

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ТРУДЫ

ВЫПУСК 363

РАДИАЦИОННЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
В АТМОСФЕРЕ

Под редакцией

чл.-корр. АН СССР, д-ра физ.-мат. наук
К. Я. Кондратьева
канд. физ.-мат. наук
Н. Е. Тер-Маркаряни

Ленинградский
Гидрометеорологический институт
БИБЛИОТЕКА
Л-х 195196 Малоохтинский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД · 1976

229662

В сборнике приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований радиационных процессов в атмосфере, выполненных сотрудниками отдела радиационных исследований ГГО и некоторых смежных учреждений.

В статьях анализируются расчеты полей теплового излучения планет и расчеты теплового радиоизлучения многослойных структур типа льда и снега, рассматриваются возможности определения характеристик облачности, а также вопросы пиргелиометрии и вопросы, связанные с исследованием приемников радиации.

Сборник рассчитан на специалистов, работающих в области физики атмосферы.

The collected papers deal with the results of theoretical and experimental investigations of the radiative processes in the atmosphere carried out by the scientific workers of the Department of Radiation Investigations and some adjacent institutions.

In the papers the computations of planets thermal radiation fields and computations of thermal radioemission of multilayer structures of the ice/snow type are analysed, the possibilities of determining the cloudness characteristics as well as the pyrheliometry problems and the problems associated with the radiation sensors are considered.

The collection is meant for the specialists in the field of the atmospheric physics.

АНАЛИЗ ПРИБЛИЖЕННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНЕТ

Интенсивное развитие исследований атмосфер планет, особенно при помощи автоматических межпланетных станций [1—18], вызывает большой интерес к закономерностям формирования полей излучения, существенно влияющих на тепловой режим и динамику атмосфер. Данные о полях уходящего излучения имеют важное значение для решения задач дистанционного зондирования атмосфер. Сведения о спектральной структуре и пространственном распределении теплового излучения планет необходимы для разработки и эксплуатации оптико-механических и оптико-электронных систем, функционирующих в разнообразных атмосферных условиях, и для вычисления лучистых притоков тепла. Значительный интерес представляют сопоставления полей теплового излучения планет Солнечной системы с целью выяснения общих черт и специфики их формирования.

Расчеты полей излучения в атмосфере Земли с учетом различных факторов (трехмерных полей температуры, влажности, состава и замутненности атмосферы, характера облачности) необходимы для интерпретации данных космических, самолетных и аэростатных радиометрических измерений, а их анализ позволяет оценить влияние вариаций отдельного метеофактора или совокупности метеофакторов на изменчивость поля излучения и его спектральной структуры во времени и пространстве.

Накопление научной информации об условиях, существующих в атмосферах и на поверхности планет (прежде всего по составу и вертикальным профилям температуры для различных климатических зон и сезонов года), а также успешное решение проблемы функции спектрального пропускания в атмосферах позволяет проводить анализ полей восходящего и нисходящего излучения.

Получение достоверных данных о спектральных интенсивностях излучения для различных высот и направлений в атмосферах планет расчетным путем особенно важно в связи с тем, что экспериментальные исследования спектральных интенсивностей излучения весьма дорогостоящи и технически трудноосуществимы.

Настоящая работа посвящена анализу теоретического метода расчета поля теплового излучения Земли, Марса, Венеры с целью

выяснения степени его достоверности и необходимости учета в вычислительных схемах различных факторов, прямым или косвенным образом влияющих на формирование полей теплового излучения в атмосферах, и сопоставлению теоретически вычисленных и экспериментальных спектральных интенсивностей.

Общие соотношения для расчета спектральных интенсивностей

Аналитические формулы для вычисления интенсивностей теплового излучения одностипны и для различных приближений и атмосферных условий рассмотрены в [19—32].

Для вычисления интенсивности монохроматического излучения в селективно поглощающей и замутненной атмосфере необходимо знать вероятность выживания кванта

$$z_{\lambda}(z) = \frac{G_{\lambda \text{ ap}}(z)}{G_{\lambda \text{ ap}}(z) + K_{\lambda \text{ ап}}(z) + K_{\lambda}(z)}, \quad (1)$$

где $G_{\lambda \text{ ap}}(z)$ — коэффициент аэрозольного рассеяния; $K_{\lambda \text{ ап}}(z)$ — коэффициент аэрозольного поглощения; $K_{\lambda}(z)$ — коэффициент поглощения атмосферных газов; z — высота.

Для вычисления спектральных интенсивностей теплового излучения в узких участках спектра необходимо знание функций спектрального пропускания для разнообразных атмосферных условий, отвечающих уравнению переноса радиации.

Пусть $\tau_{\lambda \text{ мп}}(L)$, $\tau_{\lambda \text{ ап}}(L)$ и $\tau_{\lambda \text{ а}}(L)$ — функции спектрального пропускания, обусловленные соответственно молекулярным поглощением, аэрозольным поглощением и аэрозольным рассеянием, L — геометрический путь, а $\tau_{\lambda \text{ п}} = \tau_{\lambda \text{ мп}} \tau_{\lambda \text{ ап}}$ — функция спектрального пропускания, обусловленная поглощением радиации атмосферными газами и аэрозолем, $f_{\lambda}(\theta, z)$ — нормированная индикатриса рассеяния:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} f_{\lambda}(\theta, z) \sin \theta d\theta = 1, \quad (2)$$

где φ и θ — азимутальный и зенитный углы соответственно.

Для выполнения расчетов интенсивностей теплового излучения на высоте $z_{\text{н}}$ удобно выделить области пространства с зенитными углами $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \theta'(z_{\text{н}})$ и $\theta'(z_{\text{н}}) \leq \theta \leq \pi$; $\theta'(z_{\text{н}})$ — зенитный угол, составленный лучом, касающимся подстилающей поверхности планеты ($\theta'(z_1) = \frac{\pi}{2}$, z_1 — высота подстилающей поверхности). Первый диапазон зенитных углов характеризует нисходящее излучение, второй диапазон — излучение горизонта, третий диапазон — восходящее излучение Земли.

Рассмотрим приближенную схему вычисления интенсивностей теплового излучения с учетом однократного рассеяния радиации в атмосфере. Интенсивность $I_{\lambda}^{\uparrow}[z_{\text{н}}, \theta_0(z_{\text{н}})]$ нисходящего излучения

для зенитного угла визирования $\theta_0(z_H)$ на высоте наблюдения z_H можно вычислить по формуле

$$I_{\lambda}^{\downarrow} = I_{1\lambda}^{\downarrow} + I_{2\lambda}^{\downarrow} + I_{3\lambda}^{\downarrow} + I_{4\lambda}^{\downarrow}, \quad (3)$$

где

$$I_{1\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)] = \int_{\infty}^{z_H} B_{\lambda} [T(z)] \tau_{\lambda a} [z, z_H, \theta_0(z)] \times \\ \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z, z_H, \theta_0(z)] dz, \quad (4)$$

$$I_{2\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)] = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_{\infty}^{z_H} f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \times \\ \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [z, \infty, \theta(z); z_H, z, \theta_0(z)] \left\{ \int_{\infty}^{z_H} B_{\lambda} [T(z)] \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z, \infty, \theta(z), z_H, z, \theta_0(z_H)] dz \right\} dz, \quad (5)$$

$$I_{3\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)] = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\theta'(z_H)} \sin \theta d\theta \left\{ \int_{z_H}^{z_{\min}^{(\theta)}} f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \times \right. \\ \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [\infty, z, \theta(z); z_H, z, \theta_0(z_H)] \int_{z_H}^{z_{\min}} B_{\lambda} [T(z)] \times \\ \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [\infty, z, \theta(z); z_H, z, \theta_0(z_H)] + \int_{z_{\min}}^{z_H} f_{\lambda} [z, \psi \times \\ \times (\theta, \theta_0, \varphi)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [\infty, z_{\min}(\theta); z_{\min}(\theta), z; z, z_H, \theta_0(z)] dz \times \\ \times \int_{z_{\min}}^{z_H} B_{\lambda} [T(z)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} \times \\ \times [\infty, z_{\min}(\theta); z_{\min}(\theta), z; z, z_H, \theta_0(z_H)] dz \left. \right\}, \quad (6)$$

$$I_{4\lambda}^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta'(z_H)}^{\pi} \sin \theta d\theta \int_{\infty}^{z_H} \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [z, z_1, \theta(z);$$

$$\begin{aligned}
& z, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] (1 - \delta_{\lambda}) B_{\lambda} [T(z)] \tau_{\lambda \Pi} [z_1, z, \theta(z); \\
& z, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] dz + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta'(z_{\text{H}})}^{\pi} \sin \theta d\theta \int_{\infty}^{z_{\text{H}}} f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} \times \\
& \times [z_1, z, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0(z)] dz \int_{\infty}^{z_{\text{H}}} B_{\lambda} [T(z)] \frac{\partial}{\partial z} \times \\
& \times \tau_{\lambda \Pi} [z, z_1, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0(z)] dz + I_{4\lambda}^{*1}. \quad (7)
\end{aligned}$$

Интенсивность восходящего излучения I_{λ}^{\uparrow} определялась по следующим формулам:

$$I_{\lambda}^{\uparrow} = I_{1\lambda}^{\uparrow} + I_{2\lambda}^{\uparrow} + I_{3\lambda}^{\uparrow} + I_{4\lambda}^{\uparrow} + I_{5\lambda}^{\uparrow} + I_{6\lambda}^{\uparrow}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}
& I_{1\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] = B_{\lambda} [T(z_1)] \delta_{\lambda} \tau_{\lambda \Pi} \times \\
& \times [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z)] \tau_{\lambda a} [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z)] + \\
& + \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi - \theta'(z_{\text{H}})} \sin \theta d\theta \int_{z_1}^{z_{\text{H}}} f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \frac{\partial}{\partial z} \times \\
& \times \tau_{\lambda a} [z_1, z, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] B_{\lambda} [T(z_1)] \times \\
& \times \tau_{\lambda \Pi} [z_1, z, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] dz, \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& I_{2\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] = \int_{z_1}^{z_{\text{H}}} B_{\lambda} [T(z)] \tau_{\lambda a} \times \\
& \times [z, z_1, \theta_0(z_{\text{H}})] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] dz, \quad (10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& I_{3\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi - \theta'(z_{\text{H}})} \sin \theta d\theta \int_{z_1}^{z_{\text{H}}} f_{\lambda} \times \\
& \times [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [z_1, z, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0 \times \\
& \times (z_{\text{H}})] dz \int_{z_1}^{z_{\text{H}}} B_{\lambda} [T(z)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z_1, z, \theta(z); z, z_{\text{H}}, \theta_0(z)] dz, \quad (11)
\end{aligned}$$

$$I_{4\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_{\text{H}}, \theta_0(z_{\text{H}})] = (1 - \delta_{\lambda}) \int_0^{\pi - \theta'(z_{\text{H}})} \sin 2\theta d\theta \int_{z_1}^{\infty} B_{\lambda} [T(z)] \tau_{\lambda a} \times$$

$$\times [z_1, z, \theta(z); z_1, z_H, \theta_0(z_H)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z_1, z, \theta_0(z); z, z_H, \theta(z)] dz + I_{4\lambda}^* \quad (12)$$

$$I_{5\lambda}^{\uparrow} [z_H, \theta_0(z_H)] = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} \sin \theta d\theta \int_{z_1}^{z_H} f_{\lambda} [z, \psi(\theta, \theta_0, \varphi)] \times \\ \times \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda a} [\infty, z, \theta(z), z, z_H, \theta_0(z_H)] dz \int_{z_1}^{z_H} B_{\lambda} \times \\ \times [T(z)] \frac{\partial}{\partial z} \tau_{\lambda \Pi} [z, \infty, \theta(z); z, z_H, \theta_0(z_H)] dz. \quad (13)$$

В формулах (5) — (13) $\psi(\theta, \theta_0, \varphi$ — угол, составленный между фиксированным вектором из точки наблюдений z_H в направлении $\theta_0(z_H)$, и вектором, сканирующим пространство, а $z_{\min}(\theta)$ — высота перигея луча визирования. Запись $\tau_{\lambda} [z_1, z, \theta(z); z_H, z, \theta_0(z_H)]$ означает функцию спектрального пропускания на пути $L = L_1 + L_2$, где $L_1 [z_1, z, \theta(z)]$ — путь луча между высотами z_1 и z в направлении $\theta(z)$; $L_2 [z_H, z, \theta_0(z_H)]$ — путь луча между высотами z_H и z в направлении $\theta_0(z_H)$. Аналогично $\tau_{\lambda} [\infty, z_{\min}; z_{\min}, z; z, z_H, \theta_0(z_H)]$ — функция спектрального пропускания, вдоль оптического пути $L = L' + L'' + L'''$, где $L'(\infty, z_{\min})$ — путь луча от верхней границы атмосферы до высоты z_{\min} вдоль линии горизонта; $L''(z_{\min}, z)$ — путь луча от высоты z_{\min} до высоты z вдоль линии горизонта; $L''' [z, z_H, \theta_0(z_H)]$ — путь луча от высоты z до высоты z_H в направлении $\theta_0(z_H)$.

В формулах (3) — (7) $I_{1\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность нисходящего излучения в направлении $\theta_0(z_H)$ (с учетом излучения атмосферных газов и аэрозоля), ослабленная за счет рассеяния аэрозолем; $I_{2\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность рассеянного в направлении $\theta_0(z_H)$ нисходящего излучения атмосферы, дошедшего до точки наблюдения z_H ; $I_{3\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность рассеянного в направлении $\theta_0(z_H)$ излучения горизонта, дошедшего до точки наблюдения z_H ; $I_{4\lambda}^{\downarrow} [z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность рассеянного в направлении $\theta_0(z_H)$ восходящего излучения подстилающей поверхности [первый член соотношения (7)] и атмосферы [второй член соотношения (7)]. Малая поправка $I_{4\lambda}^{\downarrow}$ представляет собой вклад рассеянного назад в направлении $\theta_0(z)$ отраженного от подстилающей поверхности противоизлучения атмосферы. Оценки показали, что при $\delta_{\lambda} > 0,7$ членом $I_{4\lambda}^{\downarrow}$ можно пренебречь.

В формулах (8) — (13) для расчета интенсивности $I_{\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_H, \theta_0(z_H)]$ восходящего излучения член $I_{1\lambda}^{\uparrow} [z_1, z_H, \theta_0(z_H)]$ характеризует вклад в излучение подстилающей поверхности. Причем

первый член формулы (8) представляет собой интенсивность излучения от подстилающей поверхности, ослабленного атмосферой за счет молекулярного поглощения и аэрозольного рассеяния, а второй член определяет вклад рассеянного в направлении $\theta_0(z_H)$ восходящего излучения подстилающей поверхности. Член $I_{2\lambda} \uparrow \times [z_1, z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность восходящего излучения атмосферы в направлении $\theta_0(z_H)$, полученная с учетом поглощения радиации атмосферными газами и аэрозолем и ослабленная за счет аэрозольного рассеяния; $I_{3\lambda} \uparrow [z_1, z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность рассеянного в направлении $\theta_0(z_H)$ восходящего излучения атмосферы, дошедшего до точки наблюдения z_H ; $I_{4\lambda} \uparrow [z_1, z_H, \theta_0(z_H)]$ — интенсивность отраженного в направлении $\theta_0(z)$ от подстилающей поверхности противоизлучения атмосферы. Член $I_{5\lambda} \uparrow [z_1, z_H, \theta_0(z)]$ характеризует вклад в интенсивность рассеянного назад в направлении $\theta_0(z)$ нисходящего излучения атмосферы, $I_{6\lambda} \uparrow [z_1, z_H, \theta_0(z)]$ определяет влияние рассеянного в направлении $\theta_0(z)$ излучения горизонта, которое вычисляется по формуле, подобной соотношению (5). Член $I_{4\lambda}^* \uparrow$ в соотношении (12) характеризует влияние рассеянного после отражения от подстилающей поверхности противоизлучения атмосферы. Вкладом $I_{4\lambda}^* \uparrow$ обычно можно пренебречь.

Из формул (3)—(13) легко получить и более простые соотношения для случаев абсолютно черной подстилающей поверхности или для условий атмосферы при отсутствии аэрозоля.

Проблема функции спектрального пропускания

Из соотношений (4)—(11) следует, что для вычисления спектральных интенсивностей нисходящего и восходящего излучения в атмосферах планет необходимы сведения о вертикальных профилях температуры (а в общем случае о трехмерном поле температуры), данные о функциях спектрального пропускания, сведения о спектральных коэффициентах аэрозольного ослабления и индикатрисе рассеяния.

Характерно, что аэрозоль влияет на спектральное и пространственное распределение теплового излучения через механизм излучения (в полосах поглощения аэрозоля) и механизм рассеяния, перераспределяя излучение по направлениям.

В сильно поглощающей атмосфере определяющее влияние на формирование теплового излучения оказывает молекулярное поглощение [3, 27, 28, 31—35], однако в участках спектра со слабыми полосами поглощения в условиях замутненной атмосферы влияние аэрозоля на радиационный режим атмосферы может быть значительным. Об этом влиянии свидетельствуют данные, полученные с помощью АМС «Маринер-9» во время пыльной бури на Марсе:

[3, 13, 36—38]. Существенное влияние на интенсивность нисходящего теплового излучения атмосферного аэрозоля в окнах прозрачности показали выполненные нами расчеты.

При расчетах полей теплового излучения в атмосферах и их спектрального и пространственного распределения необходимо, чтобы расчетные формулы для функции спектрального пропускания были достаточно простыми и однотипными для различных газовых компонент, формирующих спектры поглощения, и в то же время с достаточной степенью точности аппроксимировали действительную функцию спектрального пропускания атмосферы, позволяли учитывать неоднородность атмосферы по давлению и температуре.

Применение метода численного интегрирования тонкой структуры спектра поглощения для вычисления функций спектрального пропускания в задачах расчета спектрального углового и высотного распределения поля теплового излучения в широких областях спектра очень затруднительно и вследствие больших затрат машинного времени нерационально. Однако этот метод можно использовать для контроля погрешностей, возникающих в результате применения приближенных методов вычисления τ_λ [39]. Заметим, что метод численного интегрирования в расчетах функции спектрального пропускания в последние годы был эффективно использован при решении обратных задач атмосферной оптики.

Теория модельного представления спектра поглощения также малоэффективна [40]. Наиболее рационально использование простых аналитических зависимостей [41—46] для вычисления τ_λ в атмосферах с давлением $P < 1$ атм и более общей эмпирической методики, примененной для вычисления поля теплового излучения в атмосфере Венеры [28]. При этом необходимо учитывать специфику задачи переноса в атмосфере, требующей корректного знания τ_λ в условиях длинных оптических путей.

Характерно, что в общем случае при вычислении τ_λ необходимо разделять вклад в поглощение за счет крыльев отдельных спектральных линий атмосферных газов $\tau_{\lambda k}$, индуцированного давлением поглощения $\tau_{\lambda i}$ и селективного поглощения $\tau_{\lambda c}$ спектральных линий, входящих в выбранный спектральный интервал, вследствие различий в функциональной зависимости τ от содержания поглощающего вещества ω , давления P и температуры T . Подобное разделение [28] позволяет существенно улучшить точность вычисления τ_λ атмосферных газов и расширить область достоверности функции τ_λ (ω , P) по содержанию ω и давлению P .

Тогда для заданной компоненты атмосферы

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda i} \tau_{\lambda k} \tau_{\lambda c},$$

$$\tau_{\lambda i} \tau_{\lambda k} = \exp \left\{ - [\beta_{\lambda k}(T) + \beta_{\lambda i}(T)] \omega P \right\}, \quad (14)$$

где $\beta_{\lambda i}(T)$ и $\beta_{\lambda k}(T)$ — коэффициенты континуального и индуцированного давлением поглощения, зависящие только от температуры.

Для анализа функций спектрального пропускания $\tau_{\lambda c}$ в атмосферах планет Солнечной системы, давление в которых меняется в широких пределах, мы рассмотрим двухпараметрический метод эквивалентной массы [28], как наиболее простой и достаточно точный.

При вычислении $\tau_{\lambda c}$ в общем случае справедливо уравнение [28,47]

$$\left(\frac{1}{\ln \tau_{\lambda c}}\right)^2 = \left(\frac{1}{\ln \tau'_{\lambda c}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\ln \tau''_{\lambda c}}\right)^2 + \frac{M}{(\ln \tau'_{\lambda c})(\ln \tau''_{\lambda c})}, \quad (15)$$

где

$$\tau'_{\lambda c} = \exp[-K_{\lambda}(T)\omega] \quad (16)$$

определяет функцию спектрального пропускания при повышенных давлениях ($P \geq 10$ атм) в условиях «смазанной» вращательной структуры спектра поглощения, а

$$\tau''_{\lambda c} = \exp[-\beta_{\lambda c}(T)\omega^{m_{\lambda}} P_{\circ}^{n_{\lambda}}] \quad (17)$$

аппроксимирует функцию спектрального пропускания при малых давлениях ($P < 1$ атм) [41—44]; P_{\circ} — эффективное давление.

В формулах (15)—(17) $K_{\lambda}(T)$, $\beta_{\lambda c}(T)$, M — полученные на основе экспериментальных данных параметры. В соответствие с

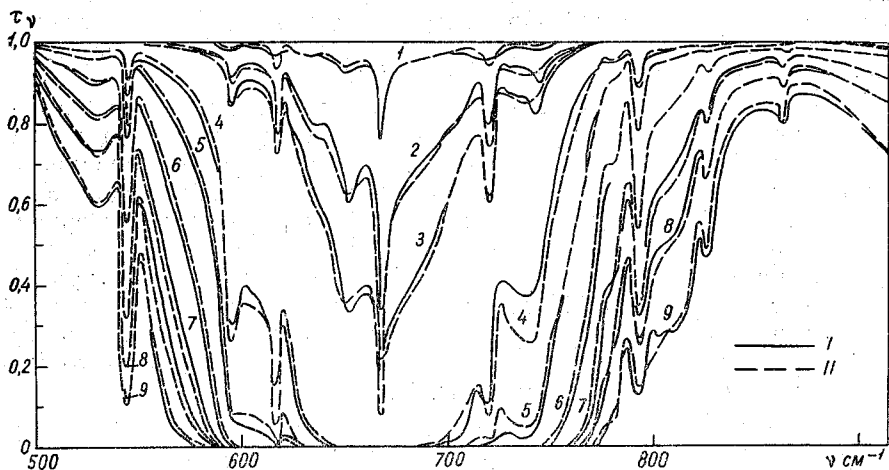


Рис. 1. Сопоставление измеренных (I) и вычисленных (II) спектров поглощения в полосах CO_2 .

Значения ω (атм·см): 1) 1; 2) 0,017; 3) 50; 4, 5) 200; 6) 1500; 7) 3000; 8) 6000; 9) 12 000.
Значения P_{\circ} (атм): 1) $4,6 \cdot 10^{-4}$; 2) 0,017; 3) 0,0063; 4) 0,0658; 5) 0,829; 6) 0,316; 7) 0,316; 8) 0,921; 9) 1.

Значения параметра K_ν функции спектрального пропускания
углекислого газа

ν см ⁻¹	$K_\nu \cdot 10^{-6}$ атм ⁻¹ · см ⁻¹	ν см ⁻¹	$K_\nu \cdot 10^{-6}$ атм ⁻¹ · см ⁻¹	ν см ⁻¹	$K_\nu \cdot 10^{-6}$ атм ⁻¹ · см ⁻¹	ν см ⁻¹	$K_\nu \cdot 10^{-6}$ атм ⁻¹ · см ⁻¹
500	0,126	677,5	3,6	866	0,11	1200	0
505	0,21	680	3,6	875	0,11	1210	0,81
510	0,35	686	2,9	880	0,11	1216	2,5
520	0,63	690	2,3	890	0,17	1224	5,4
530	0,87	692,5	1,9	900	0,24	1230	13,5
535	0,87	695	1,5	915	0,51	1240	26,0
540	0,80	697,5	1,2	925	1,1	1245	29,0
545	4,2	700	0,92	935	2,8	1250	21,7
550	2,5	703	0,68	943	3,5	1260	6,4
555	3,8	705	0,49	948	4,2	1265	12,0
560	6,0	710	0,23	956	2,1	1270	19,0
565	8,9	715	0,10	963	0,85	1275	23,0
570	17,0	717,5	0,12	968	2,20	1280	15,2
575	25,0	720	0,085	971	4,8	1285	7,5
580	36,0	722	0,041	975	5,1	1290	4,1
585	70,0	723	0,032	985	2,4	1300	0,7
590	130	725	0,033	993	0,31	1320	1,4
595	240	730	0,038	1000	0,086	1330	4,3
598	380	735	0,038	1010	0,11	1335	8,3
602	300	740	0,044	1022	0,44	1340	13,4
610	380	745	0,028	1030	2,0	1345	2,7
615	510	750	0,016	1038	3,2	1350	3,2
617,5	1 300	755	0,0107	1042	3,8	1355	16,0
625	1 300	760	59·10 ⁻⁴	1045	4,4	1360	12,4
630	3 800	770	11	1050	5,1	1365	10,8
635	6 800	780	4,2	1055	5,2	1370	19,0
640	15 000	787	2,9	1058	5,1	1375	35,0
645	24 000	792	3,5	1063	2,1	1380	43,0
650	28 000	798	2,9	1065	1,3	1390	24,0
655	30 000	802	2,6	1070	6,1	3095	10,0
660	26 000	812	2,4	1075	7,5	1400	6,7
663	24 000	822	9,8	1080	7,8	1405	3,5
665	28 000	825	7,8	1085	5,5	1410	1,3
667,5	68 000	830	8,8	1090	1,9	1415	0,27
670	49 000	837	4,0	1100	0,35	1420	0,05
672	33 000	850	1,8	1110	0,05	1425	0,01
675	35 000	860	1,4	1115	0,01		
		862	2,6	1120	0		

теорией модельного представления спектров поглощения $K_\lambda = \bar{S}/d$ определяет отношение средней интенсивности к расстоянию между линиями, расположенными в рассматриваемом спектральном интервале, а параметр M определяет изменение скорости роста функции спектрального пропускания при переходе от области «слабого поглощения» [соотношения (16)] в область «сильного поглощения» [соотношения (17)].

В табл. 1 и 2 приведены значения входящих в расчетные формулы параметров функции спектрального пропускания CO_2 при $T=296 \text{ K}$, определенные на основе экспериментальных данных [48], полученных с помощью достаточно совершенной экспериментальной структуры [49], а рис. 1 иллюстрирует сравнение вычисленных и экспериментальных функций спектрального пропускания при давлениях от 0,001 до 30 атм смеси ($\text{CO}_2 + \text{N}_2$). В расчетах $\tau_\lambda(\text{CO}_2)$ по формулам (13)—(16) учитывалось также континуальное и индуцированное давлением поглощение. Обращает на себя внимание удовлетворительное согласие вычисленных и экспериментальных спектров поглощения. Последнее свидетельствует о возможности использования двухпараметрического метода эквивалентной массы при вычислении функции спектрального пропускания в задачах переноса ИК излучения в атмосферах планет. При этом, однако, необходимо учитывать влияние температуры на функцию спектрального пропускания, которое может быть чрезвы-

Таблица 2

Значения параметра β_ν функции спектрального пропускания углекислого газа

$\nu \text{ CM}^{-1}$	β_ν	m_ν	n_ν	$\nu \text{ CM}^{-1}$	β_ν	m_ν	n_ν
500	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0,64	0,32	695	0,75	0,54	0,40
510	6,3	0,64	0,33	700	0,53	0,54	0,33
520	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,62	0,32	705	0,37	0,56	0,36
530	1,5	0,62	0,32	710	0,245	0,58	0,33
540	1,02	0,62	0,33	715	0,176	0,59	0,28
544	$2,1 \cdot 10^{-2}$	0,64	0,26	720	0,29	0,52	0,20
550	$1,9 \cdot 10^{-3}$	0,50	0,33	725	0,083	0,64	0,32
556	3,1	0,64	0,32	730	0,10	0,64	0,32
562	4,8	0,64	0,32	740	0,11	0,64	0,32
570	8,0	0,64	0,32	750	0,042	0,66	0,32
580	0,014	0,64	0,32	755	0,030	0,68	0,36
585	0,022	0,64	0,32	760	0,017	0,70	0,38
590	0,038	0,64	0,32	765	0,011	0,71	0,39
595	0,088	0,64	0,24	770	$5,6 \cdot 10^{-3}$	0,74	0,43
600	0,88	0,64	0,34	775	2	0,78	0,30
610	0,11	0,62	0,35	780	1,5	0,80	0,42
615	0,136	0,60	0,32	787	$7,2 \cdot 10^{-4}$	0,80	0,30
617	0,36	0,53	0,24	792	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,55	0,44
620	0,12	0,58	0,32	798	$8,5 \cdot 10^{-4}$	0,80	0,44
625	0,22	0,56	0,34	812	5,2	0,92	0,44
630	0,36	0,54	0,34	822	2,2	0,84	0,44
635	0,52	0,54	0,36	825	2,7	0,84	0,44
640	0,74	0,54	0,42	830	1,5	0,84	0,44
645	0,94	0,54	0,42	837	$9 \cdot 10^{-5}$	0,84	0,44
650	1,25	0,52	0,40	850	6	0,84	0,44
660	1,24	0,52	0,43	860	6	0,84	0,44
665	1,33	0,52	0,36	862	8	0,84	0,44
667	2,36	0,48	0,28	866	4	0,84	0,44
670	1,43	0,50	0,33	875	4	0,84	0,44
680	1,44	0,52	0,44	900	8	0,84	0,44
690	0,96	0,53	0,41	915	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,84	0,44

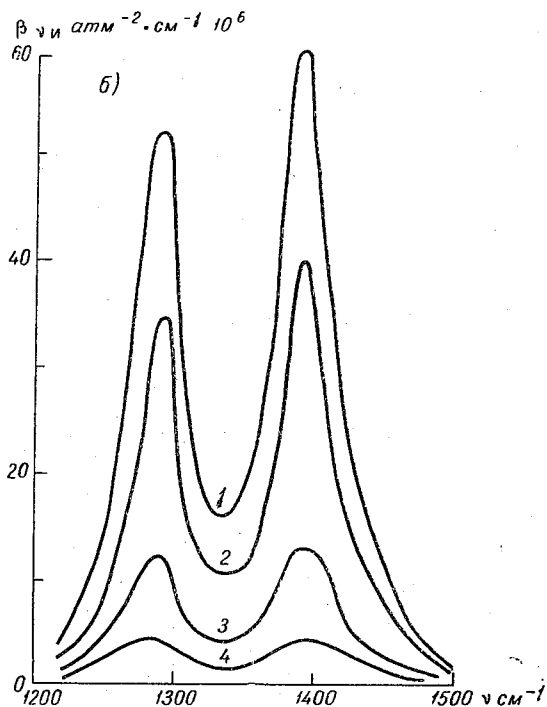
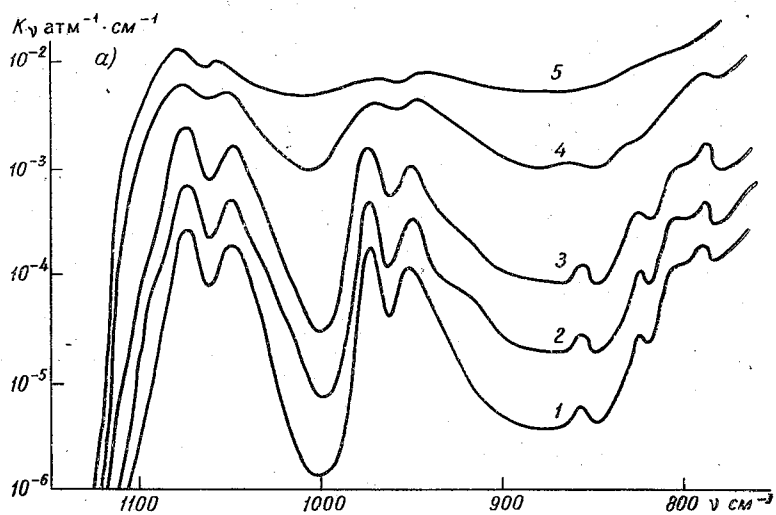


Рис. 2. Коэффициенты поглощения CO_2 в области 7—14 мкм.

а) K_ν при температурах 220 К (1), 300 К (2), 450 К (3), 500 К (4) и 800 К (5).

б) β_ν и при температурах 260 К (1), 300 К (2), 410 К (3), 500 К (4).

чайно велико. Об этом свидетельствуют экспериментальные спектры коэффициента поглощения K_ν и $\beta_{\nu, \text{п}}$, приведенные для различных температур на рис. 2.

Выполненные нами детальные сопоставления экспериментальных и вычисленных спектров поглощения атмосферных газов при различных температурах и давлениях показывают, что ошибки в вычислениях τ_λ в среднем колеблются от 2 до 10% и наиболее значительны при высоких температурах. Последнее обусловлено как неточностями предлагаемых аппроксимаций функции τ_λ , так и погрешностями экспериментов, которые возрастают с повышением температуры.

Методика расчета τ_λ в условиях неоднородной сферической атмосферы была рассмотрена и реализована на ЭВМ БЭСМ-4 в [28].

Сопоставление экспериментальных и вычисленных спектральных интенсивностей

В лабораторных условиях не всегда можно реализовать длинные оптические пути, которые наблюдаются в условиях планетных атмосфер. Поэтому представляют интерес сопоставления вычисленных и измеренных спектральных интенсивностей в контролируемых атмосферных условиях. Такие сопоставления позволяют, с одной стороны, проверить правомерность распространения интерполяций и экстраполяций функций спектрального пропускания, выходящих за рамки лабораторного эксперимента, а с другой стороны, сделать заключение о специфике влияния различных факторов на спектральное и пространственное распределение поля теплового излучения планет и выделить наиболее важные факторы. В целом согласие или расхождение вычисленных и экспериментальных спектральных интенсивностей свидетельствует о достоверности расчетных данных и границах их применимости в прикладных научно-технических задачах.

В последние годы сопоставление расчетных и экспериментальных интенсивностей теплового излучения стало возможным в связи с появлением данных, полученных с помощью АМС «Маринер-9» для Марса, а также космических и азростатных радиометрических измерений для Земли (с одновременным определением вертикальных профилей температуры и влажности).

На рис. 3 сопоставлены рассчитанные по схеме [27] и измеренные [50] зависимости спектральной интенсивности нисходящего излучения в области спектра 10—25 мкм для различных высот наблюдения и направления визирования в зенит для условий ясной атмосферы. В целом наблюдается удовлетворительное согласие вычисленных и измеренных интенсивностей. Некоторые отклонения для отдельных спектральных интервалов обусловлены, по-видимому, различием в спектральном разрешении данных [50] и настоящих результатов. В отдельных случаях наблюдаются рас-

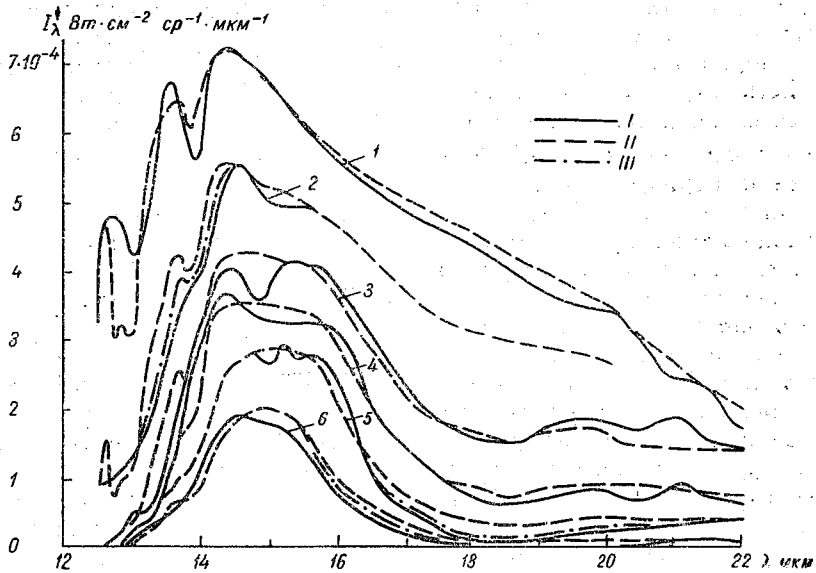


Рис. 3. Сопоставление измеренных (I) спектральных интенсивностей I_{λ}^{\downarrow} нисходящего излучения с вычисленными с учетом (III) и без учета (II) влияния температуры на функцию спектрального пропускания на высотах z , равных 1,1 км (1), 3,4 км (2), 5,5 км (3), 7,3 км (4), 12,2 км (5) и 19,8 км (6).

