B)}{-c} \right] \quad (8)$$

и искомая величина обратно пропорциональна времени накоплений  $\Delta T$ . Анализ показывает, что ошибка определения величины  $\alpha$  сильно зависит от оптической толщины зондируемого слоя атмосферы. При малой оптической толщине зондируемого слоя ( $ca \Delta T \ll 1$ ) погрешность измерения величины  $\alpha$  равна

$$\frac{\Delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \approx \sqrt{(\delta T)^2 + \left( \frac{\Delta B}{B} \right)^2} \quad (9)$$

или в более общем виде с учетом влияния индикатрисы,

$$\frac{\Delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} \approx \sqrt{(\delta T)^2 + \left( \frac{\Delta B}{B} \right)^2 + \left( \frac{\Delta x^*}{x^*} \right)^2}, \quad (9a)$$

где  $\frac{\Delta B}{B}$  — погрешность определения величины  $B$ ,  $\delta T$  — относительная ошибка определения времени  $\Delta T$ ,  $\frac{\Delta x^*}{x^*}$  — ошибка, обусловленная неравенством величин  $x_{\Delta T}$  и  $x_{\Delta T_m}$ .

При достаточно больших оптических толщах ( $ca \Delta T > 1$ ) влиянием составляющей  $\delta T$  можно пренебречь и величина относительной ошибки величины  $\bar{\alpha}$  определяется по формуле

$$\frac{\Delta \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} = \frac{e^{c \bar{\alpha} \Delta T} - 1}{c \bar{\alpha} \Delta T} \sqrt{\left( \frac{\Delta B}{B} \right)^2 + \left( \frac{\Delta x^*}{x^*} \right)^2} \quad (10)$$

и резко возрастает по мере увеличения оптической толщины  $ca \Delta T$ .

В заключение укажем на одну важную возможность рассматриваемого варианта измерения, представляющую определенный интерес для исследовательской практики. Если выбрать  $t_0$  малым, так чтобы  $e^{-c \bar{\alpha} t_0} \approx 1$ , то величина максимального значения накопленного сигнала, согласно (4), будет

$$U_m = \frac{kk'W}{c} x_{\Delta T_m}. \quad (11)$$

Определив независимым методом параметры аппаратуры  $k$ ,  $k'$  и  $W$ , по величине сигнала  $U_m$  можно непосредственно найти значение индикатрисы рассеяния под углом  $180^\circ$  в реальной атмосфере, осредненную по большому зондируемому объему

$$x_{\Delta T_m} = \frac{cU_m}{kk'W}, \quad (12)$$

Подобные исследования представляют большой научный интерес и помогут ответить на целый ряд неясных в настоящее время вопросов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев В. А. Способ определения прозрачности атмосферы. Авт. св. № 309338. — Открытия, изобретения, промышленные образцы и товарные знаки. 1971, № 22.
2. Науменко Е. К. О возможности получения данных о микроструктуре атмосферного аэрозоля при лазерном зондировании. — Изв. АН СССР, Физ. атм. и океана, т. 7, 1971, № 8.
3. Скрябин А. Л., Иванов А. П., Калинин И. Н. Пространственно-временная структура световой дымки от импульсного излучателя. — Изв. АН СССР, Физ. атм. и океана, т. 6, 1970, № 9.
4. Швидковский Е. Г. и др. Определение некоторых параметров нижней атмосферы с помощью наземного лазерного локатора. — Изв. АН СССР, Физ. атм. и океана, т. 7, 1971, № 4.
5. Bain W. C., Sandford M. C. W. Backscattering from the Upper Atmosphere (75—160 km) detected by Optical Radar. — Nature, 210, 1966, No. 5038.
6. Brinkworth B. J. Calculation of attenuation and backscattering in cloud and fog. — Atm. Environ., 5, 1971, No. 8.
7. Brown R. T., I. Hasel R. F., Laudon H. System for measuring extinction coefficients in the atmosphere utilizing backscattered signals. Pat. USA. 1970, No. 3519354.
8. Collis R. T. H. Lidar: a new atmospheric probe. Y. of the Roy. Met. Soc., 92, 1966, No. 392.
9. Collis R. T. H. Lidar. Appl. Opt., 9, 1970, No. 8.
10. Collis R. T. H., Ligda M. G. H. Laser radar echoes from the clear atmosphere. — Nature, 203, 1964, No. 4944.
11. Clemesh a B. R., Kent G. S., Wright R. W. H. Laser probing the lower atmosphere. — Nature, 209, 1966, No. 5019.
12. Davis P. A. The analysis lidar signatures of Cirrus clouds. — Appl. Opt., 8, 1969, No. 10.
13. Elterman L., Cambell A. B. Atmospheric aerosol observations with searchlight probing. — Y. Atm. Sci., 21, 1964.
14. Hamilton P. M. Lidar measurement of backscatter and attenuation of atmospheric aerosol. — Atm. Environ., 3, 1969, No. 2.
15. Muneyasi Kano. On the determination of backscattering and extinction coefficient of the atmosphere by using a laser radar. — Papers Met. and Geoph., 19, 1968, No. 1.
16. Twomey S., Howell H. B. The relative merit of white and monochromatic light for the determination of visibility by backscattering measurements. — Appl. Opt., 4, 1965, No. 4.
17. Vizee W., Uthe E. E., Collis R. T. H. Lidar observations of airfield approach conditions. — Y. Appl. Met., 8, 1969, No. 2.

## К ВОПРОСУ РАСЧЕТА ВЕЛИЧИН ЭФФЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ СЛУЧАЕВ БЕЗОБЛАЧНОГО НЕБА

Знание величин эффективного излучения подстилающей поверхности имеет важное значение при решении целого ряда метеорологических задач. Например, при оценке величин радиационного баланса деятельной поверхности необходимо учитывать расход радиационного тепла посредством эффективного излучения, необходимо знать величины эффективного излучения и для изучения теплового баланса деятельной поверхности и теплового режима нижних слоев атмосферы. Этому посвящено много работ. Из них ряд работ уделен вопросам определения величин эффективного излучения для условий ясного неба [1--9].

По данным наблюдений в отдельных пунктах с помощью пиргеометров различных конструкций были получены эмпирические формулы для определения эффективного излучения при ясном небе, дававшие одинаковую связь эффективного излучения  $E_{эф}$  с температурой воздуха вблизи подстилающей поверхности (на высоте 1,2—1,5 м) и отличавшиеся видом зависимости от упругости водяного пара. Чаще всего при климатологических расчетах использовались эмпирические формулы, полученные А. Онгстремом (1) и Д. Брентом (2):

$$E_{эф} = \sigma T^4 (A + B \cdot 10^{-Ce}); \quad (1)$$

$$E_{эф} = \sigma T^4 (a + b\sqrt{e}). \quad (2)$$

где  $E_{эф}$  — эффективное излучение в кал/см<sup>2</sup>·мин;  $\sigma$  — постоянная излучения в кал/см<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>;  $T$  — температура воздуха;  $e$  — упругость водяного пара в мм;  $A, B, C, a, b$  — эмпирические коэффициенты.

Разные авторы экспериментально и теоретически получили значения этих коэффициентов для нескольких географических пунктов. В [5] дана сводка этих значений для формул Онгстрема и Брента, приведенная в табл. 1. Как видно из табл. 1, полученные численные значения постоянных в (1) и (2) очень изменчивы.

В климатологических расчетах при использовании формулы Онгстрема наиболее часто применялись значения постоянных  $A=0,194$ ,  $B=0,236$  и  $C=0,069$ , приведенные в справочнике Линке.

В более поздних исследованиях были разработаны теоретические методы определения величин эффективного излучения (работы К. Я. Кондратьева, М. Е. Берлянда и Т. Г. Берлянд [3, 4, 5]).

Таблица 1

Предельные значения постоянных

Коэффициенты				
в формуле Онгстрема			в формуле Брента	
A	B	C	a	b
0,18—0,25	0,148—0,32	0,068—0,126	0,34—0,66	0,033—0,127

М. Е. Берляндом и Т. Г. Берлянд [3] теоретически установлена зависимость эффективного излучения при безоблачном небе от температуры и абсолютной влажности воздуха. Зависимость, найденная ими, выражена в следующей аналитической форме:

$$E_{эф} = \delta \sigma T^4 (0,39 - 0,058\sqrt{e}). \quad (3)$$

где  $e$  — абсолютная влажность в миллиметрах,  $E_{эф}$  — в кал/см<sup>2</sup>·мин. Она оказалась очень близкой к эмпирической закономерности, найденной Больцом и Фалькенбергом [8] в результате обработки по вибрационному пиргеометру при безоблачном небе [9].

На сети актинометрических станций для определения эффективного излучения в ночной срок служат измерения длинноволнового баланса термоэлектрическим балансомером М-10. Для обоснования эмпирических формул типа (1) и (2) по балансомерным измерениям автором был обработан материал наблюдений по двум пунктам: Воейково и Ташкент за двухлетний период (1958, 1959 гг.). Материалы этих лет были выбраны потому, что за это время имелось большое число случаев измерений по балансомеру при ясном небе в ночной срок.

Принимая

$$\frac{-B_d}{\sigma T^4} = f(\sqrt{e}) = a - b(\sqrt{e})^n = a - b(e)^{0,5};$$

была получена зависимость эффективного излучения от абсолютной влажности воздуха  $\sqrt{e}$  вблизи подстилающей поверхности.

Корреляция между эффективным излучением и  $\sqrt{e}$  оказалась весьма высокой. Оба пункта наблюдений дали сходные результаты. Зависимость величин  $\frac{-B_d}{\sigma T^4}$  кал/см<sup>2</sup>·мин от  $e$  и  $\sqrt{e}$  мб по усредненным данным представлена на рис. 1. Характер полученной зависимости совпадает с тем, который был установлен М. Е. Берлян-

дом и Т. Г. Берлянд в результате расчетов по предложенной ими теоретической формуле (3):

На основе построенного по экспериментальным данным графика были получены две эмпирические формулы для расчета эффективного излучения при ясном небе, которые дают одинаковую связь эффективного излучения с температурой поверхности и отличаются зависимостью от абсолютной влажности вида:

$$\frac{-B_d}{\sigma T^4} = -0,015 - (-30) \cdot e^{-0,25} = 0,30 \cdot e^{-0,25} - 0,015, \quad (4)$$

$$\frac{-B_d}{\sigma T^4} = 0,130 + 0,166 \cdot 10^{-0,090 \cdot e}, \quad (5)$$

где  $B_d$  — измеренный длинноволновый баланс в кал/см<sup>2</sup>·мин;  $\sigma$  — постоянная излучения в кал/см<sup>2</sup>·мин·град<sup>4</sup>;  $T$  — температура подстилающей поверхности;  $e$  — абсолютная влажность воздуха вблизи поверхности в миллибарах.

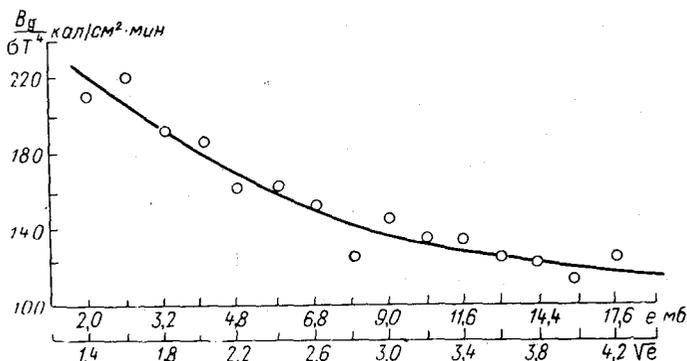


Рис. 1. Зависимость эффективного излучения подстилающей поверхности от абсолютной влажности воздуха, полученная по данным балансомерных измерений в ночные сроки при ясном небе (ст. Воейково и Ташкент, 1958—1959 г.).

По формулам (4) и (5) были произведены соответствующие расчеты эффективного излучения для пунктов: Воейково, Ташкент (1970 г.), Каунас (1958 г.), Высокая Дубрава (1970 г.), Сад-город (1959 г.). Сопоставление полученных по обеим формулам значений показало небольшое различие как между собой, так и с измеренными по балансомеру величинами эффективного излучения.

