

СИСТЕМНЫЙ АНАЛИЗ, УПРАВЛЕНИЕ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ,
ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ И СИСТЕМЫ ТЕЛЕМЕТРИИ.
ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЗЕМЛИ

УДК 535.233.5 DOI 10.30894/issn2409-0239.2022.9.4.17.25

**Об интерпретации информации ДЗЗ,
получаемой в результате многозональной съемки
в инфракрасном диапазоне, как температуры излучения**

А. А. Зайцев, *zaytsev_aa@spacecorp.ru*

АО «Российские космические системы», Москва, Российская Федерация

Аннотация. В работе проводится разбор существующих и используемых в отечественной практике терминов, позволяющих ставить в соответствие излучению инфракрасного диапазона некоторую температуру излучателя. Проанализированы границы применимости терминов «радиационная температура» и «яркостная температура», используемых в настоящее время для интерпретации данных дистанционного зондирования Земли в инфракрасном диапазоне. Выявлено несовершенство терминологии применительно к информации, получаемой в результате многозональной съемки. Предложено ввести в использование в отечественной практике термины «эффективная радиационная температура», «эффективная яркостная температура» и «эффективная длина волны». Обозначены границы применимости предлагаемых терминов, приведены формулы для их определения. На примере модельных и реальных функций спектральной чувствительности каналов проведен анализ допустимости интерпретации получаемых в них данных как эффективной яркостной температуры. Проанализирована зависимость методической ошибки, возникающей при такой интерпретации, от длины волны и диапазона измеряемых температур. Показано, что данные многозональной съемки в инфракрасном диапазоне предпочтительно интерпретировать как эффективную радиационную температуру.

Ключевые слова: инфракрасный диапазон, радиационная температура, яркостная температура, эффективная радиационная температура, эффективная яркостная температура, эффективная длина волны

**On the Interpretation of Remote Sensing Information Obtained
as a Result of Multi-Zone Surveying in the Infrared Range
as a Temperature of Radiation**

A. A. Zaytsev, *zaytsev_aa@spacecorp.ru*

Joint Stock Company “Russian Space Systems”, Moscow, Russian Federation

Abstract. The paper analyzes the terms that exist and are used in Russian practice, that allow to put in correspondence with infrared radiation a certain temperature of the emitter. The limits of applicability of the terms “radiation temperature” and “brightness temperature”, which are currently used to interpret the Earth’s remote sensing data in the infrared range, are analyzed. The imperfection of the terminology in relation to the information obtained as a result of multi-zone survey is revealed. It is proposed to introduce the terms “effective radiation temperature”, “effective brightness temperature” and “effective wavelength” into use in Russian practice. The limits of applicability of the proposed terms are indicated, formulas for their definition are given. On the example of model and real functions of the spectral sensitivity of the bands, the analysis of the admissibility of interpreting the data obtained in them as an effective brightness temperature is carried out. The dependence of the methodological error arising from such an interpretation on the wavelength and the range of measured temperatures is analyzed. It is shown that it is preferable to interpret the data of multi-zone survey in the infrared range as the effective radiation temperature.

Keywords: infrared range, radiation temperature, brightness temperature, effective radiation temperature, effective brightness temperature, effective wavelength

В отечественной практике существует проблема с использованием терминологии при интерпретации информации дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), получаемой многозональными радиометрами в инфракрасном (ИК) диапазоне, как некоторой температуры. Исследователи, работающие с информацией ДЗЗ в ИК-диапазоне, обычно понимают ее как яркостную температуру $T^{\text{ярк}}$ [1, 2]. Следует детально рассмотреть допустимость такой интерпретации.

Пусть $B_\lambda(T)$ — спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) абсолютно черного тела (АЧТ). Тогда, согласно формуле Планка [3],

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $c = 299\,792\,458$ м/с — скорость света в вакууме, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, λ — длина волны, T — термодинамическая температура АЧТ.