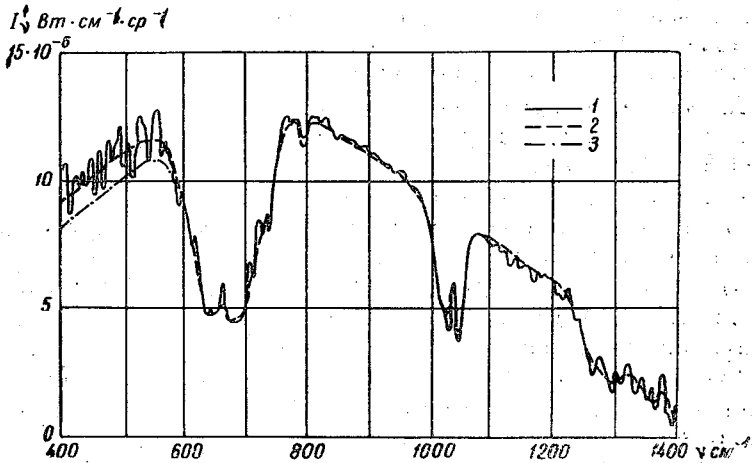


Рис. 4. Сопоставление измеренной (1) [51] и вычисленной с учетом (2) и без учета (3) влияния температуры на функцию спектрального пропускания спектральных интенсивностей I_{λ}^{\downarrow} уходящего излучения Земли для направления в надир.

хождения в значениях I_{λ}^{\uparrow} в тех спектральных интервалах, в которых интенсивность излучения соответствует спектральной яркости черного тела на высоте наблюдения. Эти расхождения могут быть обусловлены локальными температурными инверсиями в атмосфере. Характерно, что учет влияния температуры на функцию спектрального пропускания паров H_2O и CO_2 улучшает согласие экспериментальных и вычислительных значений I_{λ}^{\uparrow} . Наиболее существенное влияние температуры на функцию спектрального пропускания проявляется в области окна прозрачности 17—20 мкм. Спектральная структура излучения в области 10—25 мкм практически определяется парами H_2O и CO_2 . В этой области влияние озона на интенсивность излучения мало; оно заметно проявляется лишь в области 13,5—14 мкм.

На рис. 4 сопоставлены измеренный [51] и вычисленный спектры интенсивности уходящего излучения Земли для направления визирования в надир в области 7—25 мкм. Спектральная структура уходящего излучения в указанной области определяется парами H_2O (полоса 6,3 мкм и вращательная полоса), полосами 7,6 мкм CH_4 , 7,8 мкм N_2O , 9,6 и 14,2 мкм O_3 и сильной полосой 15 мкм CO_2 . Расчетный спектр интенсивности соответствует более низкому разрешению ($\Delta=0,1\div 0,2$ мкм), в связи с чем он имеет менее выраженную спектральную структуру (по сравнению с экспериментальным). Вертикальный профиль озона принят стандартным при общем содержании озона 0,25 атм·см. Максимум в центре полосы 15 мкм (центр Q =ветви полосы ν_2) CO_2 обусловлен излучением высокотемпературного слоя атмосферы, расположенного на высотах $z=40\div 50$ км. Обращает внимание улучшение согласия вычисленного и измеренного спектров I_{λ}^{\uparrow} , когда учитывается влияние температуры на функцию спектрального пропускания паров H_2O и CO_2 .

Оптимальное соответствие расчетного и измеренного спектров I_{λ}^{\uparrow} наблюдается при температуре 286 К на высоте 45 км и при общем содержании озона 0,32 атм·см с максимумом концентрации на высоте 18 км.

На рис. 5 один из измеренных спектров интенсивности I_{λ}^{\uparrow} уходящего излучения Марса, полученный АМС «Маринер-9» для условий ясной атмосферы при температуре поверхности планеты $T(z=0)=278$ К, сопоставлен со спектром, представленным в работе [52]. В схеме вычислений уходящего излучения I_{λ}^{\uparrow} учитывалось влияние температуры на функцию спектрального пропускания. Необходимость этого учета была показана в [28]. Менее выраженная спектральная структура вычисленной зависимости I_{λ}^{\uparrow} обусловлена более низким спектральным разрешением.

На рис. 6 сопоставлен измеренный спектр [14] для условий замутненной атмосферы Марса с расчетными спектрами, полученными с учетом влияния аэрозоля на перенос излучения и для условий ясной атмосферы. Вертикальные профили температуры для кривых рис. 6 были определены по уходящему тепловому излуче-

289668

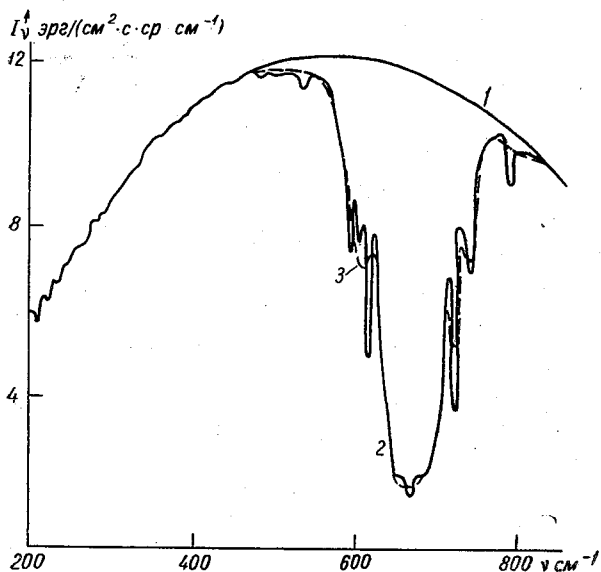


Рис. 5. Сопоставление измеренного (2) спектра интенсивности I_{\downarrow} уходящего излучения Марса, полученного для условий ясной атмосферы, с расчетным (3).
1 — спектральная яркость излучения подстилающей поверхности.

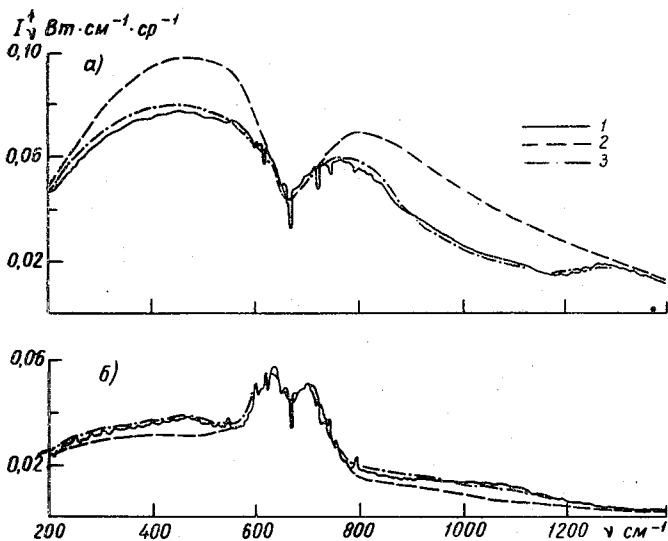


Рис. 6. Сопоставление измеренного спектра уходящего излучения в условиях пыльной бури на Марсе с расчетными.
1 — измеренный спектр I_{\downarrow} , 2 — расчет для условий ясной атмосферы,
3 — расчет для условий замутненной атмосферы.

нию, а коэффициенты поглощения и рассеяния полидисперсного аэрозоля вычислены по методике [53] на основе оптических констант [38]. Оптическая толщина аэрозоля $\tau(\lambda=0,55 \text{ мкм})=1,5$ и $\tau(\lambda=0,55 \text{ мкм})=1$ для кривых рис. 6а и рис. 6б соответственно. Вертикальный профиль распределения аэрозоля принимался экспоненциальным согласно [13,37].

Расчеты показали, что определяющую роль в трансформации уходящего теплового излучения в замутненной атмосфере Марса играют поглощательные свойства аэрозоля, а рассеяние диффузного излучения аэрозолем слабо влияет на перераспределение интенсивностей по направлениям. Учет влияния атмосферного аэрозоля в расчетных схемах для условий пыльной бури на Марсе приводит к существенному улучшению согласия вычисленных и измеренных интенсивностей и свидетельствует о важной роли аэрозоля в радиационном режиме замутненной атмосферы Марса.

Несомненно, что и в условиях земной атмосферы присутствие аэрозоля может оказывать существенное влияние на формирование поля излучения. Учет этого обстоятельства особенно важен при решении задач дистанционного зондирования атмосферы из космоса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратьев К. Я. Актиметрия. Л., Гидрометеиздат, 1965. 691 с.
2. Коначенко В. Н., Кондратьев К. Я. Новое о Венере и Марсе. Л., Гидрометеиздат, 1970. 52 с.
3. Кондратьев К. Я., Бунакова А. М. Метеорология Марса. Л., Гидрометеиздат, 1973. 62 с.
4. Определение химического состава атмосферы Венеры межпланетной станцией «Венера-4». — «ДАН СССР», 1968, т. 179, № 1, с. 37—40. Авт.: А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, К. П. Флоринский, Б. М. Андрейчиков.
5. Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М. Исследование состава атмосферы Венеры на автоматических станциях «Венера-5» и «Венера-6». — «ДАН СССР», 1970, т. 190, № 3, с. 522—525.
6. Химический состав атмосферы Венеры. — «Космические исследования», 1970, т. 8, вып. 4, с. 578—587. Авт.: А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, Б. М. Андрейчиков, Б. М. Калинин, И. М. Гречищева.
7. Маров М. Я., Рябов О. Л. Модель атмосферы Венеры. М., изд. ИПМ, 1972. 47 с.
8. Михневич В. В., Соколов В. А. Модель атмосферы Венеры по результатам прямых измерений температуры и плотности. — «Космические исследования», 1969, т. 7, вып. 2, с. 220—228.
9. Мороз В. И., Курт В. Г. Атмосфера Венеры (сопоставление результатов астрономических наблюдений и прямого эксперимента). — «Космические исследования», 1969, т. 7, вып. 2, с. 576—583.
10. Мороз В. И., Ксанфомалити Л. В. Новые вести с Марса. — «Земля и Вселенная», 1972, № 3, с. 3—9.
11. Lewes J. S. Atmosphere, clouds and surface of Venus. — «Amer. Sci.», 1971, vol. 59, N 5, p. 557—566.
12. Hord C. W. "Mariner-6 and 7" ultraviolet spectrometer experiment: photometry and topography of Mars. — «Icarus», 1972, vol. 16, N 2, p. 253—263.
13. Parkinson T. D., Hunten D. M. Martian dust storm: its depth on 25 November, 1971. — «Sci.», vol. 175, N 4019, p. 37—40, 1972.
14. Hanel R. A. e.a. Infrared spectroscopy experiment on the "Mariner-9" mission; preliminary results. — «Sci.», 1972, vol. 175, N 4019, p. 18—19.

15. Kiffer H. H. et. al. Infrared thermal mapping experiment: the viking Mars orbiter.— "Icarus", 1972, vol. 16, N 1, p. 47—56.
16. Shorthill R. W. et. al. Martian physical properties experiments: the viking Mars Lander.— "Icarus", 1972, vol. 16, № 1, p. 217—222.
17. Кондратьев К. Я., Конашенок В. Н. О теоретических основах метеорологии планетных атмосфер.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 8. Л., изд. ЛГУ, 1970, с. 142—161.
18. Smith S. A., Smith B. A. Diurnal and seasonal behavior of discrete white clouds on Mars.— "Icarus", 1972, vol. 16, N 3, p. 509—521.
19. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Л., Гидрометеоиздат, 1956. 420 с.
20. Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю. О спектральном распределении интенсивности и потоков теплового излучения в свободной атмосфере.— В кн.: Исследования радиационного режима атмосферы. Тарту, изд. ИФА АН ЭССР, 1967, с. 74—109.
21. Новосельцев Е. П. Оценка роли аэрозоля в радиационном притоке тепла в безоблачной атмосфере.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 317, с. 27—36.
22. Zdunkowski W. G., Henderson D., Hales T. V. The influence of haze on infrared radiation measurements, detected by space vehicles.— "Tellus", 1966, vol. 17, N 2, p. 147—165.
23. Кондратьев К. Я., Якушевская К. Е. К вопросу о спектральном распределении уходящего излучения.— «Проблемы физики атмосферы», 1963, вып. 2, с. 48—67.
24. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю. О спектральном распределении радиационных притоков тепла в свободной атмосфере.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1968, т. 4, № 6, с. 599—608.
25. Кондратьев К. Я., Стыро Д. В., Жвалев В. Ф. Лучистый приток тепла в области спектра 4—40 мкм на различных уровнях в атмосфере.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 2, с. 121—132.
26. Жвалев В. Ф. О методах расчетов потоков длинноволновой радиации с помощью электронных вычислительных машин.— «Тр. ГГО», 1967, вып. 203, с. 49—57.
27. Москаленко Н. И., Закирова А. Р. Расчет спектрального, углового и пространственного распределений поля теплового излучения поверхности Земли и атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 8, с. 829—842.
28. Москаленко Н. И., Зотов О. В., Димчук Ю. С. Исследование ИК спектра поглощения NH_3 с высоким спектральным разрешением — В кн.: Материалы Второго симпозиума по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Томск, изд. ТГУ, 1974, с. 59—62.
29. Якушевская К. Е., Голованова И. А. Высотная трансформация теплового излучения в верхней атмосфере (область спектра 1,8—6 мкм).— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 6, с. 599—613.
30. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю. Спектральное распределение тепловой радиации атмосферы в условиях слоистой облачности.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 275, с. 49—62.
31. Cess R. D., Ramanathan V. Radiative transfer in the atmosphere of Mars and that of Venus above the cloud deck.— "J. Quart. Spectr. Rad. Transfer", 1972, vol. 12, N 5, p. 933—947.
32. Katawar G. W. Influence of aerosols, clouds and molecular absorption on atmospheric emission.— "J. Geoph. Res.", 1971, vol. 76, N 15, p. 3437—3444.
33. Бунакова А. М., Кондратьев К. Я., Богомолов О. С. Некоторые результаты расчетов спектрального и интегрального уходящего длинноволнового излучения Венеры.— «Проблемы физики атмосферы», 1971, вып. 9, с. 3—13.
34. Жвалев В. Ф., Кондратьев К. Я., Тер-Маркаянц Н. Е. Спектральные связи между уходящими излучениями и вертикальным профилем температуры в атмосфере в участке ИК спектра 3—19 мкм.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 275, с. 39—48.

35. Бунакова А. М., Кондратьев К. Я. Некоторые особенности поля уходящего теплового излучения атмосферы Венеры и Марса.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1973, т. 9, № 3, с. 247—253.
36. Hunt G. R., Logen L. M., Salisbury J. W. Mars: Components of infrared spectra and the composition of dust cloud.— *"Icarus"*, 1973, vol. 18, N 3, p. 459—469.
37. Hang K., Hord C. W. Mariner 9 ultraviolet spectrometer. Experiment 1971 Mars' dust storm.— *"Icarus"*, 1973, vol. 18, N 3, p. 481—488.
38. Тооп О. В., Кхазе В. Н., Поллакк Ж. В. Properties of some terrestrial rocks and glass.— *"Icarus"*, 1973, vol. 19, N 3, p. 372—389.
39. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Численное моделирование функции спектрального пропускания для узких спектральных интервалов 15 мкм полосы CO_2 .— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1969, т. 5, № 4, с. 377—384.
40. Москаленко Н. И., Мирумянц С. О. Методы расчета спектрального поглощения инфракрасной радиации атмосферными газами.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1970, т. 6, № 11, с. 1110—1126.
41. Москаленко Н. И. Функции спектрального пропускания паров H_2O , O_3 , N_2O , N_2 компонент в атмосфере.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1969, т. 5, № II, с. 1179—1190.
42. Голубицкий Б. М., Москаленко Н. И. Функции спектрального пропускания в полосах паров H_2O и CO_2 .— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1968, т. 4, № 3, с. 346—359.
43. Москаленко Н. И. Функции спектрального пропускания в некоторых полосах паров H_2O , а также CO и CH_4 инфракрасной области спектра.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1968, т. 4, № 7, с. 777—779.
44. Москаленко Н. И., Мирумянц С. О. О влиянии температуры на поглощение инфракрасной радиации парами H_2O и CO_2 .— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1969, т. 5, № 12, с. 1292—1300.
45. Бунакова А. М., Кондратьев К. Я. Опыт оценки поля уходящего теплового излучения Марса.— *«Проблемы физики атмосферы»*, 1972, вып. 10, с. 73—78.
46. Анолик М. А., Бунакова А. М. Новый вариант расчета интенсивности собственного теплового излучения системы планета—атмосфера (сферический случай).— *«Проблемы физики атмосферы»*, 1972, вып. 10, с. 79—86.
47. Zachor A. S. General approximation for gaseous absorption.— *"J. Quart. Spectr. Rad. Transfer"*, 1968, vol. 8, N 2, p. 771—784.
48. Москаленко Н. И., Мирумянц С. О. Экспериментальное исследование крыльев спектральных линий поглощения CO_2 при температурах 220—600°K для соударений CO_2 — CO_2 , CO_2 — N_2 .— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Томск, изд. ТГУ, 1972, с. 67—69.
49. Аппаратура для комплексных исследований характеристик молекулярного поглощения радиации атмосферными газами.— *«Журн. прикладной спектроскопии»*, 1973, т. 19, № 4, с. 756—759. Авт.: Н. И. Москаленко, С. О. Мирумянц, А. В. Аверьянова, О. В. Зотов, Ю. А. Ильин.
50. Виноградова И. П., Жвалев В. Ф. Сопоставление измеренных и рассчитанных спектров противозлучения атмосферы.— *«Тр. ГГО»*, 1973, вып. 317, с. 115—119.
51. Hanel R. A. e. a. Infrared spectroscopy experiment for Mariner Mars 1971.— *"Icarus"*, 1970, vol. 12, N 1, p. 48—61.
52. Определение вертикального профиля температуры в атмосфере Марса по данным измерений инфракрасного теплового излучения с АМС «Маринер-9».— *«ДАН СССР»*, 1973, т. 211, № 4, с. 801—803. Авт.: К. Я. Кондратьев, Ю. М. Тимофеев, О. М. Покровский, Т. А. Дворовик.
53. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971. 165 с.

А. А. БУЗНИКОВ, Г. А. ИВАНЯН,
К. Я. КОНДРАТЬЕВ, Д. В. ПОЗДНЯКОВ

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОЛЯРИЗАЦИИ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ДИСТАНЦИОННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ПЛЕНОК НЕФТИ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

В составе нефти, попадающей на поверхность моря, происходят изменения, связанные с испарением летучих компонент, выщелачиванием водорастворимых веществ, погружением тяжелых остатков на дно и др. [1]. В результате на относительно спокойной водной поверхности (волнение 1—2 балла) образуется пленка, состоящая из нефтяных фракций, кипящих при температурах 350—450°С [2]. Различие в оптических свойствах чистой морской воды и нефтяной пленки указанного состава может быть использовано для дистанционного обнаружения последней [3]. В случае нефти бакинского месторождения (эксперимент был выполнен на Каспийском море) коэффициент преломления n смеси интересующих нас фракций в интервале длин волн 0,4—0,7 мкм составляет примерно 1,5. Для воды n примерно равно 1,33 [4, 5]. Отсюда следует, что в видимой области спектра нефтяная пленка должна иметь более высокий коэффициент отражения r , чем чистая поверхность воды.

Вода и нефтяная пленка как диэлектрические поверхности поляризуют отраженное излучение. Значения нормальной r_n и параллельной $r_{||}$ составляющих для рассматриваемого случая в зависимости от угла падения Φ_0 могут быть рассчитаны по формулам Френеля с учетом некоторых упрощающих обстоятельств: а) толщина пленки позволяет не учитывать отражение от поверхности раздела нефть — вода; б) коэффициент поглощения k для воды и нефтяной пленки пренебрежимо мал в сравнении с соответствующей величиной n [6]. Таким образом,

$$r_n = \frac{\sin^2(\Phi_1 - \Phi_0)}{\sin^2(\Phi_1 + \Phi_0)}, \quad r_{||} = \frac{\operatorname{tg}^2(\Phi_0 - \Phi_1)}{\operatorname{tg}^2(\Phi_0 + \Phi_1)},$$

где Φ_1 — угол преломления в отражающей среде с коэффициентом преломления n .

Из рис. 1, на котором представлены результаты расчета для $\lambda = 486$ нм величин $r_n^H - r_n^B$ и $r_{||}^H - r_{||}^B$ (r_n^H и $r_{||}^H$ — коэффициенты отражения от нефтяной пленки и воды соответственно), видно,

что величина r_H для нефтяной пленки при любых значениях Φ_0 больше r_H для воды, в то время как параллельно поляризованная компонента r_H^H лишь незначительно превышает r_H^B (на 1—2%) при $0 < \Phi_0 < 50^\circ$, а при $\Phi_0 > 70^\circ$ $r_H^H \ll r_H^B$. Отсюда следует, что при обнаружении нефтяной пленки на поверхности воды по отражению наиболее значительный и устойчивый контраст следует ожидать при регистрации только нормальной состав-

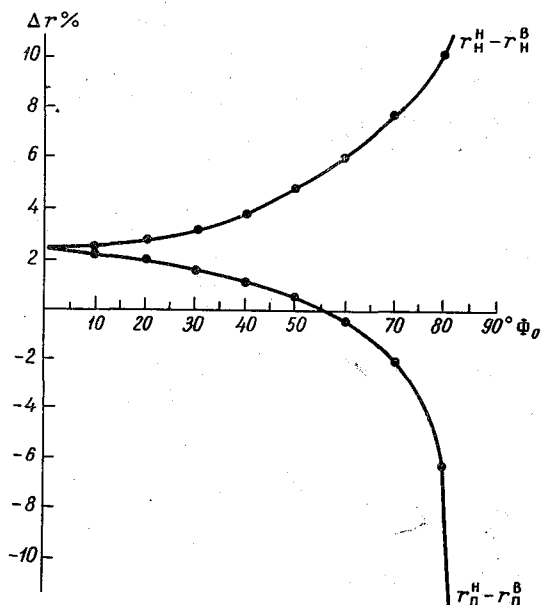


Рис. 1. Рассчитанные значения разности энергетических коэффициентов отражения от поверхности воды ($n=1,34$) и нефтяной пленки ($n=1,52$).

ляющей поляризации. Наиболее оптимальными оказываются углы визирования в интервале $40—50^\circ$, поскольку при этом одновременно обеспечивается как достаточно высокий уровень энергии отраженного излучения и контраста нефть—вода, так и минимум «мешающего» влияния параллельно поляризованной компоненты r_H^B . В реальных условиях необходимо учитывать, что отражение радиации от морской взволнованной поверхности весьма отличается от зеркального отражения и обусловлено совокупностью отражений, происходящих по законам геометрической оптики, от статистически распределенных по ориентациям площадок. По этой причине областью углов, для которой коэффициент отражения R прямой солнечной радиации убывает только в 2 раза по отношению к максимальному значению, при скорости ветра $v \approx 10$ м/с являются интервалы от 0 до 45° по θ и от -30 до 30° по φ при $i=20^\circ$ и от 30 до 90° по θ и от -15 до 15° по φ

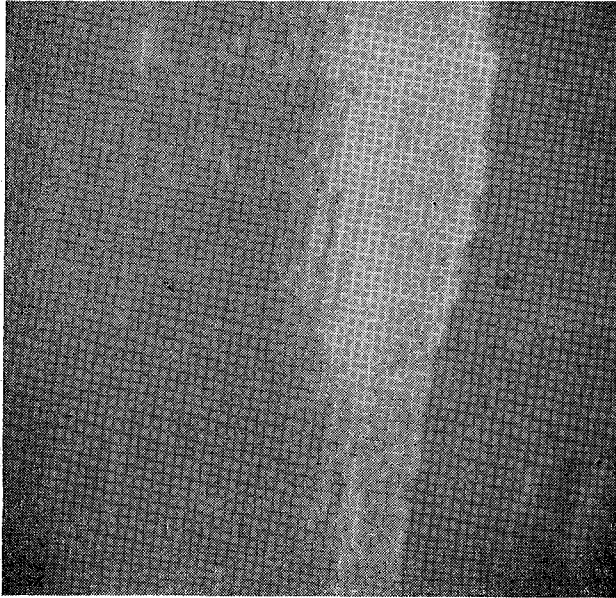
при $i=40^\circ$ (θ — угол визирования, φ — азимутальный угол относительно основной плоскости, i — зенитное расстояние Солнца) [7]. Поскольку для наших целей наблюдение морской поверхности в зеркально отраженных солнечных лучах наименее желательно из-за слепящего эффекта бликов, отсюда следует, что визирование следует производить при азимутальных углах, превышающих на $5-10^\circ$ вышеуказанные значения φ для соответствующих v и i .

При таких условиях отражение от поверхности будет в определяющей степени обусловлено светом, рассеянным атмосферой. По данным работы [8], для $v=10$ м/с и $i=20^\circ$ вклад отраженной радиации ($\theta=30-60^\circ$) при $\varphi > \pm 60^\circ$ оказывается больше 80%; при $i=60^\circ$ азимутальные углы должны быть больше $\pm 30^\circ$ ($\theta=0-80^\circ$). Приведенные области углов наблюдения можно уточнить, принимая во внимание, что свет, рассеянный атмосферой, сам по себе уже поляризован, причем степень его поляризации есть функция зенитного расстояния Солнца i , азимутального направления φ и длины волны λ [9]. Для обсуждаемой методики с регистрацией только нормальной составляющей отраженной радиации желательно максимальное ее содержание в падающем на поверхность моря свете.

В соответствии с данными работ [6, 9] отношение нормально поляризованной компоненты к параллельно поляризованной в потоке рассеянной небом радиации максимально в направлениях, противоположных Солнцу, в диапазоне длин волн $0,37-0,47$ мкм при $i < 40^\circ$. Можно ожидать, что указанная область длин волн предпочтительна и по причине известного увеличения различий в коэффициентах преломления (а следовательно, и коэффициентов отражения) у нефти и воды в коротковолновой области спектра [4, 5]. Тем не менее при этом следует иметь в виду, что, с другой стороны, в результате экранирования нефтяной пленкой рассеянного водой света, имеющего максимум интенсивности в синезеленой области спектра [3], контраст должен снизиться. Однако излучение, рассеянное водой и вышедшее на поверхность в указанных выше направлениях, не превышает примерно 10% относительного общего энергетического потока с поверхности моря в тех же телесных углах [10]. Поэтому отмеченное уменьшение контраста не может быть значительным, и общее его изменение в коротковолновой области спектра, по-видимому, должно иметь положительный характер. При сплошной облачности предпочтительных азимутальных направлений во всем видимом диапазоне длин волн не существует [9]. Таким образом, из вышесказанного следует, что дистанционное зондирование нефтяных пленок на поверхности моря желательно производить в коротковолновой области спектра при зенитных расстояниях Солнца $i < 40^\circ$, углах визирования $40-45^\circ$, азимутальных углах $\varphi > \pm (30-50^\circ)$ (в зависимости от скорости ветра и значений i) с предпочтительным направлением, противоположным Солнцу.

Приведенные выше соображения легли в основу эксперимента, осуществленного над акваторией Каспийского моря с борта вер-

а)



б)

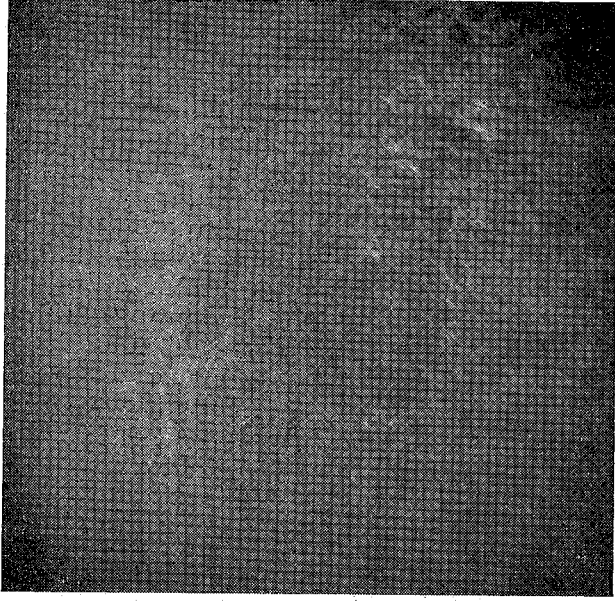


Рис. 2. Фотографическое изображение участка загрязненной поверхности моря в лучах параллельно поляризованной (а) и нормально поляризованной (б) компонент. Угол визирования 45° , азимутальный угол 180° , зенитное расстояние Солнца 45° , небо безоблачное.

толета МИ-8. В качестве регистрирующей аппаратуры использовались двух- и четырехобъективные фотокамеры ($F=7,5$ см). Съемка в поляризованном свете осуществлялась в области $0,4-0,8$ мкм с помощью поляризов, укрепленных перед объективами и ориентированных таким образом, что на пленке одновременно фиксируются два изображения одного и того же участка поверхности от нормально и параллельно поляризованных компонент радиации, поступающей с поверхности моря. Выделение спектральных интервалов производилось стеклянными светофильтрами, также крепившимися перед объективами. Полеты проходили на высотах $100-200$ м. Углы визирования составляли $0-45^\circ$, азимутальные углы варьировались от 0 до $\pm 180^\circ$, зенитное расстояние Солнца составляло $40-50^\circ$. Съемки проводились как в солнечные дни, так и в условиях сплошной облачности, состояние поверхности моря изменялось от штиля до волнения $3-4$ балла.

Полученные данные позволяют сделать вывод о высокой эффективности обсуждаемого поляризационного метода для целей дистанционной индикации нефтяных пленок. Нефтяные пятна на морской поверхности проявляются наиболее контрастно на снимках (рис. 2 б), полученных в нормально поляризованных лучах. Этот контраст оказывается в значительной мере усиленным благодаря тому, что в нормально поляризованных лучах поверхность моря выглядит более плоско, менее детализированно в сравнении с изображением в неполяризованном свете. Объясняется это, по-видимому, тем, что отражение от статистически распределенных в пространстве площадок поверхности моря происходит в основном в углах, для которых величина r_n меняется относительно мало, в то время как в неполяризованном свете начинает играть роль r_{\perp} — составляющая, изменения которой в зависимости от Φ_0 могут быть весьма значительными (см. рис. 1). По этой причине снимки в параллельно поляризованных лучах наиболее контрастно выявляют структуру волнения поверхности (рис. 2 а), в то время как контраст нефть — вода, столь исчезающе мал (ввиду незначительных различий в величинах r_n для нефти и воды, см. выше), что на большинстве снимков он не обнаруживается вовсе. Представляется уместным заметить, что съемка в параллельно поляризованных лучах, неэффективная для дистанционного обнаружения разливов нефти, может оказаться эффективной для дистанционной оценки скорости местных приповерхностных ветров, например, по

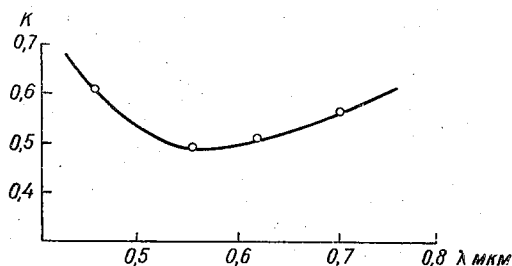


Рис. 3. Спектральный контраст нефтяная пленка — вода.

методу солнечных бликов [11], для которого важно отчетливое изображение структуры взволнованной поверхности моря.

Полученный экспериментальный материал свидетельствует о том, что данная поляризационная методика оправдывает себя во всем вышеуказанном диапазоне азимутальных углов при волнении моря до 3 баллов. При больших волнениях нефтяная пленка сбивается, эмульгируется, образуя устойчивые нефтеводяные эмульсии, содержащие до 80% воды [1, 2]. Эти эмульсии желтовато-коричневого цвета известны как «шоколадный мюсс». Их оптические свойства уже отличаются от оптических свойств рассматривавшихся нефтяных пленок, и для их дистанционного обнаружения поляризационный метод в таком виде оказывается непригодным. Выполненные нами исследования зависимости контраста K нефтяная пленка—вода от спектрального интервала, в котором производится дистанционное зондирование, показали (рис. 3), что величина K растет с уменьшением длины волны. Этот результат находится в соответствии как с приведенными выше соображениями относительно оптимальной спектральной области зондирования, так и с экспериментальными данными работ [3, 6]. К этому следует добавить, что экстраполяция полученных данных на область 0,8—0,9 мкм дает основание ожидать, что близкая ИК область также является достаточно эффективной при обнаружении нефтяных пленок на поверхности моря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смитт Л. Загрязнение моря нефтью. М., «Мир», 1973. 124 с.
2. Smith J. E. "Torrey Canyon" pollution and marine life. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1971. 581 p.
3. Кондратьев К. Я., Бузников А. А., Поздняков Д. В. Дистанционное обнаружение загрязнений водных бассейнов и фитопланктона оптическими методами.— «Водные ресурсы», 1972, № 3, с. 65—75.
4. Химический состав нефти и нефтяных продуктов. Под ред. А. Н. Саханова. М.-Л., Гос. научно-техн. изд-во, 1931. 344 с.
5. Dorsey N. E. Properties of ordinary water substance. N.Y., Reinhold Publ. Co., 1940. 673 p.
6. Millard J. P., Arvesen J. C. Effects of skylight polarization, cloudiness and view angle on the detection of oil on water.— AIAA Paper, 1971. N 1075, 7 p.
7. Авасте О. А., Мулламаа Ю. Р., Шифрин К. С. Поле уходящей коротковолновой радиации в видимой и близкой инфракрасной областях спектра при неортогпропной подстилающей поверхности.— В кн.: Исследования по физике атмосферы. Вып. 6. Изд. ИФА АН ЭССР, 1964, с. 186—198.
8. Шифрин К. С., Коломийцов В. Ю. Уходящая коротковолновая радиация над поверхностью моря.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 221, с. 108—145.
9. Coulson K. L., Dave J. V., Sekera Z. Tables related to radiation, emerging from a planetary atmosphere with Rayley scattering. Berkley, Univ. Calif. Press, 1960. 548 p.
10. Коломийцов В. Ю. Расчет диффузной компоненты в поле уходящей коротковолновой радиации.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 221, с. 117—122.
11. Levanon N. Determination of the sea surface slope distribution and wind velocity using sun glitter view from a synchronous satellite.— "J. Phys. Oceanogr.", 1971, vol. 1, p. 3—10.

М. Д. РАЕВ, Е. А. ШАРКОВ,
Т. А. ШИРЯЕВА, В. С. ЭТКИН

ВОПРОСЫ РАСЧЕТА ТЕПЛООВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ТИПА ЛЬДА И СНЕГА МЕТОДОМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ГРАФОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭВМ

Введение

Радиотепловое излучение естественных объектов зависит от большого числа факторов, в том числе от формы поверхности, параметров граничащих сред, наличия многократных отражений, объемного рассеяния и т. д. При анализе радиотепловых излучений таких объектов используются различные приближенные модели. К простейшим моделям относятся: модель в виде однородного излучающего полупространства; модель слоистой среды с гладкими границами; модель излучающего полупространства с шероховатыми границами; модели плоских слоистых сред с объемным рассеянием и др. [2].