Однако результаты вычислений по этим формулам оправдываются лишь статистически, в отдельных случаях вполне возможны отклонения. При безоблачном небе эффективное излучение подстилающей поверхности будет зависеть не только от влажности воздуха и температуры поверхности, а также от распределения температуры и влажности воздуха по высоте и от количества пыли

и углекислоты в атмосфере. Можно думать, что в отдельных случаях при экстремальном количестве пыли или значительном отклонении температуры и влажности воздуха в атмосфере от среднего возможны заметные расхождения экспериментальных данных по эффективному излучению с вычисленными.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я. О расчете эффективного излучения земной поверхности. — Научный бюллетень ЛГУ, 1949, № 24.
2. Кондратьев К. Я. К вопросу о приближенном вычислении эффективного излучения у земной поверхности. — В кн.: «Динамическая и сельскохозяйственная метеорология». Инф. сб. № 1, Л., Гидрометеиздат, 1951.
3. Берлянд М. Е., Берлянд Т. Г. Определение эффективного излучения земли с учетом влияния облачности. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1952, № 1.
4. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1956.
5. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1956.
6. Ковалева Е. Д. О расчете эффективного излучения поверхности и противоизлучение атмосферы. — Труды ГГО, 1951, вып. 27(89).
7. Bolz H. M. und Fritz H. Таблицы и номограммы для расчета противоизлучения и эффективного излучения. Zeitschr. für Meteor. Bd. 4, 1950, H. 10.
8. Bolz H. M., Falckenberg G. Neubestimmung der Konstanten der Angströmschen Strahlungsformel. Zeitschr. für Meteor. Bd. 3, 1949, H. 4.
9. Bolz H. und Falckenberg G. Die Strahlungsmessungen an Meteorologischen. Observatorium Warnemünde, 1947.

Л. В. ЛУЦЬКО, Т. В. МЮХКЮРЯ, А. В. МИХАЛЧЕНКОВ

## О СВЕТОВОМ ЭКВИВАLENTE СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ ПРИ МАЛЫХ ВЫСОТАХ СОЛНЦА

Приведенные в [1] сводные данные о световом эквиваленте суммарной радиации в основном относятся к значениям высоты солнца более  $5^\circ$ .

В данной работе произведены измерения световых эквивалентов суммарной радиации в интервале высот солнца от  $45$  до  $(-4)^\circ$ . Освещенность регистрировалась фотоэлектрическим фотометром [2], максимальная погрешность измерения которого составляла  $\pm 12\%$ . Градуировка фотометра производилась по световому эквиваленту прямой солнечной ФАР, равной  $169 \text{ клк/кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$ . Суммарная радиация регистрировалась пиранометром М-80 в комплекте с гальванографом МСЦ Пр-06-18. При малых уровнях радиации пиранометр подключался к гальванометру типа М195/1. Линейность пиранометра с гальванографом и гальванометром исследовалась в лабораторных условиях по лампе накаливания с применением набора нейтральных светофильтров. С целью исключения из спектра лампы накаливания инфракрасного участка, в котором нейтральные светофильтры являются селективными, были использованы светофильтры СЗС-14 толщиной  $3 \text{ мм}$  и СЗС-16 толщиной  $2,5 \text{ мм}$ . На всех диапазонах измерений система оказалась линейной с точностью до  $\pm 1\%$ . Влияние длинноволнового излучения от тела, нагретого до  $100^\circ\text{C}$ , на самом чувствительном диапазоне составило  $2,5\%$  номинального значения шкалы. Это обстоятельство позволило пренебречь погрешностью, вызванной излучением колпака пиранометра при измерениях малых величин радиации.

Поправка к установкам, обусловленная отклонением чувствительности от закона «косинусов», вводилась при безоблачном небе по высоте солнца, а при переменной облачности — для случая равномерно яркого неба.

С учетом всех погрешностей установок, участвовавших в измерениях, максимальная погрешность измерения светового эквивалента суммарной радиации при низких высотах солнца составляет  $30\%$ .

На рис. 1 представлен ход светового эквивалента суммарной радиации, измеренный в Воейкове летом 1971 г. при облачности 0—5 баллов и факторе мутности в среднем 3—4. Большой разброс данных при низком солнце объясняется низкой точностью измерения поправки на отступление от закона «косинусов» установок при больших углах падения радиации, а также трудностью учета этой поправки при низком солнце, особенно в случае наличия облаков. Как показали проведенные измерения распределения солнечной

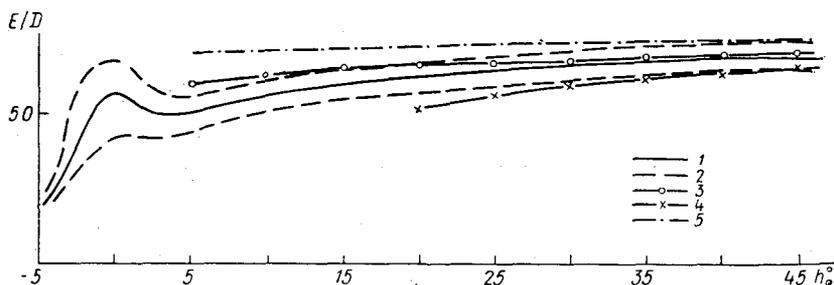


Рис. 1. Зависимость светового эквивалента суммарной радиации  $E/D$  клк/кал·см<sup>-2</sup>·мин<sup>-1</sup> от высоты солнца  $h_{\odot}$ .

1—средние измеренные значения, 2—вероятные отклонения от среднего арифметического, 3—измеренные данные [1], 4—расчетная кривая Доньо, 5—расчетная кривая [9].

радиации по кольцевым зонам небосвода, доля суммарной радиации в зоне от горизонта до высоты 30° при высоте солнца 0—5° колебалась в зависимости от наличия облаков в пределах 73—30%, а при высоте солнца 0—(-4)° — в пределах 45—25%.

Однако анализ погрешностей установок позволяет сделать заключение, что представленный на рис. 1 изгиб кривой должен наблюдаться. Действительно, поскольку поправка, обусловленная отступлением от закона косинусов, для высоты солнца от 10 до 1° у фотометра  $(F_h)_{\phi}$  оказалась больше единицы, а у пиранометра  $(F_h)_{\pi}$  — меньше единицы, то общая поправка  $\frac{(F_h)_{\phi}}{(F_h)_{\pi}}$  для светового эквивалента заведомо больше единицы. Как показали расчеты, для наших установок в случае равномерно яркого неба поправка к световому эквиваленту составляет 0,99, поэтому при обработке измерений для случаев переменной облачности она практически отсутствует. В случае преобладания радиации в зоне неба выше 30° эта поправка также близка к единице. Но для случаев низкого солнца при переменной облачности, если небо не является равномерно ярким и имеет место преобладание радиации из зоны солнца, полученные величины световых эквивалентов являются заниженными примерно на 7%.

Изгиб кривой на рис. 1 объясняется изменением спектрального состава суммарной радиации при низком солнце, которое уже наблюдалось неоднократно. Так, Кимбалл [4] определил изменение

цветовой температуры суммарной радиации с ходом высоты солнца, на основании чего пришел к заключению, что световой эквивалент не может быть постоянным и должен увеличиваться при низком солнце. Раутиан Г. Н. [5] наблюдал «пожелтение» лучей и увеличение доли голубого света неба при малых высотах солнца. На это указывал также Шаронов В. В. [6], отмечая, что при высотах солнца менее  $5^\circ$  в суммарной освещенности горизонтальной поверхности синий конец спектра

Таблица 1

Освещенность горизонтальной поверхности  
(клк/кал · см<sup>-2</sup> · мин<sup>-1</sup>)

Высота солнца	По данным [1]	По измерениям
0°	610	540
-1	350	290
-2	180	176
-3	70	62
-4	23	21
-5	7,3	6

получает некоторый перевес над красным. Этот эффект возрастает с приближением солнца к горизонту и имеет место также после захода солнца, а затем убывает. В появившейся позднее работе [7] отмечается, что сине-красное отношение в суммарной радиации перед заходом солнца уменьшается, в момент погружения солнечного диска под горизонт резко возрастает, затем быстро уменьшается, что объяснялось постепенным исключением прямой солнечной радиации по мере погружения солнца под горизонт.

Исходя из сказанного в работах [4—7] следует ожидать, что световой эквивалент суммарной радиации перед заходом солнца

должен уменьшаться, затем при высоте солнца ниже  $5^\circ$  — возрастать, после погружения солнечного диска под горизонт — снова уменьшаться, как это и видно на рис. 1.

Для сравнения на рис. 1 приведены данные, измеренные О. Д. Бартеневой и Е. А. Поляковой [1], расчетные данные Доньо [8] и рассчитанные авторами [9] данные по таблицам Зидентопфа и Реегера и формуле С. И. Сивкова. Как видно из рис. 1, данные авторов при высоте солнца более  $15^\circ$  совпадают с данными [1] в пределах вероятного отклонения от среднего арифметического, что может служить также и подтверждением правильности градуировки фотометра по световому эквиваленту прямой солнечной ФАР.

В измеренных данных сумеречной освещенности не обнаружено изгиба кривой в области значений высоты солнца около  $(-2)^\circ$ , как это было в работах [10, 11]. Полученный авторами летом 1971 г. в Воейкове ход освещенности в течение гражданских сумерек подобен осредненным значениям, приведенным в работе [1], и, как видно из табл. 1, отличается от них в среднем на 10%.

Удовлетворительное совпадение измеренных данных с данными [1] свидетельствует о достоверности представленных результатов, которые позволяют сделать следующие выводы:

1) отсутствие монотонности в ходе светового эквивалента сум-

марной радиации в области значений высоты солнца от 5 до ( $-5$ )°;

2) возможность применения способа градуировки фотометров по световому эквиваленту прямой солнечной ФАР.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бартенева О. Д., Довгялло Е. Н., Полякова Е. А. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы.— Труды ГГО, 1967, вып. 220.
2. Луцько Л. В., Янишевский Ю. Д. Усовершенствование методики исследования естественной освещенности.— Труды ГГО, 1966, вып. 184.
3. Kimball H. H. Records of solar total radiation intensity and their relation to daylight intensity.— *Monthly Weather Review*, v. 52, 1924, No. 10.
4. Раутиан Г. Н. Спектральный состав дневного света.— Труды I Всесоюзной конференции по естественному освещению, 1933, вып. 3.
5. Шаронов В. В. Спектральный состав дневного света. *Природа*, 1938, № 4.
6. Johnson T. B., Salisbury F. B., Connor G. I. Ratio of blue to red light: a brief increase following sunset. *Science*, 155, 1967, No. 3770.
7. Dogniaux R. Etude de l'éclairément lumineux naturel.— *Inst. Roy. Met. de Belgique, Ser. B*, 1954, n° 12.
8. Луцько Л. В., Вайсбанд Р. Ф. О соотношении прямой солнечной радиации с освещенностью.— Труды ГГО, 1968, вып. 213.
9. Schemm F. Ergebnisse von Helligkeitsmessungen mit der Kaliumzelle in der Dämmerung.— *Gerlands Beiträge zur Geophysik*. Bd. 28, 1930, H 1/3.
10. Ярославцев И. Н. Результаты наблюдений над освещенностью белых ночей в Слуцке. *Ж. Геоф. и Метеор.*, Т. 5, 1928, в. 1.

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА ВО ВРЕМЯ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ПОЛЕТОВ 1960—1970 ГГ.

Связь горизонтального распределения общего содержания атмосферного озона и аэросиноптических условий в верхней тропосфере и нижней стратосфере давно уже привлекает внимание советских и зарубежных исследователей. Для анализа таких связей пользуются в основном данными мировой озонметрической сети.

Весьма полезны для изучения особенностей горизонтального распределения озона результаты самолетных измерений озона.

С 1958 г. измерения общего содержания озона с самолета эпизодически проводились озонметрической группой ГГО. Для наблюдений за озоном использовался самолетный озонметр ГГО [1].

Методика наблюдений описана в работах [1, 2]. Часть результатов, полученных до 1962 г. была опубликована [2]. С помощью самолетных измерений было впервые обнаружено повышенное содержание озона в зоне струйных течений [2].

Настоящая работа является попыткой проанализировать некоторые особенности распределений атмосферного озона, полученных в научно-исследовательских полетах 1960—1970 гг. в различных синоптических ситуациях.

Самолетный озонметр своими основными характеристиками не отличается от сетевого озонметра М-83. Основным источником погрешностей прибора М-83 является селективность атмосферного аэрозоля [3]. В работе [3] показано, что ошибки, вносимые аэрозолем в данные измерений по М-83, зависят главным образом от величины оптической плотности аэрозоля.

Поэтому при анализе материалов, полученных с помощью самолетного озонметра, следует учесть различие в содержании аэрозоля над прибором во время градуировки в наземных условиях и во время полетов, которые проходят на высоте 1000—6000 м, где количество аэрозоля существенно меньше.