Пусть проекция пикселя изображения ограничивает на подстилающей поверхности область, в которой находятся N селективных излучателей со спектральными коэффициентами излучения $\varepsilon_{\lambda,i}$, имеющих термодинамическую температуру T_i и занимающих площадь s_i каждый (где i — номер излучателя). Тогда СПЭЯ излучения, восходящего от такой области, определяется как средневзвешенная СПЭЯ всех излучателей, т. е.

$$L_{e,\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^N s_i \varepsilon_{\lambda,i} B_\lambda(T_i)}{\sum_{i=1}^N s_i}. \quad (2)$$

Поскольку излучение регистрируется в определенном спектральном диапазоне, необходимо учесть функцию спектральной чувствительности (ФСЧ) канала ρ_λ для определения эффективной яркости пикселя:

$$L_e^{\text{эфф}} = \int_0^\infty \rho_\lambda L_{e,\lambda} d\lambda. \quad (3)$$

Тогда выходной сигнал аппаратуры U есть

$$U = aL_e^{\text{эфф}} + b, \quad (4)$$

где a и b — коэффициенты линейного преобразования (a — интегральная чувствительность, b — уровень сигнала нулевой яркости).

Переходя к вопросу интерпретации информации ДЗЗ, получаемой многозональными радиометрами в ИК-диапазоне, как некоторой температуры, нужно проанализировать имеющиеся определения. Так, яркостная температура (radiance temperature) по определению есть температура АЧТ, при которой его СПЭЯ для какой-либо длины волны равна СПЭЯ данного источника излучения для той же длины волны [4, 5]. То есть на длине волны λ' яркостная температура $T^{\text{ярк}}$ удовлетворяет уравнению

$$B_{\lambda'}(T^{\text{ярк}}) = L_{e,\lambda'}, \quad (5)$$

или в интегральном виде

$$\int_0^\infty \delta(\lambda - \lambda') B_\lambda(T^{\text{ярк}}) d\lambda = \int_0^\infty \delta(\lambda - \lambda') L_{e,\lambda} d\lambda, \quad (6)$$

где $\delta(\lambda - \lambda')$ — дельта-функция.

В свою очередь, радиационная температура (full radiator temperature) по определению есть температура АЧТ, при которой его интегральная энергетическая яркость по всему спектру равна интегральной энергетической яркости данного источника излучения [4]. То есть радиационная температура $T^{\text{рад}}$ удовлетворяет уравнению

$$\int_0^\infty B_\lambda(T^{\text{рад}}) d\lambda = \int_0^\infty L_{e,\lambda} d\lambda. \quad (7)$$

Сравнивая правые части уравнений (3) и (6), можно сделать вывод, что интерпретировать информацию ИК ДЗЗ как яркостную температуру возможно только тогда, когда радиометр регистрирует строго монохроматическое излучение, т. е. при $\rho_\lambda = \delta(\lambda - \lambda_0)$. На практике это означает, что интерпретация данных ИК ДЗЗ как яркостной температуры допустима для орбитальных спектрометров, например, таких как IASI, ИКФС-2 и т. д.

Аналогично, сравнивая правые части уравнений (3) и (7), можно сделать вывод, что интерпретировать информацию ИК ДЗЗ как радиационную температуру можно только тогда, когда радиометр регистрирует излучение во всем диапазоне длин волн, т. е. при $\rho_\lambda = 1$. ДЗЗ в таком спектральном диапазоне не проводится. На практике космическая аппаратура с такой функцией спектральной чувствительности может быть использована для измерения солнечной постоянной.

Очевидно, что вышеприведенные определения нельзя непосредственно использовать для интерпретации информации ДЗЗ, получаемой многозональными радиометрами в ИК-диапазоне, поскольку спектральная ширина их каналов составляет от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров. Таким образом, для корректной интерпретации информации ДЗЗ, получаемой многозональными радиометрами в ИК-диапазоне, нужно адаптировать вышеприведенные термины применительно к многозональным радиометрам.

Предлагается ввести в отечественную практику термин «*эффективная радиационная температура*» (brightness temperature [6, 7]) и определить его как температуру АЧТ, при которой его интегральная энергетическая яркость в каком-либо спектральном диапазоне равна интегральной энергетической яркости данного источника излучения в этом же спектральном диапазоне. То есть эффективная радиационная температура $T^{\text{эфф рад}}$ удовлетворяет уравнению

$$\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} B_{\lambda}(T^{\text{эфф рад}}) d\lambda = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda} L_{e,\lambda} d\lambda. \quad (8)$$

Предложенный термин позволяет корректно интерпретировать информацию ДЗЗ, получаемую многозональными радиометрами в ИК-диапазоне. Однако его использование исследователями, работающими с информацией ДЗЗ, может быть неудобно, поскольку они используют информацию от различных радиометров, а $T^{\text{эфф рад}}$ зависит от ρ_{λ} .