Количественной характеристикой радиотеплового излучения является радиояркость температура $T_{я}$, которая связана с термодинамической температурой T_0 соотношением

$$T_{я}(\lambda) = \kappa(\lambda)T_0, \quad (1)$$

где $\kappa(\lambda)$ — излучательная способность вещества поверхностного слоя на данной длине волны. Излучательная способность вещества зависит от коэффициента отражения ρ вещества поверхностного слоя и закона распределения неоднородностей на исследуемом участке поверхности:

$$\kappa(\lambda) = 1 - \rho(\lambda).$$

Коэффициент отражения вещества $\rho(\lambda)$ определяется электромагнитными характеристиками вещества (ϵ и $\text{tg}\delta$), углом падения, поляризацией, структурой исследуемого объекта.

В настоящей работе рассматривается применение метода ориентированных графов к анализу сложных слоистых структур с четко выраженными плоскими границами, шероховатость которых удовлетворяет критерию Релея. В естественных условиях такой

идеализации могут удовлетворять структуры снег—лед—вода, а именно: лед на поверхности воды, лед со снегом на поверхности воды, подтаявшая вода на поверхности льда и другие аналогичные структуры.

После описания метода в работе анализируется ряд частных случаев сложных структур типа снег — лед—вода и на их примерах показывается действенность используемого метода.

1. Применение метода ориентированных графов к расчету многослойных структур

Рассмотрим многослойную структуру из n плоских слоев с диэлектрическими проницаемостями ϵ_n и толщинами z_n . Такая задача может быть решена путем непосредственного решения уравнений Максвелла с многократными граничными условиями. Однако решение такой задачи может быть существенно упрощено при использовании ориентированных графов, которые позволяют наглядно представить эффекты многократного отражения и произвести расчет многослойных структур с помощью ЭВМ весьма экономичным образом.

В радиотехнике метод графов широко применяется при анализе сложных параметрических цепей различного рода и устройств СВЧ [3, 4, 7]. В оптике аналогом линейных систем, осуществляющих преобразование частоты, являются многослойные структуры, распространение волн в которых можно рассматривать как процесс преобразования пространственных частот [3].

Прохождение сигнала через такую структуру может быть описано системой уравнений, которую можно представить и решить методом графов. Такое изображение прохождения сигнала через слоистую структуру с помощью графов позволяет наглядно представить преобразование сигналов, проследить все цепи обратной связи, вычислить отклик в любой точке системы.

Ориентированный граф представляет собой совокупность узлов и ветвей, имеющих направление [4]. Каждая ветвь характеризуется величиной, называемой передачей ветви, и обозначает те операции, которые производятся в системе над сигналом. Каждый узел обозначает сигнал в данной точке системы.

Для простоты рассмотрим граф прохождения волны через границу раздела двух сред (рис. 1 а). Волна, падающая на границу раздела, будет частично отражаться, частично проходить через границу раздела. Плоская волна, падающая на поверхность под углом θ_1 к ее нормали, имеет пространственную частоту

$$\dot{K}_1 \sin \theta_1; \dot{K}_1 — \text{волновое число падающей волны } (\dot{K}_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_n}).$$

На частотном языке при отражении волны происходит преобразование пространственной частоты (изменение направления и фазы падающей волны) на величину удвоенной пространственной

частоты падающей волны. Волна, отраженная от границы раздела, имеет пространственную частоту $K_1 \sin \theta_1$.

Граф, соответствующий отражению, должен выражать амплитудные и фазовые изменения при отражении. Прохождение сигнала с преобразованием пространственной частоты удобно изображать вертикальной стрелкой, направленной вверх (увеличение частоты) или вниз (понижение частоты), а прохождение сигнала с сохранением пространственной частоты — горизонтальной стрелкой. Амплитуда падающей волны обозначена через E и соответствует узлу 0. Амплитуда отраженной волны обозначена через E_r и соответствует узлу 2, причем

$$E_r = E \cdot r_{21}, \quad (2)$$

где r_{21} — коэффициент отражения от границы раздела сред 2—1.

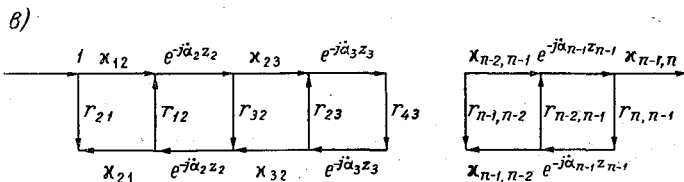
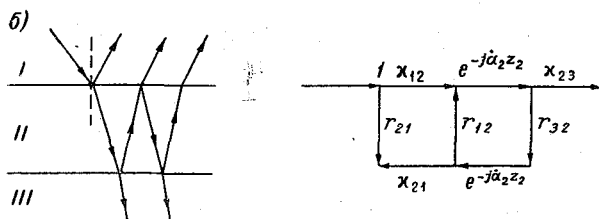
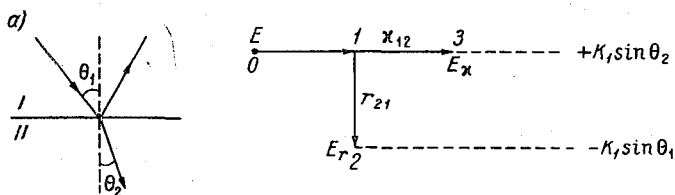


Рис. 1. Графы прохождения волны через границу раздела двух сред (а), через совокупность трех сред (б) и через многослойную структуру (в).

При прохождении волны через границу раздела пространственная частота не изменяется, что объясняется постоянством коэффициента пропускания вдоль границы. Из сохранения пространственной частоты волны при ее прохождении через границу раздела вытекает закон преломления:

$$\dot{K}_1 \sin \theta_1 = \dot{K}_2 \sin \theta_2. \quad (3)$$

Амплитуда преломленной волны обозначена через E_x и соответствует углу β , причем

$$E_x = E \cdot \kappa_{12}, \quad (4)$$

где κ_{12} — коэффициент прохождения (излучения) волны через границу раздела сред $I-2$.

Граф, описывающий прохождение волны через совокупность трех сред, представлен на рис. 1 б. Здесь ветви r_{21} , r_{12} , r_{32} характеризуют отражение волны на границах этих сред, ветви κ_{12} , κ_{21} , κ_{23} — прохождение волны через границы сред. Действие промежуточной среды II толщиной z_2 отражено горизонтальной стрелкой

$$e^{-j\alpha_2 z_2} (\dot{\alpha}_n = \dot{K}_n \cos \theta_n = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\dot{\epsilon}_n \cos^2 \theta_n}),$$

так как при прохождении волны через однородную среду ее пространственная частота не меняется.

Используя алгоритм Мэзона [4] для коэффициентов передачи графа, можно вычислить коэффициент передачи этой системы для отраженной волны:

$$r'_{21} = \frac{r_{21}[1 - r_{12}r_{32}\exp(-j2\dot{\alpha}_2 z_2)] + \kappa_{12}\kappa_{21}r_{32}\exp(-j2\dot{\alpha}_2 z_2)}{1 - r_{12}r_{32}\exp(-j2\dot{\alpha}_2 z_2)}. \quad (5)$$

Для коэффициентов Френеля справедливы следующие соотношения:

$$r_{n,n-1} = -r_{n-1,n}, \quad \kappa_{n,n-1} \kappa_{n-1,n} - r_{n,n-1} r_{n-1,n} = 1. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получим коэффициент отражения трехслойной структуры

$$r'_{21} = \frac{r_{21} + r_{32}\exp(-j2\dot{\alpha}_2 z_2)}{1 + r_{21}r_{32}\exp(-j2\dot{\alpha}_2 z_2)}. \quad (7)$$

Аналогичное выражение получается и при обычном методе вычисления амплитуд прошедшей и отраженной волны.

Граф, описывающий прохождение волны через многослойную структуру, может быть представлен в виде, изображенном на рис. 1 в. Коэффициент отражения такой многослойной структуры может быть получен с помощью алгоритма Мэзона и представлен в виде рекурсивных формул:

$$r'_{n-1, n-2} = \frac{r_{n-1, n-2} + r_{n, n-1} \exp(-j2\alpha_{n-1} z_{n-1})}{1 + r_{n-1, n-2} r_{n, n-1} \exp(-j2\alpha_{n-1} z_{n-1})},$$

$$r'_{n-2, n-3} = \frac{r_{n-2, n-3} + r_{n-1, n-2} \exp(-j2\alpha_{n-2} z_{n-2})}{1 + r_{n-2, n-3} r_{n-1, n-2} \exp(-j2\alpha_{n-2} z_{n-2})},$$

$$r'_{21} = \frac{r_{21} + r'_{32} \exp(-j2\alpha_2 z_2)}{1 + r_{21} r'_{32} \exp(-j2\alpha_2 z_2)}. \quad (8)$$

Излучательная способность такой многослойной структуры

$$\kappa_{21} = 1 - (r'_{21})^2. \quad (9)$$

Здесь $r_{n-1, n-2}$, $r_{n, n-1}$ и т. д. — коэффициенты Френеля, равные

$$r_{n, n-1 \text{ гор}} = \frac{\sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_n - \sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_{n-1}}{\sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_n + \sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_{n-1}}, \quad (10)$$

$$r_{n, n-1 \text{ верт}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_n - \sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_{n-1}}{\sqrt{\epsilon_{n-1}} \cos \theta_n + \sqrt{\epsilon_n} \cos \theta_{n-1}}. \quad (11)$$

Полученные соотношения позволяют определять любые зависимости излучательной способности многослойной структуры с любым числом слоев: поляризационные характеристики $\kappa_{\text{гор}}$ (θ) и $\kappa_{\text{верт}}$ (θ) при вариациях n , λ , ϵ , z ; зависимость излучательной способности от длины волны $\kappa(\lambda)$, z , θ , ϵ , n ; зависимость от толщины слоя $\kappa(z)$, λ , θ , ϵ , n и т. д. Однако в рассмотренной форме этот метод не позволял учесть профиль температуры. В данных расчетах предполагалось, что все слои находятся при одной и той же термодинамической температуре. Для учета профиля температуры необходимо дальнейшее развитие метода.

2. Исследование радиоизлучения ряда сложных образований типа снег—лед—вода

Рекурсивные соотношения вида (8)—(11) позволяют сравнительно быстро рассчитать ряд многослойных структур на ЭВМ (например, «Напри»). Принципиальным при этом является то, что расчет по рекурсивным соотношениям вида (8)—(11), вводимым в машину, а не по окончательным сложным формулам позволяет, не меняя программы, определять излучательные свойства структур с различным числом слоев разной толщины и произвольными электрическими параметрами. В качестве примера прове-

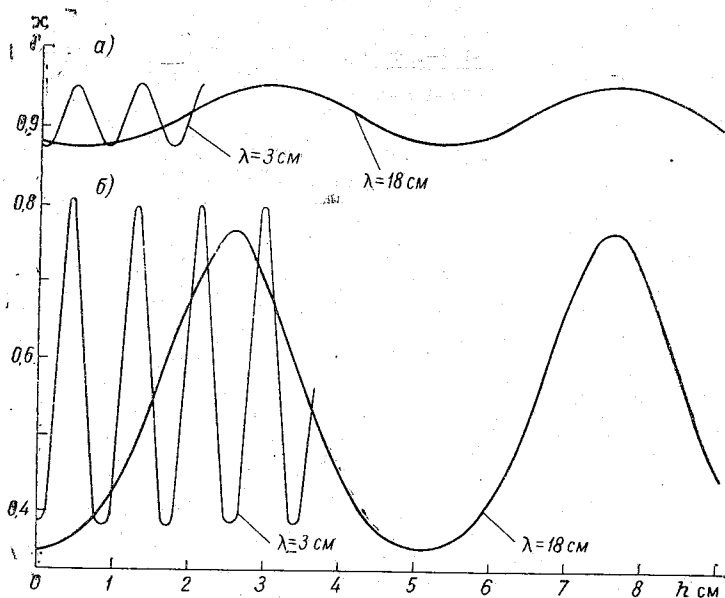


Рис. 2. Зависимость коэффициента излучения структур воздух — лед — грунт (а), воздух — лед — вода (б) от толщины ледяного слоя.

а) лед — $S=0\%$, $\epsilon' = 3,2$, $\epsilon'' = 0$, грунт — $\epsilon' = 12,5$, $\text{tg } \delta = 0,3$ ($\lambda = 3$ см), $\epsilon' = 15$, $\text{tg } \delta = 0,07$ ($\lambda = 18$ см); б) лед — $S=0\%$, вода — $S=0\%$.

дены расчет и анализ радиоизлучения следующих структур: воздух—вода—лед (пленка воды на льду); воздух—лед—вода; воздух—лед—грунт; воздух—снег—лед.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента излучения структур лед—вода и лед—грунт (электрофизические параметры сред указаны в подписях к рисункам) от толщины ледяного слоя для длин волн 3 и 18 см при наблюдении в надир. Явственно наблюдаются интерференционные колебания излучательной способности слоистой структуры, причем подложка (грунт и вода) практически не влияет на период колебаний, который определяется в основном электрическими свойствами слоя льда и длиной волны излучения. Отметим, что тонкий слой льда толщиной в несколько миллиметров (3—5 мм) может резко изменить излучательные характеристики среды — как воды, так и грунта: контраст яркостных температур для воды может превысить 100 К, а для грунта 30 К (при термодинамической температуре сред $T_{\phi} = 273$ К). Причем яркостная температура структуры лед—вода выше яркостной температуры воды (структура «теплее», чем подложка). В случае же структуры лед—грунт минимальная яркостная температура может быть меньше температуры грунта (структура «холоднее», чем подложка).

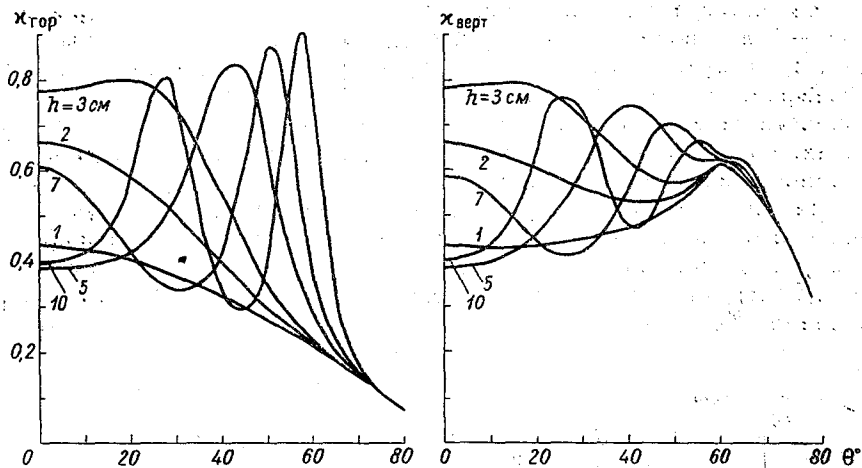


Рис. 3. Поляризационные характеристики структуры воздух — лед — вода.
Лед — $\epsilon' = 3,2$, $\epsilon'' = 0$, вода — $\epsilon' = 44,78$, $\epsilon'' = 41,37$, $S = 0\%$.

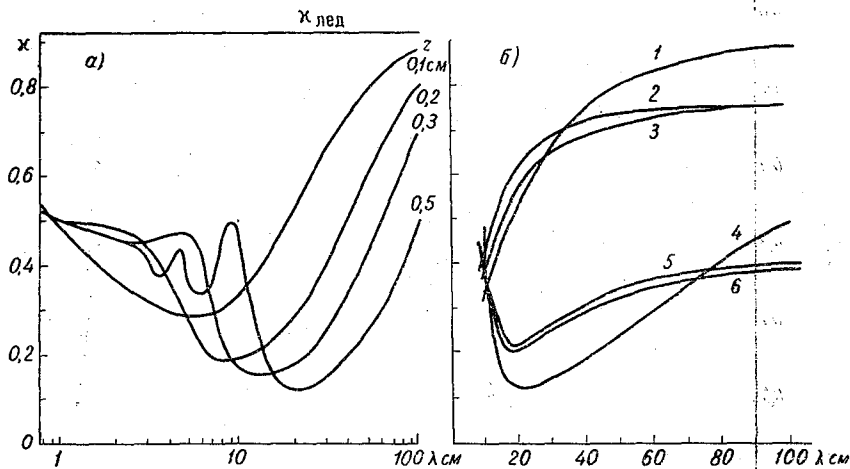


Рис. 4. Частотные характеристики структуры воздух — вода — лед для разных толщин пленки воды.

Для кривых 1, 2, 3 $z = 0,1$ см, для кривых 4, 5, 6 $z = 0,5$ см; $\epsilon'_{\text{лед}} = 3,2$, $\Theta = 0^\circ$.

		Электрофизические характеристики					
№ кривой		1	2	3	4	5	6
$S_{\text{вода}} \%$		0	40	40	0	40	40
$\text{tg } \delta_{\text{лед}}$		0	0,5	0	0	0,5	0

Из анализа поляризационных характеристик структуры воздух — лед — вода (длина волны $\lambda = 3$ см), представленных на рис. 3, следует, что наиболее сильное влияние ледяной покров оказывает на горизонтальную составляющую излучательной способности: в угловой зависимости этой составляющей для $z/\lambda > 1$ возникают псевдобрюстеровские углы, которые при свободной поверхности воды отсутствуют.

На рис. 4 а приведены зависимости рассчитанной излучательной способности структуры воздух — вода — лед (пленка воды на льду) от длины волны для разных толщин пленки воды z (от 0,1 до 0,5 см), причем угол визирования $\Theta = 0^\circ$, а соленость воды S равна 0‰.

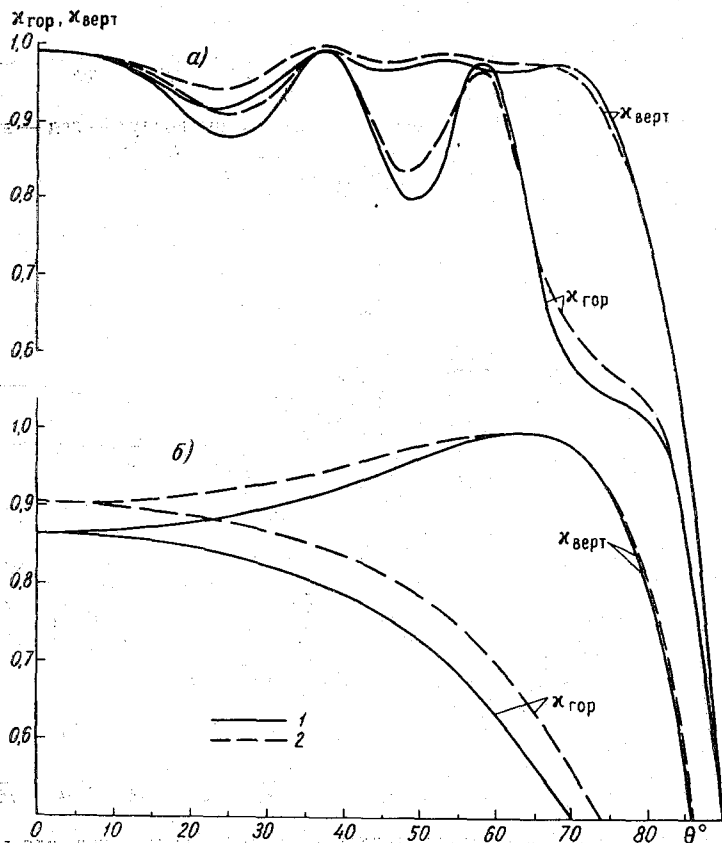


Рис. 5. Поляризационные характеристики различных структур.
 а — структуры снег — нилас, снег — серый лед (толщина снега 10 см).
 б — структуры нилас — морская вода (толщина льда 10 см); серый лед — морская вода (толщина льда 12 см). Для снега $\epsilon = 1,8 + j \cdot 0,018$, для ниласа $\epsilon = 4,38 + j \cdot 1,16$, для серого льда $\epsilon = 3,56 + j \cdot 0,44$. На рисунке: 1 — нилас, 2 — серый лед.

В диапазоне длин волн 0,8—40 см при толщинах пленки воды 0,3—0,5 см наблюдаются интересные интерференционные явления. Следует отметить, что тонкий слой воды может существенно уменьшить яркостную температуру структуры («охладить», например). На длине волны 10 см контраст яркостных температур структуры вода — лед и льда составляет 150 К. Физически это связано с тем, что пленка воды обладает волновым сопротивлением, которое рассогласовывает систему, и часть энергии теплового излучения льда отражается обратно в «подложку», чем и объясняется низкая яркостная температура всей сложной системы.

На рис. 4 б приведена зависимость излучательной способности этой же структуры от длины волны для пленки воды толщиной 0,1 и 0,5 см, но при разных электрических характеристиках сред. Как и следовало ожидать, диэлектрические характеристики воды в данном случае играют существенную роль и изменяют как значения излучательных способностей, так и форму частотных зависимостей, причем это влияние с увеличением длины волны усиливается. Существенное изменение электрических потерь льда ($\operatorname{tg}\delta=0\div 0,5$, что соответствует морскому льду) слабо сказывается на излучательных характеристиках структуры.

На рис. 5 показаны поляризационные характеристики двух структур: 1) воздух — морской лед — морская вода, 2) воздух — снег — морской лед — для $\lambda=3$ см с учетом потерь в снеге и льде. Рассмотрены два типа льда — нилас и серый лед. Данные об электрических характеристиках льда взяты из работы [8], снега — из [9], воды — из [5]. Наличие снега на поверхности морского льда существенно изменяет поляризационные характеристики структуры: наблюдаются интерференционные явления (псевдобрюстеровские углы). Измерения радиояркостной температуры для нескольких углов наблюдения дают возможность определить не только наличие снега на поверхности льда, но и его электрические характеристики. Существуют оптимальные углы визирования (например, для толщины снега $z=10$ см. $\Theta=25\div 50^\circ$), при которых можно различать типы льда (нилас и серый лед) под слоем снега.

Выводы

Метод расчета многослойных структур с помощью ориентированных графов с применением ЭВМ типа «Наири» позволяет с малыми затратами машинного времени анализировать радиоизлучение сложных слоистых структур с любым количеством слоев разной толщины и произвольными электрическими параметрами. Например, затраты машинного времени для расчета структур, характеристики которых приведены на рис. 5, на ЭВМ «Наири» составили около 1 ч. Дальнейшее развитие метода позволит учесть профиль термодинамической температуры сложной структуры и рассчитать многослойные структуры со случайным набором слоев и с различными диэлектрическими характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1973, 697 с.
2. Измерение радиотепловых и плазменных излучений. М., «Советское радио», 1968. 389 с. Авт.: А. Е. Башаринов, Л. Т. Тучков, В. М. Поляков, Н. И. Ананов.
3. Мансуров А. Н., Эткин В. С. О применении ориентированных графов к решению некоторых оптических задач.— В кн.: Труды Третьей межвузовской конференции педагогических институтов по радиофизике и спектроскопии. Вып. 5. М., 1968, с. 317—324.
4. Мэзон С., Циммерман Г. Электронные цепи, сигналы и системы. М., Изд-во иностр. лит., 1963. 325 с.
5. Рабинович Ю. И., Мелентьев В. В. Влияние температуры и солености на излучение гладкой водной поверхности в сантиметровом диапазоне.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 235, с. 78—123.
6. Сигорский В. П. Матрицы и графы в электронике. М., «Энергия», 1968. 175 с.
7. Силаев М. А., Брянцев С. Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. М., «Советское радио», 1970. 248 с.
8. Морозов П. Т., Хохлов Г. П. Электрические свойства морского льда на $f=10$ ТГц.— В кн.: Предварительные результаты экспедиции «Беринг». Л., изд. ГГО, 1973, с. 53—64.
9. Cumming W. A. The dielectric properties of ice and snow at 3,2 centimeters.— "J. Applied Physics", 1952, vol. 23, N 7, p. 768—773.

*М. С. ИВЛЕВ, В. И. ДМОХОВСКИЙ,
В. А. ИВАНОВ, В. К. СОЛОМАТИН*

АЭРОЗОЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ЭКСПЕДИЦИИ «БЕРИНГ»

Основной задачей комплексного советско-американского эксперимента «Беринг», проведенного в феврале — марте 1973 г., было осуществление одновременных метеорологических и океанологических, радиационных и микроволновых измерений для разработки методик идентификации зон выпадения осадков, характеристики ледяного покрова, определения температуры и волнения океана [1]. Программа аэрозольных исследований была побочной и заключалась лишь в исследовании вертикальной структуры атмосферного аэрозоля с помощью забора проб на фильтр и импактор, установленные на самолете Ил-18 — летающей лаборатории ГГО. В период проведения эксперимента было сделано несколько вертикальных разрезов аэрозоля до высоты 9000 м. Аэрозольные пробы в дальнейшем анализировались на оптическом и электронном микроскопах, кроме того, для отдельных проб был сделан элементный химический анализ по отработанной ранее методике [2].

Следует отметить, что такого рода исследования в районе Берингова моря проводились впервые и вообще для широт больше 60° имеются лишь единичные данные о вертикальной структуре атмосферного (тропосферного) аэрозоля. Особый интерес представляет то обстоятельство, что в районе проводимых аэрозольных измерений практически отсутствуют источники аэрозольных частиц искусственного происхождения. Анализ аэросиноптической обстановки в период эксперимента «Беринг» [3] показывает, что не было также заноса пылевых загрязнений из других районов с высоким уровнем промышленных загрязнений, в частности из Японии. Воздушные массы в рассматриваемый период приходили в основном из Аляски.

В связи с тем что аэрозольная программа исследований была побочной программой, измерения вертикальных профилей содержания аэрозоля в атмосфере проводились не оптимальным способом: между крайними точками измерений расстояние по горизонтали достигало нескольких сотен километров (500—700 км). В этом смысле вертикальные профили аэрозоля могут не соответствовать вертикальным профилям над определенной точкой, особенно в нижних слоях атмосферы, где наиболее сильно проявля-

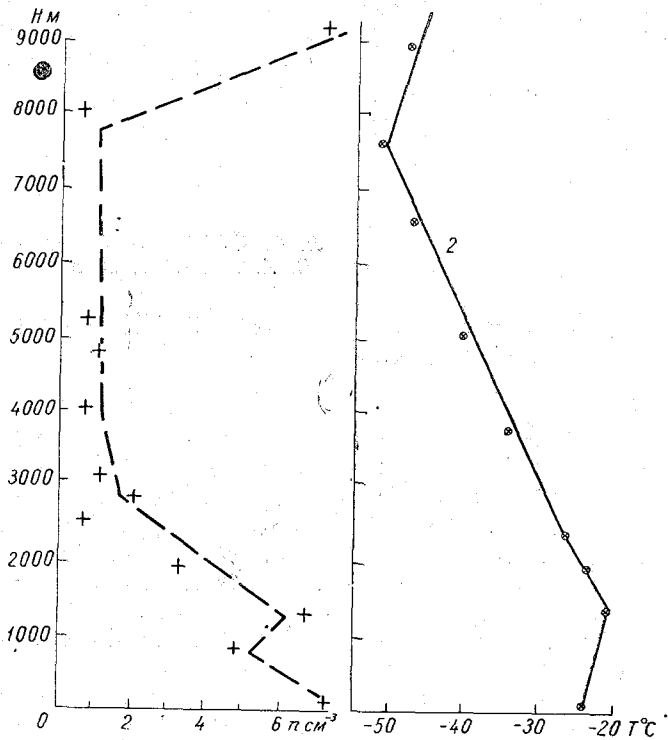


Рис. 1. Профили счетной концентрации больших частиц над суши (1) и температуры воздуха (2) в районе эксперимента. 3 марта 1973 г., 1 ч 00 мин — 1 ч 40 мин.

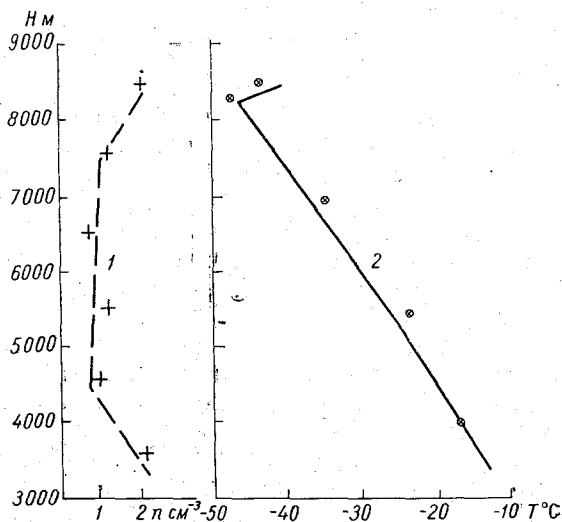


Рис. 2. Профили счетной концентрации больших частиц надо льдом (1) и температуры воздуха (2) в районе эксперимента. 3 марта 1973 г., 3 ч 20 мин — 4 ч 00 мин.

ется влияние локальных источников аэрозоля. Профили счетной концентрации больших аэрозольных частиц представлены на рис. 1 и 2. Как видно из рисунков, профили достаточно разнообразны. Значения счетных концентраций больших аэрозольных частиц с $r \geq 0,2$ мкм сравнительно невелики: они ни разу не превышали 10 см^{-3} для всего диапазона высот.

Слоистость вертикальной структуры в большинстве измерений счетной концентрации выражена слабо. Однако в ряде случаев наблюдается отчетливо выраженное увеличение концентрации аэрозольных частиц выше 8000 м (с 1 по 3 марта), значительно превышающее уровень ошибок.

Можно также предполагать некоторое повышение концентрации аэрозоля в средней тропосфере выше облаков нижнего яруса. Влияние облачности на вымывание аэрозоля проявляется весьма слабо. В ряде случаев наблюдается связь между вертикальной структурой аэрозоля и температурной стратификацией атмосферы, а именно: 1) наличие инверсионного слоя в нижних слоях атмосферы; 2) сильное убывание концентрации с высотой в нижнем слое атмосферы при восходящих воздушных потоках; 3) повышение температуры воздуха в аэрозольном слое (для слоя $H < 8000$ м). Следует отметить, что море в основном действовало как большая поверхность, поглощающая аэрозольные частицы, вследствие чего в нижних слоях атмосферы над открытым морем ($H = 500 - 800$ м) концентрация частиц с $r > 0,2$ мкм почти всегда была низкой, около 1 см^{-3} , а над морем, покрытым льдом, она повышалась до $3 - 6 \text{ см}^{-3}$. Гораздо более четко расслоение аэрозоля проявляется в дисперсионном и микроструктурном анализе проб аэрозольных частиц, взятых на разных уровнях атмосферы.

В табл. 1 представлены некоторые типичные результаты дисперсионного анализа проб, обработанных при помощи оптического микроскопа. На рис. 3 приведены типичные снимки частиц для разных высот, полученные с помощью электронного микроскопа. Измерения по программе А проводились примерно на 57° с. ш., по программам В и С — около 60° с. ш., долгота измерений по всем программам примерно одна и та же: $179 - 177$ з. д. [1]. Программы В и С проводились на границе между открытым морем и сплоченным ледяным покровом, а программа А — над полностью свободной от льдов морской поверхностью. В последнем случае результаты измерений концентрации аэрозоля надежно показывали уменьшение содержания аэрозольных частиц в нижних слоях атмосферы, вызванное вымывающим действием открытой морской поверхности. Следует отметить такую интересную особенность распределения аэрозольных частиц по размерам, как относительно невысокую долю частиц радиусом $r < 0,5$ мкм в общем содержании частиц по сравнению с обычно наблюдаемым распределением частиц по размерам, описываемым формулой Юнге

$$\frac{dN}{dr} \sim Cr^{-(3,54+4)} \quad (1)$$

для $r \geq 0,1$ мкм.

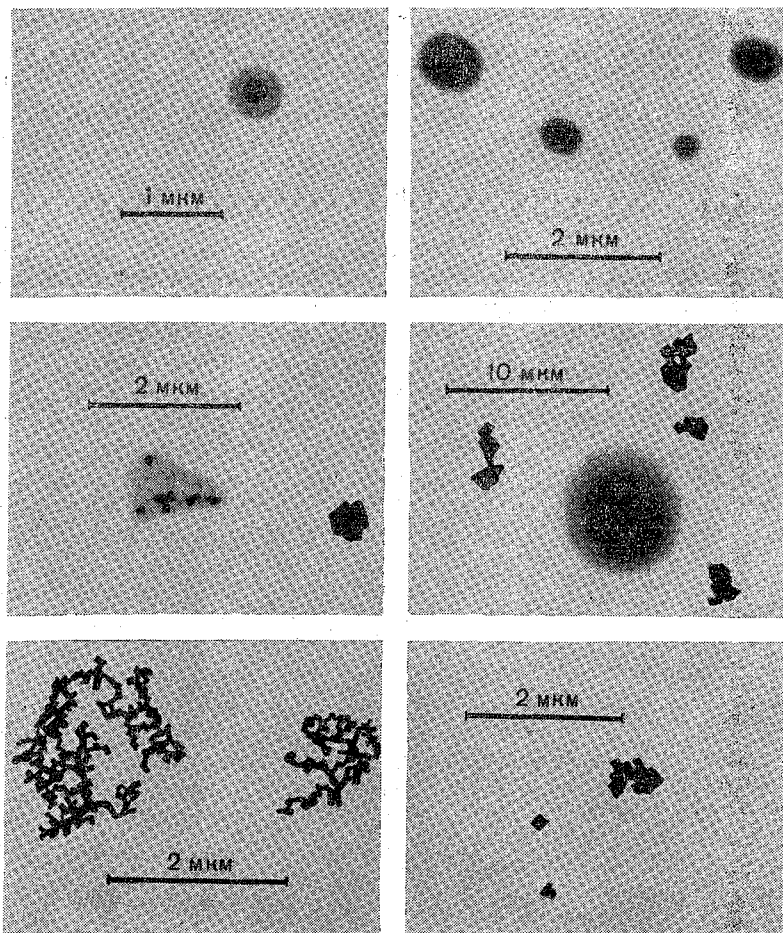


Рис. 3. Электронно-микроскопический снимок аэрозольной частицы.

Это положение убедительно подтверждается результатами дисперсионного анализа, сделанного с помощью электронной микроскопии (табл. 2). Данные таблицы показывают, что основным источником аэрозольных частиц является земная поверхность. В нижних слоях атмосферы отмечается значительно более высокая концентрация мелкодисперсного аэрозоля: концентрации частиц с $r > 0,2$ мкм на уровне 1000 м и на высотах $H \geq 4000$ м различаются на два порядка и более. В то же время для больших аэрозольных частиц (с $r > 0,2$ мкм) такой огромной разницы в концентрации нет, что обусловлено в первую очередь тем, что на больших высотах частицы значительно более «старые» и мелкодисперсная фракция вымывается из атмосферы коагуляционными процес-

Таблица 1

Концентрация (см^{-3}) частиц с разными радиусами над Беринговым морем на разных высотах

Дата	Про-грам-ма изме-рений	H м	Средние радиусы частиц (мкм)												
			0,2	0,25	0,5	0,75	1,25	1,9	2,5	5,0	7,5	12,5	19,0	25,0	>25,0
17 II	C	800	2,667	0,568	0,753	0,604	0,568	0,0665	0,0620	0,0308	0,0056	0,0077	0,0035	0,0035	0,0007
18 II	B	4000	4,602	2,100	1,770	0,531	0,078	0,0440	0,0280	0,0380	0,0022	0,0066	0,0032	0,0008	
20 II		1000	6,875	1,210	1,540	2,720	0,908	0,2200	0,1260	0,0680	0,0390	0,0300	0,0074	0,0013	
21 II	C	1000	2,258	0,350	0,475	0,640	0,521	0,0550	0,0440	0,0505	0,00420	0,0070	0,0060	0,0036	
24 II	B	4000	1,741	0,945	0,201	0,350	0,121	0,0240	0,0340	0,0280	0,0200	0,0110	0,0050	0,0010	
27 II	A	300	1,137	0,165	0,410	0,410	0,053	0,0230	0,0200	0,0230	0,0089	0,0140	0,0060	0,0030	
I III	C	9000	2,609	0,880	0,720	0,660	0,190	0,0640	0,0640	0,0120	0,0063	0,0061	0,0012	0,0030	

Таблица 2

Концентрация (см^{-3}) частиц с разными диаметрами на различных высотах над Беринговым морем по данным электронной микроскопии

Дата	H м	Средние диаметры частиц (мкм)												
		0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,0-0,05	4,0-0,5
20 II	1000	393	177	62,0	29,0	30,0	1,85	0,97	0,41	0,30	0,10	0,07	695	4,0
24 II	4000	3,85	24,4	20,4	6,64	3,0	1,43	1,00	0,28	0,22	0,08	0,08	61,4	3,1
I III	9000	1,6	7,49	5,54	2,73	2,15	1,20	0,56	0,17	0,30	0,08	0,10	21,9	2,64

сами. Это известное положение при измерениях над Беринговым морем проявилось очень определенно вследствие отсутствия постоянно действующих источников искусственных загрязнений.