С другой стороны, малое количество аэрозоля во время измерений с самолета позволяет получать при неучете аэрозольной по-

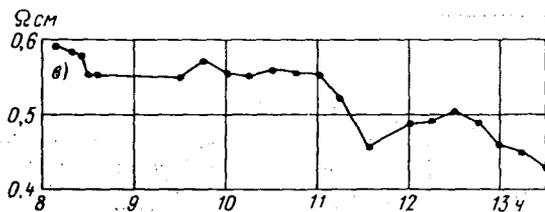
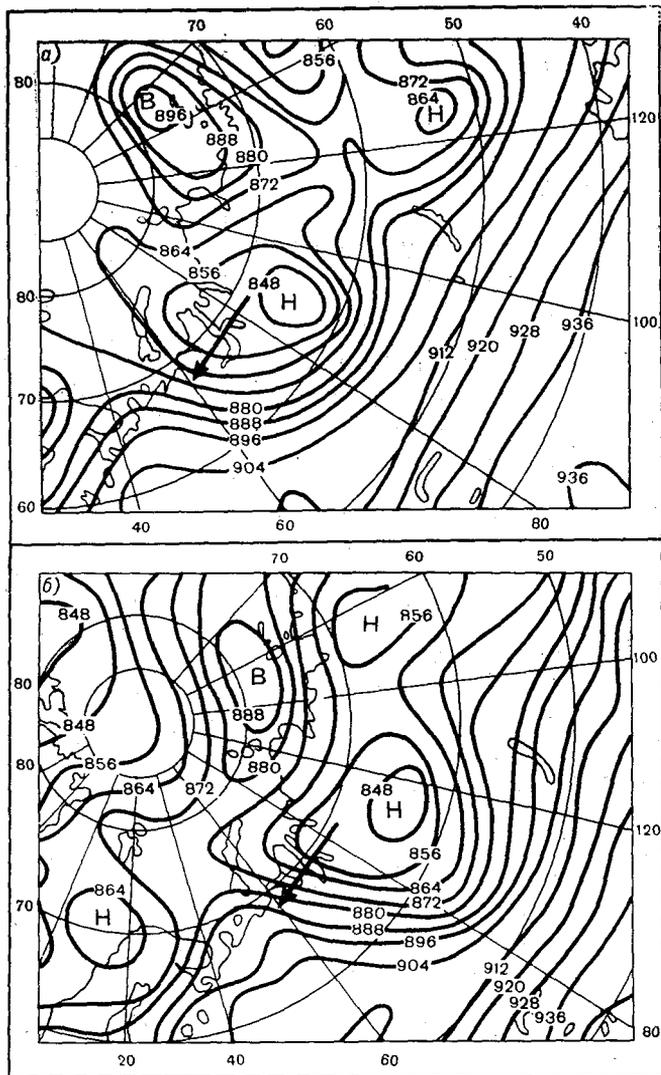


Рис. 1. Абсолютная топография поверхности 300 мб в 3 ч моск. времени 19 (а) и 20 (б) апреля 1966 г. Общее содержание озона 19 апреля 1966 г. по маршруту Дудинка — Печора (в).

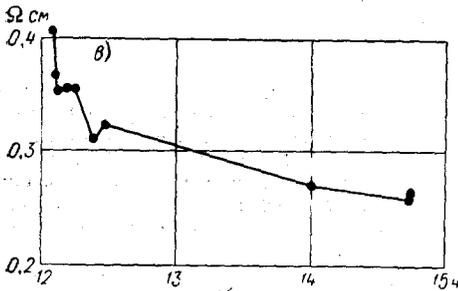
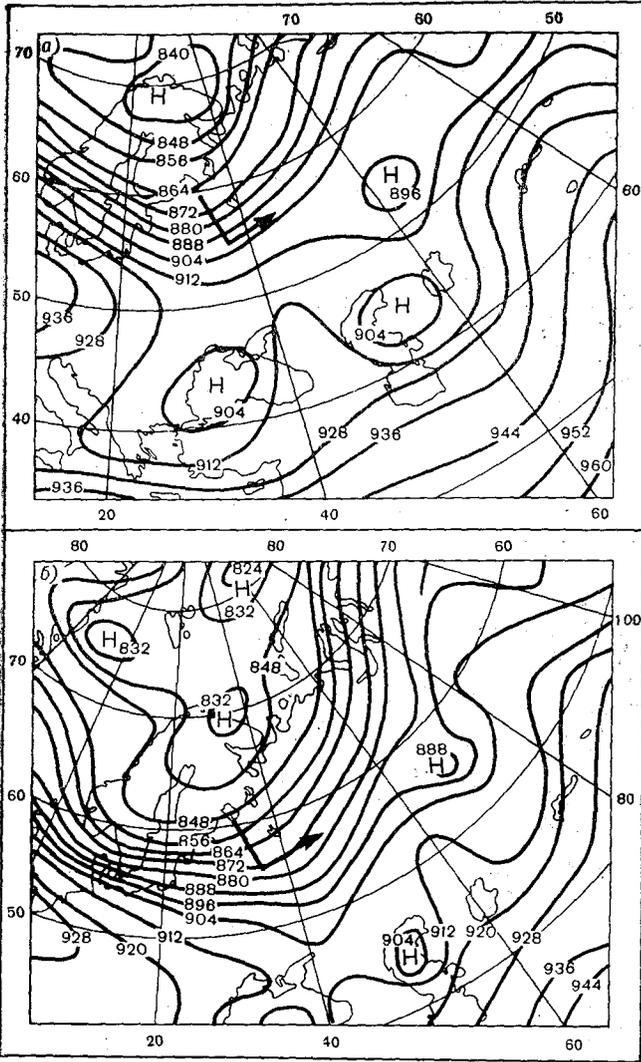


Рис. 2. Абсолютная топография поверхности 300 мб в 3 ч моск. времени 17 (а) и 18 (б) апреля 1967 г. Общее содержание озона 17 апреля 1967 г. по маршруту Ленинград — Горький (в).

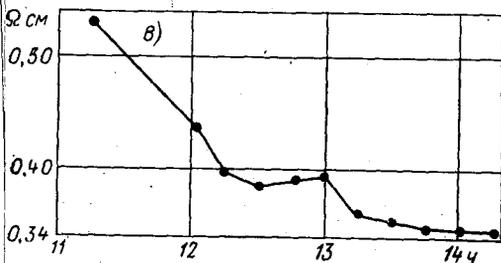
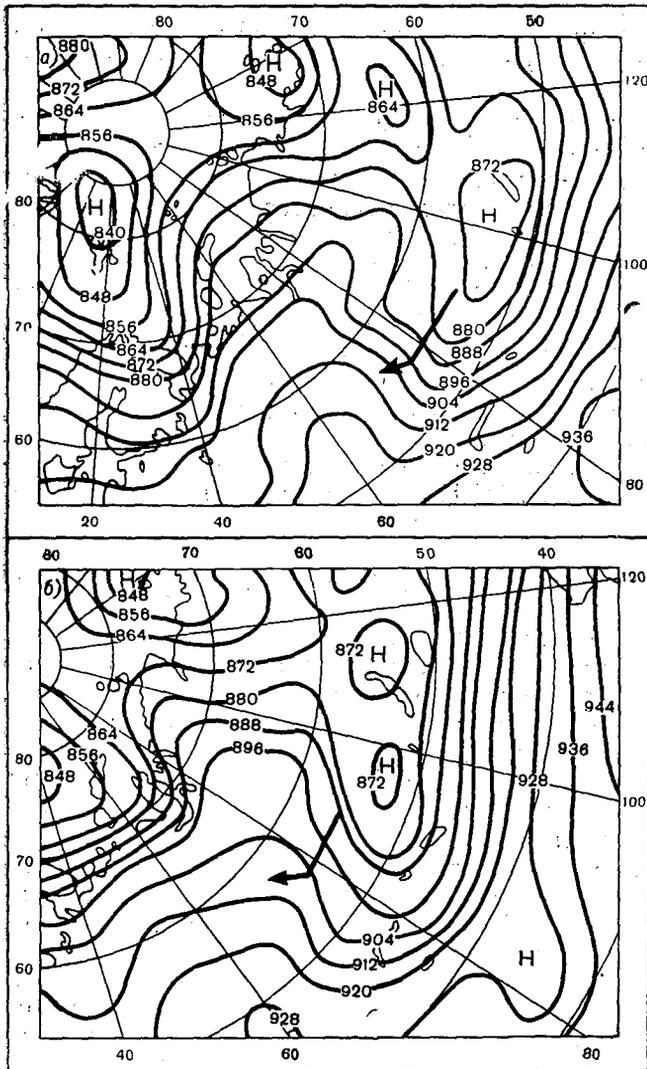


Рис. 3. Абсолютная топография поверхности 300 мб в 3 ч моск. времени 18 (а) и 19 (б) апреля 1963 г. Общее содержание озона 18 апреля 1967 г. по маршруту Красноярск — Новосибирск — Омск (в).

грешности относительное распределение озона над линией маршрута с малой погрешностью.

Наиболее ценными следует считать измерения, выполненные во время перелетов на большие расстояния за короткий промежуток времени.

Полеты озонометрической группы ГГО проводились на самолете ИЛ-14 в разных районах Советского Союза. Значительная часть полетов проходила весной в субарктических районах и районах Дальнего Востока. Высота полета чаще всего была 2100 и 3000 м. Часть полетов выполнялась на высотах около 1000 и 6000 м. Наблюдения проводились через открытое окно самолета через 10—15 мин полета, т. е. через 40—80 км пути по заданному маршруту.

Всего из материалов 1960—1970 гг. было рассмотрено 98 дней наблюдений. Предпочтение отдавалось наблюдениям, при которых перелет совершался на достаточно большое расстояние (более 500 км), когда не менялась высота полета, а высота солнца менялась в малых пределах.

Для анализа аэросиноптической обстановки был использован синоптический бюллетень ЦИП (абсолютная топография изобарических поверхностей 500 мб и выше, данные о высоте тропопаузы).

Распределение общего содержания озона над линией полета сопоставлялось с барической ситуацией на разных уровнях в районе полета.

При этом на синоптическую карту для поверхностей 500, 300, 100 или 30 мб наносилась траектория полета и отдельно строилось распределение озона вдоль этого маршрута в зависимости от времени полета. Такое сопоставление было проведено для всех рассмотренных 98 дней полетов.

Анализ данных показал, что наблюдается хорошее соответствие между распределением общего содержания озона по маршруту и барической ситуацией на уровне 300 мб.

Это соответствие подчиняется в основном следующей схеме.

Росту озона соответствует переход от антициклона (гребня) к циклону (ложбине) на уровне 300 мб и, наоборот, падению общего содержания озона соответствует переход от циклона (ложбины) к антициклону (гребню) на том же уровне (рис. 1, 2, 3).

Размытому барическому полю на уровне 300 мб обычно соответствуют незначительные изменения озона (рис. 3, наблюдения после 12 ч московского времени).

Связь озона с барической ситуацией на уровне 300 мб выдерживается тем лучше, чем ближе к этому уровню тропопауза.

В зимне-весенний сезон (большинство полетов проводилось ранней весной) в умеренных и субарктических широтах уровень тропопаузы близок к 300 мб.

Высокие коэффициенты корреляции между общим содержанием озона и высотой тропопаузы отмечались и ранее [2].

Специально проведенный расчет коэффициентов корреляции между общим содержанием озона и тропопаузой в Воейково за 1970 г. (табл. 1) подтверждает наличие связи между ними.

Связь озона с барической ситуацией на уровне 300 мб по схеме, приведенной выше, сохранялась в подавляющем большинстве случаев: из 98 полученных распределений озона вдоль маршрута только 3 не соответствовали этой схеме.

Подобного соответствия хода озона по маршруту с барическим полем на уровне 500 и 100 мб не наблюдались.

Поскольку наблюдения в день полета проводились по солнцу, т. е. в  $12 \pm 4$  ч по местному времени, а карты в синоптическом бюллетене соответствуют 3 часам московского времени, то сдвиг по времени между моментом наблюдения озона и синоптическим сроком в эти сутки достигает 1—15 ч, а в последующие сутки — 9—23 ч (значительная часть наблюдений проводилась в восточных районах Советского Союза).

Поэтому общее содержание озона сопоставлялось и с предыдущим и с последующим по времени наблюдения синоптическими сроками.

Таблица 1

Коэффициенты корреляции между общим содержанием озона (среднедневное значение) и уровнем тропопаузы. Воейково, 1970 г.

Месяц	Время наблюдения тропопаузы (московское)		
	3 ч	15 ч	3 ч след. сут.
Март . . . . .	0,71	0,85	0,68
Апрель . . . . .	0,52	0,49	0,48
Май . . . . .	0,48	0,74	0,36
Июнь . . . . .	0,20	0,64	0,47
Июль . . . . .	0,56	0,73	0,44
Август . . . . .	0,77	0,62	0,34
Сентябрь . . . . .	0,63	0,82	0,46
Октябрь . . . . .	0,56	0,65	0,34

Отметим, что в тех случаях, когда барическое поле сохранялось неизменным в период между этими сроками, соответствие между озоном и барическим полем, по схеме, описанной выше, оставалось также неизменным (рис. 1, 2).

В тех же случаях, когда барическое поле за этот период изменялось, схема соответствия озона барическому полю сохранялась чаще всего только по отношению к последующему по времени наблюдения за озоном синоптическому сроку (рис. 3).

Для того чтобы выяснить характер временной зависимости между барическим полем и содержанием озона, были рассчитаны коэф-

фициенты корреляции между общим содержанием озона и уровнем тропопаузы над Воейково за 1970 г. (табл. 1).