Поэтому также нужно ввести в отечественную практику термин «*эффективная яркостная температура*» и определить его как температуру АЧТ, при которой его СПЭЯ для некоторой длины волны, называемой *эффективной*, равна интегральной энергетической яркости данного источника излучения в каком-либо спектральном диапазоне, нормированной на интеграл функции спектральной чувствительности по длине волны [7]. То есть на длине волны $\lambda^{\text{эфф}}$ эффективная яркостная температура $T^{\text{эфф ярк}}$ удовлетворяет уравнению

$$B_{\lambda^{\text{эфф}}}(T^{\text{эфф ярк}}) = \frac{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} L_{e,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda}. \quad (9)$$

Поскольку функция Планка (1) при $\lambda > 0$ строго монотонна по T и принимает значения в интервале $(0, +\infty)$, то формально в формуле (9) можно выбрать в качестве $\lambda^{\text{эфф}}$ любое значение длины волны, и при этом найдется значение $T^{\text{эфф ярк}}$, удовлетворяющее формуле (9). Однако такой подход не гарантирует физическую адекватность значений $\lambda^{\text{эфф}}$ и $T^{\text{эфф ярк}}$. Поэтому формулу (9) необходимо дополнить определением $\lambda^{\text{эфф}}$. Для определения $\lambda^{\text{эфф}}$ можно ввести критерий

$$\|T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}\| \rightarrow \min, \quad (10)$$

где $\| \cdot \|$ — некоторая норма. При этом $T^{\text{эфф ярк}}$ и $T^{\text{эфф рад}}$ связаны следующим из (8) и (9) соотношением

$$B_{\lambda^{\text{эфф}}}(T^{\text{эфф ярк}}) \int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda} B_{\lambda}(T^{\text{эфф рад}}) d\lambda. \quad (11)$$

Подставляя (1) в (11), получим

$$\begin{aligned} \frac{2hc^2}{\lambda^{\text{эфф}5}} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k T^{\text{эфф ярк}}}\right) - 1} \int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda = \\ = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T^{\text{эфф рад}}}\right) - 1} d\lambda. \end{aligned} \quad (12)$$

Отсюда

$$T^{\text{эфф ярк}} = \frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\frac{\frac{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda}{\lambda^{\text{эфф}5}}}{\int_0^{\infty} \frac{\rho_{\lambda}}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T^{\text{эфф рад}}}\right) - 1}} + 1 \right). \quad (13)$$

Подставляя (13) в (10), получим финальное выражение критерия для определения $\lambda^{\text{эфф}}$

$$\left\| \frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\frac{\frac{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda}{\lambda^{\text{эфф}5}}}{\int_0^{\infty} \frac{\rho_{\lambda}}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T^{\text{эфф рад}}}\right) - 1}} + 1 \right) - T^{\text{эфф рад}} \right\| \rightarrow \min. \quad (14)$$

Левую часть выражения (14) можно приравнять к 0 и, задав функцию ρ_λ , решить относительно $\lambda^{\text{эфф}}$ для любых $T^{\text{эфф рад}}$ уравнение

$$\frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\frac{\int_0^\infty \frac{\rho_\lambda d\lambda}{\lambda^{\text{эфф}^5}}}{\int_0^\infty \frac{\rho_\lambda d\lambda}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{\lambda k T^{\text{эфф рад}}}\right)} - 1} + 1 \right) - T^{\text{эфф рад}} = 0. \quad (15)$$

Однако, поскольку функция Планка имеет глобальный максимум и два участка монотонности, значение $B_{\lambda^{\text{эфф}}}(T^{\text{эфф ярк}})$, удовлетворяющее уравнению (11), достигается при двух различных значениях $\lambda^{\text{эфф}}$, т.е. уравнение (15) имеет два различных корня $\lambda_1^{\text{эфф}}$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}$ для любого значения $T^{\text{эфф ярк}}$. (Один корень уравнение (15) имеет только в случае $\rho_\lambda = \delta(\lambda - \lambda^{\text{эфф}})$ и $T^{\text{эфф рад}} = b/\lambda^{\text{эфф}}$, где $b = 0,002898 \text{ м} \cdot \text{К}$ — постоянная Вина. Однако при $\rho_\lambda = \delta(\lambda - \lambda^{\text{эфф}})$ теряется смысл в определении эффективной яркостной температуры, поскольку она вырождается в яркостную температуру.)