Влияние механизма седиментации на изменение дисперсности аэрозольных частиц с высотой сказывается в диапазоне гигантских частиц ($r \geq 3$ мкм): концентрация этих частиц заметно убывает с высотой до уровня 5000—6000 м. На больших высотах неожиданно наблюдается относительное увеличение доли частиц с $r \geq 3$ мкм в общем содержании аэрозоля. Вероятно, это объясняется поступлением гигантских частиц сверху или из других районов земного шара.

Не менее интересным является довольно частое обнаружение локальных почти монодисперсных ансамблей частиц в верхней тропосфере. Очевидно, такие ансамбли являются первичными аэрозолями, которые попадают в верхние слои сразу, минуя сильнозапыленные нижние слои, и поэтому процесс коагуляции не успел изменить их первоначальное распределение по размерам. Подобные случаи возможны, например, при извержении вулканов.

Таблица 3

Содержание (%) частиц разных форм

Количество проб	H м	Формы частиц							
		сфера плотная	неправильная плотная	плотная с «шубой»	с ободком	с выскохшей «оболочкой»	сфера рыхлая	неправильная рыхлая	«цепочка»
4	1000	18	8,0	—	—	1,5	65	—	7,5
10	4000	41	2,5	2,0	7,0	3,8	30	10	3,7
3	9000	12	15	—	7,0	4,0	40	9,0	13

Трансформация атмосферного аэрозоля с высотой четко прослеживается по данным морфологического анализа аэрозольных проб (табл. 3, рис. 3). Для нижних слоев атмосферы характерны частицы овальных форм, близких к сферическим. Эти частицы достаточно плотны и выглядят однородными. Особенно характерны такие частицы для проб, взятых над открытой поверхностью моря. Очевидно, сферическая форма частиц обусловлена действием поверхностного натяжения воды, конденсирующейся на поверхности и в микрокапиллярах и стягивающей конгломерат частиц в сферу. Частиц микрокристаллов солей в пробах наблюдалось очень мало. Причинами отсутствия этих частиц в пробах служат как малая концентрация солей в водах Берингова моря, так и малое время жизни солевых частиц в атмосфере при высоких значениях относительной влажности приводного слоя воздуха.

В пробах, взятых в средней тропосфере, частицы не имели столь отчетливо выраженной сферической формы, какая была характерна для аэрозольных проб, взятых в нижних слоях атмосферы. Наблюдалась относительно большая доля частиц неправильной формы (до 70% общего числа частиц). Для верхней тропосферы уже характерны рыхлые коагуляты неправильной формы с четкими и острыми краями и высокой плотностью вещества, частицы типа «цепочек», мелкие частицы из плотного вещества как сферические, так и неправильной формы («первичные» частицы). Практически нет частиц, покрытых «шубой» из очень мелких частиц, которые довольно характерны для нижней тропосферы.

Элементный химический анализ в сочетании с электронно-микроскопическим анализом позволил сделать некоторые выводы о природе наблюдаемых аэрозольных частиц.

В составе аэрозоля нижних приземных слоев атмосферы доля частиц, содержащих соли морского происхождения, повышена, но эти частицы не являются доминирующими. На солевую компоненту (NaCl и др.) приходится от 10 до 25% общего содержания частиц по весу. Наблюдается увеличение с высотой весовой доли компонент, содержащих анион SO_4^{-2} , от 10—15% в нижних слоях до 40% в верхней тропосфере. Можно предположить, что частицы, содержащие SO_4^{-2} , вулканического происхождения.

Содержание таких элементов, как Si, Ca, Fe, Al, Mn, Mg, Pb, Cu, Ni, хотя значительно и изменяется от пробы к пробе, но в общем достаточно хорошо соответствует содержанию этих элементов в земной коре.

К сожалению, анализ на содержание в аэрозоле органических веществ и углерода не проводился. Однако электронно-микроскопические снимки позволяют предполагать, что на больших высотах значительна доля частиц с невысокой плотностью вещества. Наиболее вероятно, что это сажевые частицы, попавшие в атмосферные слои, где их удаление вымываемыми факторами (захват каплями, конденсационно-коагуляционный рост) затруднено.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратьев К. Я., Мелентьев В. В., Рабинович Ю. И. Советско-американский эксперимент «Беринг». — В кн.: Предварительные результаты экспедиции «Беринг». Л., изд. ГГО, 1973, с. 3—15.
2. Изучение химического состава атмосферного аэрозоля в приземном слое. — В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 9. Л., изд. ЛГУ, 1971, с. 39—48. Авт.: Л. С. Ивлев, А. Ю. Симова, В. А. Ионин, В. В. Удалов.
3. Аэросиноптическая характеристика атмосферных процессов над северной частью Тихого океана (февраль — март 1973 г.). — В кн.: Предварительные результаты экспедиции «Беринг». Л., изд. ГГО, 1973, с. 30—43. Авт.: В. И. Верхолатов, Б. Ф. Власов, Е. П. Домбковская, А. П. Шашель.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛАЧНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАКОВ В ОКНЕ ПРОЗРАЧНОСТИ

8—12 МКМ

В настоящее время в Гидрометеорологической службе СССР проводится внедрение наземных автоматических измерительных устройств, позволяющих получать метеорологическую информацию из труднодоступных районов суши и океана.

Дальнейшее развитие сети автоматических и полуавтоматических станций требует совершенствования существующих методов измерения метеорологических элементов и разработки аппаратурных методов измерения тех метеорологических параметров, автоматизация измерений которых связана с наибольшими трудностями. К таким параметрам в первую очередь следует отнести облачность. Наземные наблюдения облачности осуществляются визуально либо путем интерпретации снимков, полученных с помощью зеркала. Оба метода имеют ряд существенных недостатков: в определении формы и количества облаков в значительной степени сказываются субъективные ошибки наблюдателей, практически отсутствуют сведения об облачности в темное время суток.

Телевизионная аппаратура, не говоря о технических трудностях ее массового освоения, в наземных условиях, по-видимому, не может быть перспективным средством получения необходимой информации об облачности. На первом этапе автоматизации наблюдений за облачностью необходимо разработать достаточно простой метод определения формы и количества облаков, применение которого потребует менее дорогостоящей аппаратуры и который предоставит достаточно полные сведения об облачности.

В основу объективного метода идентификации облачности могут быть положены ИК радиометрические данные о собственном излучении облачного покрова.

В настоящее время объективный метод определения формы и количества облаков еще не развит, для создания его необходимо выполнить следующие этапы работы:

- 1) разработать методику измерений и обработки информации, обеспечивающую возможность их автоматизации;

2) в результате предварительного статистического исследования характеристик облачности классифицировать распознаваемые формы облачности;

3) на основе полученной классификации разработать алгоритм решения задачи опознавания облачности;

4) создать высокоавтоматизированный комплекс аппаратуры;

5) апробировать и уточнить развитую методику в результате накопления большого статистического материала.

В данной статье рассматриваются вопросы, относящиеся к первому и второму этапам работы, основанным на результатах предварительного статистического исследования поля собственно-излучения облаков различных форм.

Поле яркости нисходящей длинноволновой радиации в атмосферном окне прозрачности 8—12 мкм может служить хорошим индикатором облачности, поскольку в этом спектральном интервале наблюдается сильный контраст яркости облаков на фоне безоблачного неба. Контраст максимален для облаков нижнего яруса и минимален для облаков верхнего яруса.

Для измерений собственного излучения облаков в спектральном интервале 8—12 мкм мы использовали инфракрасную аппаратуру с углом поля зрения $1,5^\circ$; в зените элемент разрешения на поверхности облака, находящегося на высоте 1 км, имеет площадь 26×26 м. Подробное описание и метеорологические характеристики аппаратуры даны в работах [2, 4]. Измерение излучения атмосферы в используемом радиометре осуществляется по двухлучевой схеме путем сравнения измеряемого и опорного излучения.

В процессе измерений с помощью автоматического устройства осуществляется контроль температуры излучающей поверхности опорного черного тела и поддержание ее на заданном уровне. В качестве регистратора используется в настоящее время электронный потенциометр КСП-4, предусмотрена возможность параллельной регистрации результатов измерений в цифровом виде.

Для абсолютизации измерений примерно каждый час проводится калибровка аппаратуры по двум плоским излучателям с высоким коэффициентом черноты. Один из калибровочных излучателей нагревается на $10\text{--}15^\circ\text{C}$ выше температуры окружающего воздуха, другой охлаждается на $15\text{--}20^\circ\text{C}$.

Измерения, проведенные нами в лабораторных и полевых условиях, а также экспериментальные оценки возможных погрешностей измерения показали, что в процессе измерений калибровка по двум черным излучателям позволяет свести к минимуму влияние дрейфа нуля, который возможен при изменении коэффициента усиления или температуры опорного излучателя, и, таким образом, более корректно перейти к абсолютным величинам яркости измеряемого излучения.

С целью получения информации об облачности со значительной части небосвода была проведена модернизация ИК радиометра, предусматривающая круговое сканирование по небосводу со

скоростью 0,25 об/мин при изменении зенитного угла от 0 до 70° с шагом 10°.

При измерениях собственного излучения облаков проводились визуальные наблюдения за состоянием облачности и с помощью теодолита определялась угловая скорость перемещения облаков в околозенитной зоне. Результаты измерений, приведенные в данной работе, были получены в Воейково в летние сезоны 1970—1974 гг. и отобраны лишь для «чистых случаев» одноярусной облачности.

В зависимости от характера распределения облачности по небосводу и скорости перемещения облаков радиометр работал либо в сканирующем режиме измерений, либо в несканирующем.

В несканирующем режиме приемное зеркало радиометра было направлено в зенит и излучение проплывающих над прибором облаков записывалось на ленте самописца. Длительность реализаций, подвергавшихся статистической обработке, составляла для облаков нижнего яруса 60—120 мин, для облаков среднего яруса 40—60 мин, для верхнего яруса 90—120 мин. Шаг дискретизации по времени при снятии ординат с регистрограмм составлял 5—10 с.

На рис. 1 приведены примеры оценок плотности вероятности яркости $V_{\Delta\lambda}$ облачного неба в околозенитной зоне при кучевой, слоистой, высоко-кучевой и перисто-слоистой облачности. Не останавливаясь подробно на методике расчета оценок плотности вероятности, укажем лишь, что приведенные оценки были получены методом скользящего среднего с оптимальным подобранным интервалом дискретизации по яркости. Повышение точности оценки плотности вероятности в рамках одной кон-

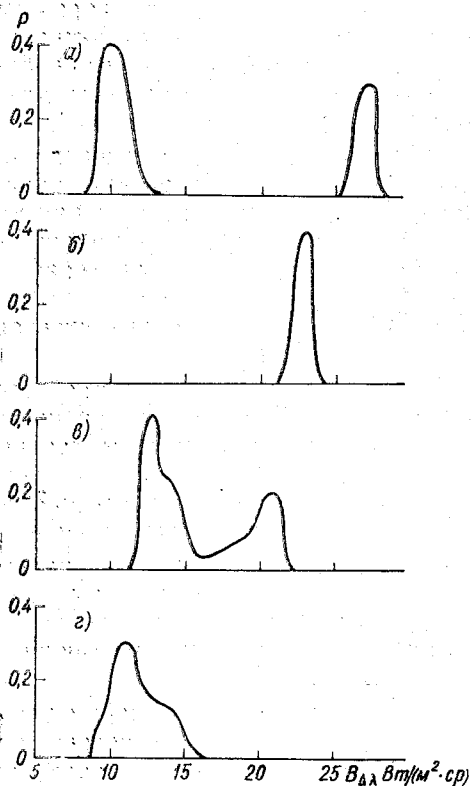


Рис. 1. Оценка плотности вероятности яркости облачного неба при облаках различных форм.

а — кучевая облачность, 24 июля 1973 г., 14 ч 30 мин — 15 ч 30 мин; *б* — слоистая облачность, 18 июня 1973 г., 13 ч 00 мин — 15 ч 10 мин; *в* — высоко-кучевая облачность, 28 июня 1973 г., 17 ч 20 мин — 18 ч 20 мин; *г* — перисто-слоистая облачность, 26 июня 1973 г., 16 ч 10 мин — 17 ч 15 мин.

кретной реализации ограничено масштабами облачных образований. Из приведенных примеров оценок плотности вероятности яркости видно, что их характер сильно зависит от формы облачности. Для кучевой облачности характерен широкий диапазон вариаций яркости (рис. 1 а). Малые значения яркости, соответствующие первой моде, относятся к безоблачному небу, вторая мода обусловлена собственным излучением облаков. Для высоко-кучевой облачности (рис. 1 б) дисперсия яркости значительно меньше, чем для кучевой. Поле яркости слоистообразной облачности однородно. Наибольшие трудности представляет описание облаков верхнего яруса, так как контраст яркости тонких перистых облаков на фоне безоблачного неба сравним с порогом чувствительности ИК аппаратуры и, таким образом, не позволяет уверенно выделить эту форму облачности на фоне безоблачного неба.

Поскольку соотношение между геометрическими масштабами температурных неоднородностей и высотой нижней границы облаков разных форм различно, по существу, мы имеем дело с разным осреднением яркости по площади визируемого объекта. При этом для облаков верхнего яруса происходит более сильное сглаживание мелкомасштабных вариаций яркости (по сравнению с облаками среднего и нижнего ярусов) не только за счет геометрических факторов, но и за счет ослабления их атмосферой. В этом состоит особенность статистического описания облаков среднего и верхнего ярусов по данным аппаратуры с неизменным геометрическим разрешением.

В работе [3] рассматривались вопросы определения количества облаков по функциям распределения яркости в околосенитной зоне для кучевой облачности. Было показано, что определение вероятности закрытия околосенитной зоны облаками дает возможность судить об абсолютном количестве облаков за исследуемый период времени.

Для определения количества облаков разных ярусов по функциям распределения яркости нисходящей длинноволновой радиации необходимо знать «пороговые» значения яркости, соответствующие облакам нижнего, среднего и верхнего ярусов, т. е. определить пределы изменчивости яркости для облаков разных форм. Очевидно, «пороговые» значения яркости варьируют в зависимости от сезона, времени суток, географического района. Установление этой зависимости требует большого статистического материала. В настоящее время мы располагаем данными о величинах яркости облаков разных форм лишь в летний и осенний сезоны 1969—1974 гг.

Данные, приведенные в табл. 1, характеризуют изменчивость яркости различных форм облачности летом.

Результаты измерений яркости облаков показывают, что классификация облаков по величине яркости возможна лишь условно, по оценке наиболее вероятных значений яркости. Для увеличения точности определения «пороговых» уровней на функциях распре-

Таблица 1

Форма облачности	Число случаев	Яркость облаков, Вт/(м ² · ср)	Радиационная температура, К
Cu cong.	30	20,0—29,5	270—293
Cu med.	8	22,0—26,0	278—286
St	10	21,0—26,6	275—288
Sc	15	22,2—24,4	279—283
Ac	20	14,0—21,8	255—277
As	18	16,0—22,0	262—278
Ci sp., Cs	22	12,4—17,0	250—265
Ci fil.	16	8,6—12,2	235—249

деления яркости многоярусной облачности необходимо повысить разрешающую способность радиометра.

На основе данных измерений излучения безоблачного неба была предпринята попытка оценить плотность вероятности яркости безоблачного неба в околоразенитной зоне. В результате обработки 120 точек измерений за 50 безоблачных дней было найдено среднее значение яркости 9,5 Вт/(м² · ср.) с 95%-ным доверительным интервалом (8,8; 10,2); 95%-ный доверительный интервал для σ имеет вид (1,47; 3,15).

Для определения статистических характеристик яркости облаков в сканирующем режиме измерений необходимо исследовать угловую зависимость яркости безоблачного неба. Летом 1973 г. в Воейково были получены данные об угловом распределении теплового излучения безоблачной атмосферы при нескольких фиксированных азимутах, исследовался контраст яркости облаков на фоне безоблачного неба в зависимости от зенитного угла.

На рис. 2 приведена кривая углового хода яркости неба, полученная осреднением 11 кривых с одинаковым ходом яркости в «независимые» дни измерения. Разброс значений яркости в зените составляет для этой кривой 30%; у горизонта разброс сужается и яркость достигает значений, соответствующих излучению черного тела при температуре приземного слоя воздуха.

Штриховые кривые показывают некоторые типичные угловые зависимости яркости безоблачного неба, полученные в летний сезон 1973 г. В настоящий момент мы не располагаем достаточно полным материалом по общему влагосодержанию атмосферы в дни наблюдений, поэтому было бы преждевременно делать какие-либо выводы о характере угловой зависимости яркости от общего влагосодержания атмосферы.

Аппроксимация выборочных экспериментальных кривых формулой Линке оказалась неудовлетворительной.

Рисунок 3 иллюстрирует изменение контраста яркости кучевых и перистых облаков на фоне безоблачного неба в зависимости

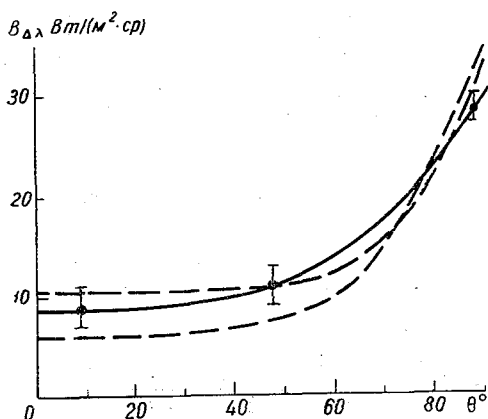


Рис. 2. Зависимость яркости безоблачного неба от зенитного угла.

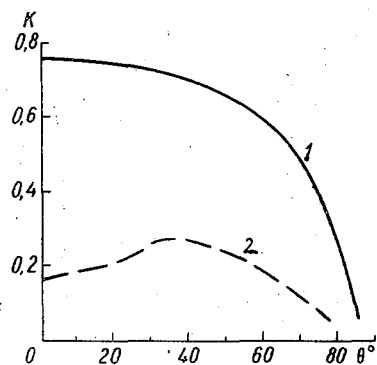


Рис. 3. Изменение контраста яркости кучевых (1) и перистых (2) облаков на фоне безоблачного неба в зависимости от зенитного угла.

от зенитного угла. Контраст яркости определялся как отношение разности яркостей облака и чистого неба к яркости облака.

Учитывая угловую зависимость яркости атмосферы и пределы изменчивости яркости облаков различных форм, получаем следующий вывод о возможности обнаружения облаков различных форм при работе ИК радиометра в сканирующем режиме: кучевые облака надежно обнаруживаются в летний сезон при зенитных углах $\theta \leq 75^\circ$; облака среднего яруса — при $\theta \leq 65^\circ$, облака верхнего яруса — при $\theta \leq 60^\circ$.

Поскольку пространственное разрешение ИК радиометра позволяет исследовать структуру облачности нижнего яруса, была оценена возможность определения характерных масштабов облачных неоднородностей по оценкам спектральных плотностей яркости кучевых облаков. Длина реализаций, как правило, составляла 1,5—2 ч измерений собственного излучения кучевых облаков в околзенитной зоне. По возможности выбирались участки регистрограмм без тренда. Если тренд все же обнаруживался, применялась фильтрация низкочастотной составляющей спектра. Оценки

спектральных плотностей яркости $\hat{S}(\omega)$ рассчитывались методом быстрого преобразования Фурье с применением различных интервалов скользящего осреднения с учетом рекомендаций по проведению спектрального анализа, изложенных в работе [1].

На рис. 4 приведен пример оценки спектральной плотности яркости кучевых облаков. Исходная реализация была получена при измерениях кучевых облаков с хорошо выраженной грядовой структурой. Скорость ветра на уровне облаков по данным радиозондирования составляла 10 м/с. Спектр яркости содержит два четко выраженных максимума для периодов 5 и 8 мин, периоды в линейном масштабе соответственно 3000 и 4800 м. Выделение

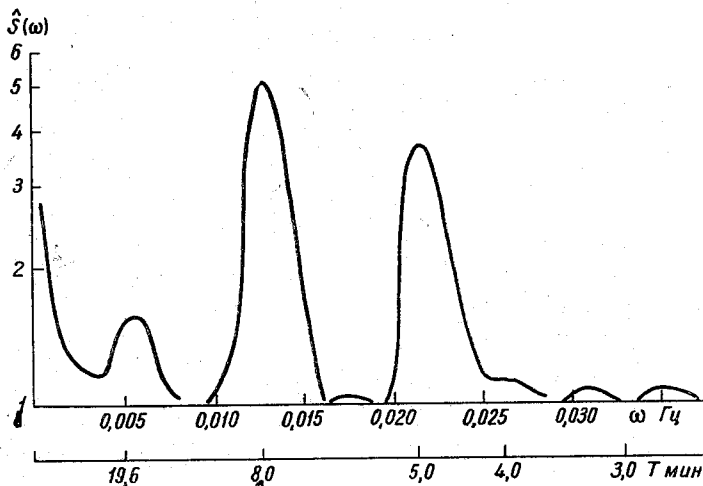


Рис. 4. Оценка спектральной плотности яркости кучевой облачности.

периодов меньших масштабов приводит практически к «белому» шуму.

Предварительный анализ экспериментального материала показывает, что отдельные статистические характеристики яркости облаков (средние, дисперсии, спектральные плотности) не могут дать исчерпывающие сведения о форме облачности и лишь совокупность статистических характеристик может быть использована для ее определения.

Дальнейшая статистическая обработка полученного материала поможет уточнить и более детально систематизировать статистические характеристики, а также исследовать их устойчивость для различных форм облачности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Т. 1. М., «Мир», 1971. 316 с.
2. Инфракрасная аппаратура спутников системы «Метеор». — «Метеорология и гидрология», 1970, № 4, с. 80—91. Авт.: И. П. Ветлов, В. П. Еремин, А. В. Листратов и др.
3. К вопросу об объективном определении характеристик облачности. — «Метеорология и гидрология», 1972, № 8, с. 23—30. Авт.: О. И. Касаткина, Л. Б. Красильщиков, Е. П. Кропоткина и др.
4. Системы получения и передачи метеорологической информации. Л., Гидрометеониздат, 1971. 471 с. Авт.: А. А. Кмито, Н. С. Коковин, Н. Ф. Павлов, В. Д. Степаненко, В. С. Степкин.

В. А. КЛЕВАНЦОВА, И. А. ПОКРОВСКАЯ

РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ ПИРГЕЛИОМЕТРОВ

В Научно-исследовательском институте механики и физики при Саратовском государственном университете (НИИМФ при СГУ) были разработаны и изготовлены пиргелиометры с болометрическими приемниками [1, 2]. Пиргелиометры аттестованы СГУ. При аттестации вычислены значения постоянных приборов, для чего определены площади приемников и сопротивления переменного плеча моста, уравнивающего сопротивление болометра. Коэффициент поглощения приемной поверхности принят равным 0,985. В 1973 г. четыре болометрических пиргелиометра СГУ сравнивались с компенсационным пиргелиометром, градуированным в единицах Международной пиргелиометрической шкалы 1956 г. (МПШ), при этом было установлено, что их показания в среднем согласуются с показаниями прибора, представляющего МПШ.

В 1974 г. в конструкцию приборов сотрудниками СГУ были внесены некоторые непринципиальные изменения, после чего была проведена переаттестация пиргелиометров.

В июне 1974 г. в Карадаге сотрудниками отдела радиационных исследований ГГО при участии сотрудников СГУ были проведены сравнения тех же болометрических пиргелиометров с эталоном, представляющим МПШ.

Каждый из пиргелиометров СГУ имеет по два сменных приемника, различающихся по конструкции [3, 4]. Основным является приемник, установлен радиации на который ограничивается диафрагмой, установленной непосредственно перед приемником. За площадь приемника принимается площадь диафрагмы. Приемник этот может быть заменен дублирующим, отличающимся тем, что диаметр приемника меньше диаметра диафрагмы, установленной перед приемником, и приемник полностью облучается падающей радиацией. Таким образом сравнивалось восемь приемников.

В качестве эталона — представителя МПШ использовался компенсационный пиргелиометр № 541 конструкции Ю. Д. Янишевского [5]. Пиргелиометр № 541 используется в ГГО как вторичный эталон, и показания его систематически увязываются с

показаниями эталона — пиргелиометра № 212, хранителя МПШ в системе Гидрометслужбы СССР.

Во время сравнения радиация менялась в пределах $1,0—1,3 \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Произведение оптической массы атмосферы m на фактор мутности Линке T , характеризующее мутность атмосферы, было в пределах $3 < mT < 6$. Температура колебалась от 20 до 26°C .

Сравнения показаний приборов производились сериями, которые для эталона состояли из 10 отсчетов при 5-кратном облучении как левого, так и правого приемника, а для болометрических пиргелиометров — из 11 отсчетов при затенении и 10 отсчетов при облучении приемника. Отсчеты при облучении болометрического приемника производились синхронно с отсчетами по эталону. Одновременно с измерениями по эталону велись измерения по двум-трем болометрическим пиргелиометрам. Для болометрических приемников проведено от семи до 35 серий сравнений с эталоном. По каждому из приборов вычислялась радиация, средняя за серию, и находились отношения этих значений к радиации, измеренной по эталону. Затем определялось среднее для данного прибора значение отношений.

Полученный материал дал возможность сопоставить показания болометрических пиргелиометров СГУ между собой и с показаниями эталона по абсолютной величине, а также оценить случайные погрешности измерений при сравнениях. При анализе результатов измерений установлено, что при той мутности атмосферы, которая наблюдалась во время сравнений, зависимость соотношения показаний болометрических пиргелиометров и эталона от mT не обнаруживается.

В табл. 1 приведены средние значения отношения показаний каждого из болометрических приемников СГУ к показаниям эталона № 541, средние квадратические отклонения значений σ , полученных по одной серии сравнений, и число серий n .

Из данных табл. 1 следует, что расхождение между отношениями показаний отдельных болометрических пиргелиометров к показаниям эталона достигает $2,1\%$. В среднем показания пиргелиометров СГУ совпадают с показаниями эталона — представителя МПШ. Средняя квадратическая погрешность, с которой определены отношения показаний по одной серии измерений, в среднем равна $0,4\%$.

Средняя квадратическая погрешность, с которой определены средние значения отношений для каждого из приемников, равна $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$. Она не превышает $0,1\%$ для всех приборов, кроме прибора № 4, для которого число серий сравнительно мало, в связи с чем погрешность среднего значения составляет $0,2\%$.

Полученные значения средних квадратических погрешностей свидетельствуют о том, что расхождения в показаниях приборов СГУ не могут быть отнесены целиком за счет случайных погрешностей измерений при сравнениях. По-видимому, существенное

Отношение показаний пиргелиметров СГУ к показаниям пиргелиметра № 541

	Основные приемники				Дублирующие приемники			
	№ прибора							
	1	2	3	4	1	2	3	4
Отношение показаний	0,993	0,999	1,006	1,012	0,997	1,002	0,991	1,008
σ %	0,41	0,42	0,37	0,59	0,37	0,35	0,36	0,52
<i>n</i>	27	38	33	11	23	18	30	7

значение имеют погрешности, являющиеся в данном случае систематическими, в частности погрешности определения постоянных приборов.

Результаты, полученные при непосредственном сопоставлении показаний пиргелиметров СГУ, измерения по которым проводились синхронно, приведены в табл. 2 и 3, которые составлены аналогично табл. 1.

Сопоставляя данные табл. 1, 2 и 3, видим, что значения, приведенные в табл. 2 и 3, подтверждают данные табл. 1 в отношении расхождения показаний пиргелиметров СГУ между собой. Средняя квадратическая погрешность отношения показаний по одной серии измерений в среднем равна 0,5%, что несколько больше значений, полученного при сравнении с компенсационным пиргелиметром (0,4%). При сравнении компенсационных пиргелиметров Онгстрема или Янишевского средняя квадратическая погрешность одной серии измерений обычно равна 0,3%.

Таблица 2

Отношение показаний пиргелиметров СГУ к показаниям пиргелиметра СГУ № 2 с основным приемником

	Основные приемники			Дублирующие приемники	
	№ прибора				
	1	3	4	1	3
Отношение показаний	0,995	1,009	1,015	0,999	0,991
σ %	0,43	0,55	0,72	0,60	0,32
<i>n</i>	13	18	9	9	15

Для оценки погрешностей, с которыми определяется отношение показаний пиргелиметров при одном измерении, были вычислены внутрисерийные и межсерийные средние квадратические от-

Отношение показаний пиргелиметров СГУ к показаниям пиргелиметра СГУ № 3 с основным приемником

	Основные приемники			Дублирующие приемники		
	№ прибора					
	1	2	4	1	2	4
Отношение показаний	0,994	0,991	1,005	0,988	0,995	1,004
σ %	0,51	0,55	0,62	0,28	0,56	0,47
n	4	18	7	9	6	7

клонения отдельных отношений. Средние квадратические отклонения вычислялись как для значений, полученных при сравнениях с эталоном № 541, так и для отношений, вычисленных при сравнении двух болометрических пиргелиметров. К обработке привлекались только данные тех приборов, для которых число серий совместных измерений было не менее десяти.

Ввиду того что за одно измерение по компенсационному пиргелиметру следует принимать среднее из значений, полученных при пропускании тока через каждый из двух приемников, при вычислениях показания приборов осреднялись последовательно по два, и, таким образом, рассматривались серии, состоящие из пяти значений. Для пиргелиметров СГУ эти значения вычислялись при осреднении трех отсчетов по затененному и двух отсчетов по облученному приемнику.

В соответствии с рекомендацией [6] внутрисерийное среднее квадратическое отклонение σ_1 вычислялось по формуле

$$\sigma_1^2 = \frac{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^k (x_{ji} - \bar{x}_j)^2}{n(k-1)}, \quad (1)$$

а межсерийное среднее квадратическое отклонение — по формуле

$$\sigma_2^2 = \frac{\sum_{j=1}^n k (\bar{x}_j - \bar{x})^2}{n-1}, \quad (2)$$

где k — число измерений в серии; n — число серий; \bar{x}_j — среднее за серию; \bar{x} — среднее из всех измерений.

Полученные значения σ_1 и σ_2 отдельных отношений (при осреднении двух отсчетов) приведены в табл. 4. Из сопоставления значений σ_2 и σ_1 следует, что σ_2 всегда больше σ_1 , что свидетельствует о наличии погрешностей, вызванных изменениями условий при измерениях. Эти погрешности являются систематическими для данной серии измерений и случайными для всей совокупности

измерений. Из соотношения значений σ_2^2 и σ_1^2 следует [6], что все измерения могут быть отнесены к одной генеральной совокупности.

В табл. 4 приведены значения средних квадратических отклонений σ_3 , вычисленных по всей совокупности измерений, и число серий, по которым проводились вычисления. Значения σ_3 вычислялись по формуле

$$\sigma_3^2 = \frac{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^k (x_{ji} - \bar{x})^2}{kn - 1} \quad (3)$$

Значения σ_3 находятся в пределах 0,4—0,9% и в среднем составляют 0,7% при сравнении пиргелиметров СГУ как с эталоном, так и между собой.

Таблица 4

Средние квадратические отклонения (%) отношений показаний сравниваемых приборов при осреднении двух отсчетов

№ сравниваемых приборов	1_0	2_0	3_0	4_0	$3_д$	2_0	$3_д$	3_0	$3_д$
	541	541	541	541	541	1_0	1_0	2_0	2_0
σ_1	0,55	0,64	0,67	0,85	0,37	0,65	0,66	0,81	0,61
σ_2	0,86	0,96	0,87	1,12	0,68	1,04	0,83	1,18	0,68
σ_3	0,63	0,71	0,71	0,91	0,45	0,75	0,70	0,90	0,63
n	22	35	31	10	25	11	17	17	10

Для определения погрешности одного измерения (тень — солнце — тень) по пиргелиметрам СГУ вычислялись средние квадратические отклонения σ отдельных отношений показаний двух приборов в серии из 10 измерений. Результаты приведены в табл. 5. Для вычислений использовались те же материалы по сравнению между собой пиргелиметров СГУ, по которым получены данные табл. 4.

Таблица 5

Средние квадратические отклонения (%) отношений отдельных показаний пиргелиметров СГУ

№ сравниваемых приборов	2_0	$3_д$	3_0	$3_д$
	1_0	1_0	2_0	2_0
σ	0,95	0,88	1,11	0,75
n	11	17	17	10

Среднее из значений σ , приведенных в табл. 5, равно 0,9%. Полагая погрешности измерения по двум сравниваемым приборам одинаковыми, погрешность одного измерения болометрическим пиргелиометром можно принять равной $\frac{\sigma}{\sqrt{2}}$. Таким образом, средняя квадратическая погрешность одного измерения радиации пиргелиометром СГУ равна 0,6%.

Выводы

1. Расхождение между показаниями отдельных экземпляров болометрических пиргелиометров СГУ достигает 2%.

2. Средняя квадратическая погрешность определения отношения показаний болометрических пиргелиометров к показаниям эталона № 541 по одной серии измерений равна 0,4%.

3. Средние значения отношений показаний болометрических пиргелиометров к показанию эталона определены со средней квадратической погрешностью 0,1% для всех приборов, кроме пиргелиометра № 4.

4. Расхождения в показаниях пиргелиометров СГУ в значительной степени определяются систематическими погрешностями приборов.

5. При осреднении по восьми приемникам показания пиргелиометров СГУ в пределах погрешностей измерений совпадают с показаниями эталона № 541.

6. Средняя квадратическая погрешность измерения радиации пиргелиометром СГУ по одному измерению (тень — солнце — тень) составляет 0,6%.

7. Для окончательного суждения о соотношении шкалы болометрического пиргелиометра СГУ и МПШ в показаниях приборов СГУ должны быть введены поправки, исключаящие систематические погрешности метода измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скляр Ю. А. Болометрический пиргелиометр малой модели.— В кн.: Вопросы климата и погоды Нижнего Поволжья. Вып. 4. Изд. Саратовского ун-та, 1968, с. 103—108.

2. Сахаров В. К., Скляр Ю. А. Улучшение методики измерений солнечной радиации болометрическим пиргелиометром.— В кн.: Вопросы климата и погоды Нижнего Поволжья. Вып. 1 (8). Изд. Саратовского ун-та, 1973, с. 152—154.

3. Скляр Ю. А. Расчет некоторых ошибок болометрического пиргелиометра.— «Тр. ГГО», 1964, вып. 152, с. 81—89.

4. Войтюк Е. В., Скляр Ю. А. Расчет некоторых ошибок болометрического пиргелиометра. Ч. II.— В кн.: Вопросы климата и погоды Нижнего Поволжья. Вып. 1 (8). Изд. Саратовского ун-та, 1973, с. 143—150.