При этом рассматривались три варианта корреляции:

- 1) общее содержание озона (среднее дневное значение) и уровень тропопаузы в 15 ч за этот день;
- 2) общее содержание озона и уровень тропопаузы в 3 ч того же дня, т. е. со сдвигом по времени около 12 ч;
- 3) общее содержание озона и уровень тропопаузы в 3 ч следующего дня.

Из табл. 1 видно, что лучшая связь наблюдается между общим содержанием озона и уровнем тропопаузы, близким ко времени наблюдения озона.

Таким образом, можно отметить, что распределение общего содержания озона наиболее тесно связано с барическим полем на уровне 300 мб, вернее со слоями, расположенными ближе всего к тропопаузе.

Наиболее изменчивы и фактически определяют ход общего содержания озона слои озона, расположенные на уровнях 8—20 км, т. е. непосредственно над тропопаузой. Это обстоятельство было уже отмечено в работах [2, 4] по данным о вертикальном распределении озона.

Другой особенностью является синхронность изменения барического поля на уровне 300 мб и хода общего содержания озона во время полетов, которая подтверждается расчетами коэффициентов корреляции общего содержания озона и уровня тропопаузы в Воейково.

Резкое различие в содержании озона в воздушных массах, разделенных высотной фронтальной зоной, а также то обстоятельство, что изменения озона происходят одновременно с перемещениями воздушных масс говорит о том, что содержание озона может служить такой же характеристикой воздушной массы, как температура и давление [5].

Поскольку короткопериодные изменения общего содержания озона мало связаны с барическим полем на уровне 100 мб и выше, можно говорить об отсутствии влияния вертикальных движений, захватывающих области, где озон находится в фотохимическом равновесии.

Наблюдаемые короткопериодные изменения озона происходят, очевидно, за счет горизонтального перемещения (адвекции) и взаимопроникновения воздушных масс с определенным содержанием и распределением озона. Это положение вытекает из многих работ, в которых исследуется распределение озона, но особенно наглядно оно проявляется при анализе мгновенных ситуаций, например по данным учащенных наблюдений вертикального распределения озона или по измерениям озона с самолета, при которых находится детальное и почти мгновенное горизонтальное распределение общего содержания озона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гущин Г. П. Исследование атмосферного озона. Л., Гидрометеиздат, 1963.
2. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия. Л., Гидрометеиздат, 1964.
3. Гущин Г. П. Об аэрозольной погрешности данных общего содержания атмосферного озона на сети станций Гидрометслужбы. Труды ГГО, 1969, вып. 237.
4. Иванова Г. Ф. О вертикальном распределении озона в зонах струйных течений. — Труды ГГО, 1972, вып. 279.
5. Иванова Г. Ф. Взаимная динамика тропопаузы и озонопаузы. — Труды ГГО, 1971, вып. 279.
6. Божков Р. Д. Вычисление вертикального распределения озона в атмосфере по данным о его общем содержании. — Метеорология и гидрология, 1969, № 1.
7. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1969.

## К ВОПРОСУ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООБМЕНА ПРИЕМНИКОВ РАДИАЦИИ

Представляет практический интерес проведение предварительного анализа работы приемников радиации, что позволяет определять оптимальные параметры и обосновывать конструктивные особенности проектируемых приборов. Для осуществления такого анализа необходимо решение ряда сопряженных задач, связанных с изучением температурных полей приемников и теплоотдачи их приемных пластин. Изучению теплообмена приемников радиации посвящен ряд исследований [1, 2], согласно которым при обычных условиях работы приборов пограничный слой на приемной поверхности можно считать ламинарным.

Проведенная экспериментальная оценка теплообмена приемных пластин рассматриваемых приборов подтверждает возможность использования соответствующих критериальных формул и позволяет сделать вывод о степенном характере распределения температурных напоров поверхностей  $\theta_x$  вдоль направления ветра [4].

Это распределение имеет вид

$$\theta_x = \theta_0 + \theta'_l \left( \frac{x}{l} \right)^m, \quad (1)$$

независимо от формы пластины (круг, квадрат или прямоугольник). Здесь  $\theta_0$ ,  $(\theta'_l + \theta_0)$  — температурные напоры в начале и в конце узкого прямоугольного участка поверхности, проходящего через центр пластины;  $x$  и  $l$  — координата рассматриваемой точки и длина выделенного участка;  $m$  — показатель степени, зависящей от теплопроводности и состояния верхних слоев приемной пластины. При всех рассматриваемых условиях работы приборов, экспериментально определяемое значение  $m$  оставалось близким к 0,3.

Исследования по осреднению процессов теплообмена приемных пластин [3] показали, что коэффициенты осреднения зависят от экспериментально определяемых параметров  $\theta_0$ ,  $\theta'_l$ ,  $\theta_c$ ,  $m$  ( $\theta_c$  — температурный напор центра пластины). Для круглой приемной

пластины средние значения коэффициентов теплообмена  $\bar{\alpha}$  и температурных напоров  $\bar{\theta}$  могут быть определены из уравнений:

$$\bar{\alpha} = \frac{2c \varepsilon (m+1) f(m_1 k_1)}{\sqrt{l} (2m+1)} \sqrt{v}, \quad \bar{\theta} = \frac{\theta_{\text{н}} + \theta_0 (k_2 - 1)}{k_2}, \quad (2)$$

где

$$k_1 = \frac{\theta'_l}{\theta_0}, \quad k_2 = \frac{\pi (m+1)}{4 \cdot 2^m \int_0^{\pi/2} \cos^{m+2} t dt},$$

$$c = 0,33 \frac{Pr_{\text{ж}}^{0,33} \lambda \left( \frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{с}}} \right)^{0,25}}{\sqrt{\nu}},$$

$$f(m_1 k_1) = \left[ \frac{1}{3} \frac{1 + \frac{2m+1}{k_1}}{\frac{m+1}{k_1}} + 2,36 \frac{0,7^m + \frac{2m+1}{k_1}}{0,7^m + \frac{m+1}{k_1}} \right].$$

Здесь  $Pr_{\text{ж}}$ ,  $Pr_{\text{с}}$  — критерии Прандтля, отнесенные к среде или приемной поверхности соответственно;  $\lambda$ ,  $\nu$ ,  $v$  — теплопроводность, кинематическая вязкость и скорость воздушного потока;  $\varepsilon$  — множитель, учитывающий влияние температурного поля поверхности на теплообмен [8].

В случае прямоугольных приемных пластин значения  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\theta}$  могут быть определены обычными методами [8] с помощью экспериментально определенных параметров  $\theta_0$ ,  $\theta'_l$ ,  $\theta_{\text{ц}}$ ,  $m$  и условия (1), но при этом необходимо учитывать зависимость  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\theta}$  от направления горизонтальных потоков. Такая зависимость в наиболее неблагоприятных условиях может достигать 15%.

Для осуществления предварительного анализа работы приемников радиации были проведены расчеты лучистого, конвективного (при  $v=0$ ) и вынужденного ( $v \neq 0$ ) коэффициентов теплообмена цилиндрических приемных пластин радиусом 2 см в диапазоне: скоростей ветра  $v$  от 0 до 10 м/с, температурных напоров  $\theta$  от 1 до 30°C и температур среды  $T_0$  от -50 до +50°C [5, 7]. Расчеты проводились для вертикально и горизонтально ориентированных приемных пластин. При горизонтальной ориентации пластины рассматривались случаи, когда воздушная среда находится под приемной поверхностью (нижняя пластина) и над поверхностью (верхняя пластина). Значения  $m_1 f(m, k)$  выбирались соответственно равными 0,3 и 1,12, что соответствует наиболее вероятным характеристикам рассматриваемых приборов. Для каждого конкретного случая путем экспериментального определения параметров  $\theta_0$ ,  $\theta'_l$ ,  $\theta_{\text{ц}}$ ,  $m$  и введения соответствующих размеров приемных пластин можно подсчитать поправочные коэффициенты.

Результаты расчетов сведены в таблицы, которые позволяют по заданным значениям  $\bar{\theta}$ ,  $T_0$ ,  $v$  быстро определить суммарные ко-

эфициента теплообмена  $\bar{\alpha}_{1,c}$ ,  $\bar{\alpha}_{2,c}$ . Из анализа таблиц получены приближенные формулы, позволяющие рассчитать коэффициенты теплообмена  $\bar{\alpha}_{1,c}$ ,  $\bar{\alpha}_{2,c}$  для верхней и нижней приемных пластин, в диапазоне скоростей ветра от 0,5 до 10 м/с:

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_{1,c} &= 18,45 \left[ 1,48 + \frac{1,23v - 1}{1,12^v} \right] \left[ 1 + 0,05T_0 + \frac{0,07\theta}{\sqrt{v - 0,11v}} \right]; \\ \bar{\alpha}_{2,c} &= 15,41 \left[ 1,48 + \frac{1,23v - 1}{1,12^v} \right] \left[ 1 + 0,05T_0 + \frac{0,07\theta}{\sqrt{v - 0,11v}} \right].\end{aligned}\quad (3)$$

С помощью таблиц проведены исследования теплообмена приемных пластин, которые показывают, что роль лучистой и конвективной составляющих в общем балансе теплообмена прибора может значительно меняться в зависимости от условий измерений [5].

Рассмотрение теплового баланса приемников радиации (на примере балансомера и пиргеометра) позволяет получить аналитические зависимости:

$$B = 2 \frac{\Delta T}{h/\lambda_{\text{экв}}} + (\bar{\alpha}_{1,c}\bar{\theta}_1 - \bar{\alpha}_{2,c}\bar{\theta}_2);$$

$$E = S - \sigma T_0^4 = 2 \frac{\Delta \bar{T}}{h/\lambda_{\text{экв}}} + (\bar{\alpha}_{1,c}\bar{\theta}_1 - \bar{\alpha}_{2,c}\bar{\theta}_2) - \bar{\alpha}_{1,c}\bar{\theta}_1. \quad (4)$$

Уравнения (4) связывают измеряемые радиационный баланс  $B$  и эффективную радиацию  $E$  с разностью средних температур  $\Delta T$  нижней и верхней приемных пластин и эквивалентной теплопроводностью слоев, лежащих между приемными поверхностями (составляющая  $h/\lambda_{\text{экв}}$ ). Здесь  $\bar{\alpha}_{1,c}$ ,  $\bar{\alpha}_{2,c}$ ,  $\bar{\theta}_1$ ,  $\bar{\theta}_2$  — средние суммарные коэффициенты теплообмена и температурные напоры верхней и нижней пластин;  $\alpha_{1,0}$  — лучистый коэффициент теплообмена верхней пластины. Формулы (3, 4) дают возможность оценить влияние внешних условий (составляющая  $\bar{\alpha}_{1,c}\bar{\theta}_1 - \bar{\alpha}_{2,c}\bar{\theta}_2$ ) и физико-геометрических параметров приборов (составляющая  $h/\lambda_{\text{экв}}$ ) на тепловой режим работы приемников.

Расчет температурных полей многослойных конструкций при условиях свободного теплообмена их приемных пластин и теплоизоляции боковой поверхности приводит к зависимостям [7]:

$$\begin{aligned}\bar{\theta}_1 &= \frac{S - \sigma T_0^4}{\bar{\alpha}_{1,c} + \frac{\sigma_{2,c}}{1 + \bar{\alpha}_{2,c} h/\lambda_{\text{экв}}}}; \\ \bar{\theta}_2 &= \frac{S - \sigma T_0^4}{\bar{\alpha}_{1,c} \left( 1 + \bar{\alpha}_{2,c} \frac{h}{\lambda_{\text{экв}}} \right) + \bar{\alpha}_{2,c}},\end{aligned}\quad (5)$$

где  $S$  — падающая на верхнюю поверхность радиации,  $\sigma$  — постоянная в законе Стефана — Больцмана. Здесь и далее предполагается, что нижняя поверхность участвует в лучистом теплообмене

с экраном, имеющим температуру воздуха (режим работы пиргеометра).

Если в приемнике радиации измерения проводятся по разности средних температур  $\Delta T$  между нижней и верхней приемными пластинами, то переводный множитель  $K = \frac{S - \sigma T_0^4}{b}$  может быть определен из условия [7, 9]:

$$K = \frac{r \left( \bar{a}_{1,c} + \bar{a}_{2,c} + \bar{a}_{1,c} \bar{a}_{2,c} \frac{h}{\lambda} \text{ экв} \right)}{\chi N e_1 \left( 1 + 2 \frac{e_2}{e_1} T_0 + \frac{e_2}{e_1} \Delta T \right) a_{2,c} \frac{h}{\lambda} \text{ экв}}, \quad (6)$$

где  $b, \chi$  — показания гальванометра и чувствительность его к току;  $r$  — общее сопротивление измерительной цепи прибора;  $N$  — число термопар в термобатарее;  $e_1, e_2$  — э. д. с. термопары и поправочный коэффициент учитывающий зависимость э. д. с. от  $T_0$  и  $\Delta T$ . Уравнения (3 и 6) позволяют исследовать зависимость показаний прибора от условий измерений и проводить выбор параметров приемника  $r, \chi, N, h, \lambda$ . Результаты таких исследований изложены в отдельной работе [7].