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

6. Долинский Г. Ф. Обработка результатов измерений. М., Изд-во стандартов, 1973. 190 с.

АНАЛИЗ СТАЦИОНАРНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ МНОГОСЛОЙНОГО ПРИЕМНИКА РАДИАЦИИ

В работе [1] рассмотрено стационарное температурное поле разрабатываемого в ГГО многослойного приемника для абсолютных измерений прямой радиации Солнца. Для упрощения решения задачи реальный приемник радиации был заменен трехслойной пластиной, для которой были найдены аналитические выражения для распределения температуры по оси x , перпендикулярной поверхности пластины.

В данной статье рассматривается стационарное температурное поле n -слойного приемника при его теплообмене с окружающей средой, подчиняющемся закону Ньютона (граничные условия III рода).

Чтобы найти стационарное распределение температуры n -слойного приемника при облучении его постоянным потоком радиации P_{\odot} ($\text{Вт}/\text{м}^2$), надо решить уравнение теплопроводности

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} = 0, \quad (1)$$

используя следующую систему граничных условий:

$$-\lambda_1 \frac{d\theta_1}{dx} \Big|_{x=0} + \alpha_b \theta_1 \Big|_{x=0} = P_{\odot}, \quad (2)$$

$$\lambda_n \frac{d\theta_n}{dx} \Big|_{x=L} + \alpha_n \theta_n \Big|_{x=L} = 0, \quad (3)$$

$$\lambda_i \frac{d\theta_i}{dx} \Big|_{x=\frac{i}{1}l_i} = \lambda_{i+1} \frac{d\theta_{i+1}}{dx} \Big|_{x=\frac{i}{1}l_i}, \quad (4)$$

$$\theta_i \Big|_{x=\frac{i}{1}l_i} = \theta_{i+1} \Big|_{x=\frac{i}{1}l_i}. \quad (5)$$

Здесь $\theta = t(x) - t_0$ есть превышение температуры плоскости приемника с координатой x над температурой окружающей среды t_0

(°C); l_i — толщина i -того слоя (м); $L = \sum_1^n l_i$ — толщина приемника; λ_i — коэффициент теплопроводности i -того слоя [Вт/(м·°C)]; α_B и α_H — коэффициенты теплоотдачи верхней и нижней поверхностей приемника соответственно [Вт/(м²·°C)].

В результате решения уравнения теплопроводности (1) при системе граничных условий (2) — (5) были получены формулы для определения стационарной температуры приемника при любом значении x . Температура первого слоя равна

$$\theta_1 = \frac{P_{\odot}}{R} \frac{1}{\alpha_B} \left[R - \left(\frac{1}{\alpha_B} + \frac{x}{\lambda_1} \right) \right], \quad 0 \leq x \leq l_1. \quad (6)$$

Температуры остальных слоев, начиная со второго, определяются по формуле

$$\theta_i = \frac{P_{\odot}}{R} \frac{1}{\alpha_B} \left[R - \left(\frac{1}{\alpha_B} + \sum_1^{i-1} \frac{l_i}{\lambda_i} + \frac{x - \sum_1^{i-1} l_i}{\lambda_i} \right) \right],$$

$$\sum_1^{i-1} l_i \leq x \leq \sum_1^i l_i. \quad (7)$$

Здесь

$$R = \frac{1}{\alpha_B} + \sum_1^n l_i + \frac{1}{\alpha_H}$$

— полное тепловое сопротивление n -слойного приемника радиации. Температуры верхней и нижней поверхностей приемника соответственно равны:

$$\theta_B = \theta_1 \Big|_{x=0} = \frac{P_{\odot}}{R} \frac{1}{\alpha_B} \left[R - \frac{1}{\alpha_B} \right], \quad (8)$$

$$\theta_H = \theta_n \Big|_{x=L} = \frac{P_{\odot}}{R} \frac{1}{\alpha_B} \frac{1}{\alpha_H}. \quad (9)$$

Разность температур

$$\theta_B - \theta_H = \frac{P_{\odot}}{R} \frac{1}{\alpha_B} \sum_1^n \frac{l_i}{\lambda_i} \quad (10)$$

зависит не только от параметров слоев приемника, но и от его теплообмена с окружающей средой.

Численные расчеты по формулам (6) — (10) осложняются тем, что коэффициенты теплоотдачи α_B и α_H являются функциями искомых температур θ_B и θ_H . Для нахождения значений α_B и α_H , соответствующих с заданной точностью значениям θ_B и θ_H , можно воспользоваться методом последовательных приближений. Задавая разумные значения α_B и α_H , находим по формулам (8) и (9)

$\theta_{\text{в}}$ и $\theta_{\text{н}}$ при конкретных значениях остальных параметров (P_{\odot} , l_i , λ_i). Подставляя полученные в первом приближении значения $\theta_{\text{в}}$ и $\theta_{\text{н}}$ в формулы для расчета $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$, соответствующие определенным условиям теплообмена приемника с окружающей средой, получаем уточненные значения коэффициентов теплоотдачи обеих поверхностей приемника. Подставляя их в формулы (8) и (9), получаем второе приближение значений температур $\theta_{\text{в}}$ и $\theta_{\text{н}}$. Счет продолжается до тех пор, пока значения $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$ для двух последовательных приближений не совпадут с заданной точностью.

Таблица 1

Параметры слоев приемника радиации

№ слоя	Материал	$l \cdot 10^6$ м	λ Вт/(м · °С)	R м ² · °С/Вт
1	Au	1,0	0,02 [3]	$5 \cdot 10^{-5}$
2	SiO	1,0	0,20 [4]	$5 \cdot 10^{-6}$
3	Ni	0,1	60,0 [5]	$1,7 \cdot 10^{-9}$
4	SiO	1,0	0,20	$5 \cdot 10^{-6}$
5	Al	2,0	204,0 [5]	$1 \cdot 10^{-8}$
6	Слюда (мусковит)	20,0	0,58 [5]	$3,5 \cdot 10^{-5}$
7	Ni	0,1	60,0	$1,7 \cdot 10^{-9}$
8	SiO	1,0	0,20	$5 \cdot 10^{-6}$

Примечание. Величина $R = \frac{l}{\lambda}$ — тепловое сопротивление слоя.

Для расчета стационарного поля многослойного приемника радиации по формулам (6)—(10) была составлена программа для ЭВМ, использующая для расчета $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$ метод последовательных приближений. Исходные данные были сформированы в пять числовых массивов:

1) значения коэффициентов теплоотдачи вертикальной поверхности $\alpha_{\text{к. верт}}$ для случая естественной конвекции в неограниченное пространство, вычисленные по соответствующим формулам для значений θ от 1 до 50°С [2];

2) значения лучистых коэффициентов теплоотдачи верхней $\alpha_{\text{л.в}}$ (коэффициент излучения $\epsilon_{\text{в}}=0,95$) и нижней ($\epsilon_{\text{н}}=0,10$) поверхностей приемника; коэффициенты теплоотдачи горизонтально расположенного приемника вычислялись в программе по формулам [2]

$$\alpha_{\text{в}} = 1,3\alpha_{\text{к. верт}} + \alpha_{\text{л. в}}, \quad \alpha_{\text{н}} = 0,7\alpha_{\text{к. верт}} + \alpha_{\text{л. н}};$$

3) значения P_{\odot} ;

4) толщины l_i ;

5) коэффициенты теплопроводности λ_i слоев приемника ($i=1, \dots, n$).

Стационарное распределение температуры приемника
 θ ($^{\circ}\text{C}$) для $P_{\odot} = 85 \text{ Вт/м}^2$ при различных толщинах подложки l

l , мм	$\theta_{\text{в}}$	θ_{l_1}	$\theta_{l_1+l_2}$	$\theta_{l_1+\dots+l_3}$	$\theta_{l_1+\dots+l_4}$	$\theta_{l_1+\dots+l_5}$	$\theta_{\text{н}}$
20	30,40	30,39	30,39	30,39	30,39	30,38	30,38
50	30,41	30,40	30,40	30,39	30,39	30,37	30,37
80	30,41	30,40	30,40	30,40	30,40	30,37	30,36

Составленная программа позволяет рассчитать стационарное температурное поле многослойного приемника радиации и проследить его зависимость от различных факторов (значений P_{\odot} , l_i , λ_i и условий теплообмена приемника с окружающей средой).

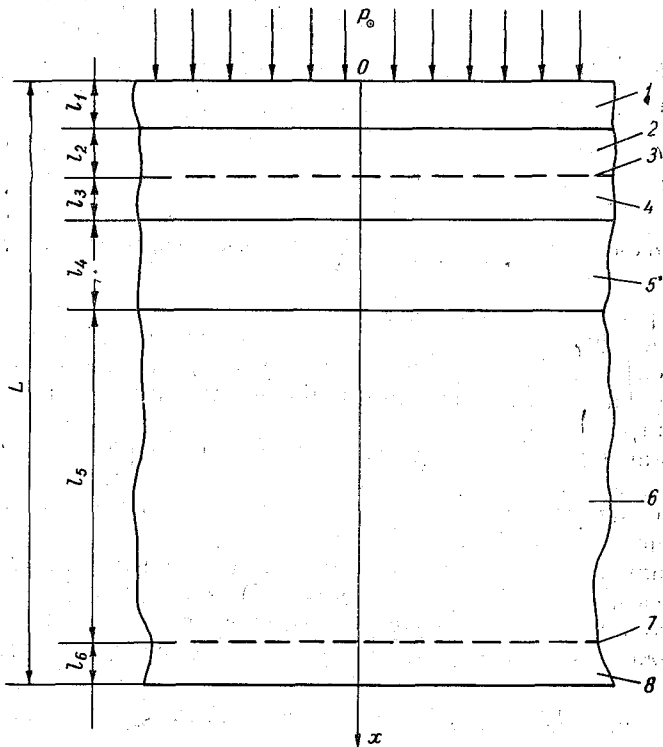


Рис. 1. Схема конструкции многослойного приемника радиации.
 1 — зачернитель, 2 — слой изоляции, 3 — пленочный электрический нагреватель, 4 — слой изоляции, 5 — слой металла с высокой теплопроводностью, 6 — подложка, 7 — пленочный болометр, 8 — защитный слой.

Конкретные численные расчеты по данной программе проводились для разрабатываемого в ГГО многослойного приемника для абсолютных измерений прямой радиации Солнца. Конструкция приемника схематично представлена на рис. 1, а параметры одного из вариантов приемника приведены в табл. 1. Пленочные элементы (электрический нагреватель и болометр) при расчетах во внимание не принимались, так как тепловое сопротивление каждого из них пренебрежимо мало по сравнению с другими слоями приемника.

В табл. 2 приведены результаты расчетов стационарного распределения температуры приемника для $P_{\odot} = 850 \text{ Вт/м}^2$ при изменении толщины подложки от 20 до 80 мкм. Как видно из таблицы, температура приемника очень незначительно изменяется по толщине. Заметные падения температуры отмечаются только в слое черни и в слое подложки, причем с увеличением толщины подложки с 20 до 80 мкм падение температуры в ней возрастает с 0,01 до 0,03°C.

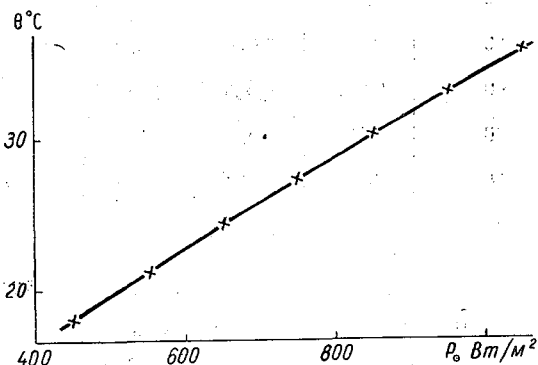


Рис. 2. Зависимость стационарной температуры приемника θ от облученности P_{\odot} его поверхности.

Разность температур верхней и нижней поверхностей приемника радиации также незначительна и увеличивается с ростом толщины подложки и значения измеряемой радиации (табл. 3), что находится в полном согласии с формулой (10).

Равновесная температура приемника, как видно из рис. 2, линейно растет с увеличением измеряемой радиации, причем этот рост в среднем составляет 3°C на 100 Вт/м².

Для приемника, изготовленного в ЛЭТИ по заказу ГГО (диаметр приемной поверхности 10 мм, температурный коэффициент сопротивления пленочного никелевого болометра $1,9 \cdot 10^{-3} 1/^{\circ}\text{C}$, сопротивление болометра при 20°C равно 245 Ом), это должно вызвать приращение сопротивления болометра на 180 Ом на 1 Вт мощности измеряемого излучения. Экспериментальное значение чувствительности приемника равно 150 Ом/Вт. Различие двух приведенных значений чувствительности может быть вызвано несовпадением условий теплоотдачи приемника радиации в эксперименте и при расчете.

Таблица 3

Зависимость разности температур $\Theta_{\text{в}} - \Theta_{\text{н}}$ ($^{\circ}\text{C}$) от толщины подложки l и значений потока измеряемой радиации P

l мм	P , Вт/м ²						
	450	550	650	750	850	950	1050
20	0,013	0,015	0,018	0,021	0,024	0,027	0,030
30	0,015	0,018	0,021	0,025	0,028	0,031	0,035
40	0,017	0,021	0,025	0,028	0,032	0,036	0,040
50	0,019	0,023	0,028	0,032	0,036	0,040	0,045
60	0,021	0,026	0,031	0,036	0,040	0,045	0,050
70	0,023	0,029	0,034	0,039	0,045	0,050	0,055
80	0,025	0,030	0,037	0,043	0,049	0,054	0,060

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чистякова Е. И. Теплообмен абсолютного приемника излучения плоского типа при нагревании его внешним и внутренним источниками тепла.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 317, с. 141—147.
2. Дульнев Г. Н., Семьяшкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л., «Энергия», 1968. 359 с.
3. Blevin W. R., Brown W. J. Black coatings for absolute radiometers.— "Metrologia", 1966, vol. 2, N 4, p. 139—143.
4. Кржижановский Р. Е., Штерн З. Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Л., «Энергия», 1973. 335 с.
5. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М., «Энергия», 1973. 319 с.

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА РАБОТЫ МНОГОСЛОЙНОГО ПРИЕМНИКА РАДИАЦИИ

При конструировании тепловых приемников радиации большое внимание уделяется как их чувствительности, так и инерционности. Требования, предъявляемые величине чувствительности и постоянной времени конкретного приемника, зависят от его назначения.

В ГГО разрабатывается приемник для абсолютных измерений прямой радиации Солнца [1], который представляет собой многослойный диск диаметром 10 мм. Основные параметры слоев, составляющих один из вариантов приемника, представлены в табл. 1. Стационарное температурное поле приемника рассмотрено в [1, 8]. Цель данной статьи проанализировать работу приемника в динамическом режиме.

Чтобы выбрать оптимальные со всех точек зрения (чувствительности, инерционности, технологичности изготовления и т. д.)

Таблица 1

Основные параметры слоев приемника радиации

№ слоя	Название	Материал	$l \cdot 10^3$ м	λ Вт/(м · °С)	$a \cdot 10^6$ м ² /с
1	Чернь	Au	1,0	$2 \cdot 10^{-2}$ [3]	2
2	Изоляция	SiO	1,0	$2 \cdot 10^{-1}$ [4]	0,7
3	Электрический нагреватель	Ni	0,1	60,0 [5]	15,0
4	Изоляция	SiO	1,0	$2 \cdot 10^{-1}$	0,7
5	Слой металла	Al	2,0	204,0	83,0
6	Подложка	Слюда (мусковит)	20,0	$5,8 \cdot 10^{-1}$ [5]	2,3
7	Болометр	Ni	0,1	60,0	15,0
8	Изоляция	SiO	1,0	$2 \cdot 10^{-1}$	0,7

параметры слоев и термический режим работы приемника, необходимо найти функции изменения сигнала (температуры) приемника во времени при облучении радиацией и проследить их зависимость от различных факторов — значения радиации, параметров слоев, температуры окружающей среды, условий теплообмена с окружающей средой и т. д. Для этого надо решить уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \theta_i(x, \tau)}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 \theta_i(x, \tau)}{\partial x^2} \quad (1)$$

при определенных начальных и граничных условиях. Здесь $\theta_i(x, \tau) = t_i(x, \tau) - t_0$ — превышение температуры изотермической плоскости i -того слоя приемника с координатой x в момент времени τ над температурой окружающей среды t_0 ; a_i — коэффициент температуропроводности i -того слоя.

Начальное условие нашей задачи

$$\theta_i(x, 0) = 0, \quad (2)$$

т. е. температура любого слоя приемника радиации в момент времени $\tau=0$ равна температуре окружающей среды.

При решении задачи используется та же система граничных условий, что и в [8].

Искать решение уравнения теплопроводности (1) для данной задачи в аналитическом виде нецелесообразно. Конечные выражения $\theta_i(x, \tau)$ настолько сложны и громоздки, что использовать их в инженерных расчетах практически невозможно. Кроме того, данная задача осложняется тем, что в систему граничных условий входят коэффициенты теплоотдачи α_B и α_H , значения которых зависят от искомой функции θ_i .

В математической физике разработаны приближенные численные методы решения различных задач по теплопередаче. Для данной задачи был выбран метод конечных разностей и составлена программа для ЭВМ, в которой для решения системы разностных уравнений использовался метод прогонки [7].

Исходные данные, необходимые для решения задачи, были скомпонованы в семь числовых массивов:

- 1) коэффициенты температуропроводности a_i ;
- 2) конвективные коэффициенты теплоотдачи вертикальной поверхности $\alpha_{к. верт}$ для различных значений θ ;
- 3) лучистые коэффициенты теплоотдачи верхней $\alpha_{л.в}$ и нижней $\alpha_{л.н}$ поверхностей приемника для тех же значений θ ;
- 4) значения шагов по оси x (Δh_i);
- 5) толщина слоев l_i ;
- 6) значения радиации P_{\odot} ;
- 7) коэффициенты теплопроводности слоев λ_i .

Программа решения поставленной задачи на ЭВМ позволяет получить температурное поле n -слойного приемника в любой момент времени, т. е. динамический режим работы приемника радиа-

ции при конкретных условиях его теплообмена с окружающей средой ($\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$), величине измеряемой радиации P_{\odot} и значениях параметров слоев (l_i, λ_i, α_i).

Следовательно, меняя исходные данные задачи, мы можем проанализировать зависимость динамического режима многослойного приемника радиации от всех перечисленных выше факторов.

В настоящее время по данной программе сосчитаны значения $\theta_i(x, \tau)$ для многослойного болометрического приемника, параметры слоев которого приведены в табл. 1. Значения $\alpha_{\text{к.верт}}$ были сосчитаны по соответствующим формулам для случая естественной конвекции в неограниченное пространство для значений θ от 1 до 50°C [6].

Для этого же интервала температур были сосчитаны лучистые коэффициенты теплоотдачи в неограниченное пространство $\alpha_{\text{л.в}}$ и $\alpha_{\text{л.н}}$. При этом коэффициенты излучения верхней и нижней поверхностей приемника были приняты равными 0,95 и 0,10 соответственно; температура окружающей среды во всех расчетах принималась равной 25°C.

Суммарные коэффициенты теплоотдачи верхней и нижней поверхностей горизонтально расположенного приемника считались по формулам в программе [6]:

$$\alpha_{\text{в}} = 1,3\alpha_{\text{к. верт}} + \alpha_{\text{л. в}},$$

$$\alpha_{\text{н}} = 0,7\alpha_{\text{к. верт}} + \alpha_{\text{л. н}}.$$

Как уже отмечалось, задача осложняется тем обстоятельством, что $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$ в каждый момент времени зависят от искомого температурного поля приемника. Поэтому в программе было предусмотрено определение истинных мгновенных значений $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$.

Для этого использовался метод последовательных приближений, причем счет продолжался до тех пор, пока значения $\alpha_{\text{в}}$ и $\alpha_{\text{н}}$ для двух последовательных приближений не совпадали с точностью до 0,001 Вт/(м²·°C).

В данной статье анализируются зависимости динамического режима работы многослойного приемника от двух факторов: величины измеряемой радиации P_{\odot} и толщины подложки l . Значения P_{\odot} изменялись от 450 до 1050 Вт/м² через 100 Вт/м², что соответствует изменению прямой радиации Солнца примерно от 0,7 до 1,5 кал/(см²·мин). Для каждого значения P_{\odot} толщина подложки изменялась от 20 до 80 мкм через 10 мкм. Счет проводился с шагом по времени 0,001 с до тех пор, пока разность между значениями температур нижней поверхности приемника в два последовательных момента времени не превышала 0,000005°C.

Как и следовало ожидать, увеличение толщины подложки влечет за собой рост инерции приемника. Значение постоянной времени приемника, например, для $P_{\odot} = \text{Вт/м}^2$ увеличивается

от 0,32 до 0,82 с при изменении толщины подложки от 20 до 80 мкм (рис. 1). Значения постоянной времени приемника для различных P_{\odot} и l сведены в табл. 2. Как видно из таблицы, постоянная времени приемника слегка уменьшается с ростом значения P_{\odot} , что вызвано увеличением интенсивности теплоотдачи приемника с повышением его температуры.

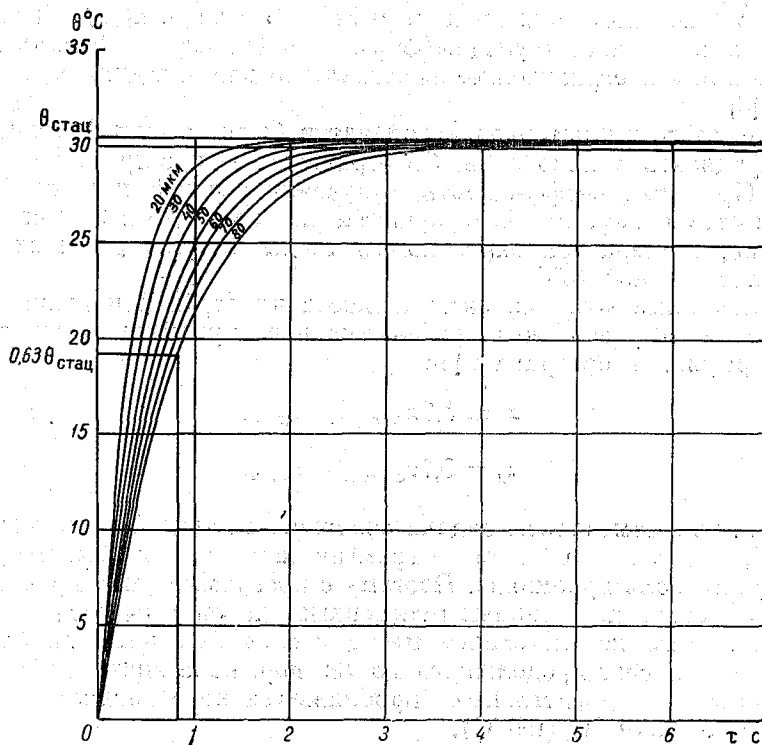


Рис. 1. Изменение динамического режима работы приемника радиации при увеличении толщины подложки от 20 до 80 мкм для $P_{\odot} = 850 \text{ Вт/м}^2$.

Следует заметить, что значения постоянной времени реальных приемников несколько выше, что связано с большими технологическими трудностями получения золотой черни с параметрами, приведенными в табл. 1.

В дальнейшем предполагается провести расчеты динамического режима работы приемника, в которые будут введены параметры различных, применяемых на практике зачернителей.

На рис. 2 представлены зависимости температуры приемника от времени для различных значений радиации P_{\odot} при постоян-

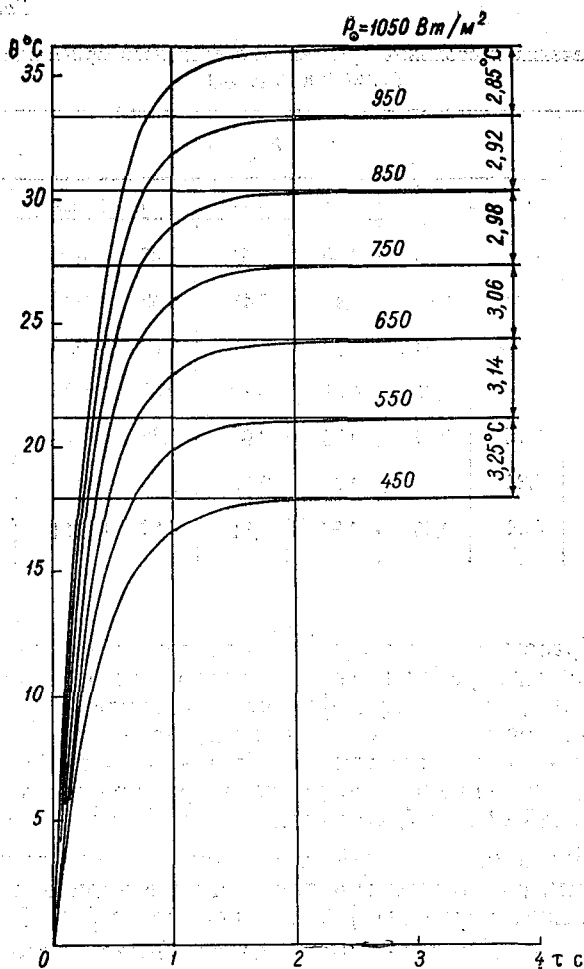


Рис. 2. Зависимость динамического режима работы приемника от значения измеряемой радиации P_0 при толщине подложки $l = 20$ мкм.

ной толщине подложки $l = 20$ мкм. Приращение равновесной температуры приемника (θ при $\tau \rightarrow \infty$) при увеличении P_0 на 100 Вт/м^2 составляет примерно 3°C , уменьшаясь от $3,25^\circ\text{C}$ (при переходе от $P_0 = 450 \text{ Вт/м}^2$ к $P_0 = 550 \text{ Вт/м}^2$) до $2,85^\circ\text{C}$ (при переходе от $P_0 = 950 \text{ Вт/м}^2$ к $P_0 = 950 \text{ Вт/м}^2$). Это полностью согласуется с известным фактом, что чувствительность тепловых приемников радиации падает с ростом его рабочей температуры.

Значения постоянной времени многослойного приемника радиации $\tau_{0,63}$ (с)

l мкм	P_{\odot} Вт/м ²						
	450	550	650	750	850	950	1050
20	0,37	0,36	0,35	0,34	0,32	0,32	0,32
30	0,46	0,45	0,43	0,43	0,42	0,41	0,40
40	0,56	0,54	0,52	0,51	0,50	0,49	0,48
50	0,66	0,63	0,61	0,60	0,58	0,57	0,56
60	0,75	0,72	0,70	0,68	0,66	0,65	0,64
70	0,84	0,81	0,79	0,77	0,74	0,73	0,72
80	0,94	0,90	0,87	0,84	0,82	0,81	0,80

Таким образом, рассчитанные по программе зависимости динамического режима работы многослойного приемника радиации дают, во-первых, правильную физическую картину его работы и, во-вторых, числовые значения основных параметров приемника [постоянной времени и чувствительности в $^{\circ}\text{C}/(\text{Вт}\cdot\text{м}^2)$]. Необходимо отметить, что равновесные температуры приемника для различных значений P_{\odot} и l , сосчитанные по данной программе для достаточно больших значений τ , совпадают со стационарными температурами, рассчитанными для этого же варианта приемника по аналитическим формулам [8], с точностью до $0,05^{\circ}\text{C}$.

Это является убедительным доказательством того, что программа составлена корректно и точность используемого в ней метода расчета нестационарного поля многослойного приемника достаточно высока.

Подробный анализ рассчитанных по данной программе зависимостей динамического режима работы от различных факторов несомненно даст возможность выбрать оптимальную со всех точек зрения конструкцию многослойного приемника для абсолютных измерений прямой радиации Солнца, разрабатываемого в ГГО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Касаткина О. И., Красильщиков Л. Б., Чистякова Е. И. К вопросу о возможности повышения точности эталонных приборов для измерения прямой радиации Солнца. — «Тр. ГГО», 1973, вып. 295, с. 150—159.

2. Чистякова Е. И. Теплообмен абсолютного приемника излучения плоского типа при нагревании его внешним и внутренним источниками тепла.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 317, с. 141—147.
3. Blevin W. R., Brown W. J. Black coatings for absolute radiometers.— "Metrologia", 1966, v. 2, N 4, p. 139—143.
4. Кржижаиовский Р. Е., Штерн З. Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Л., «Энергия», 1973. 335 с.
5. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М., «Энергия», 1973. 319 с.
6. Дульнев Г. Н., Семейкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л., «Энергия», 1968. 359 с.
7. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1972. 736 с.
8. Чистякова Е. И. Анализ стационарного температурного поля многослойного приемника радиации.— См. настоящий сб, с. 57—62.

И. А. БЕЛОВА, В. Е. КАРТАШЕВСКАЯ,
Л. Ф. ЛИТВИНОВА

СВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ АБСОЛЮТНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Световые измерения физическими методами выполняются с помощью приемников излучения, спектральная чувствительность которых приведена к международно-принятому значению относительной видности $v(\lambda)$ для среднего светлоадаптированного глаза. Применение для этих измерений избирательных фотоэлектрических приемников излучения связано с трудным определением и периодической проверкой спектральной чувствительности каждого приемника в отдельности, с индивидуальным подбором исправляющего поглотителя, а также с измерениями его спектральных коэффициентов пропускания. Применение для световых измерений неизбирательных приемников имеет то преимущество, что для них может быть использован один и тот же исправляющий поглотитель, воспроизводящий значения $v(\lambda)$. Однако низкая чувствительность неизбирательных приемников и малые значения измеряемых потоков излучения могут привести к значительным ошибкам этих измерений.

Работы по созданию точных методов световых измерений с помощью неизбирательных приемников излучения были начаты в фотометрической лаборатории ВНИИМ еще в 1957 г. В. Е. Карташевской было выполнено опытное определение светового эквивалента лучистой мощности [1], причем, в частности, проводились измерения неселективными приемниками, снабженными исправляющим поглотителем типа $v(\lambda)$. Новые радиометры, разработанные лабораторией в 1966—1970 гг. [2], и созданная тогда же новая измерительная установка более высокой чувствительности позволяют теперь испытать указанный метод световых измерений в лучших, чем прежде, условиях для оценки возможной при этом внутрилабораторной погрешности. Расчетная формула, примененная при этих измерениях,

$$I = \frac{K_M P_{\tau_v}}{A} \frac{\sum P_\lambda v_\lambda \Delta \lambda}{\tau_{\lambda M} \sum P_\lambda \frac{\tau_\lambda}{\tau_{\lambda M}} \Delta \lambda} (1 - \Delta)^2 \quad (1)$$

показывает одновременно схему выполнения самих измерений.

Здесь I — сила света (кд); K_m — световой эквивалент лучистой мощности, равный $680 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$; A — площадь ограничительной диафрагмы радиометра (м^2); P_{τ_v} — мощность излучения, выделяемого исправляющим поглотителем (Вт); l — расстояние от плоскости нитей лампы до плоскости ограничительной диафрагмы (м); Δ — поправка к этому расстоянию, учитывающая укорочение расстояния в примененном поглотителе; дробный множитель

$$\frac{\sum P_{\lambda} v_{\lambda} \Delta \lambda}{\sum P_{\lambda} \frac{\tau_{\lambda}}{\tau_{\lambda_m}} \Delta \lambda} — \text{расчетный поправочный коэффициент на отступ}$$

ление спектральных коэффициентов пропускания исправляющего поглотителя от значений $v(\lambda)$; значения P_{λ} соответствуют цветовой температуре лампы.

Величина P_{τ_v} рассчитывалась как электрическая мощность замещения

$$P_{\tau_v} = \frac{e}{\varepsilon} k, \quad (2)$$

вызывающая появление такой же термоэдс e , какая возникает при падении на приемник потока излучения, прошедшего через исправляющий поглотитель в пределах только видимого спектра. В формуле (2) ε — чувствительность к мощности электрического тока замещения ($\text{В} \cdot \text{Вт}^{-1}$); k — суммарный поправочный коэффициент примененного абсолютного радиометра [2]. В значении термоэдс e учтена поправка на долю инфракрасного излучения, пропущенного исправляющим поглотителем. Эта доля определяется экспериментально по методике, описанной ранее [1], с помощью дополнительных измерений со стеклом КС-19, срезающим видимое и пропускающим инфракрасное излучение. Величина e определяется по формуле

$$e = e_1 - \frac{e_2}{\tau_{\text{ИК}}}, \quad (3)$$

где e_1 — измеренное значение термоэдс при исправляющем поглотителе; e_2 — термоэдс при установленных вместе исправляющим поглотителем и инфракрасном стекле КС-19; $\tau_{\text{ИК}}$ — коэффициент пропускания стекла КС-19 в области спектра, где определяется поправка на долю ИК излучения.

В качестве исправляющего поглотителя, относительное пропускание которого воспроизводит значения $v(\lambda)$, был использован один из стеклянных поглотителей, рассчитанный и изготовленный сотрудниками лаборатории В. И. Кушпиль и В. А. Печковской в 1967 г. Поглотитель состоит из трех стекол указанной толщины: ЖЗС-18, (2,2 мм); ЗС-8, (1,7 мм); СЗС-14, (3 мм). Спектральные коэффициенты пропускания примененного поглотителя измерены на спектрофотометре СФ-4; относительное спектральное распределение мощности излучения измерявшихся ламп рассчитано по

Планку для цветовой температуры около 2856 К. Максимальный коэффициент пропускания исправляющего поглотителя τ_m при длине волны 560 нм составил 0,60. Поправочный расчетный коэффициент равен 1,057 при указанной цветовой температуре и мало зависит от ее значения.

Сила света измерялась при одном зажигании лампы и одной установке, при поочередной установке нескольких приемников излучения. Этим исключалось в данном исследовании влияние воспроизводимости характеристик лампы при повторных зажиганиях и новой установке. Установка термоприемников также была единой. Полученные результаты, следовательно, отражают сходимость измерений в некоторых установленных условиях. Эти результаты приведены в табл. 1. Сходимость их по данным разных

Таблица 1

Значения силы света ламп накаливания по измерениям группой абсолютных термоприемников

Лампа	Термоприемник	ТермоэДС, мкВ			P_{τ} , мкВт	I кд	Δ %
		e_1	e_2	e			
P-14	A-10, № 1	12,4	0,8	11,4	40,97	519,1	+0,2
	A-10, № 2	12,8	0,8	11,9	40,88	519,1	+0,2
	A-10, № 6	11,5	0,7	10,6	43,55	517,2	-0,2
	A-10, № 7	10,8	0,6	10,0	41,91	519,4	+0,2
	A-15, № 1	31,8	2,1	29,2	92,76	517,9	-0,2
	A-15, № 3	25,7	1,8	23,4	91,16	516,4	-0,4
Среднее: 518,2±0,2%							
P-13	A-10, № 1	12,9	0,8	11,8	42,40	537,3	+0,2
	A-10, № 2	13,4	0,9	12,3	42,25	536,6	0,0
	A-10, № 6	11,9	0,9	11,0	45,20	536,6	+0,1
	A-10, № 7	11,1	0,6	10,3	43,17	535,1	-0,3
	A-15, № 1	32,6	2,1	29,9	95,0	535,3	-0,3
	A-15, № 3	26,1	1,8	23,8	94,46	538,4	+0,4
Среднее: 536,6±0,2%							
P-15	A-10, № 1	12,4	0,7	11,5	41,33	523,6	+0,1
	A-10, № 2	13,0	0,8	12,0	41,22	523,4	0,0
	A-10, № 6	11,6	0,7	10,7	43,96	522,1	-0,3
	A-10, № 7	10,9	0,6	10,1	42,33	524,5	+0,2
Среднее: 523,4±0,1%							
6-9-61	A-10, № 1	10,9	0,6	10,1	36,29	459,9	-0,4
	A-10, № 2	11,5	0,7	10,6	36,41	462,4	+0,1
	A-10, № 6	10,2	0,5	9,5	39,03	462,9	+0,2
	A-10, № 7	9,6	0,5	8,9	37,30	462,2	+0,1
Среднее: 463,4±0,2%							

приемников около $\pm (0,2 \div 0,3) \%$, т. е. много лучше, чем можно было ожидать, исходя из порядка измеренных значений термоэдс, что осторожнее считать в известной мере случайным. Отсюда вытекает необходимость продолжения данных исследований в улучшенных и различным образом измененных условиях (необходимо, например, уменьшить долю инфракрасного излучения, существенно снижающую точность измерений, применить несколько исправляющих поглотителей и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карташевская В. Е. Опытное определение светового эквивалента лучистой мощности.— «Тр. ин-тов Комитета стандартов», 1961, вып. 56 (116), с. 36—46.
2. Карташевская В. Е., Литвинова Л. Ф. Абсолютные термоэлектрические приемники лучистой мощности.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 295, с. 160—171.

К. Я. КОНДРАТЬЕВ, Г. Н. ГАЕВСКАЯ,
Н. М. ЕВДОКИМОВА, Г. А. НИКОЛЬСКИЙ

ЛУЧИСТЫЙ ПРИТОК ТЕПЛА ЗА СЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИАЦИИ АЭРОЗОЛЕМ

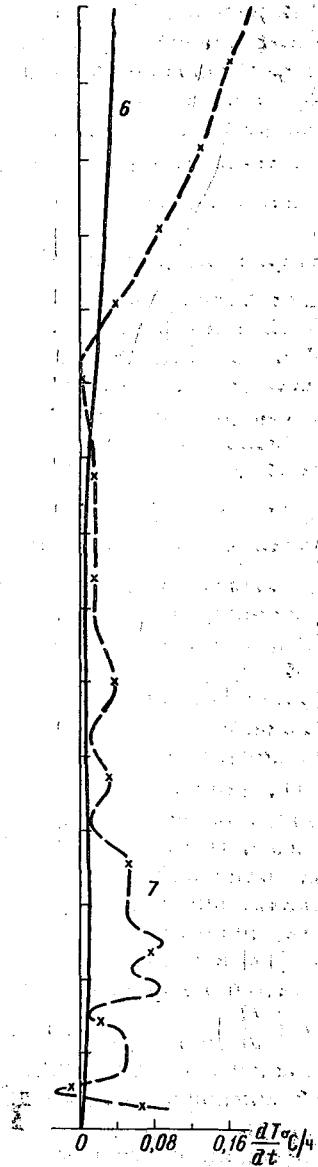
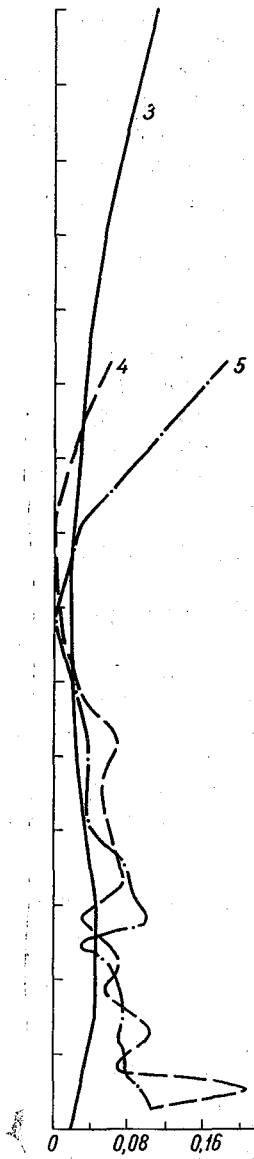
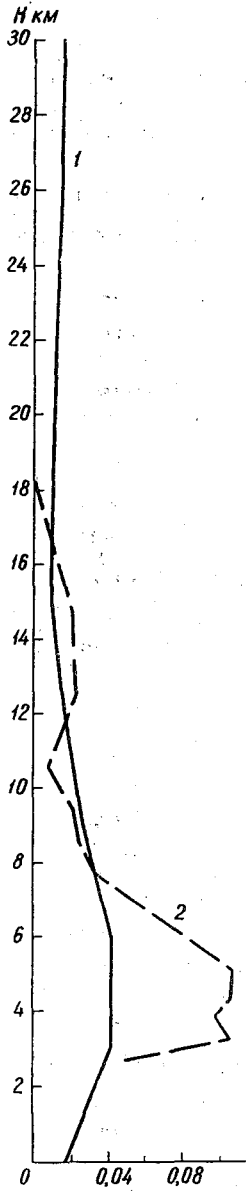
В последнее десятилетие в связи с совершенствованием методов прогноза все актуальнее становится задача об учете неадиабатических факторов, влияющих на погодные процессы, все с большей точностью нужно получать величину лучистого притока тепла. Существуют два пути определения этой величины — теоретические расчеты и эксперимент. Совершенствование одного метода способствует повышению точности другого.

Исследованиями В. Г. Кастрова [1—3], основоположника самолетных актинометрических измерений в СССР, а также более поздними экспериментами за рубежом и в нашей стране было установлено, что радиационное нагревание тропосферы обусловлено поглощением солнечной радиации не только водяным паром, но и аэрозолем.

Самолетные и аэростатные измерения составляющих радиационного баланса показали, что поглощение коротковолновой радиации газовыми компонентами сравнимо с аэрозольным поглощением. Однако измерения, проведенные в 1969 г. в районе о. Барбадос по программе радиационного эксперимента [4], а также экспедиции по программе КЭНЭКС [5—7] в СССР выявили, что характер лучистого притока тепла в нижней тропосфере очень сложен и сильно зависит от замутненности атмосферы, от концентрации аэрозоля и его вертикального распределения.

Рис. 1. Радиационные изменения температуры, рассчитанные Т. Г. Доппликом и измеренные летом 1964 г. и осенью 1965 г.

- 1) $\frac{dT}{dt}$, рассчитанные в работе [12] с учетом поглощения солнечной радиации водяным паром, CO_2 и O_2 ; 2) $\frac{dT}{dt}$ рассчитанные в работе [10] с учетом поглощения солнечной радиации водяным паром, CO_2 и O_2 ; 3) $\frac{dT}{dt}$, рассчитанные в [12] с учетом поглощения коротковолновой радиации водяным паром, CO_2 , O_2 и O_3 ; 4) $\frac{dT}{dt}$, полученные из измерений коротковолнового баланса 11 июля 1964 г.; 5) то же 22 июля 1964 г.; 6) $\frac{dT}{dt}$, рассчитанные в [12] для зимы с учетом поглощения коротковолновой радиации водяным паром, CO_2 и O_2 ; 7) $\frac{dT}{dt}$, полученные из измерений коротковолнового баланса 21 октября 1965 г.



Высотные аэростатные измерения радиационных потоков в 1961—1970 гг. дали возможность оценить аэрозольное поглощение коротковолновой радиации [8—11]. Из данных этих измерений видно, что вклад аэрозольного поглощения в лучистый теплообмен существен как в тропосфере, так и в стратосфере.

В настоящей работе сопоставлены экспериментальные и расчетные значения радиационных изменений температуры, обусловленных аэрозольным поглощением радиации. Используются данные аэростатных зондирований, полученные в ЛГУ, и теоретических расчетов, выполненных Т. Г. Доппликом [12].

Результаты расчетов Допплика представлены в форме меридиональных разрезов $\frac{dT}{dt}$, осредненных по сезонам. Исходным

материалом для определения $\frac{dT}{dt}$ послужили рассчитанные значения радиационных потоков, осредненные по месяцам, для толщи атмосферы от 1000 до 5 мб и для широт от 80° с. ш. до 80° ю. ш. При расчетах исходили из того, что радиационное нагревание происходит за счет поглощения солнечной радиации атмосферными газами, а выхолаживание — за счет поглощения длинноволновой радиации в соответствующих полосах поглощения H_2O , CO_2 , O_3 и O_2 ; аэрозольное поглощение не учитывалось.

По этим данным нами были получены вертикальные разрезы радиационных изменений температуры $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{расч}$ для широты места, соответствующей пункту аэростатного зондирования. Для сравнения привлечены результаты аэростатных полетов, проведенных летом 1964 г. и осенью 1965 г.

В первую очередь было выполнено сравнение полученных в работах [10, 12] значений радиационного нагревания за счет поглощения солнечной радиации водяным паром, углекислым газом и молекулярным кислородом (рис. 1, кривые 1 и 2).

По записям спектров солнечной радиации на различных высотах, полученных при аэростатном зондировании 11 июля 1964 г. до высоты 30 км, определены абсолютные величины потока прямой солнечной радиации, поглощенного водяным паром, CO_2 и O_2 . Радиационное нагревание, обусловленное измеренным поглощением, значительно отличается от величин, рассчитанных Доппликом [12] в нижней тропосфере. Только выше 8 км имеет место достаточно хорошее совпадение измеренных и рассчитанных величин $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{H_2O, CO_2, O_2}$. Расхождения ниже 8 км, по видимому, обусловлены отклонениями конкретных распределений поглощающих компонент от среднего распределения в нижних слоях тропосферы.

Радиационные изменения температуры, полученные из измерений коротковолнового баланса, $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\Delta B}$ сравнивались с расчетными значениями нагревания, обусловленного поглощением ко-

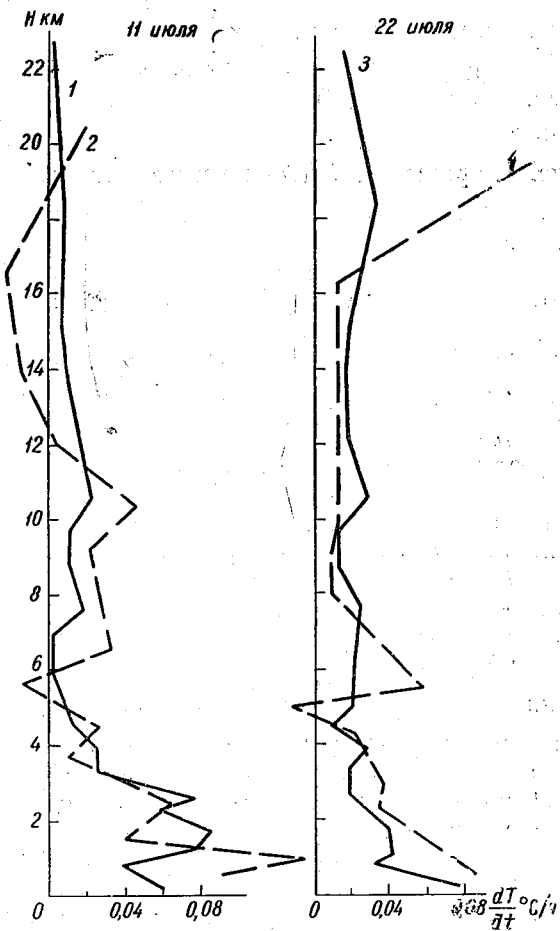


Рис. 2. Радиационные изменения температуры за счет поглощения коротковолновой радиации аэрозолем. 1964 г.

1 и 3 — значения, рассчитанные в [10]; 2 и 4 — значения $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\Delta B} - \left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{расч}}$.

ртокволновой радиации газовыми компонентами (H_2O , CO_2 , O_2 и O_3 , см. рис. 1, кривые 3—7). Для лета рассчитанная величина $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{расч}}$ у поверхности земли составляет $0,018^\circ\text{C}/\text{ч}$. По мере подъема она возрастает до $0,042^\circ\text{C}/\text{ч}$ на уровне 6 км, а затем уменьшается до величины, близкой к наземной.

Выше 15 км радиационное нагревание возрастает, и $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{расч}}$ достигает $0,11^\circ\text{C}/\text{ч}$ на высоте 30 км. Зимой сохраняется аналогич-

ный ход, только значения радиационного нагревания гораздо меньше, чем летом. Минимальное значение $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{расч}}$ получено для приземного слоя и составляет $0,002^\circ \text{C/ч}$, а максимальное (около $0,04^\circ \text{C/ч}$) относится к уровню 30 км.

Измеренные значения радиационных изменений температуры $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\Delta B}$ (рис. 1, кривые 4, 5 и 7) не имеют такого плавного хода, как расчетные (рис. 1, кривые 3 и 6). Различия между ними прежде всего обусловлены тем, что измеренный профиль отражает фактические профили водяного пара и озона, которые могут отличаться от средних профилей, но основной вклад вносит поглощение коротковолновой радиации аэрозолем. Наиболее существенные различия наблюдаются в тропосфере, где послонное изменение концентрации аэрозоля приводит к резким изменениям величин $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\Delta B}$.

Сильное увеличение нагревания и выхолаживания выше 14 км связано, по-видимому, с наличием слоя повышенной концентрации аэрозоля. Значения радиационных изменений, полученные по полному радиационному балансу, свидетельствуют о компенсации нагревания и охлаждения. В слое выше 14 км наблюдается состояние, близкое к лучистому равновесию.

Разность между измеренными и рассчитанными значениями (рис. 2, кривые 2 и 4) отражает в первом приближении аэрозольное нагревание $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{аэр}}$ тропосферы и стратосферы. Для сравнения на этих же рисунках нанесены величины радиационного нагревания за счет поглощения прямой солнечной радиации аэрозолем 11 и 22 июля 1964 г., полученные в работе [10] (рис. 2, кривые 1 и 3). Обе кривые достаточно хорошо согласуются между собой как в первом, так и во втором случае. Наибольшей величины (примерно $0,08^\circ \text{C/ч}$) аэрозольное нагревание достигает в нижнем двухкилометровом слое тропосферы, а затем оно уменьшается с высотой.

Радиационное выхолаживание за счет длинноволновой радиации, рассчитанное Доппликом, сравнивалось с величинами $\left(\frac{dT}{dt}\right)_{\text{дл}}$, измеренными в двух подъемах (рис. 3). Так же как и в случае радиационного нагревания, расчетные профили не отражают влияния аэрозоля на лучистый теплообмен. Измеренное выхолаживание испытывает сильные изменения с высотой.

Проведенное сравнение носит в основном качественный характер и позволяет сделать вывод, что радиационное нагревание, обусловленное аэрозольным поглощением, соизмеримо с нагреванием атмосферы за счет поглощения коротковолновой радиации газовыми компонентами.

Достаточно точные экспериментальные оценки вклада аэрозольного нагревания в лучистый теплообмен тропосферы и стратосферы требуют выполнения комплексного исследования радиа-

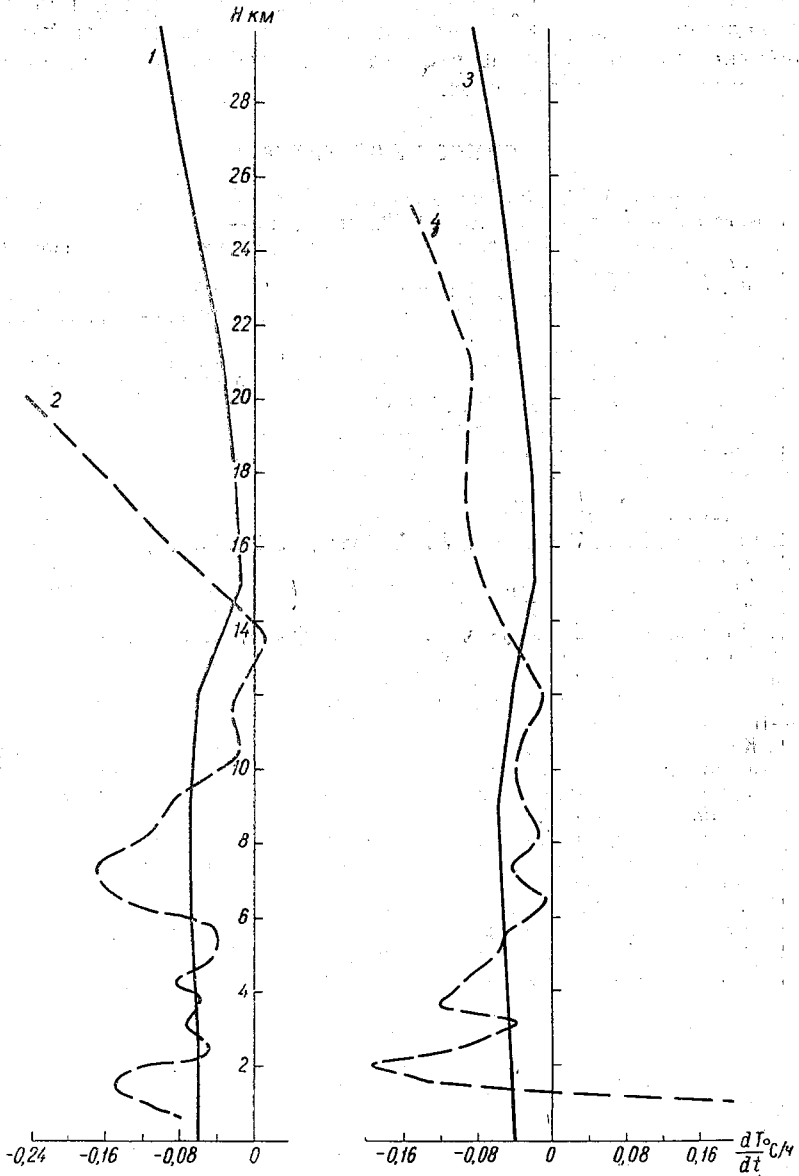


Рис. 3. Радиационные изменения температуры за счет поглощения длинноволновой радиации аэрозолем.

1 — значения, рассчитанные в [10], лето; 2 — значения, измеренные 22 июля 1964 г.; 3 — значения, рассчитанные в [10], зима; 4 — значения, измеренные 21 октября 1965 г.

ционных потоков с высокой точностью, изучения оптических характеристик аэрозоля, его химического состава и концентрации, а также вертикального распределения температуры и влажности. Проведение такого эксперимента позволит совершенствовать оптические модели атмосферы, которые необходимы для выполнения энергетических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кастров В. Г. Измерение поглощения солнечной радиации в свободной атмосфере до 3—5 км.— «Тр. ЦАО», 1952, вып. 8, с. 3—26.

2. Кастров В. Г. Поглощение солнечной радиации в нижней тропосфере.— «Тр. ЦАО», 1959, вып. 32, с. 73—83.

3. Фарапонова Г. П., Кастров В. Г. Актинометрические наблюдения в нижней тропосфере над Кызылкумами (апрель—май 1951).— «Тр. ЦАО», 1954, вып. 13, с. 27—37.

4. Reynolds D. W., Vonder Haar T. H., Cox S. K. The effect of solar radiation absorption in the tropical troposphere.— «Atm. Sci.», 1973, N 210. Dept. of Atm. Sci., Colorado State Univ., Ft. Collins.

5. Васильев О. Б., Гришечкин В. С., Михайлов В. В. Экспериментальные исследования спектрального лучистого притока тепла в свободной атмосфере.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 276, с. 84—88.

6. Спектральные притоки лучистой энергии в тропосфере в диапазоне 0,4—2,4 мкм.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 322, с. 24—35. Авт.: К. Я. Кондратьев, О. Б. Васильев, В. С. Гришечкин, Л. С. Ивлев, Л. В. Попова, М. А. Прокофьев, Л. И. Чапурский.

7. Результаты актинометрических наблюдений в свободной атмосфере в экспедиции КЭНЭКС-72.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 332, с. 30—46. Авт.: Л. А. Денежкина, В. Ф. Жвалев, М. А. Прокофьев, Л. И. Прокофьева, Н. Е. Тер-Маркарянц.

8. Кондратьев К. Я., Гаевская Г. Н. Основные факторы, определяющие радиационное нагревание атмосферы за счет поглощения коротковолновой радиации.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 4. Л., изд. ЛГУ, 1966, с. 3—16.

9. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А., Есипова Е. Н. Радиационные потоки и компоненты ослабления прямой солнечной радиации в тропосфере и стратосфере.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Таллин, изд-во «Валгус», 1968, с. 109—117.

10. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А., Есипова Е. Н. Аэро-статные исследования радиационных потоков в свободной атмосфере.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 4, с. 380—393.

11. Гаевская Г. Н. Аэрозольное поглощение коротковолновой радиации.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 10. Л., изд. ЛГУ, 1972, с. 86—91.

12. Dopplick T. G. Radiative heating of the global atmosphere.— «J. Atm. Sci.», 1972, vol. 29, p. 1278—1294.

*К. Я. КОНДРАТЬЕВ, И. Я. БАДИНОВ,
Г. А. НИКОЛЬСКИЙ, Е. В. ПРОКОПЕНКО*

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОЗОЛЬНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Аэрозольное ослабление определяет изменчивость потоков прямой солнечной радиации и поля рассеянной радиации на различных высотах в тропосфере и стратосфере. Поэтому совершенно очевидна необходимость учета аэрозольного ослабления в различных задачах атмосферной оптики и во многих прикладных задачах.

Первая попытка построения модели аэрозольного ослабления, отвечающей реальному распределению аэрозоля в слое от 0 до 30 км, была предпринята Л. Элтерманом [1] в 1964 г. В основу модели был положен вертикальный профиль изменения концентрации частиц, полученный по данным Пендорфа до высоты 5 км и измерениям Чагнона и Юнге в стратосфере. Выше 30 км аэрозольное ослабление не учитывалось.

Результаты спектральных аэростатных исследований ЛГУ, проведенных до высоты 30 км, дополненные данными А. Б. Сандомирского и Г. В. Розенберга [2], а также А. Е. Микирова [3], привели к созданию модели аэрозольного ослабления ЛГУ — 1967 [4] до высоты 100 км. Коэффициенты аэрозольного ослабления в нижней стратосфере по этой модели значительно превышали аналогичные коэффициенты в модели Элтермана, полученные на основе расчетов с использованием микрофизических измерений.

В 1968 г. появилась новая модель Элтермана [5], построенная в основном на данных систематического прожекторного зондирования, проведенного в 1963 и 1964 гг. в горных условиях в Нью-Мексико ($32^{\circ}32'$ с. ш., $106^{\circ}29'$ з. д.). Коэффициенты аэрозольного ослабления в нижней стратосфере по новой модели Элтермана, так же как по модели ЛГУ—1967, приблизительно на два порядка превышают соответствующие коэффициенты его старой модели.

Эти модели были использованы нами для интерпретации данных аэростатных измерений прямой солнечной радиации, проведенных в 60-х годах в средних широтах. Сравнение результатов прямых измерений и расчетов на основе модельных представлений показало, что профиль коэффициентов аэрозольного ослабления по модели ЛГУ лучше объясняет средний профиль прямой

солнечной радиации, чем последняя модель Элтермана, как правило, дающая завышенную оптическую толщину слоя 0—20 км.

Естественно предположить, что расхождение результатов объясняется не только систематическими ошибками различных методов, но и тем, что сравниваемые модели получены в различных условиях. На это указывает в первую очередь тот факт, что вертикальные профили моделей существенно различаются. Действительно, изучение реальных профилей коэффициентов аэрозольного ослабления (рассеяния) выявляет связь вертикальной оптической структуры атмосферы с профилем температуры. Изломы вертикального профиля коэффициентов аэрозольного ослабления связаны с температурными инверсиями, главным образом с тропопаузами, в районе которых, как правило, наблюдаются и слои мутности. Для пояса тропических широт характерна большая вертикальная протяженность тропосферы (до 20 км), для пояса умеренных широт вероятно наличие как тропической, так и полярной тропопаузы, в высокоширотном поясе тропосфера сравнительно «тонкая»: ее высота редко превышает 10 км.

Использование единой модели вертикального профиля аэрозольного ослабления для всех широтных поясов нельзя считать целесообразным.

Укажем также и на другое, не менее важное обстоятельство. Данные, накопленные в результате многолетних исследований атмосферы сумеречным методом, а также наблюдения на высо-

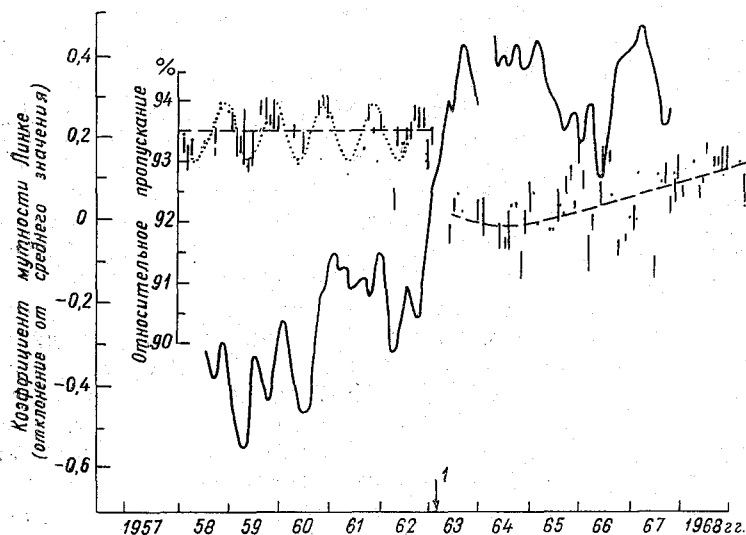


Рис. 1. Временной ход замутненности атмосферы и относительного пропускания солнечной радиации атмосферой по данным актинометрических наблюдений на станции Мауна-Лоа, Гавайи.

1 — извержение вулкана Агунг.

когорных станциях свидетельствуют о том, что замутненность верхней тропосферы и стратосферы существенно изменилась. Рисунок 1 иллюстрирует временные вариации замутненности и относительного пропускания атмосферы по данным актинометрических наблюдений на высотной станции в Мауна-Лоа [6]. Как видно из рисунка, в 1963 г. имело место резкое увеличение мутности в атмосфере, вызванное извержением вулкана Агунг в марте того же года, хотя уже в 1960—1962 гг. наблюдалась тенденция к увеличению мутности, связанная, очевидно, с ядерными взрывами, проведенными в это время [7]. На это указывает ход относительного пропускания и коэффициента мутности в 1957—1962 гг. Увеличение мутности атмосферы началось уже с середины 1962 г., т. е. почти за год до извержения Агунга. С тех пор стратосфера постепенно самоочищалась, возвращаясь к состоянию 1960 и 1961 гг., и, следовательно, модели Элтермана, так же как и модель ЛГУ — 1967, построенные на основании измерений, проведенных в период с 1963 по 1965 г., и отражающие состояние повышенной замутненности, характерное для этих лет, устарели.

Многочисленные материалы об аэрозольном ослаблении на разных высотах в атмосфере, полученные за последние годы [8—13], позволяют построить набор моделей, дающих более реальные для современных условий величины аэрозольного ослабления в тропосфере и стратосфере и учитывающих их широтную и сезонную изменчивость. В настоящей работе сделана попытка построить такие модели. Для большей достоверности моделей интегралы высотных профилей коэффициентов аэрозольного ослабления нормировались к средним значениям оптических толщин атмосферы в области 0,5 мкм, полученным на глобальной сети фоновых станций [14]. Приземные же значения коэффициентов аэрозольного ослабления выбирались соответствующими дальности видимости 25 и 100 км (в субарктическом поясе).

В основу выделения широтных поясов, для которых справедлива та или иная модель, положена связь между высотами расположения аэрозольных слоев в стратосфере и высотами полярной и тропической тропопауз, определяющими вертикальную протяженность тропосферы, вносящей основной вклад в ослабление. В обоих полушариях было выделено по три широтных пояса, границы которых не следуют строго широтному направлению, но в первом приближении эти пояса можно ограничить постоянными широтами:

- 1) тропический пояс ($0-35^\circ$), характеризующийся наличием высокой тропической тропопаузы (до 20 км); большой оптической толщиной тропосферы;

- 2) пояс умеренных широт ($35-55^\circ$), где высока вероятность одновременного нахождения тропической и полярной тропопауз (с высотой 18 и 12 км соответственно); через слой между ними и происходит обмен воздушными массами между тропосферой тропических широт и субарктической стратосферой;

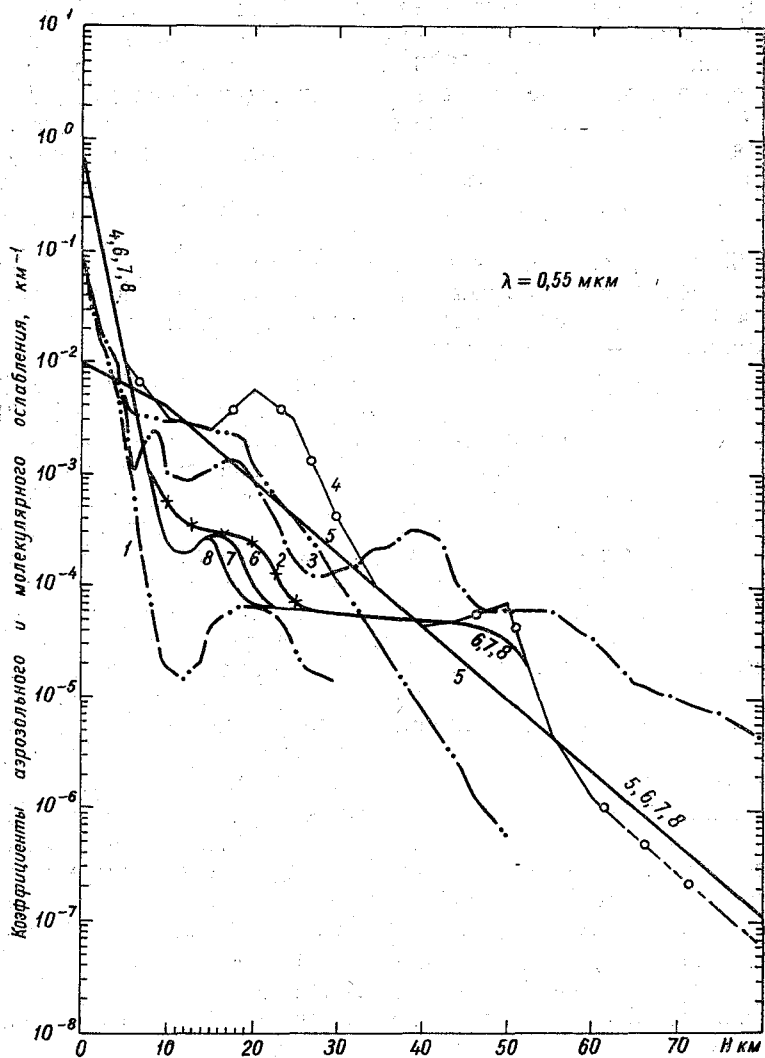


Рис. 2. Вертикальные профили коэффициентов аэрозольного и молекулярного ослабления.

1 — модель Элтермана 1964 г., 2 — модель ЛГУ-1967, 3 — модель Элтермана 1968 г., 4 — измерения С. Грея, 5 — коэффициенты молекулярного ослабления, 6 — модель T-2 для тропического пояса, 7 — модель У-2 для пояса умеренных широт, 8 — модель SA-2 для субарктического пояса.

3) субарктический пояс (55—75°), отличающийся низкой тропопаузой (высота около 10 км).

Каждому из этих широтных поясов приписана модель аэрозольного ослабления, построенная на основе анализа экспериментальных данных, полученных в соответствующем поясе:

модель Т-2 для тропического пояса (рис. 2, кривая 6),

модель У-2 для пояса умеренных широт (рис. 2, кривая 7),

модель СА-2 для субарктического пояса (рис. 2, кривая 8).

Эти модели представляют собой средние значения аэрозольного ослабления, отнесенные к длине волны 0,5 мкм. Однако в связи с тем, что аэрозольное замутнение в атмосфере имеет годовой ход, для каждого широтного пояса, помимо средних моделей, выделены еще две модели, отражающие крайние условия замутнения (табл. 1). Необходимо отметить, что годовой ход мутности тропосферы находится в противофазе с годовым ходом мутности стратосферы: если аэрозольное ослабление в стратосфере имеет максимум в сентябре—декабре и минимум в апреле—июне, то в тропосфере, наоборот, максимум мутности наблюдается в весенние месяцы, а минимум — в осенние. Это различие объясняется особенностями крупномасштабной циркуляции и различным временем жизни аэрозоля на различных высотах.

Наличие годовой периодичности в замутненности стратосферы, а также изменение прозрачности стратосферы с общей тенденцией к увеличению в последние 10 лет подтверждаются не только результатами наблюдений за прозрачностью в Мауна-Лоа [15], но и данными измерений рассеяния на аэрозоле в верхних слоях атмосферы, систематизированными Фольцем [16]. Эти данные представлены на рис. 3. На рис. 3 (верхняя половина) показан временной ход коэффициентов прозрачности атмосферы и мутности стратосферы в период с 1963 по 1967 г. Этот рисунок, так же как и данные [6], подтверждает, что после скачка в 1963 г. прозрачность атмосферы приближается к фоновой (если за фоновую считать прозрачность атмосферы в 1958—1962 гг.). Из рисунка видна также сезонная изменчивость прозрачности атмосферы. Максимальные значения прозрачности приходятся на май—июнь, наименьшие — на осенние месяцы. На рис. 3 (нижняя половина) изображен временной ход коэффициентов прозрачности и мутности в слое 17—23 км в тропических и умеренных широтах по данным сумеречных измерений с 1968 по 1972 г. (мутность стратосферы в терминах отношения смеси равна отношению аэрозольного коэффициента рассеяния к молекулярному). Средняя величина отношения коэффициентов рассеяния аэрозоля и воздуха за 1968—1972 гг. равна 0,3 с пределами колебаний 0,03—3. В соответствии с этими величинами были определены среднее значение коэффициента аэрозольного ослабления в стратосфере и вариации по сезонам. Выше 30 км модель аэрозольного ослабления принята с максимумом на высотах около 50 км. На наличие этого максимума указывают результаты ракетных исследований С. Грея [17].

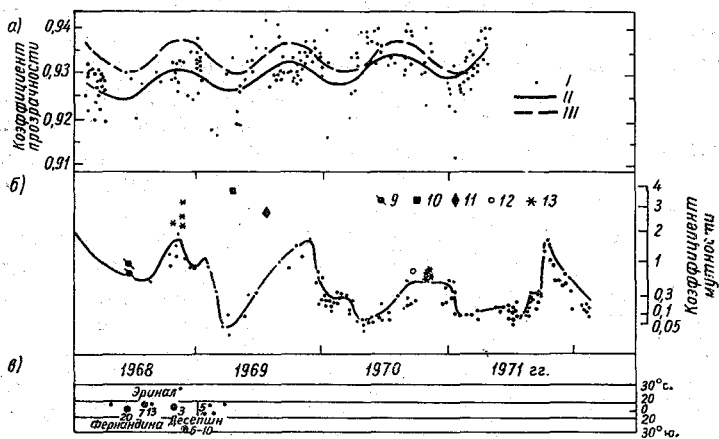
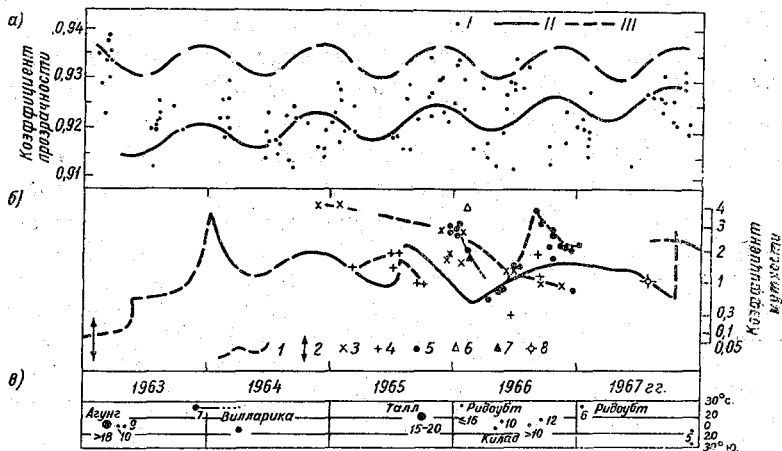


Рис. 3. Временной ход коэффициента прозрачности атмосферы на станции Мауна-Лоа (а) и коэффициента мутности в стратосфере тропических и умеренных широт (б) в период 1963—1971 гг. Вулканические извержения в северном и южном полушариях с 1963 по 1969 г. (в). Указана приблизительная высота (км) выноса продуктов извержения.