Для компенсационных приемников величина измеряемой радиации может быть определена из условия [5, 6, 7]

$$S - \sigma T_p^4 = H \left[ 1 + \bar{a}_c \frac{\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}'_1}{H} \right], \quad (7)$$

где  $H$  — поверхностная плотность тепловыделения при подогреве приемника током;  $\bar{\theta}_1, \bar{\theta}'_1$  — средние температурные напоры приемной пластины при подогреве радиацией и током до одинаковых показаний прибора.

Величина

$$B_0 = \frac{\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}'_1}{H} = \frac{H_m}{2\lambda_m} + \sum_{i=1}^{m-1} \frac{h_i}{\lambda_i} \quad (8)$$

является постоянной прибора, определяющей его краевой эффект, и может быть определена экспериментально в лабораторных условиях. В уравнении (8)  $h_m, \lambda_m$  — толщина и теплопроводность слоя тепловыделения,  $h_i, \lambda_i$  — толщина и теплопроводность слоев лежащих выше слоя тепловыделения.

Проведены исследования температурных полей для приемников радиации цилиндрической формы в случае радиально симметрического поля. При этом предполагалось, что на поверхности приемника происходит теплообмен, характеризующийся граничными условиями третьего рода. Нижняя и верхняя поверхности считались участвующими в лучистом теплообмене с боковым и нижним экранами, температура которых равна температуре воздуха (режим работы пиргеометра). На верхнюю поверхность падает радиация  $S$ . Решение проведено в цилиндрических координатах, начало координат

совмещено с центром нижнего основания цилиндра, ось  $z$  направлена вверх. Для удобства решения введен параметр  $E = S - \sigma T_0^4$ .

При отсутствии внутренних источников тепловыделения уравнение теплопроводности для стационарного радиально-симметрического поля имеет вид

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = 0. \quad (9)$$

Краевые условия рассматриваемой задачи определяются системой:

$$\begin{aligned} \text{a) } & \left. \frac{\partial \theta(r, z)}{\partial r} + \frac{\bar{\alpha}_{3, c}}{\lambda} \theta(r, z) \right|_{r=R} = 0, \\ \text{b) } & \left. -\frac{\partial \theta(r, z)}{\partial z} + E - \bar{\alpha}_{1, c} \theta(r, z) \right|_{z=h} = 0, \\ \text{c) } & \left. -\frac{\partial \theta(r, z)}{\partial z} + \frac{\bar{\alpha}_{2, c}}{\lambda} \theta(r, z) \right|_{z=0} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\theta(r, z)$  — температурный напор в рассматриваемой точке с координатами  $r, z$ ,  $\bar{\alpha}_{1, c}$ ,  $\bar{\alpha}_{2, c}$ ,  $\bar{\alpha}_{3, c}$  — средние суммарные коэффициенты теплообмена для верхней, нижней и боковой поверхностей приемника;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности материала приемника.

Проводя решение методом разделения переменных, после соответствующих преобразований результат можно представить в виде

$$\theta(r, z) = \frac{E \left( \text{ch} \frac{\mu_1}{R} z + a_{2, c} \sqrt{\frac{R}{2\alpha\lambda}} \text{sh} \frac{\mu_1}{R} z \right) J_0 \left( \frac{\mu_1 r}{R} \right)}{\bar{\alpha}_{1, c} \left( 1 + \alpha_{3, c} \frac{h}{\lambda} \right) + \bar{\alpha}_{2, c} + 2\bar{\alpha}_{3, c} \frac{h}{R}}, \quad (11)$$

где  $I_0$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $R, h$  — радиус основания и высота приемника. Значение  $\mu$  определяется характеристическим уравнением

$$\mu_n I_0'(\mu_n) + \alpha_{3, c} \frac{R}{\lambda} I_0(\mu_n) = 0. \quad (12)$$

Для температурного напора в центре нижней поверхности цилиндрического приемника уравнение (11) значительно упрощается и может быть представлено в виде

$$\theta_{\text{ц}} = \frac{E}{\bar{\alpha}_{1, c} \left( 1 + \alpha_{3, c} \frac{h}{\lambda} \right) + \bar{\alpha}_{2, c} + 2\bar{\alpha}_{3, c} \frac{h}{R}}. \quad (13)$$

В случае нестационарного температурного поля, возникающего в результате быстрого уменьшения измеряемой радиации от некоторого значения  $S$  до нуля, уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial \theta(r, z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{\partial^2 \theta(r, z, \tau)}{\partial r^2} + \frac{\partial \theta(r, z, \tau)}{r \partial r} + \frac{\partial^2 \theta(r, z, \tau)}{\partial z^2} \right). \quad (14)$$

Краевые и начальные условия определяются системой:

$$\begin{aligned}
 \text{a) } & \frac{\partial \theta(r, z, \tau)}{\partial r} + \frac{\bar{a}_{3, c}}{\lambda} \theta(r, z, \tau) \Big|_{r=R} = 0; \\
 \text{b) } & \lambda \frac{\partial \theta(r, z, \tau)}{\partial z} + \alpha_{1, c} \theta(r, z, \tau) \Big|_{r=h} = 0; \\
 \text{c) } & - \frac{\partial \theta(r, z, \tau)}{\partial z} + \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} \theta(r, z, \tau) \Big|_{z=0} = 0; \\
 \text{d) } & \theta(r, z, 0) = \varphi(r, z), \quad (15)
 \end{aligned}$$

где  $\varphi(r, z)$  начальная амплитуда теплового колебания, определяемая уравнение (11).

После преобразований, решение уравнения (14) при краевых условиях (15) может быть представлено в виде

$$\theta(r, z, \tau) = \frac{2Eh}{\lambda} B_h \sum_{m=1}^{\infty} C_m \left( \mu_m \cos \frac{\mu_m}{h} z + \frac{\bar{a}_{2, c}}{\lambda} h \sin \frac{\mu_m}{h} z \right) e^{-F_0 \tau}. \quad (16)$$

Здесь  $\mu_m$  первый корень уравнения  $\frac{Bi_1 + Bi_2}{\mu_m^2 - Bi_1 Bi_2} = \operatorname{tg} \mu_m$ .

Коэффициенты  $B_n$  и  $C_m$  определяются выражениями:

$$\begin{aligned}
 B_n &= \frac{1}{\mu_n (Bi_1 + Bi_2) \operatorname{ch} \frac{\mu_n h}{R} + (\mu_n^2 + Bi_1 Bi_2) \operatorname{sh} \frac{\mu_n h}{R}}; \\
 C_{m, n} &= \frac{\left[ \left( \mu_n^2 - \frac{\bar{a}_{2, c} R^2}{\lambda^2} \right) \operatorname{sh} \mu_n \frac{h}{R} \right] \mu_n \cos \mu_m}{\left[ \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} h \left( \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} h + 2 \right) + \mu_m^2 \right] \left( \mu_n^2 \frac{h^2}{R^2} + \mu_m^2 \right)} + \\
 &+ \frac{\frac{\mu_n R}{h} \left( \mu_m^2 + \frac{\alpha_{2, c}^2 h^2}{\lambda^2} \right) \operatorname{ch} \frac{\mu_n h}{R} + \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} h \left( \mu_n^2 + \mu_m^2 \frac{R^2}{h^2} \right) \operatorname{sh} \mu_n \frac{h}{R}}{\left[ \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} h \left( \frac{\alpha_{2, c}}{\lambda} h + 2 \right) + \mu_m^2 \right] \left( \mu_n^2 \frac{h^2}{R^2} + \mu_m^2 \right)}.
 \end{aligned}$$

Здесь  $Bi_1, Bi_2$  — критерии Био для верхней и нижней поверхностей приемника. Значения  $\mu_n$  определяется из характеристического уравнения

$$M_n I_0'(\mu_n) + Bi_3 I_0(\mu_n) = 0,$$

где  $Bi_3$  критерий Био для боковой поверхности.

Для точки, находящейся в центре нижней приемной поверхности (начало координат), выражение (16) может быть представлено в виде

$$\theta_{ц} = \frac{E}{\bar{\alpha}_{1,c} + \bar{\alpha}_{2,c} + \bar{\alpha}_{1,c} \bar{\alpha}_{2,c} \frac{h}{\lambda} + \alpha_{3,c} \frac{h}{R}} e^{-\frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{2\alpha_{3,c}}{\lambda R} + \frac{\alpha_{1,c} + \alpha_{2,c}}{\lambda h} \right) \tau}, \quad (17)$$

где  $c$  и  $\rho$  — теплоемкость и плотность материала.

Обобщая вышесказанное, можно отметить:

1. Результаты проведенных исследований позволяют дать рекомендации для расчета средних значений коэффициентов теплообмена и температурных напоров круглых приемных пластин. Для этого необходимо экспериментальное определение параметров  $\theta_0$ ,  $\theta'_j$ ,  $\theta_{ц}$ ,  $m$  и использование формул (2). В первом приближении расчет суммарных коэффициентов теплообмена может проводиться по формулам (3).

2. Уравнения (4), (5) позволяют проводить предварительный анализ работы приемников радиации и оценить влияние условий измерений по рассчитанным значениям  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\theta}$ .

3. Расчет переводного множителя прибора может быть проведен по формуле (6). Для компенсационных приемников различия между величиной подогрева  $H$  и измеряемой радиацией  $S$  легко определить для любых условий измерения с помощью формулы (7).

4. Уравнения (11, 16) позволяют проводить исследования температурных полей приемников при значительном рассеянии тепла через боковую поверхность.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Подольская Э. Л. О теплоотдаче и распределении температуры вдоль поверхности тонкой излучающей пластинки в потоке воздуха.— Труды ЛГМИ, 1963, вып. 18.
2. Кондратьев К. Я., Подольская Э. Л. К теории пиргеометра Янишевского. Вестн. ЛГУ, 1954, № 5.
3. Шейнессон А. С. и др. Оценка критериальной формулы для определения коэффициента вынужденного теплообмена приемных поверхностей актинометрических приборов.— Труды II республиканской конференции по вопросам общей и прикладной физики. АН КазССР. Алма-Ата. 1971.
4. Шейнессон А. С. и др. Методика экспериментального определения коэффициентов теплообмена приемных поверхностей актинометрических приборов.— Сборник соискателей и аспирантов. Министерство ВИССО КазССР. Алма-Ата. 1971. Сер. Физика, вып. 5.
5. Антонов И. Н., Шейнессон А. С. Роль лучистой и конвективной составляющих теплового потока в теплообмене актинометрических приборов.— Сборник трудов КазГУ. Алма-Ата. 1971, № 3. Сер. Физика.
6. Шейнессон А. С., Антонов И. Н. Формула для оценки краевого эффекта в актинометрических приборах.— Сборник трудов КазГУ. Алма-Ата. 1971, № 2. Сер. Физика.
7. Антонов И. Н., Шейнессон А. С. Переводный множитель радиометров.— Сборник трудов КазГУ. Алма-Ата. 1971, № 3. Сер. Физика.
8. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М., Энергия, 1965.
9. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Л., Гидрометеиздат, 1956.

## ТОЧНОСТЬ ИНТЕГРИРОВАНИЯ РАДИАЦИИ ПО РЕГИСТРАЦИЯМ С РАЗНЫМИ ИНТЕРВАЛАМИ

В работе [2] были оценены погрешности подсчета дневных сумм прямой, рассеянной и суммарной радиации по регистрациям точечными самописцами с разными интервалами времени между точками в дни с наиболее изменчивой облачностью и облученностью. Дан также пример и для часовых сумм суммарной радиации. В предлагаемой статье приводятся подсчитанные при проектировании регистраторов и автоматических станций значения погрешности часовых сумм по регистрациям с разными интервалами прямой  $S$ , суммарной  $Q$ , рассеянной  $D$  и остаточной  $B$  радиации для безоблачных или для равномерно пасмурных дней (рис. 1,  $a—г$ ), а также для дней с наиболее изменчивой облачностью (рис. 1,  $д—ж$ ).

Использованы регистрации прямой радиации самописцем МСЦ Пр 154 с интервалом 20 с, регистрации остаточной радиации таким же самописцем с интервалом 30 с, регистрации рассеянной радиации пиранометром Зоннтага [3] с интервалом одна минута и регистрации суммарной радиации пиранометром ЛЭТИ [1] на малогабаритном потенциометре ПСР с интервалом 40 с. Сумма ординат всех зарегистрированных точек принята за истинную, определенную с точностью до 0,1%, а суммы по меньшему числу точек сравнивались с «истинными». На рис. 1 погрешность отсчета каждой ординаты порядка 0,5%, погрешность определения чувствительности самописца из декадного ряда контрольных наблюдений: для прямой солнечной радиации 2—3%, для суммарной и рассеянной 4—7%, для остаточной 5—10%.