а: I — данные измерений; II и III — осреднение по методу наименьших квадратов, II — ход прозрачности с 1963 по 1971 г., III — экстраполяция данных за период 1958—1962 гг. (кривая приведена для сравнения);

б: I — данные измерений в Вайсенау, ФРГ (48,7° с.ш.) до октября 1967 г. и в Бедфорде, США (42,5° с.ш.) с октября 1967 г. Данные измерений на отдельных станциях в тропических широтах: 2 — Бостон (пределы изменчивости за 1958—1961 гг.), 3 — Мельбурн, 4 — Афины, 5 — Кит-Пик (32° с.ш.), 6 — Сан-Сальвадор, 7 — Пуна, 8 — Ванкувер, 9 — Аламогордо, 10 — Таиланд, 11 — Пуэрто-Рико, 12 — Ямайка, 13 — Уайт-Сендс.

Распределение по высоте коэффициентов аэрозольного ослабления (км^{-1}) для тропического, умеренного и субарктического широтных поясов ($\lambda = 0,55 \text{ мкм}$)

H км	Тропический пояс			Пояс умеренных широт						Субарктический пояс		
	Модели аэрозольного ослабления									CA-2	CA-3	
	T-1	T-2	T-3	У-1	У-2	У-3	CA-1	CA-2	CA-3			
0	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$		
1	$5,7 \cdot 10^{-2}$	1,3	1,4	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	1,4	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	1,0		
2	1,5	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$	1,5	2,1	$5,7 \cdot 10^{-2}$	7,2	1,1	1,1	$2,1 \cdot 10^{-2}$		
3	$9,5 \cdot 10^{-3}$	1,8	2,8	$9,5 \cdot 10^{-3}$	1,2	1,9	6,4	$9,5 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$	1,2		
4	7,6	$9,5 \cdot 10^{-3}$	1,2	7,6	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	6,4	7,6	7,6	$7,6 \cdot 10^{-3}$		
5	6,6	6,6	$7,5 \cdot 10^{-3}$	6,6	6,6	6,6	5,6	6,6	6,6	6,6		
6	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0		
7	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6		
8	1,8	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4		
9	1,6	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$		
10	1,5	5,6	3,0	6,1	3,0	3,0	6,1	3,0	3,0	3,0		
11	1,4	4,1	1,8	5,6	2,0	1,8	5,6	2,0	2,0	1,8		
12	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$		
13	1,3	3,4	1,2	8,0	2,1	1,2	8,0	2,1	2,1	1,2		
14	1,3	3,2	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	2,7	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	2,7	2,7	$9,0 \cdot 10^{-5}$		
15	1,2	2,8	8,4	1,2	2,9	8,4	1,2	2,9	2,9	8,4		
16	1,3	2,9	8,0	1,3	3,0	8,0	1,1	2,0	2,0	8,0		
17	1,4	2,9	7,5	1,2	2,7	7,5	$7,0 \cdot 10^{-4}$	1,3	1,3	7,5		
18	1,5	3,0	$9,4 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-4}$	2,4	6,1	2,0	$9,5 \cdot 10^{-5}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$	6,1		

Н км	Тропический пояс			Пояс умеренных широт					Субарктический пояс		
	Модели аэрозольного ослабления										
	T-1	T-2	T-3	У-1	У-2	У-3	СА-1	СА-2	СА-3		
19	1,4	2,8	$6,0 \cdot 10^{-5}$	5,0	1,6	6,0	$8,6 \cdot 10^{-5}$	7,9	6,0		
20	1,3	2,5	6,9	1,8	1,2	6,9	6,9	6,9	6,9		
21	1,2	2,1	6,5	1,1	$8,5 \cdot 10^{-5}$	6,5	6,6	6,6	6,5		
22	$6,0 \cdot 10^{-4}$	1,7	6,4	$7,4 \cdot 10^{-5}$	7,0	6,4	6,4	6,5	6,4		
23	1,8	1,3	6,2	6,1	6,3	6,2	6,2	6,3	6,2		
24	1,1	$9,0 \cdot 10^{-5}$	6,1	6,0	6,2	6,1	6,1	6,2	6,1		
25	$7,0 \cdot 10^{-5}$	7,0	6,0	6,0	6,1	6,0	6,0	6,1	6,0		
26	6,4	6,4	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0		
27	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$		
28	5,9	5,9	5,9	5,9	5,9	5,9	5,9	5,9	5,9		
29	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8		
30	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7		
35	5,3	5,3	5,3	5,3	5,3	5,3	5,3	5,3	5,3		
40	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0		
45	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7		
50	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2		
55	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$		
60	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0		
80	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$		

Примечание. Модели T-1, У-1, СА-1 — для периода октябрь—декабрь, T-2, У-2, СА-2 — среднее для сезона «лето» и «зима», T-3, У-3, СА-3 — для периода апрель—май. Необходимо отметить, что, хотя каждая модель привязана к определенному времени года, указанные границы не являются жесткими и могут слегка изменяться в соответствии с местными условиями.

Для моделирования аэрозольного ослабления в нижней тропосфере были использованы упомянутые выше данные фоновых наблюдений [14], данные самолетных и аэростатных исследований, результаты измерений на научно-исследовательском судне «Академик Курчатов» и др. [18—22]. При построении моделей аэрозольного ослабления в нижнем пятикилометровом слое атмосферы профиль коэффициентов аэрозольного ослабления подыскивался таким образом, чтобы общая оптическая толщина атмосферы для различных широтно-сезонных моделей совпадала со средними данными фоновых измерений. Наземные значения коэффициентов аэрозольного ослабления для длины волны 0,55 мкм приняты равными 0,158, что соответствует дальности видимости 25 км. Исключение составляет субарктическая модель, где предельно высокое значение прозрачности привязано к дальности видимости 100 км.

Помещенные в табл. 1 значения коэффициентов аэрозольного ослабления, соответствующие моделям аэрозольного ослабления для трех широтных поясов, относятся к длине волны 0,5 мкм. Расчеты для других областей спектра могут быть проведены по формуле А. Ангстрема [23]

$$a_{\lambda}(d) = \beta \lambda^{-n},$$

где β — коэффициент мутности по Ангстрему, численно равный коэффициенту аэрозольного ослабления для длины волны $\lambda = 1$ мкм. Показатель степени n является обобщенной характеристикой распределения частиц по размерам, осредненное значение которого по данным как Ангстрема, так и Фольца составляет 1,3 для умеренных и субарктических широт. В тропических широтах данных по n немного. Наиболее полные данные приведены в статье О. Д. Бартеновой и др. [20]. Измерения с июня по сентябрь показали, что n может изменяться от 1,5 до 0,3 (мгла) с тенденцией к понижению средней величины до 0,6—0,8 для середины лета. Данные о пониженном значении n над Тихим океаном, опубликованные А. Гуттманом [24], позволяют предположить, что низкие значения n характерны для всего тропического пояса. Спектральный ход аэрозольного ослабления в стратосфере был принят нейтральным. На справедливость этого приближения указывают многочисленные данные оптического зондирования атмосферы в видимой области спектра, наблюдения с космических кораблей, обсужденные Г. В. Розенбергом [18], данные аэростатного зондирования [19].

В заключение отметим, что приведенные выше модели являются лишь первым приближением и по мере пополнения экспериментального материала в дальнейшем должны уточняться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Elterman L. Atmospheric attenuation model, 1964. Report AFCRL-64-740, Environmental research papers, 1964, N 46. 40p.
2. Сандомирский А. Б., Розенберг Г. В. О высотном ходе коэффициента рассеяния в стратосфере по измерениям с космического корабля «Со-

3. Микиров А. Е. Исследования яркости атмосферы на высотах 120—450 км.— «Космические исследования», 1965, т. 3, вып. 2, с. 284—296.
4. Решение прямых и некоторых обратных задач атмосферной оптики методом Монте-Карло. Новосибирск, Сибирское отделение изд-ва «Наука», 1968, с. 45—47. Авт.: И. И. Марчук, Г. А. Михайлов, М. А. Назаралиев, Р. А. Дарбинян.
5. Elterman L. UV, visible and IR attenuation for altitudes to 50 km, 1968. Report AFCRL-68-0153, Environmental research papers, 1968, N 285. 43 p.
6. Ellis H. T., Pueschel R. F. Solar radiation: Absence of air pollution trends at Mauna Loa.— «Sci.», 1972, vol. 172, p. 845—849.
7. Menon M. P., Menon K. K., Kuroda P. K. On the stratospheric fallout of Bomb-produced cesium isotopes.— «J. Geophys. Res.», 1963, vol. 68, N 15, p. 4495—4499.
8. Chang D., Wexler R. Relation of aerosols to atmospheric features. Final Report AFCRL-68-0360, 1968. 25 p.
9. Gambling D. J., Bartusek K. and Elford W. A 12-month study of aerosol below 60 km.— «J. Atm. and Terr. Physics», 1971, vol. 33, p. 1403—1413.
10. Grams G., Fiocco G. Stratospheric aerosol layer during 1964 and 1965.— «J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 14, p. 3523—3542.
11. Kondratyev K. Ya. et al. Direct solar radiation up to 30 km and Stratification of attenuation components in the stratosphere.— «Appl. Opt.», 1967, vol. 6, N 2, p. 197—207.
12. Rossler R. The aerosol layer in the stratosphere.— «Space Research», 1968, vol. 8, p. 633—636.
13. Rosen J. M. Simultaneous dust and ozone sounding over North and Central America.— «J. Geophys. Res.», 1968, vol. 73, p. 479—486.
14. Atmospheric turbidity data for the world. Vol. 1. Us Departments of Commerce. National Oceanic and Atmospheric Administration, Environmental Data Service. WMO, 1971, p. 1—122.
15. Pueschel R. F. Normal incidence solar radiation trends on Mauna Loa, Hawaii.— In: Proc. Int. Rad. Symp., Sendai, Japan, May 26 — June 2, 1972. Meteorol. Soc. Japan, 1972, p. 164—168.
16. Volz F. E. On dust in the tropical and midlatitude stratosphere from recent twilight measurements.— «J. Geophys. Res.», 1970, vol. 75, N 9, p. 1641—1646.
17. Gunnold D. M., Gray C. R., Merritt D. C. Stratospheric aerosol layer detection.— In: Proc. Int. Rad. Symp., Sendai, Japan, May 26 — June 2, 1972. Meteorol. Soc. Japan, 1972, p. 192—204.
18. Розенберг Г. В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля.— «Успехи физ. наук», 1968, т. 95, № 1, с. 159—203.
19. Kondratyev K. Ya. et al. Aerosol structure of the troposphere and stratosphere. In: Thesis Symp. on radiation including satellite techniques at Bergen, Aug. 22—28, 1968, p. 32—45.
20. Бартенева О. Д., Веселова Л. К., Никитинская Н. И. Об оптических свойствах атмосферного аэрозоля тропической зоны Атлантического океана.— В кн.: 1р. Межведомственной экспедиции ТРОПЭКС-72. Т. 2. Л., Гидрометеоздат, 1973, с. 36—41.
21. Yamamoto G., Tanaka M. and Arai K. Hemispherical distribution of turbidity coefficient as estimated from direct solar radiation measurements.— «J. Meteorol. Soc. Japan», 1968, vol. 46, N 4, p. 287—298.
22. Mani A., O. Chacko and S. Hariharan. A study of Angström's turbidity parameters from solar radiation measurements in India.— «Tellus», 1969, vol. 21, N 6, p. 829—843.
23. Angström A. Techniques of determining the turbidity of the Atmosphere.— «Tellus», 1961, vol. 13, N 2, p. 214—223.
24. Guttman A. Extinction coefficient measurements of clear atmospheric and thin cirrus clouds.— «Appl. Opt.», 1968, vol. 7, N 12, p. 125—134.

В. Д. СТЕПАНЕНКО, Б. Д. ПАНИН,
А. С. ГУРВИЧ, В. Н. КОЗЛОВ,
Д. Т. МАТВЕЕВ

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕПЛОЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ИСЗ «КОСМОС-243»

В результате обработки информации с ИСЗ «Космос-243» были получены значения радиоярких температур на 2-м — 4-м витках. Радиояркие температуры $T_{я}$ определялись главным образом над участками суши и частично при полете над водными поверхностями морей, омывающих Советский Союз.

Основные технические параметры радиометрической аппаратуры достаточно подробно рассмотрены в работе [1]. Поэтому мы укажем лишь длины волн λ СВЧ радиометров: 0,8; 1,35; 3,4 и 8,5 см.

Возможность определения температуры морской поверхности обсуждается в работах [1—5].

Значительно более трудной задачей является определение температуры поверхности суши радиометрическим методом с ИСЗ. Это вызвано тем, что в реальных условиях наблюдаются значительные вариации коэффициента излучательной способности ϵ как за счет вариаций электрофизических свойств суши, так и за счет влияния смачивания земли осадками.

Рассматривая ход радиояркой температуры, можно заметить, что значения ее меняются по мере продвижения подспутниковой точки из низких широт в высокие и обратно. При этом наблюдается монотонный рост или падение радиояркой температуры. В табл. 1 в качестве примера приведены максимальные значения изменчивости радиоярких температур $T_{я}$, температуры подстилающей поверхности T_0 и температуры воздуха у земли $T_{в}$.

Необходимо отметить, что при определении радиояркой температуры четко прослеживаются участки суши (моря), линейные размеры которых превышают угол зрения радиометра (30—60 км). Если линейные размеры излучающей поверхности (маленькие острова, реки, горы и т. д.) меньше угла зрения радиометра, то в радиометр попадает излучение смежных подстилающих поверхностей, вследствие чего наблюдается увеличение или уменьшение радиояркой температуры. Тогда, учиты-

Таблица 1

Изменчивость $T_{\text{Я}}$, T_0 и $T_{\text{В}}$ (К) в зоне 40—72° с. ш.

Выток	$\Delta T_{\text{Я}}$	ΔT_0	$\Delta T_{\text{В}}$
2	20	29	18
3	27	24	15
4	25	20	14

вая указанное обстоятельство и инерционность радиотеплолокаторов, нельзя брать за истинные значения радиоярких температур измеренные значения последних. Вместе с тем качественный анализ кривых $T_{\text{Я}}$ позволяет отмечать наличие мелких излучающих объектов, что необходимо при интерпретации радиометрических данных.

Данные табл. 2 позволяют сравнить контрасты радиоярких температур, получающиеся при радиометрических измерениях на стыке двух разнородных поверхностей. В табл. 3 приведены значения $T_{\text{Я}}$ для одинаковых поверхностей, но для разных длин волн.

На рис. 1 изображены профили радиояркой температуры, температуры подстилающей поверхности и излучательной способности для тундры и лесотундры.

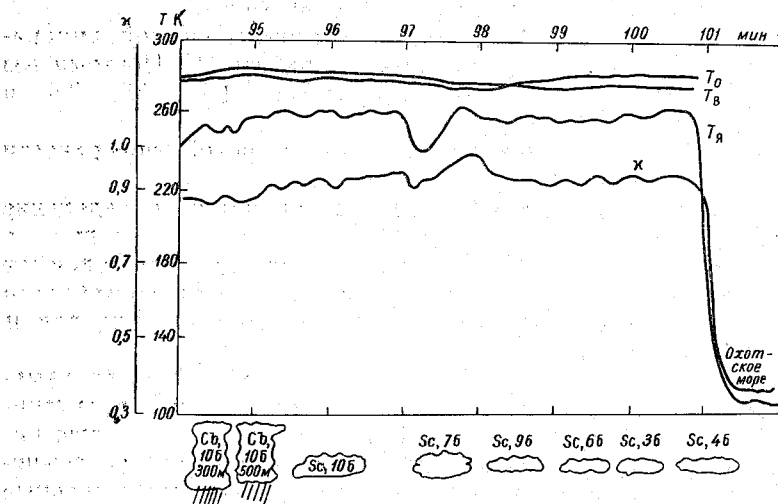


Рис. 1. Радиометрические и метеорологические данные для тундры и лесотундры ($\lambda=3,4$ см).

Вариациям радиояркой температуры в рассматриваемых зонах соответствуют вариации коэффициента излучения подстилающей поверхности, рассчитанного по известным значениям $T_{\text{Я}}$ и T_0 . Значения χ монотонно увеличиваются от 0,86 до 0,95 ($\Delta\chi=0,09$). Самым низким значениям χ в этих зонах соответствуют районы выпадения ливневых осадков в области циклонов.

Таблица 2

Контрасты радиоярких температур (К) при перемещении подспутниковой точки с суши на море и при пересечении рек

Вид поверхности	$T_{я}$					
	мин.	ср.	макс.	мин.	ср.	макс.
	$\lambda=3,4$ см			$\lambda=8,5$ см		
Суша — море	145	165	190	70	145	170
Суша — реки	18	23	36	5	16	24

Ливневые осадки увлажняют почву, снижают ее излучательную способность вследствие изменения диэлектрической проницаемости. При переходе от поверхности суши к поверхности воды ϵ резко уменьшается.

Анализ вариаций ϵ с учетом известных электрофизических характеристик подстилающей поверхности дает возможность оценить излучательную способность подстилающей поверхности, влияние на нее метеорологических явлений (дождь, снег, ледяной покров и т. д.).

Таблица 3

Крайние и средние значения $T_{я}$ (К) на разных длинах волн над одной и той же точкой

Длина волны (см)	$T_{я}$	$\Delta T_{я \text{ макс}}$	$T_{я}$	$\Delta T_{я \text{ мин}}$	$T_{я}$	$\Delta T_{я \text{ ср}}$
8,5	248		265		235	
3,4	288	40	265	0	250	15

На рис. 2 изображен профиль радиояркой температуры на третьем витке. Над северо-западной частью Африканского континента наблюдается равномерный ход радиояркой температуры на длинах волн 3,4 и 8,5 см. По перепадам радиоярких температур, которые составляют 145—195 К, можно точно различить участки суши (о. Сицилия, Италия, Западная Европа) и моря (Средиземное, Тирренское, Адриатическое). При смещении подспутниковой точки на территорию Западной Европы радиояркая температура начинает сильно варьировать.

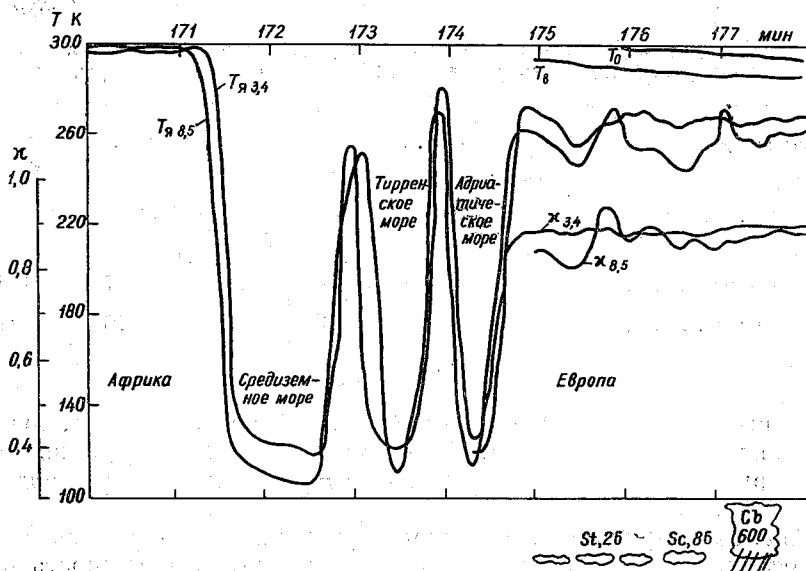


Рис. 2. Радиометрические и метеорологические данные при пересечении материков и морей.

Этот район характеризуется наличием горных массивов, рек, растительности и, кроме того, облачности с осадками. Смачивание земной поверхности осадками привело к изменению электрофизических характеристик, излучающей способности и радиояркой температуры в этом районе.

Были также составлены результаты измерений $T_{\text{я}}$ с ИСЗ и значения T_0 , измеренные на метеостанциях в районах, прилегающих к проекции орбиты. Результаты этих сопоставлений, относящихся к тундре, Восточной Сибири, Приморью и другим районам, показывают, что вариации $T_{\text{я}}$ больше вариаций T_0 , что вызвано изменчивостью излучательной способности подстилающей поверхности. Для более или менее однородных участков связь $T_{\text{я}}$ с T_0 значительно лучше, чем для участков со сложным рельефом.

Полученные в ходе эксперимента радиометрические данные использовались для определения статистических характеристик, в первую очередь изменчивости радиоярких температур.

На ЭВМ М-20 вычислялись следующие статистические характеристики поля радиояркой температуры: 1) средние значения ($\bar{T}_{\text{я}}$); 2) среднее квадратическое отклонение $T_{\text{я}}$ от среднего значения (σ); 3) распределение вероятности $T_{\text{я}}$, т. е. нахождение числа попаданий некоторых значений $T_{\text{я}}$ в различные интервалы; 4) нормированная пространственная автокорреляционная функция $\rho(l)$ (l — расстояние в километрах).

Для получения статистических характеристик на длинах волн 3,4 и 8,5 см были выбраны три района с различными подстилающими поверхностями. При этом для каждого района использовались данные по двум длинам волн.

Некоторые результаты обработки представлены в табл. 4 и на рис. 3 и 4. Из анализа результатов обработки вытекает следующее.

По всем рассматриваемым районам среднее значение радиояркой температуры $\bar{T}_я$ на $\lambda=3,4$ см оказалось несколько больше, чем на $\lambda=8,5$ см. Такое различие можно объяснить дополнительным влиянием атмосферы на величину $T_я$ на $\lambda=3,4$ см и различной толщиной слоя подстилающей поверхности, в котором формируется излучение. На $\lambda=8,5$ см радиоизлучение определяется практически только подстилающей поверхностью, а на $\lambda=3,4$ см к собственному излучению подстилающей поверхности добавляется излучение атмосферы. Кроме того, увеличение $T_я$ на $\lambda=3,4$ см связано с зависимостью коэффициента излучения от длины волны, т. е. $\kappa=\kappa(\lambda)$.

Таблица 4

Некоторые характеристики радиоярких температур (К) для различных районов суши и для разных длин волн

Характеристика $T_я$	λ см									
	0,8	1,35	0,8	1,35	0,8	1,35	3,4	8,5	3,4	8,5
	Лесостепь		Тундра и лесотундра		Тайга		Пустыни Северной Африки		Пересеченная местность Европы	
Мин.	247	256	218	225	242	245	282	278	247	232
Ср.	262	271	236	245	254	259	296	290	260	253
Макс.	283	279	253	253	266	265	300	297	266	280
l (км) при $\rho(l)=0,1$	120	150	60	38	50	70	350	180	55	70

Средние квадратические отклонения $\sigma_{3,4}$ и $\sigma_{8,5}$ для северо-восточных районов Африки близки друг к другу и лежат в пределах 4—5 К. Такие значения σ , характеризующие небольшую изменчивость $T_я$, объясняются однородностью подстилающей поверхности и атмосферы в этом районе.

Для Центральной Европы $\sigma_{3,4}=4,4$ К, а $\sigma_{8,5}=11,5$ К. Значительные пространственные вариации $T_я$ на $\lambda=8,5$ см можно объяснить, по-видимому, влиянием промышленных помех в связи с особенностями приемного тракта на этой длине волны.

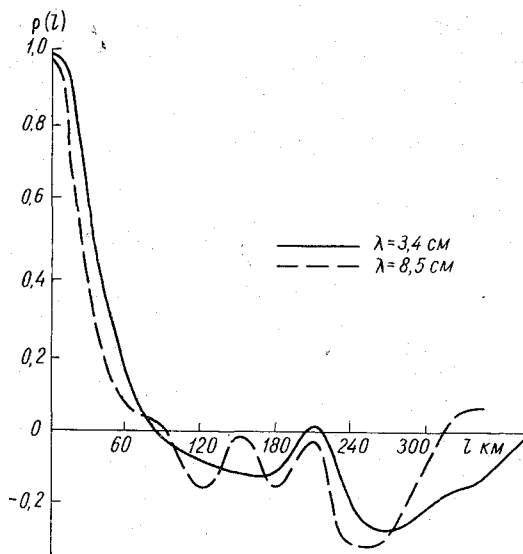


Рис. 3. Корреляционная функция $\rho(l)$ для Центральной Европы.

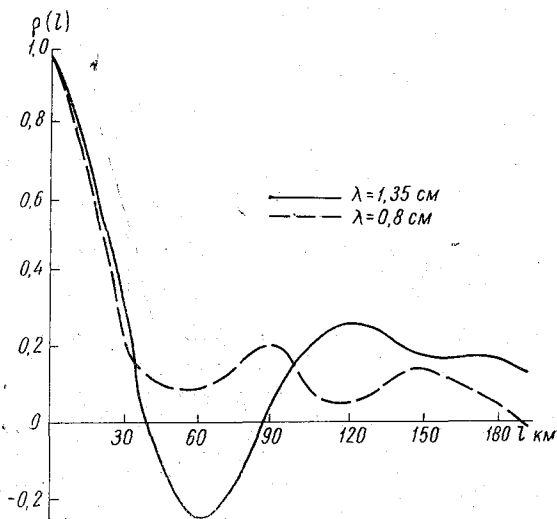


Рис. 4. Корреляционная функция $\rho(l)$ для тундры.

Для Восточной Сибири и Приморья $\sigma_{3,4} > \sigma_{8,5}$, они равны соответственно 10 и 5 К. Относительно большее значение $\sigma_{3,4}$ связано с выпадением осадков в этих районах.

Заключение

На основании обработки результатов радиометрических измерений на ИСЗ «Космос-243» выявлены особенности распределения радиоярких температур в зависимости от различных подстилающих поверхностей и длин волн радиометров.

Одновременные радиометрические и метеорологические измерения позволили определить значения коэффициентов излучения и их вариации для акваторий некоторых морей и участков суши.

Контрасты радиоярких температур $\Delta T_{\text{я}}$ при переходе от суши к морю составляют в среднем для $\lambda=3,4$ см 165 К, а для $\lambda=8,4$ см 145 К. При пересечении крупных рек средние значения $\Delta T_{\text{я}}$ соответственно равны 23 и 16 К.

Для районов с достаточно однородными электрофизическими характеристиками (пустыни) среднее квадратическое отклонение радиоярких температур σ на указанных длинах волн находится в пределах 4—5 К. Для районов с пересеченной местностью $\sigma=5\div 12$ К. На длинах волн 1,35 и 0,8 см (лесостепь) отмечаются меньшие вариации $T_{\text{я}}$ ($\sigma=3\div 5$ К), для тундры $\sigma=5\div 7$ К.

Пространственные корреляционные функции $\rho(l)$ показывают, что на $\lambda=3,4$ см коэффициент корреляции убывает с увеличением расстояния l медленнее по сравнению с $\rho(l)$ для $\lambda=8,5$ см. При этом на обеих длинах волн отмечается заметное различие $\rho(l)$ в зависимости от типа подстилающей поверхности. На длинах волн 0,8 и 1,35 см уменьшение происходит быстрее, чем на указанных более длинных волнах.

Вследствие большой изменчивости коэффициента излучения суши связь между ее температурой и $T_{\text{я}}$ существенно хуже.

Авторы выражают благодарность Б. В. Борисову, С. Г. Касперовичу, Г. В. Елисееву и А. М. Молдаванову за помощь, оказанную при обработке исходных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Г. Радиоизлучение Земли как планеты. М., «Наука», 1974. 187 с.
2. Перенос микроволнового излучения в атмосфере.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 222. 161 с.
3. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Мелентьев В. В. Определение температуры водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 222, с. 49—53.
4. Кондратьев К. Я. К возможности интерпретации данных измерений уходящего теплового радиоизлучения с целью определения температуры подстилающей поверхности и влагосодержания атмосферы.— «Метеорология и гидрология», 1969, № 4, с. 3—9.
5. Матвеев Д. Т. Об интерпретации измерений уходящего микроволнового излучения поверхности океана по спутниковым данным.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 8, с. 36—42.

*К. Я. КОНДРАТЬЕВ, О. Б. ВАСИЛЬЕВ,
О. М. ПОКРОВСКИЙ, Г. А. ИВАНЯН*

ДИСТАНЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЯРКОСТИ В УЗКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛАХ

Дистанционное исследование природной среды основывается, как правило, на дистанционной регистрации ряда признаков, в том числе и основанных на спектральных и интегральных отражательных свойствах различных природных образований. Широко используется и информация о временной и пространственной изменчивости указанных характеристик.

Настоящая работа посвящена методике дистанционной индикации природных образований по измерениям коэффициентов яркости в узких спектральных интервалах. Приводятся методы определения наиболее информативных спектральных интервалов. Описана методика получения обучающего массива коэффициентов спектральной яркости с помощью четырехобъективной фотокамеры. Обсуждается также проблема построения универсального алфавита классов природных образований.

1. Выбор оптимальных спектральных интервалов

Эффективность изучения природной среды с помощью многозональной съемки во многом обусловлена правильным выбором оптимальной совокупности спектральных интервалов («каналов») съемок. Такая совокупность должна удовлетворять требованию максимальной информативности при минимальном числе спектральных интервалов (ввиду большого объема получаемой информации исключение ее избыточности крайне важно).

В настоящее время проблема оптимального выбора интервалов съемки в связи с широким применением космических аппаратов для изучения природных ресурсов Земли приобрела особую актуальность. Однако решение данной проблемы затрудняется рядом обстоятельств: отсутствием достаточного количества сопоставимых данных о спектральных отражательных характеристиках — коэффициентах спектральной яркости (КСЯ), спектральных альбедах (СА), спектральных яркостях (СЯ), спектральных контрастах (СК) и др. — природных образований; отсутствием

количественных оценок изменчивости указанных характеристик во времени (особенно от сезона к сезону) для разных территорий; трудностью определения реальной встречаемости образований с определенными оптическими характеристиками; отсутствием данных о влиянии всей толщи атмосферы на наземные спектральные отражательные характеристики и т. д.

Задача выбора оптимальной совокупности спектральных интервалов для дистанционной индикации природных образований из космоса решена на основе объективного (количественного) анализа информационного содержания КСЯ, СА или СЯ в раз-

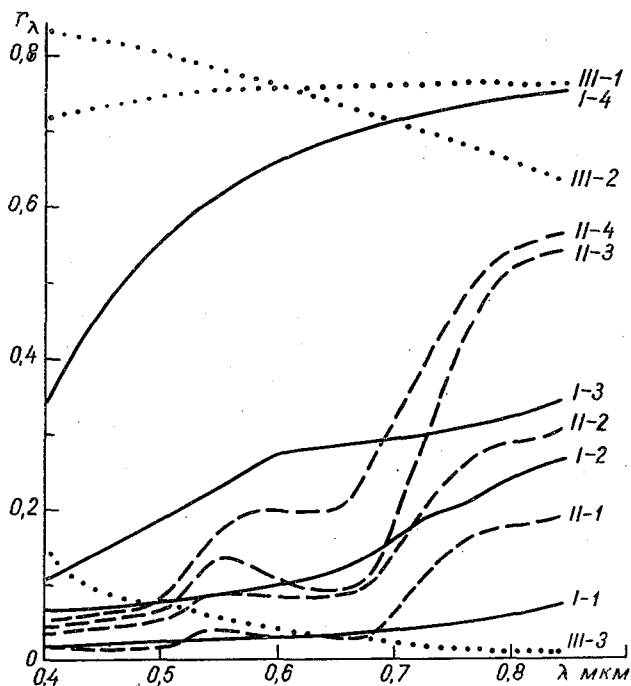


Рис. 1. Спектрофотометрическая классификация природных образований, по Е. Л. Кринову [2].

Класс I. Обнажения и почвы: 1 — почвы черноземные и супесчаные, грунтовые дороги и др.; 2 — почвы оподзоленные, суглинистые и др., шоссевые дороги, некоторые типы строений и т. д.; 3 — пески, различные обнажения пустыни, некоторые горные породы и др.; 4 — известняк, глина и некоторые наиболее светлые объекты.

Класс II. Растительные образования: 1 — хвойные породы лесных насаждений в зимний период; 2 — хвойные породы лесных насаждений в летний период, суходольные луга и вообще травяные покровы с недостаточно сочной растительностью; 3 — лесные насаждения лиственных пород в летний период и все травяные покровы с густой и сочной растительностью; 4 — лесные насаждения в период осенней окраски и созревшие (пожелтевшие) полевые культуры.

Класс III. Водные поверхности и снежный покров: 1 — снег, покрытый ледяной коркой; 2 — свежеснеживший снег; 3 — водная поверхность.

личных участках спектра, причем были использованы разные методы и сопоставлены полученные результаты.

В работах [1, 5] (первый метод) с целью выбора характерных длин волн для кодирования спектров отражения была рассмотрена информативность КСЯ (r_λ) и СА (A_λ) в диапазоне длин волн 0,4—1,0 мкм различных типов природных образований по спектрофотометрической классификации Е. Л. Кривова [2] (рис. 1). В качестве меры информативности была выбрана энтропия для различных длин волн $H(\lambda)$:

$$H(\lambda) = - \sum_{i=1}^n P_i \log_2 P_i, \quad (1)$$

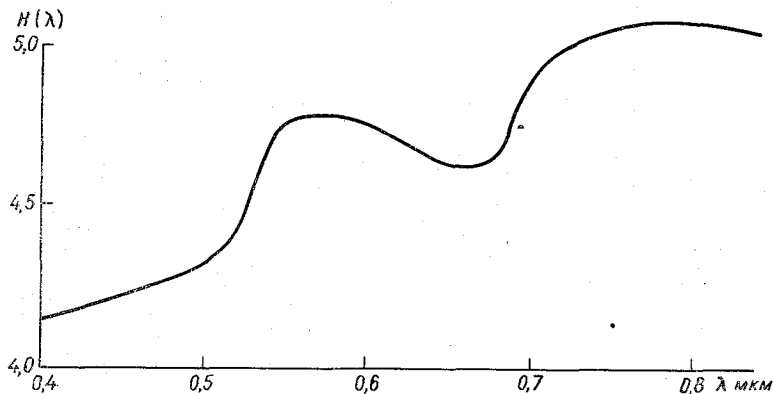


Рис. 2. Зависимость энтропии $H(\lambda)$ от длины волны λ (для суши).

где P_i — вероятность получения КСЯ в интервале от r_i до r_{i+1} , когда весь диапазон значений r_λ от 0 до 1 разбивается на $n=50$ состояний с $\Delta r=0,01 \div 0,03$. Результаты вычислений $H(\lambda)$ для суши приведены на рис. 2 (принята следующая встречаемость типов природных образований: почвы 0,20; растительность 0,56; снег и облака 0,20; водная поверхность 0,04). Анализ этого рисунка показывает, что для суши энтропия в целом возрастает с увеличением длины волны, имея наибольшие значения при $\lambda=0,56 \div 0,57$ мкм и $\lambda=0,8 \div 0,82$ мкм (или более). Наблюдаемое при $\lambda=0,68$ мкм некоторое понижение энтропии обусловлено принятым высоким значением встречаемости растительности. При других априорных распределениях типов природных образований на $\lambda=0,68$ мкм также наблюдается небольшой локальный максимум. Для оценки зависимости возможных ошибок в определении КСЯ от длины волны были рассчитаны величины $\gamma = \frac{dr}{d\lambda}$. Значение $\gamma=0,00125$ соответствует ошибке в оценке СА или СЯ в 0,025, если ошибка определения длины волны составляет 0,02 мкм, что вполне приемлемо. При этом «разрешенными» зонами для выбора

характерных длин волн оказываются: класс I $\lambda > 0,51$ мкм; класс II $0,55 \text{ мкм} < \lambda < 0,67 \text{ мкм}$; $\lambda > 0,80$ мкм; класс III $0,41 \text{ мкм} < \lambda < 0,84$ мкм. Общими для всех классов являются два участка спектра: $0,55 \text{ мкм} < \lambda < 0,68 \text{ мкм}$ и $0,8 \text{ мкм} < \lambda < 0,84 \text{ мкм}$.