Очевидно, что выбор интервала больше того, при котором погрешность выходит за пределы зоны 5%, отмеченной на рис. 1, связан во многих случаях с погрешностями, превосходящими погрешность контрольных наблюдений. Высокая частота регистрации, при которой погрешности сумм всегда ниже 2—3%, не имеет смысла, если не решаются специальные задачи. Было показано [2], что при глазомерном определении средней за час ординаты обилие точек при плотной регистрации со скоростью 20 мм/ч не повышает точности определения средней.

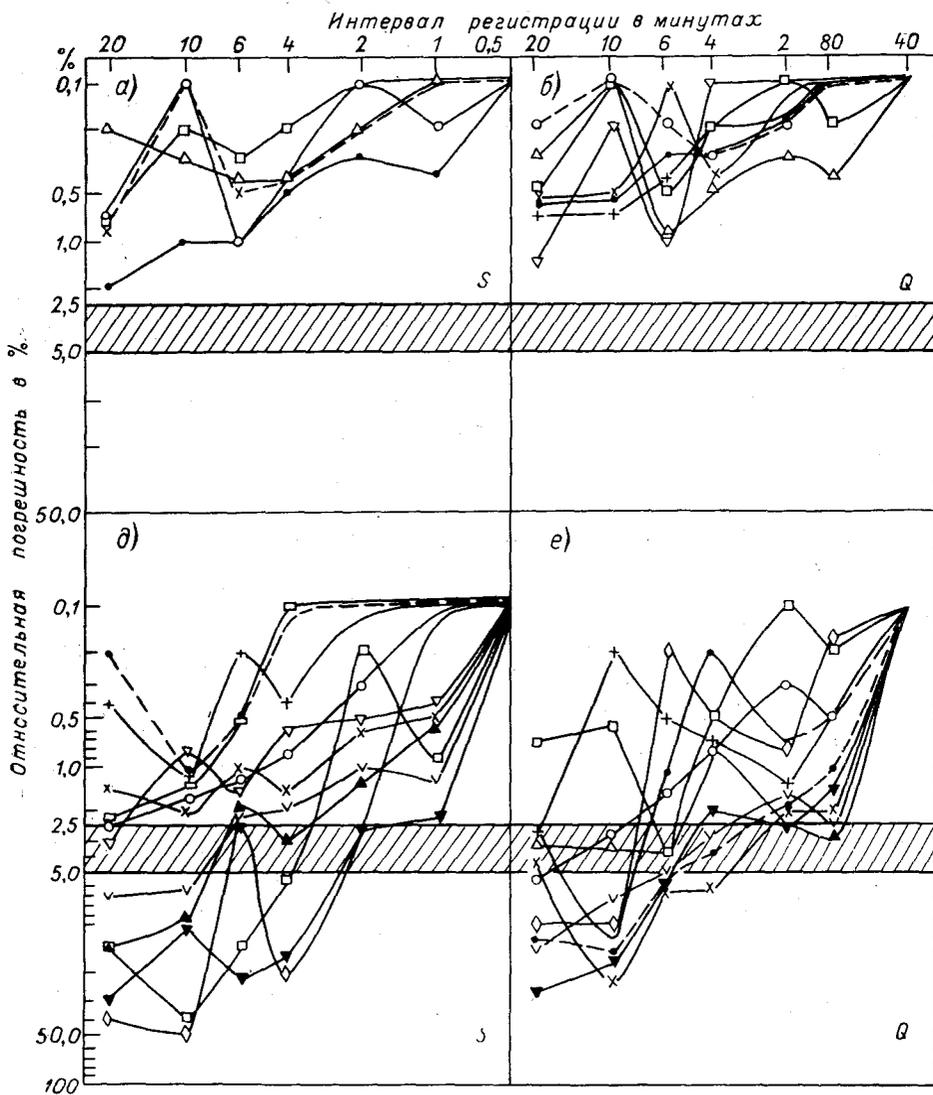
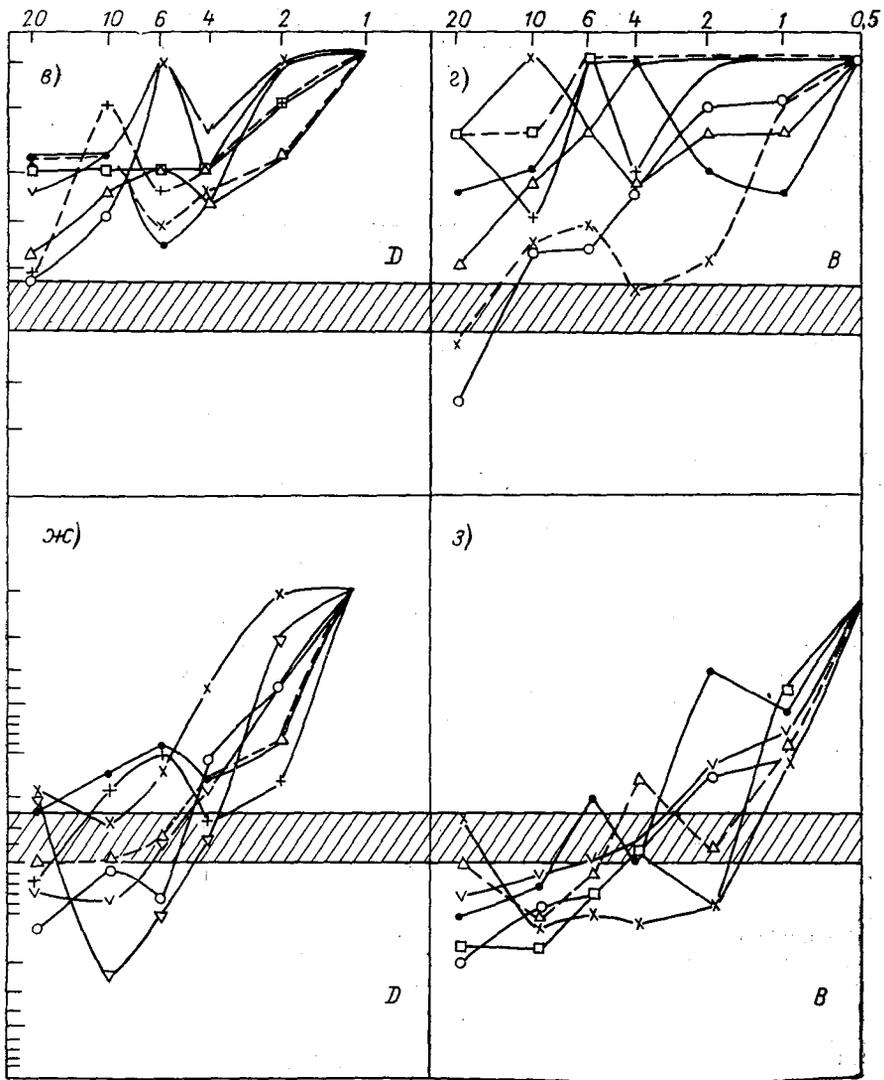


Рис. 1. Погрешность (%) сумм радиаций S, Q, D, B при разных интервалах (d—



регистрации в ясные или пасмурные дни (а—2) и при переменной облачности 3).

Из рис. 1 видно, что погрешности часовых сумм прямой солнечной радиации при переменной облачности (график *д*) при интервале 2 мин нигде не превышают 2,5%, а при 4 мин дают погрешность выше 5% в  $\frac{1}{3}$  случаев. При безоблачной погоде (график *а*) 3 точки в час дают везде достаточную точность.

Для суммарной радиации (графики *б*, *е*) погрешности немногим меньше.

Рассеянная радиация при ясной погоде может быть зарегистрирована с интервалом 20 мин, с точностью 2,5% (график *в*), а при переменной облачности погрешности при интервале 6 мин (график *ж*) такие же, как для прямой и суммарной радиации при интервале 2 мин.

Регистрация полной остаточной радиации открытым для прямой солнечной радиации балансомером не принята в СССР. При интервале 2 мин погрешности сумм уже в  $\frac{1}{3}$  случаев при переменной облачности оказываются превышающими 5% (график *з*), а при безоблачном небе (график *г*) такая же погрешность оказывается при интервале 20 мин. Естественно, что для затененного балансомера погрешности значительно снижаются.

Вывод. Для широкой сети актинометрических станций интервал регистрации может быть выбран в 2—4 мин. При переменной облачности интервал регистраций 20 мин дает погрешность часовых сумм выше 5% в половине случаев для прямой, рассеянной и суммарной радиаций. Для остаточной радиации в половине случаев погрешность выйдет за пределы погрешности 10%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Козырев Б. П. Новые системы пиранометров, балансомеров и фитопиранометров. Актинометрия и оптика атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1969, с. 313—319.
2. Янишевский Ю. Д. О точности подсчета сумм радиации по регистрациям с различными интервалами. — Труды ГИУ ГУГМС сер. 3, 1946, вып. 2.
3. Sonntag D. Ein Pyranometer bzw. Effektivpyranometer mit galvanisch erzeugter Thermosäule. — Zeitschrift für. Met. 17, 1963, H. 1/2, s. 49.

## ВЫБОР ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ И РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА

Измерения и регистрация радиационного баланса (остаточной радиации) производится на мировой актинометрической сети не только приборами (датчиками) разного типа, но и весьма разнообразной измерительной аппаратурой, применяемой для отсчетов и регистрации: от стрелочных приборов типа ГСА-1 [1, 2, 7] до потенциометров постоянного тока высокого класса точности [4], от внеклассовых гальванографов [2, 3] до электронных самопишущих потенциометров [6]. До сих пор выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры недостаточно регламентирован ни на мировой, ни на отечественной сети. Между тем от надлежащего выбора

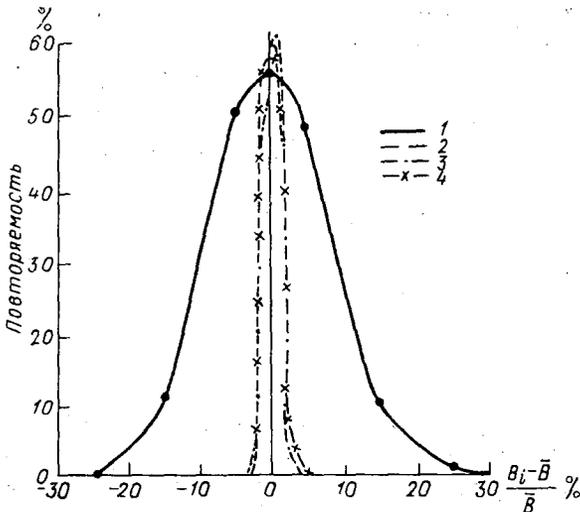


Рис. 1. Распределение колебаний в показаниях балансомеров типов (среднее за 610-мин серий): М-10 (1), Шульце (2), обсерватории Кью (3) и Функа (4).

измерительной аппаратуры зависит точность получения измеренных данных радиационного баланса и сопоставимость результатов измерений различными приборами.

Автором предпринята попытка по измерениям имевшихся в ее распоряжении разнотипных балансомеров (Шульце, Функа, обсерватории Кью, М-10) и различной измерительной и регистрирующей аппаратуре дать оценку ошибкам, возникающим при неправильном подборе измерительной аппаратуры, показать точность измерения радиационного баланса за счет различной дискретности отсчета (шага квантования).

Прежде всего был выяснен характер распределения колебания в показаниях различных балансомеров при пасмурной и ясной погоде. Как видно из рис. 1, отклонения от среднего за серию для балансомера М-10 составляет  $\pm 25\%$ , для остальных приборов  $\pm 3\%$ ; распределение колебаний в показаниях всех приборов близко к нормальному. Затем были получены статистические характеристики стабильности показаний всех приборов, такие как среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  и коэффициент вариации  $V$  по непосредственным 10-минутным реализациям процесса различными балансомерами по следующим соотношениям:

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (B_i - \bar{B})^2}{N-1}}; \quad (1)$$

$$V = \frac{\sigma \cdot 100\%}{\bar{B}}, \quad (2)$$

где  $B_i$  — отдельное значение радиационного баланса в течение серии,  $\bar{B}$  — среднее за серию,  $N$  — число отсчетов за серию.

Предельные значения  $\sigma$  и  $V$ , полученные в различные сезоны и в различных погодных условиях, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дисперсия  $\sigma$ ,  $V$  для различных приборов

Прибор	$\sigma \cdot 10^2$	$V$ %
Шульце, Функ, Кью	0,2—0,9	1—8
М-10	1—7	6—300

Для балансомеров Шульце, Функа, обсерватории Кью величины  $\sigma$  и  $V$  одного и того же порядка и не зависят от сезона года; для балансомера М-10  $\sigma$  на один порядок больше, чем для балансомеров Шульце, Функа, Кью, а коэффициент вариации  $V$  больше на 2 порядка. Самые большие значения  $\sigma$  и  $V$  получены для балансомера М-10 весной над снегом при безоблачной погоде, когда процесс неустойчив.