В качестве рекомендуемых спектральных интервалов для многоцелевой съемки природных образований (с учетом вышеприведенных расчетов) в работах [1, 5] выделены следующие: $\Delta\lambda_1 = 0,55 \div 0,56$ мкм, $\Delta\lambda_2 = 0,66 \div 0,68$ мкм и $\Delta\lambda_3 = 0,8 \div 0,82$ мкм.

В работе [3] (второй метод) наиболее информативные (в данном случае наиболее контрастные) спектральные интервалы в диапазоне $0,4—0,84$ мкм выделены на основе расчетов наземных спектральных контрастов между различными типами природных образований. Эти контрасты были рассчитаны для парных сочетаний (число которых равно 55) 11 типов криновской классификации [2], представленных на рис. 1. Спектральный контраст вычислялся через $0,01$ мкм по формулам:

$$K_\lambda = \frac{r_{1\lambda} - r_{2\lambda}}{r_{1\lambda}} \text{ при } r_{1\lambda} > r_{2\lambda}, \quad (2)$$

$$K_\lambda = \frac{r_{2\lambda} - r_{1\lambda}}{r_{2\lambda}} \text{ при } r_{2\lambda} > r_{1\lambda}. \quad (3)$$

Для каждого сочетания в диапазоне $0,5—0,84$ мкм вычислялось среднее значение СК: \bar{K} . В выделенных по условию $K_\lambda > \bar{K}$ участках спектра снова вычислялось среднее: \bar{K}_I . Принцип «больше среднего» (в данном случае $K_\lambda > \bar{K}_I$) применялся для этих участков.

Во вторично выделенных участках снова вычислялось среднее значение: \bar{K}_{II} . В качестве наиболее контрастных выделились те спектральные интервалы, в которых выполнялись условия $K_\lambda > \bar{K}_{II}$ и т. д. По распределению выделенных во всех приближениях контрастных случаев по длинам волн выделялись те спектральные интервалы, где сумма случаев была больше среднего для всех длин волн.

В [3] рассчитаны наиболее контрастные спектральные интервалы также с учетом оценок реальной встречаемости парных сочетаний типов природных образований на территории Советского Союза.

Для съемки всех типов природных образований криновской классификации в качестве рекомендуемых выделены следующие спектральные интервалы: $0,5—0,55$; $0,58—0,67$; $0,73—0,82$ мкм без учета встречаемости и $0,66—0,67$; $0,73—0,84$ мкм с учетом встречаемости.

Выбранные по максимальным контрастам спектральные интервалы должны быть откорректированы с учетом величины γ , приведенной выше. При съемке из космоса из полученных интервалов должна быть исключена область, занимаемая полосой пог-

лощения озона Шапшюи. При учете этих обстоятельств окончательно получим следующие рекомендуемые интервалы: 0,52—0,55; 0,65—0,67; 0,80—0,84 мкм.

Третий метод выбора наиболее информативных спектральных интервалов для съемки, а также для идентификации природных образований по спектральным отражательным характеристикам основан на регрессивной постановке данной задачи с введением количественной меры информации. Пусть I_i — математическое ожидание признака (в нашем случае значений КСЯ или СА) природных образований класса A_i данной классификации. Предположим, что c_i — часть площади в идентифицируемом участке, занятой классом A_i . В таком случае значение признака идентифицируемого участка связано со значениями признаков составляющих его классов следующим образом:

$$I(\lambda) = \sum_{i=1}^n c_i I_i(\lambda) + \varepsilon(\lambda). \quad (4)$$

Здесь λ — длина волны, $\varepsilon(\lambda)$ — случайная ошибка измерений. Искомые коэффициенты c_i удовлетворяют очевидным условиям:

$$\sum_{i=1}^n c_i = 1, \quad 0 \leq c_i \leq 1. \quad (5)$$

Выбрав в (4) сетку значений $\lambda = \{\lambda_j\}$ ($j=1, 2, \dots, l$), приходим к системе линейных алгебраических уравнений относительно c_i , образующей вектор \underline{c} :

$$I = \underline{A} \underline{c} + \varepsilon, \quad (6)$$

$$I = \{I(\lambda_1), \dots, I(\lambda_l)\},$$

$$A = \{a_{ji}\} = \{I_i(\lambda_j)\} \quad (i = 1, 2, \dots, n; \quad j = 1, 2, \dots, l),$$

$$\varepsilon = \{\varepsilon(\lambda_1), \dots, \varepsilon(\lambda_l)\}.$$

Учитывая стохастический характер распределения природных образований, целесообразно интерпретировать решение \underline{c} как случайный гауссовский вектор. Его полностью характеризует вектор математических ожиданий \underline{s} и матрица вторых моментов M_c (или, что эквивалентно, ковариационная матрица K_c). Предположим также, что ε — случайный вектор, распределенный по нормальному закону с 0-вектором средних и с ковариационной матрицей K_ε . Тогда для количества информации (по Шеннону) о решении \underline{c} , содержащейся в $I = \{I(\lambda_1), \dots, I(\lambda_l)\}$, можно записать следующее выражение:

$$J(\underline{c}, I) = 0,5 \log \frac{|K_{II}|}{|K_\varepsilon|}, \quad (7)$$

где

$$K_{II} = \underline{A} K_c \underline{A}^* + K_\varepsilon.$$

При такой постановке задача выбора оптимальной совокупности спектральных интервалов состоит в получении алгоритма определения минимального набора $\lambda^*_1, \dots, \lambda^*_m$, при котором величина $J\{\underline{c}, I(\lambda^*_1, \dots, \lambda^*_m)\}$ достигла бы значения, близкого к максимальному. Нахождение абсолютного максимума $I(\underline{c}, I)$ путем перебора сочетаний из l по m значений λ практически нереализуемо вследствие того, что $l \gg m$. Для решения рассматриваемой задачи был применен метод последовательной максимизации количества информации, разработанный в работе [4]. На k -шаге этого алгоритма вычисляется приращение информации, связанное с включением первого измерения при $\lambda = \bar{\lambda}$:

$$\Delta J_k(\bar{\lambda}) = J\{\underline{c}, I(\lambda^*_1, \dots, \lambda^*_{k-1}, \bar{\lambda})\} - J\{\underline{c}, I(\lambda^*_1, \dots, \lambda^*_{k-1})\} \quad (8)$$

(на первом шаге осуществляется расчет $\Delta J_1 = I\{\underline{c}, I(\bar{\lambda})\}$). Максимум этой функции определяет очередное оптимальное значение $\lambda = \lambda^*_k$. При расчетах ΔJ_k на ЭВМ использовалось упрощенное представление (8), полученное в работе [4].

Расчеты по приведенной выше методике для 11 типов природных образований по спектрофотометрической классификации Е. Л. Кринова [2] проводились отдельно для диапазонов 0,4—0,84 и 0,4—2,5 мкм. В первом диапазоне использовались данные о КСЯ Е. Л. Кринова [2, стр. 98 и 99]. В диапазоне 0,8—2,5 мкм для тех же типов природных образований были использованы средние значения КСЯ и СА, рассчитанные по сопоставимым данным, взятым из научных публикаций. Приближенные оценки реальной встречаемости отдельных типов криновской

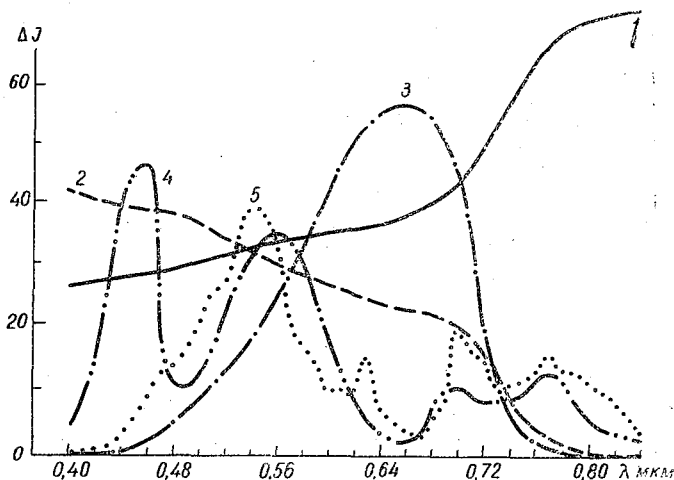


Рис. 3. Графики информационных характеристик ΔI_k ($k=1, 2, \dots, 5$) для диапазона 0,4—0,84 мкм.

классификации (компоненты вектора математических ожиданий \bar{c}) и их парных сочетаний (элементы матрицы вторых моментов M_c) были рассчитаны по физико-географическим и ландшафтным картам для суши умеренных широт северного полушария. Сезонная изменчивость спектральных отражательных характеристик была учтена на основе данных климатических справочников.

Результаты расчетов приведены на рис. 3—5. На рис. 3 помещены графики первых пяти информационных характеристик

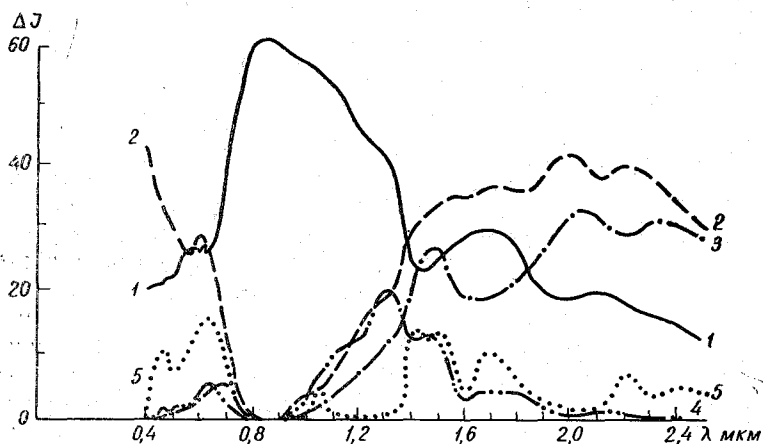


Рис. 4. Графики информационных характеристик ΔI_k ($k=1, 2, \dots, 5$) для диапазона 0,4—2,5 мкм.

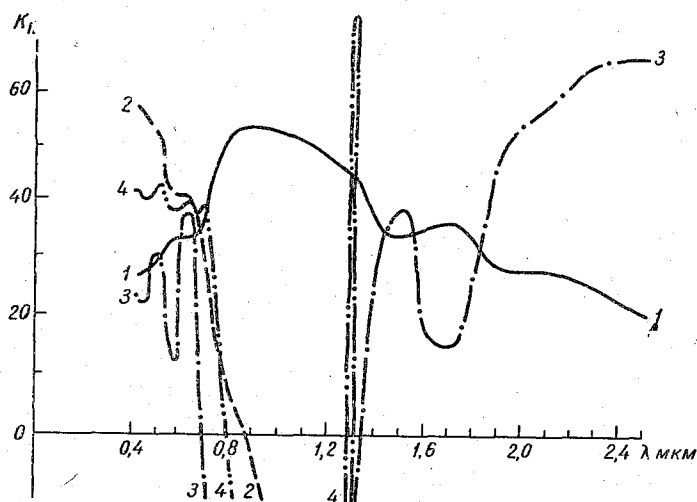


Рис. 5. Графики первых четырех собственных функций оператора K_{Π} для диапазона 0,4—2,5 мкм.

(1—5), относящихся к диапазону 0,4—0,84 мкм. В качестве наиболее информативных выделились спектральные интервалы с центрами при λ , равном 0,4; 0,46; 0,54; 0,66 и 0,84 мкм. На рис. 4 представлены результаты вычислений на пяти шагах алгоритма оптимизации в диапазоне 0,4—2,5 мкм. Оптимальные интервалы выделялись при следующих длинах волн: 0,4; 0,64; 0,84; 1,3 и 2,0 мкм. На третьем и четвертом шагах алгоритма обнаружилось, что при последующих шагах интервалы видимого диапазона оказываются менее информативными, чем их аналоги в близкой инфракрасной области.

Для сравнения на основе того же исходного материала были проведены расчеты по методике «главных компонент». Суть этой методики заключается в нахождении собственных векторов информационной матрицы (в данном случае матрицы K_{II}), соответствующих наибольшему собственным значениям. На рис. 5 представлены графики первых четырех собственных векторов K_{II} для диапазона 0,4—2,5 мкм. График первого вектора качественно ничем не отличается от графика ΔJ_1 (рис. 4). Хотя второй вектор несколько отличается от соответствующей информанты, результат оптимального выбора один и тот же. Третий и четвертый векторы указывают на оптимальные участки при λ , равном 0,66; 1,3 и 2,5 мкм, согласующиеся (за исключением $\lambda=2,5$ мкм) с соответствующими интервалами, выбранными по информационным кривым. Это свидетельствует о достаточной надежности методики выбора оптимальной совокупности.

При съемке земной поверхности из космоса для выбора спектральных интервалов весьма существен учет влияния атмосферы на отражательные характеристики природных образований. Эта так называемая передаточная функция атмосферы ввиду использования наземных данных о КСЯ и СА при выполнении расчетов не была учтена.

Пример расчета составляющих передаточной функции атмосферы для КСЯ в диапазоне 0,4—0,69 мкм по данным измерений на борту пилотируемого космического корабля «Союз-9» и в наземных условиях приведен в работе [5]. Исходя из полученных в этой работе результатов, спектральные интервалы с центрами $\lambda=0,4$ мкм и $\lambda=0,46$ мкм необходимо исключить, так как вследствие сильного рассеяния света в этих интервалах атмосфера сильно сглаживает контрасты между различными природными объектами. Отметим, что путем сопоставления данных съемки земной поверхности в сине-фиолетовом и инфракрасном участках спектра можно количественно оценить указанное влияние атмосферы. Спектральный интервал с центром $\lambda=1,3$ мкм лежит на крыле полосы поглощения водяного пара, количество которого в атмосфере над данной территорией сильно варьирует, что затрудняет учет его поглощения. Ход четвертой кривой на рис. 5 указывает, что этот интервал следует сместить к $\lambda=1,2$ мкм.

С учетом возможного влияния передаточной функции атмосферы из выделенных по всем методам спектральных интервалов

в качестве наиболее информативных можно рекомендовать интервалы с центрами при $\lambda=0,55; 0,67; 0,82; 1,2; 2,0$ и $2,5$ мкм.

Более корректный и строгий учет влияния атмосферы в последнем методе возможен при использовании в предлагаемом алгоритме модифицированной формулы

$$I(\lambda) = \tau(\lambda) \sum_{i=1}^n c_i I_i(\lambda) + \eta(\lambda) + \varepsilon(\lambda). \quad (9)$$

Здесь $\tau(\lambda)$ — передаточная функция атмосферы; $\eta(\lambda)$ — функция, описывающая вклад диффузного излучения в измеряемую характеристику.

2. Методика фотографических измерений коэффициентов яркости природных образований в узких спектральных интервалах

На первом этапе обработки методики дистанционных исследований природной среды наиболее целесообразным нам представляется использование фотографической съемки. Среди систем дистанционной индикации фотокамеры являются наиболее простыми по устройству и принципу действия приборами, надежными в работе, и выделяются своими большими информационными возможностями. С помощью фотокамеры одновременно с информацией о спектральных отражательных свойствах изучаемых объектов получают их изображение — фотографию, что крайне необходимо для точной привязки.

Для экспериментальной проверки оптимальности выбранной в п. 1 совокупности спектральных интервалов на кафедре физики атмосферы ЛГУ была создана четырехобъективная фотокамера. Для этого использовались выпускаемые отечественной промышленностью стереофотоаппараты «Спутник» ($f=75$ мм, относительное отверстие 1:4,5). Фотография четырехобъективной камеры приведена на рис. 6.

При съемке природных образований спектральные интервалы выделялись с помощью интерференционных фильтров; интерференционные фильтры с блендами надевались на объективы камер. Такое расположение фильтров обладает тем недостатком, что, вследствие зависимости длины волны максимального пропускания фильтра от угла падения лучей, в фокальной плоскости на разных расстояниях от центра кадра изображение получается в различных длинах волн. На рис. 7 в качестве примера показано распределение длин волн максимального пропускания по полю кадра 60×60 мм (размер кадра фотоаппарата «Спутник») в предположении $\lambda_{\max}(\varphi) = \lambda_{\max}^0 \cos \varphi$ для $\lambda_{\max}^0 = 0,425$ мкм и $\lambda_{\max}^0 = 0,850$ мкм. Принимая согласно [5], что отклонение от длины волны $\Delta\lambda = 0,02 \div 0,03$ мкм не приведет к существенной ошибке при определении КСЯ, при $f=75$ мм в качестве рабочей зоны на кадре можно выделить круг с $r=24$ мм. Это соответствует макси-

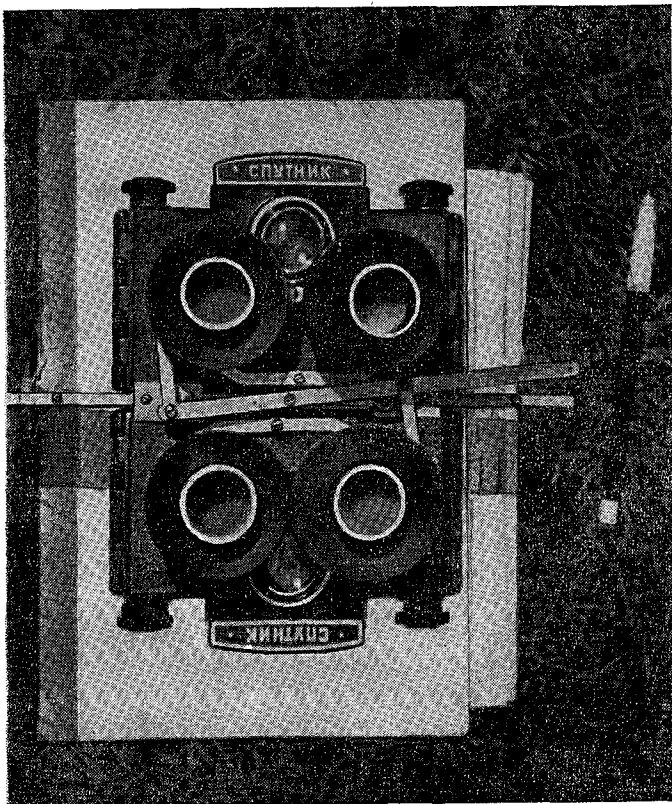


Рис. 6. Четырехобъективная фотокамера кафедры физики атмосферы ЛГУ.

мальному углу к надиру около 18° . При этом относительная ошибка в определении КСЯ из-за наблюдения под углом к надиру не будет превышать 5% для ламбертовых поверхностей (для средних значений альbedo 0,50 это соответствует абсолютной ошибке определения альbedo $\leq 0,02$). Обе указанные ошибки имеют порядок величины инструментальных ошибок и значительно меньше стандарта отклонений изучаемых характеристик, обусловленного вариацией характеристик одноименных объектов. В круге с $r=16,6$ мм (см. рис. 7) указанные ошибки в 2 раза меньше, т. е. каждая из них составляет около 0,01 в единицах альbedo.

Калибровка получаемых негативов производится впечатыванием на край пленки изображений ступенчатых ослабителей и фотометрических клиньев с засветкой от электрической лампы накаливания через те же интерференционные фильтры, через которые производится и съемка объектов в природе.

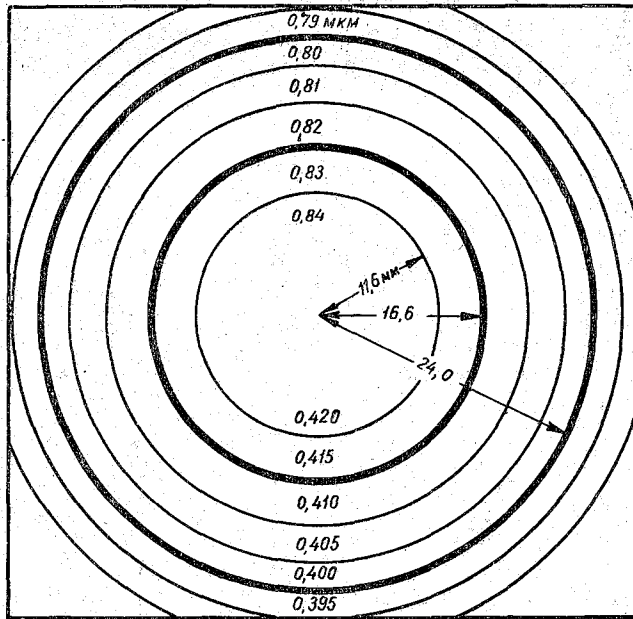


Рис. 7. Распределение длин волн максимального пропускания интерференционного фильтра при разных углах падения лучей.

Стандартизация изображений выполняется с помощью засветок, получаемых от суммарной радиации на уровне земной поверхности, через молочное стекло с известным коэффициентом пропускания. Молочное стекло располагают перед интерференционным фильтром, поэтому для таких засветок характерно изображенное на рис. 7 распределение максимумов пропускания интерференционных фильтров. Для примера на рис. 8 показано распределение освещенности вдоль диагонали одного кадра засветки. Падение освещенности к краям кадра определяется здесь следующими основными причинами: фотометрической ошибкой поля, неравномерным распределением энергии в спектре суммарной радиации и изменением коэффициента пропускания интерференционного фильтра в зависимости от угла падения на него лучей.

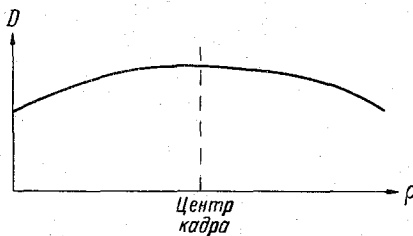


Рис. 8. Распределение освещенности (относительные единицы) вдоль диагонали кадра.

Коэффициент пропускания молочных стекол в спектральных интервалах съемки ($\tau_{i, \lambda}$) определялся сравнением яркости молоч-

ных стекол с яркостью поверхности окиси магния (нанесенной на подложку из алюминия, покрытую цинковыми белилами), спектральное альbedo которой принималось равным 100%.

При вычислении КСЯ изучаемых объектов ($r_{i, \lambda}$) их яркости ($I_{i, \lambda}$), полученные микрофотометрированием негативов, делились на вычисляемые по стандартизационным засветкам яркости абсолютно белой ортотропной поверхности ($I_{\odot, \lambda} / \tau_{i, \lambda}$), находящейся в тех же условиях освещения и наблюдаемой под тем же углом к надиру, что и объект. Последнее достигалось использованием плотности засветок, находящихся на том же расстоянии ρ от центра кадра, что и изучаемые объекты. Измерения проводились с одной и той же диафрагмой микрофотометра φ . Тогда КСЯ для изучаемых объектов определяется формулой

$$r_{i, \lambda} = \frac{\tau_{i, \lambda} I_{i, \lambda}(\rho, s)}{I_{\odot, i, \lambda}(\rho, s)}$$

При съемке природных образований использовались два типа аэрофотопленок: инфрахроматическая (И-840) для спектральных интервалов с центрами $\lambda=0,427$ мкм и $\lambda=0,820$ мкм и изопанхром-17 (Т-17) для интервалов с центрами $\lambda=0,530$ мкм и $\lambda=0,660$ мкм. Максимумы спектральной чувствительности пленок и пропускания интерференционных фильтров совпадают. При диафрагме 5,6 на фотоаппаратах ставились следующие выдержки: 1/15 и 1/30 с для Т-17, 1/60 и 1/125 с для И-840.

На рис. 9 приведены фотоснимки различных земных образований. Съемка производилась с борта вертолета (с высоты 200 м) в вышеуказанных спектральных интервалах. В центре кадра обращает на себя внимание загрязненный нефтяными отходами водоем.

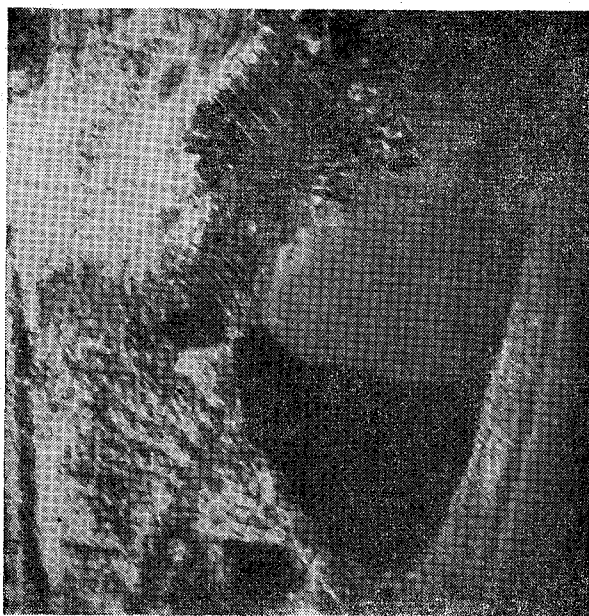
3. О построении универсального алфавита классов природных образований

В результате микрофотометрической обработки негативов получен большой массив значений КСЯ, который будет использован для отработки методики решения задачи распознавания изучаемых поверхностей по их спектральным отражательным свойствам и другим фотометрическим характеристикам. Решение этой задачи невозможно без наличия алфавита классов с априорно известными вероятностями их встречаемости. Единая методика классификации природных образований на основе в первую очередь спектральных отражательных свойств в настоящее время отсутствует.

Заслуженной известностью пользуется спектрофотометрическая классификация природных образований Е. Л. Кринова [2]. Он разделил все природные объекты на три класса, внутри которых выделил несколько типов (внутри первых двух классов — четыре типа, внутри третьего класса — три типа). Принципом вы-



a)



b)

а)



б)



Рис. 9. Фотоснимки различных земных образований в спектральных интервалах с центрами 0,427 мкм (а), 0,537 мкм (б), 0,660 мкм (в), 0,824 мкм (г).

деления классов служил ход и в меньшей мере значения КСЯ. Е. Л. Криновым выделены следующие классы:

класс I — обнажения и почвы; кривые постепенно поднимаются от фиолетовой к инфракрасной зоне спектра;

класс II — растительные образования; кривые имеют два максимума в зеленой и инфракрасной зонах спектра;

класс III — водные поверхности, водоемы и снежный покров; кривые ровные или имеют (для водных поверхностей) небольшое повышение в фиолетовой части спектра.

В. В. Шаронов [6] по характеру кривых КСЯ все объекты разделяет на четыре класса, фактически выделив водные поверхности в отдельный класс.

На основании анализа литературных данных Л. А. Богомолов [7] предлагает классифицировать земные образования по величине коэффициента яркости. По этому критерию он выделяет следующие семь классов природных образований:

класс I — водные объекты, болота, очень темные обнажения; коэффициент яркости (КЯ) находится в интервале 0,03—0,07;

класс II — хвойные леса, влажная тундра, леса без листвы и хвой, проходимые болота; интервал КЯ 0,06—0,09;

класс III — прочая растительность в фазе вегетации; интервал КЯ 0,10—0,15,

класс IV — обнажения средней яркости; интервал КЯ 0,15—0,30;

класс V — светлые обнажения; интервал КЯ 0,30—0,60;

класс VI — ледяной и снежно-ледяной покров (с настом), белые обнажения; интервал КЯ 0,60—0,80;

класс VII — снежный покров без льда; интервал КЯ 0,80—1,00.

Следует отметить также классификацию земных образований по виду индикатрисы отражения, предложенную В. В. Шароновым [6] и В. Л. Гаевским [8], и классификацию по изменению спектральной яркости Е. А. Галкиной [9]. В последнем случае природные образования разделены на четыре крупные группы:

1) растительные образования (состоит из четырех подгрупп);

2) неорганическая природа (состоит из трех подгрупп);

3) сочетание неорганической природы с разреженным растительным покровом (состоит из трех подгрупп);

4) сочетание объектов антропогенного характера (состоит из трех подгрупп).

Не останавливаясь на достоинствах и недостатках той или иной из упомянутых классификаций, отметим лишь, что в них, во-первых, не учитывается географическое распределение и местонахождение классифицируемых образований и, во-вторых, не учтена динамика спектральных отражательных характеристик, обусловленная изменением различных параметров самих объектов.

С другой стороны, отметим, что климаторастительный и геоструктурный методы районирования земной поверхности мало пригодны при разработке спектрофотометрических классификаций.

Для спектрофотометрической классификации природных образований Земли (т. е. для составления универсального алфавита их классов), по-видимому, следует принять следующие общие правила:

1) алфавит классов составляется в виде таблицы априорных вероятностей встречаемости отдельных классов;

2) таблицы априорных вероятностей встречаемости классов составляются отдельно для различных районов земного шара;

Таблица 1

Встречаемость (%) основных типов образований в августе 1972 г.
в Днепропетровской области УССР

Основные типы образований	Периоды наблюдений		
	1-10 VIII	10-20 VIII	20-31 VIII
Леса и сады:			
хвойные породы	0,5	0,5	0,5
лиственные породы	1,5	1,5	1,5
защитные лесополосы	1	1	1
сады яблоневые и вишневые	0,5	0,5	0,5
Травы:			
луговые и речных пойм	1	0,5	0
бобовые и злаковые	2,5	2	0,5
Кукуруза:			
зеленая (до фазы цветения)	3	2	0
созревшая	10	8	4
пожелтевшая	2	5	10
Подсолнечник:			
зеленый (до фазы цветения)	2	1	0
в фазе цветения	3	2	0
созревший	12	12	4
высохший	0	2	8
Зерновые:			
до фазы колошения	1	0	0
в фазе созревания	4	2	0
созревшие	10	12	14
Технические и бахчевые культуры:			
сахарная свекла	2	2	1
конопля южная	1	1	0,5
соя, гречиха и другие технические культуры	1,5	1	1
бахчевые культуры	0,5	0,5	0,5
Стерни:			
зерновых	4	3	1
кукурузы	6	5	4
подсолнечника	6	4	4
Пашни:			
свежеспаханная	12	12,5	10
старая	3	8	20
с остатками соломы или стеблей	1	2	5
Обнажения:			
промышленные карьеры, дороги	1	1	1
населенные пункты	3	3	3
склоны, овраги, эродированные почвы	1	1	1
Водные поверхности:			
водохранилища и водоемы	2,5	2,5	2,5
реки	1,5	1,5	1,5

3) значения априорных вероятностей встречаемости классов указываются в таблицах по месяцам (или декадам).

Регионы на земном шаре выделяются таким образом, чтобы территория региона содержала поверхности одного и того же перечня и чтобы в пределах региона априорные вероятности встречаемости классов не менялись существенно. В качестве примера таблицы априорных вероятностей встречаемости классов поверностей приведена табл. 1, составленная для территории Днепропетровской области Украинской ССР (август), где производилась съемка четырехобъективной камерой.

Выделение регионов на земном шаре и составление для них перечней и таблиц априорной вероятности встречаемости классов представляет собой весьма обширную работу, которая может быть выполнена только достаточно большой группой географов. Причем указанные таблицы могут быть составлены лишь весьма приближенно.

Задача распознавания объектов при весьма приближенных априорных вероятностях классов может решаться дважды с уточнением априорных вероятностей по апостериорным данным. Это уточнение, по-видимому, будет необходимо в любом случае, так как значения вероятностей встречаемости классов будут зависеть от маршрута обследования региона и других чисто внешних факторов. Учитывая это обстоятельство, вряд ли стоит пытаться составлять указанные таблицы вероятностей с большой точностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondratyev K. Ya., Vasilyev O. B., Mironova Z. F. On a procedure on natural formations.— In: Proc. Seventh Intern Symp. Remote Sensing Environment. Vol. 1. Univ. Mich., 1971, p. 647—661.
2. Кривов Е. Л. Спектральная отражательная способность природных образований. М.-Л., Изд-во АН СССР, 1947. 271 с.
3. Иванян Г. А. Использование спектральных контрастов при выборе интервалов спектра в диапазоне 0,5—0,84 мкм для съемки природных образований.— В кн.: Проблемы физики атмосферы. Вып. 10. Л., изд. ЛГУ, 1972, с. 63—72.
4. Покровский О. М. Об оптимальных условиях косвенного зондирования атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, № 12, с. 1324—1326.
5. Исследование природной среды с пилотируемых орбитальных станций. Под ред. К. Я. Кондратьева. Л., Гидрометеиздат, 1972. 400 с.
6. Шаронов В. В. Современное состояние оптики природного ландшафта.— В кн.: Тр. Всесоюз. научн. метеорол. совещания. Т. 6. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 220—221.
7. Богомолов Л. А. Понятие «аэроландшафт» и оптико-географическое исследование земной поверхности.— В кн.: Аэрометоды исследования местности. М., «Недра», 1966, с. 5—18.
8. Гаевский В. Л. Альbedo больших территорий.— «Тр. ГГО», 1961, вып. 109, с. 61—76.
9. Галкина Е. А. О принципах классификации и районирования земной поверхности для целей аэрофотографии.— В кн.: Исследование оптических свойств природных объектов и их аэрофотографические изображения. Л., «Наука», 1970, с. 75—84.

СОДЕРЖАНИЕ

К. Я. Кондратьев, Н. И. Москаленко. Анализ приближенного метода расчета полей теплового излучения планет.	3
А. А. Бузников, Г. А. Иванян, К. Я. Кондратьев, Д. В. Поздняков. Применение эффекта поляризации для целей дистанционного обнаружения пленок нефти на поверхности моря	21
М. Д. Раев, Е. А. Шарков, Т. А. Ширяева, В. С. Эткин. Вопросы расчета теплового радиоизлучения многослойных структур типа льда и снега методом ориентированных графов с применением ЭВМ	27
Л. С. Ивлев, В. И. Дмоховский, В. А. Иванов, В. К. Соломатин. Аэрозольные исследования в экспедиции «Беринг».	37
Л. Б. Руднева. Определение характеристик облачности по результатам измерений собственного излучения облаков в окне прозрачности 8—12 мкм.	44
В. А. Клеванцова, И. А. Покровская. Результаты сравнения абсолютных болометрических пиргелиметров.	51
Е. И. Чистякова. Анализ стационарного температурного поля многослойного приемника радиации.	57
Е. И. Чистякова, И. А. Юркова. Анализ динамического режима работы многослойного приемника радиации.	63
И. А. Белова, В. Е. Карташевская, Л. Ф. Литвинова. Световые измерения с помощью абсолютных термоэлектрических приемников излучения.	70
К. Я. Кондратьев, Г. Н. Гаевская, Н. М. Евдокимова, Г. А. Никольский. Лучистый приток тепла за счет поглощения радиации аэрозолем.	71
К. Я. Кондратьев, И. Я. Бадинов, Г. А. Никольский, Е. В. Прокопенко. Пространственно-временное моделирование аэрозольного ослабления атмосферы.	81
В. Д. Степаненко, Б. Д. Панин, А. С. Гурвич, В. Н. Козлов, Д. Т. Матвеев. Некоторые результаты радиотеплолокационных измерений на ИСЗ «Космос-243».	91
К. Я. Кондратьев, О. Б. Васильев, О. М. Покровский, Г. А. Иванян. Дистанционное исследование природных образований по измерениям коэффициентов яркости в узких спектральных интервалах.	98

Труды ГГО, вып. 363

Радиационные исследования в атмосфере

Редактор *Г. Я. Русакова*

Технический редактор *В. И. Семенова.*

Корректор *Т. В. Алексеева*

Сдано в набор 28/III 1975 г. Подписано в печать 4/VI 1976 г. М. 19369. Формат 60×90/16.
Бумага тип. № 1. Печ. л. 7,5. Уч-изд. л. 8,1. Тираж 550 экз. Индекс МЛ-249.

Заказ № 246. Цена 57 коп.

Гидрометеонздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, 23.

Республиканская типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров УАССР (Ижевск, ул. Пастухова, 13).