Кроме обычных значений  $\sigma$  и  $V$  для каждого прибора, для прибора М-10 как наиболее подверженного влиянию термической неоднородности воздушного потока подсчитаны статистические характеристики «шумов» по отношению к приборам Шульце, Функа, Кью, не имеющим шумов. Статистические характеристики шумов рассчитывались по следующим соотношениям:

$$\sigma_{ш j} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (B_{i j} - B_{i л})^2}{N-1}}; \quad (3)$$

$$V_{ш j} = \frac{\sigma_{ш j} \cdot 100\%}{B_j}, \quad (4)$$

где  $j$  — значения по приборам Функа, Шульце, Кью,  $B_{i л}$  — отдельное значение радиационного баланса по балансомеру Янишевского (М-10).

Т а б л и ц а 2

Статистические характеристики показаний прибора М-10 в паре с различной измерительной и регистрирующей аппаратурой

Прибор	Макс. отклонение от среднего (%)	$\sigma_{\text{макс}}$	$V_{\text{макс}}$ %
ЭПП-09 однозап.	$\pm 40$	0,02	10
МСЦ Пр 354	$\pm 25$	0,07	15
ГСА-1	$\pm 100$ сверхадиабатические градиенты	0,20	42
ГСА-1	$\pm 50$ инверсионные условия	0,13	17—20

По отношению к балансомеру обсерватории Кью статистические характеристики шумов оказались наименьшими. Этим подчеркивается еще раз сходимость результатов измерения радиационного баланса незащищенными балансомерами лучше по сравнению со сходимостью с защищенными. Предельные значения дисперсии  $\sigma_{ш j} = 3 \cdot 10^2 \div 15 \cdot 10^2$  и коэффициента  $V_{ш j} = 11 \div 150\%$ .

Если при одном и том же измерительном приборе (ИП) используют различную измерительную и регистрирующую аппаратуру, то получают различные значения максимального отклонения от среднего за серию, различные  $\sigma$  и  $V$ . На примере использования наиболее распространенного на сети станций СССР прибора М-10 и различной измерительной и регистрирующей аппаратуры в табл. 2 показаны различия статистических характеристик стабильности его показаний. Из табл. 2 видно, что наименьшие  $\sigma$  и  $V$  получены в паре с ЭПП-09, наибольшие — с ГСА-1. Отсюда ясно, насколько важен подбор измерительной и регистрирующей аппара-

туры для приборов-датчиков одного и того же типа, чтобы получить наименьшую среднюю квадратическую ошибку отсчета и измерения.

В настоящее время такой подбор не осуществляется ни на мировой, ни на отечественной сети.

Необходимо, чтобы ЭРУ не вносило значительной ошибки в измерение радиационного баланса. Поэтому, исходя из определенной

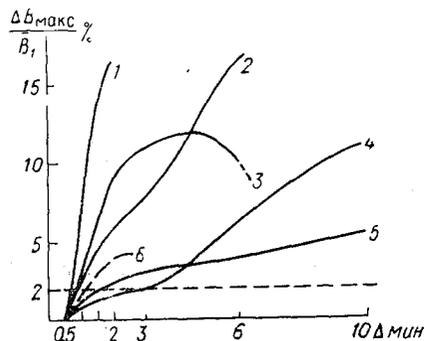


Рис. 2. Зависимость точности отсчета от шага квантования (дискретности отсчета) для приборов М-10 (1—5) и обсерватории Кью (6).

1—весна, безоблачно, снег; 2—зима — весна, пасмурно; 3—лето, переменная облачность; 4—лето, ясно; 5—лето, пасмурно; 6—весна, ясно.

дискретности отсчетов (шага квантования), можно оценить ошибку, возникающую за счет этой дискретности при определении средней за один час величины радиационного баланса (наиболее употребляемой в настоящее время величины). Такие оценки сделаны автором для различных приборов при различных условиях погоды во все сезоны и по их результатам построен график-номограмма (рис. 2). По рис. 2 можно определить необходимый шаг квантования для каждого прибора, чтобы обеспечить заданную точность отсчета; по шагу квантования можно определить также ошибку получения средних за один час величин радиационного

баланса по любому из исследованных автором приборов при различных погодных условиях в различные сезоны года. Отсюда — рекомендуемое число отсчетов в течение одного часа для достаточно точного получения часовых сумм радиационного баланса. За эталон при построении графика-номограммы (рис. 2) принято среднее значение за один час при числе отсчетов  $N_{\Delta}=120$ , так как при дальнейшем увеличении числа отсчетов точность не повышается;

$\bar{B} = \frac{\sum B_i}{120}$ ; шаг квантования  $\Delta$  равен 1, 1,5, 2, 3, 6 и 10 мин, а число отсчетов в один час при равномерном шаге  $\Delta$  равно 120, 60, 40, 30, 20, 10 и 6.

Таким образом

$$\Delta B = \bar{B}_{N_{\Delta}} - \bar{B};$$

$$\bar{B}_{N_{\Delta}} = \frac{\sum B_i}{N_{\Delta}}.$$

Следует отметить, что на рис. 2 приведена кривая только для балансомера обсерватории Кью, поскольку кривые для балансомеров Шульце и Функа аналогичны.

Исходя из рис. 2 можно дать некоторые ориентировочные рекомендации. Для балансомеров Шульце, Функа, обсерватории Кью шаг квантования должен быть во все сезоны не больше 2—3 мин, чтобы ошибка получения среднего за один час радиационного баланса была не более 5%. Для балансомера М-10 шаг квантования существенным образом зависит от погодных условий: весной при пасмурной погоде он должен быть  $\Delta \leq 1$  мин, весной над снегом при безоблачной погоде  $\Delta \leq 30$  с, летом при пасмурной и безоблачной погоде  $\Delta \leq 2$  мин, чтобы обеспечить ту же точность (5%). Эти выводы относительно балансомера М-10 частично согласуются с выводами [7].

Таблица 3

Характеристики переходных процессов различных приборов (секунды)

Прибор	$T_{0,95}$	$T_{0,63}$	Прибор	Время пробега шкалы
М-10 . . . . .	10—15	3—5	ЭПП-09	1—2,5
Шульце . . . . .	90—120	30—40	екVT	1,2—1,5
Функ . . . . .	40—45	13—15	МСЩ Пр354	7—13
Кью . . . . .	60—90	20—30	ГСА-1	—

Инструкция ВМО [6] рекомендует для всех балансомеров шаг квантования 1 мин. По исследованиям автора, для зарубежных приборов нет необходимости в такой дискретности отсчетов, и во все сезоны и при всех погодных условиях достаточно дискретность отсчета 3 мин. Для балансомера М-10 дискретность отсчета зависит от сезонных и погодных условий (см. кривые рис. 2).

Расхождения, полученные при сопоставлении результатов измерения радиационного баланса различными балансомерами, ставят вопрос не только о необходимой дискретности измерений, но и об изменчивости такого процесса, как радиационный баланс [11, 12], о различии характеристик приборов на выходе, о согласовании этих характеристик хотя бы по обобщенной инерции [12].

В табл. 3 автором сведены все характеристики (определенные им или полученные из литературных источников) использованных датчиков (ИП) и регистрирующей аппаратуры (ЭРУ).

Данные, приведенные в табл. 3, показывают, что использованная измерительная и регистрирующая аппаратура не вносила дополнительных искажений при измерениях радиационного баланса балансомерами, так как имела инерцию меньше, чем инерция ИП—измерительного преобразователя. Исключение составляет МСЩ Пр354, поскольку его инерция того же порядка, что и самого ИП—балансиомера М-10, показания которого он регистрирует на сети актинометрических станций СССР [2, 3].

Кроме характеристик переходных процессов приборов, приведенных в табл. 3, необходимы их динамические характеристики, получаемые на основе корреляционного анализа: временные автокорреляционные и соответствующие им спектральные функции [12]. Эти характеристики можно получить из непосредственных реализаций процесса каждым отдельным прибором (балансомером) путем применения статистических методов [8, 9, 10].

Автокорреляционная функция по реализации процесса рассчитывается по одной из следующих формул:

$$R_x(\tau) = R_x(\mu \Delta) \approx \frac{1}{2N+1} \sum_{\nu=-N}^N x(\nu \Delta) x[(\nu + \mu) \Delta]; \quad (5)$$

$$R(\mu) \approx \frac{1}{2N+1} \sum_{\nu=-N}^N x_{\nu} x_{\mu+\nu}; \quad (6)$$

$$R_x(\tau) \approx \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) x(t + \tau) d\tau, \quad (7)$$

где  $t = \nu \Delta$ ;  $\nu$  — порядковое обозначение точки от № 1;  $\tau = \mu \Delta$ ;  $\mu$  — порядковое обозначение точки от нуля.

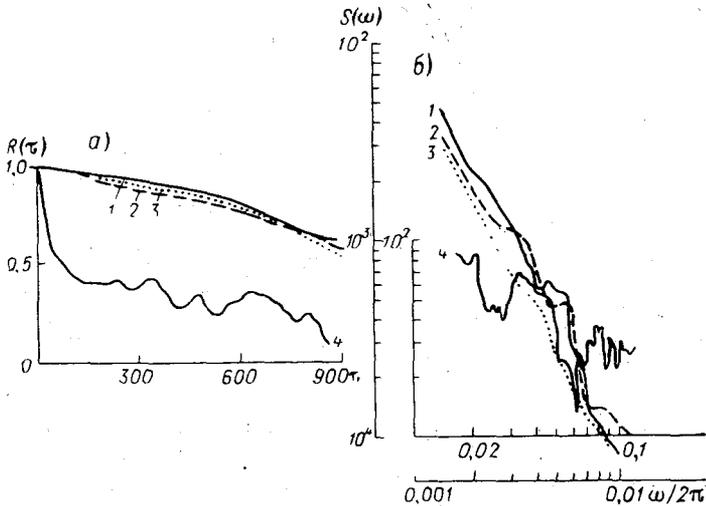


Рис. 3. Автокорреляционные (а) и соответствующие им спектральные (б) функции для балансомеров Функа (1), Шульце (2), обсерватории Кью (3), Янишевского (4).

Спектральная функция рассчитывается как обращение интеграла Фурье от корреляционной функции

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = 2 \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega\tau d\tau. \quad (8)$$

Расчет временных автокорреляционных функций и соответствующих им спектральных функций производился на ЭВМ «Урал-4», программа для расчетов была любезно предоставлена Н. З. Ариель.

На рис. 3а приведены рассчитанные за часовой промежуток (наиболее часто практически используемый промежуток) нормированные автокорреляционные функции для четырех балансомеров, а соответствующие им спектральные функции приведены на рис. 3б. Для примера использовался ясный летний день.

Из рис. 3а видно, что вид автокорреляционной функции для приборов Функа, Шульце, Кью идентичен и легко может быть аппроксимирован функцией вида

$$R(\tau) = e^{-\alpha\tau}, \quad (9)$$

тогда соответствующая такой корреляционной функции типовая спектральная функция выглядит так:

$$S(\omega) = \frac{2\alpha}{\omega^2 + \beta^2}. \quad (10)$$

Для балансомера М-10 сглаженная автокорреляционная функция может быть аппроксимирована суммой экспонент

$$R(\tau) = e^{-\alpha_1\tau} + e^{-\alpha_2\tau}. \quad (11)$$

В этом случае типовая спектральная функция выглядит так:

$$S(\omega) = \frac{2\alpha_1}{\omega^2 + \beta_1^2} + \frac{2\alpha_2}{\omega^2 + \beta_2^2}. \quad (12)$$

Из рис. 3б следует, что измерительная и регистрирующая аппаратура должна быть такой, чтобы она не искажала ни низко-, ни высокочастотную составляющие энергетического спектра (хотя спектр и ограничен со стороны низких и высоких частот).

Таким образом, подбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса должен производиться в соответствии с необходимой дискретностью отсчета и связанной с нею точностью, в соответствии с инерцией балансомера и энергетическим спектром процесса. Отсюда ясно, что необходима унификация как измерителей-преобразователей радиационного баланса, так и электрических регистрирующих устройств к ним на всей актинометрической сети. Эта процедура необходима и для согласования характеристик измерителей-преобразователей с характеристиками автоматических станций.

В заключение автор выражает благодарность Г. И. Ужовой, выполнившей большую техническую работу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Руководство гидростанциям по актинометрическим наблюдениям. Л., Гидрометеоздат, 1971.
2. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Л., Гидрометеоздат, 1957.

3. Руководство гидрометстанциям по регистрации радиации. Л. Гидрометеоздат, 1961.
4. Guide to Meteorological Instrument and Observing Practices. Second edition, WMO, Chapter 9, 1965.
5. Янишевский Ю. Д. О точности подсчета сумм радиации по регистрациям с различными интервалами.— Труды НИУ ГУГМС, сер. 3, 1946, вып. 2.
6. Коллингбурн Р. Г. Сравнения балансомеров. КГМН ВМО, 1964.
7. Гойса Н. И., Железнякова Т. В., Перелет Н. А. О некоторых источниках погрешностей балансомеров Янишевского. В кн.: Метеорологические исследования. М., «Наука», 1966, № 15.
8. Пугачев В. С. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. М., Физматгиз, 1962.
9. Романенко А. Ф., Сергеев Г. А. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. М., «Сов. радио», 1968.
10. Казакевич Д. И. Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии. Л., Гидрометеоздат, 1971.
11. Ястребова Т. К. Выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса.— Тезисы докладов 8-го научного созыва по оптике атмосферы и актинометрии, Томск, 1970.
12. Голиков В. И. и Ястребова Т. К. Статистические методы определения динамических характеристик актинометрических приборов по реализации радиационных процессов.— Там же.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНЕРЦИИ БАЛАНСОМЕРОВ И ПИРГЕОМЕТРОВ РАЗНЫХ ТИПОВ

Инерция балансомеров и пиргеометров, предназначенных для измерения такого сложного процесса, как радиационный баланс и его длинноволновые составляющие, является очень важной характеристикой. Это вызывает необходимость тщательного исследования инерции различных типов таких приборов, применяемых на мировой актинометрической сети и в специальных исследованиях.

Для исследования были выбраны четыре основных типа балансомеров, распространенных на мировой актинометрической сети: Функа № 327, Шульце № 542 и 543 (ФРГ) и Шульце б/№ (ГДР), обсерватории Кью № 8 и 31, Янишевского (М-10) № 4113, а также получивший недавно некоторое распространение на сети станций СССР балансомер Айзенштата (М-10м) № 3 [5]. Наряду с этими приборами исследован балансомер ЛГУ, применяемый в специальных исследованиях, и предполагаемый к внедрению на мировую сеть пиргеометр Зоннтага [6]. Исследования инерции у всех

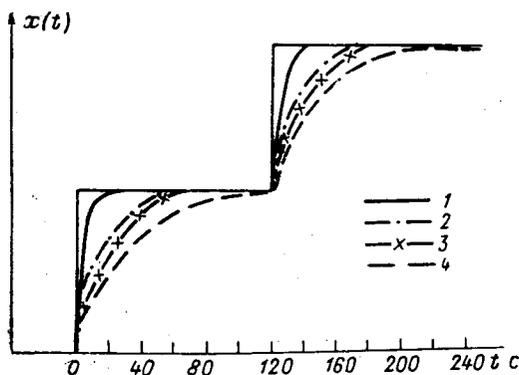


Рис. 1. Инерция по спаду и нарастанию радиации при скачкообразном ее изменении балансомеров М-10 (1), обсерватории Кью (2), Функа (3), Шульце (4).

приборов проводились в отличие от [3, 4] в естественных условиях в летнее время при величинах радиационного баланса от 0,65 до 1,1 кал/см<sup>2</sup>·мин. В качестве измерительных приборов использовались: односекундный однозаписный электронный потенциометр ЭПП-09М2 (скорость протяжки ленты потенциометра увеличивалась на время определения инерции до 24 мм/мин); осциллограф Н-700 (только для балансомера М-10), у осциллографа Н-700 была

Таблица 1  
Величины инерции различных приборов

Прибор	Величина инерции (с)
Балансомеры:	
Шульце № 543 (ФРГ) . . . . .	90—120
Шульце № 542 (ФРГ) . . . . .	90—120
Шульце 6/№ (ГДР) . . . . .	88
М-10 № 4113 . . . . .	12,5
М-10м № 3 . . . . .	60
ЛГУ № 1595 . . . . .	13
Пиргеометр Зоннтага № 249 (ГДР) . . .	44
Балансомеры:	
Кью № 8 . . . . .	42
Кью № 31 . . . . .	50
Функа № 327 . . . . .	60

использована скорость протяжки 2,5 мм/с и стрелочный гальванометр ГСА-1 с секундомером. Инерция определялась согласно [1, 2] как реакция прибора на скачкообразное изменение измеряемой величины, результаты экспериментального определения реакции различных балансомеров на «нет» — «есть» радиации и на «нет» — «есть» увеличения радиации приведены на рис. 1. Из рис. 1 видно, что изменение показаний четырех основных типов балансомеров при скачкообразном изменении радиационного баланса происходит по экспоненте, наиболее крутая экспонента у балансомера М-10, причем реакция приборов одинаковая на «нет» — «есть» радиации и «нет» — «есть» увеличения радиации. Цифровые значения величины инерции, полученные для различных балансомеров и пиргеометров, приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что величины инерции в зависимости от конструкции прибора различаются весьма значительно: от 12 до 120 с, т. е. на целый порядок, хотя все эти приборы предназначены для измерения одной и той же величины — радиационного баланса. Отсюда ясно, что необходимы тщательные исследования энергетического спектра процесса, в соответствии с которым будет выби-

раться инерция вновь конструируемых приборов или изменяться инерция существующих приборов, поскольку в настоящее время изменение инерции балансомера делается произвольно. Так, увеличение инерции балансомера М-10, предложенное Б. А. Айзеншта- том [5], следует рассматривать как аварийную меру, ибо само уве- личение инерции приводит к некоторой потере информации, а в дан- ном случае оно повлекло за собой, кроме отмеченного в [5]

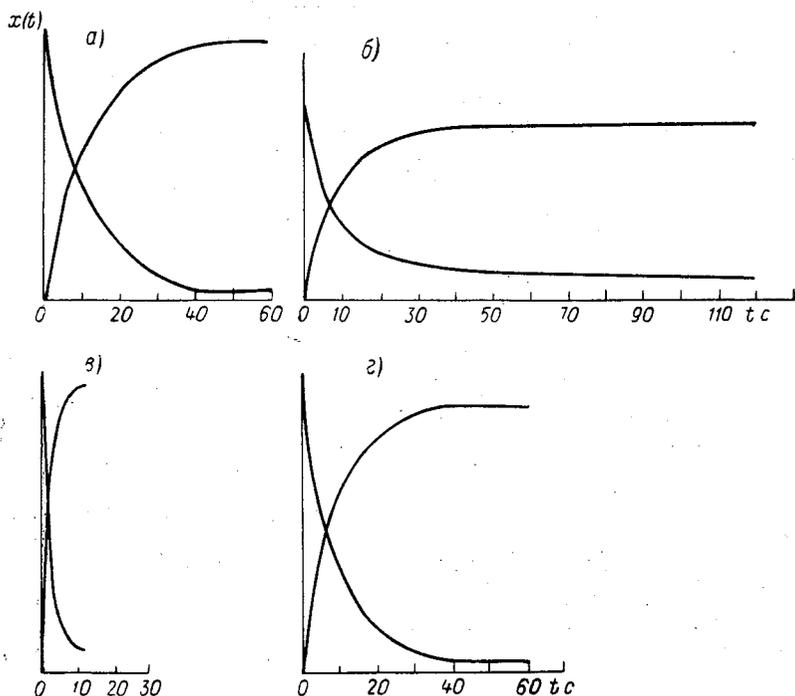


Рис. 2. Инерция по спаду и нарастанию балансомеров Функа, М-10 м (а), Шульце (б), М-10, ЛГУ (в), обсерватории Кью, пиргео- метр Зоннгага (г).

увеличения зависимости чувствительности балансомера от скорости ветра, еще и увеличение расхождения в чувствительности сторон, что является одним из источников ошибок при измерениях радиационного баланса балансомерами М-10 [8]. Принятый к исследова- нию балансомер М-10м № 3 имеет расхождение в чувствительности верхней и нижней пластин 14,5%, т. е. при измерениях радиаци- онного баланса таким балансомером ошибки за счет неодинаковой чувствительности сторон могут достигать 30%, согласно [8]. По сообщениям с сети такие расхождения, как 15—17%, в чувстви- тельности сторон наблюдаются и в других экземплярах прибора М-10м. Это вполне понятно, так как технологически значительно труднее

обеспечить симметрию чувствительности сторон при толстых приемных пластинах.

Кроме реакции на «нет» — «есть» радиации и ее увеличения измерена инерция всех балансомеров и пиргеометра Зоннтага не только по нарастанию, но и по спаду радиации. Результаты измерений графически представлены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что инерция всех приборов, определенная по спаду и нарастанию радиации, одинакова, кривые изменения показаний приборов при нарастании и убывании радиации идентичны. Так же как и в [3] зависимости величины инерции балансомеров от интенсивности радиации при исследованиях автором не обнаружено.

Из приведенного ясно, что необходима унификация физических характеристик приборов, при которой оптимальную величину инерции балансомера можно установить из анализа спектральных функций процесса [7]. Исследования в этом направлении продолжаются.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Руководство по проверке метеорологических приборов. Л., Гидрометеоздат, 1967.
2. Электрические измерения. Под ред. А. В. Фремке, М. Гос. энергоиздат, 1963.
3. Клеванцова В. А., Елисеев А. А. Исследование инерции пиргеометров и актинометров.—Труды ГГО, 1970, вып. 255.
4. Елисеев А. А., Клеванцова В. А. Экспериментальное исследование инерции сетевых актинометрических приборов. Тезисы докладов 8-го Научного совещания по оптике атмосферы и актинометрии. Томск, 1970.
5. Айзенштат Б. А. Модернизация балансомера Янишевского путем применения массивных приемных пластин.— В кн.: Метеорологические исследования, М., «Наука», 1966, № 15.
6. Sonntag D. Ein Pyranometer bzw Effektivpyranometer mit galvanisch erzeugter Thermosäule. Zeitschr. Met. В 17, 1963, Н. 1/2.
7. Ястребова Т. К. Выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса. См. настоящий сборник.
8. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К. Результаты исследования термоэлектрических балансомеров Ю. Д. Янишевского.— Труды ГГО, 1965, вып. 174.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

Е. П. Барашкова, И. П. Виноградова. Географическое распределение нисходящего длинноволнового излучения при безоблачной атмосфере	3
С. С. Богданов, А. М. Броунштейн, Н. Н. Парамонова, А. Д. Фролов. Исследование спектральной прозрачности атмосферы в области 3,4—4,0 мкм	10
А. М. Броунштейн, В. В. Демидов, И. Л. Сакин. Инфракрасная атмосферная установка ИКАУ-1 для исследования спектральной прозрачности в области 2—25 мкм	23
Л. А. Говорушкин. Некоторые результаты измерений в Воейково прямой ультрафиолетовой радиации	33
В. И. Горышин. О методике измерения дальности видимости при метеорологическом обслуживании авиации	50
В. И. Горышин, В. И. Корниенко. Определение вертикальной видимости в приземном слое атмосферы	65
Г. К. Гуцин. Основные черты горизонтального распределения общего содержания озона в Атлантическом океане	76
Г. П. Гуцин. О связи оптической плотности аэрозоля с общим содержанием водяного пара	83
Г. П. Гуцин, Т. А. Павлюченкова, К. И. Ромашкина. Оценка погрешности внеатмосферных спектральных постоянных, измеряемых прибором М-83	85
Г. П. Гуцин. Терминология и обозначения, применяемые в атмосферной оптике и озонметрии	97
В. А. Ковалев. Базисный регистратор прозрачности для работы в широком диапазоне помутнений	121
В. А. Ковалев. Об одном способе обработки сигналов лазерного локатора	128
К. Д. Лебедева. К вопросу расчета величин эффективного излучения подстилающей поверхности для случаев безоблачного неба	134
Л. В. Луцько, Т. В. Мюхкюра, А. В. Михалченков. О световом эквиваленте суммарной радиации при малых высотах солнца	138
А. М. Шаламянский, Г. Ф. Иванова. Некоторые результаты измерений общего содержания атмосферного озона во время научно-исследовательских полетов 1960—1970 гг.	142
А. С. Шейнессон, И. Н. Антонов. К вопросу предварительного анализа характеристик теплообмена приемников радиации	154
К. А. Фатеева, Ю. Д. Янищевский. Точность интегрирования радиации по регистрациям с разными интервалами	157
Т. К. Ястребова. Выбор измерительной и регистрирующей аппаратуры при измерениях радиационного баланса	161
Т. К. Ястребова. Исследование инерции балансомеров и пиргеометров разных типов	169

**ТРУДЫ ГГО, вып. 312**

**Актинометрия  
атмосферная оптика  
и озониметрия**

Редактор М. М. Ясигородская  
Технический редактор А. Г. Алексеев  
Корректор Е. И. Бородин

Сдано в набор 2/II 1973 г. Подписано к печати 11/VII 1973 г. М-11261. Формат 60×90<sup>1/16</sup>, бумага  
тип. № 1. Печ. л. 11,25, уч.-изд. л. 12,52. Тираж 770. Индекс МЛ-102. Заказ № 299.  
Цена 88 коп.

Гидрометеиздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, д. № 23

Сортавальская книжная типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной  
торговли Совета Министров Карельской АССР. Сортавала, Карельская, 42