На рис. 1 в качестве иллюстрации показаны графики $\lambda_1^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ для пяти различных модельных спектральных каналов шириной 2 мкм (спектральная чувствительность внутри спектрального диапазона задана постоянной).

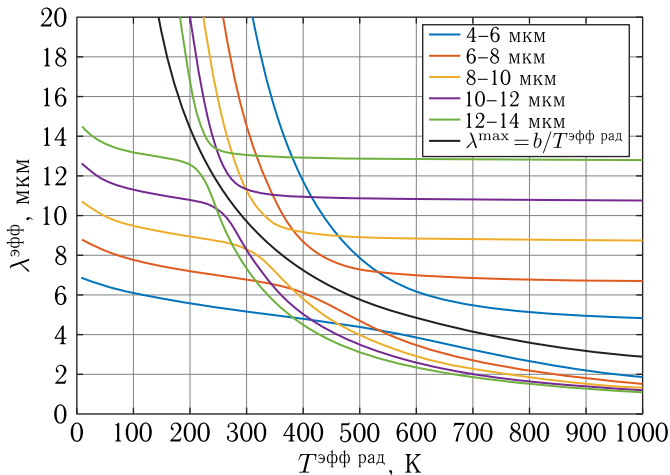


Рис. 1. Графики решений уравнения (15) для модельных каналов с различной центральной длиной волны (цветные) и график функции смещения Вина (черный)

Дополнительно на рисунок нанесен график функции смещения Вина, определяющей зависимость положения максимума функции Планка λ^{max} от температуры и выражаемой формулой

$$\lambda^{\text{max}} = \frac{b}{T^{\text{эфф рад}}}. \quad (16)$$

На графиках видно, что семейство кривых $\lambda_1^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ имеет нелинейный вид для всех каналов, а для каждого конкретного канала $\lambda_1^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ не пересекаются как между собой, так и с $\lambda^{\text{max}}(T^{\text{эфф рад}})$.

На рис. 2 в качестве иллюстрации показаны графики значений $\lambda_1^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ для шести модельных спектральных каналов с центральной длиной волны 11 мкм и различной шириной (спектральная чувствительность внутри спектрального диапазона задана постоянной). Дополнительно на рисунок нанесен график функции смещения Вина. На графиках видно, что семейство кривых $\lambda_1^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ и $\lambda_2^{\text{эфф}}(T^{\text{эфф рад}})$ монотонно стягивается к константе, равной значению центральной длины волны.

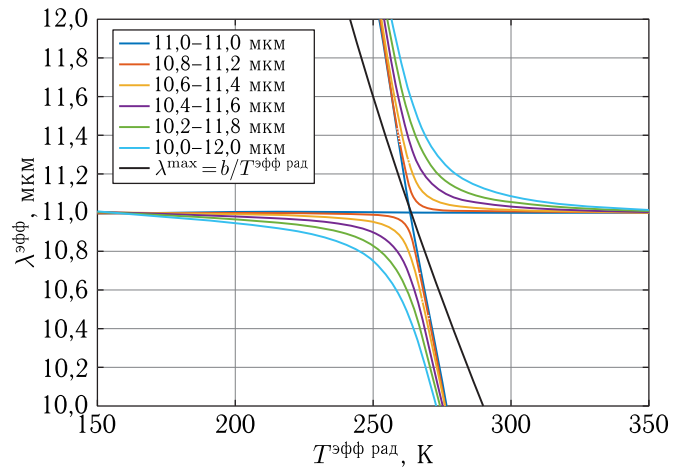


Рис. 2. Графики решений уравнения (15) для модельных каналов с различной шириной (цветные) и график функции смещения Вина (черный)

Отсюда можно сделать вывод, что использование уравнения (15) для определения значения $\lambda^{\text{эфф}}$ некорректно, поскольку оно не позволяет сопоставить конкретной функции ρ_λ единственное значение $\lambda^{\text{эфф}}$. Следовательно, вместо решения уравне-

ния (15) следует минимизировать критерий (14) с ограничением

$$\lambda^{\text{эфф}} = \text{const}, \quad T_1^{\text{эфф рад}} \leq T^{\text{эфф рад}} \leq T_2^{\text{эфф рад}}, \quad (17)$$

где $T_1^{\text{эфф рад}}$ и $T_2^{\text{эфф рад}}$ — границы диапазона измеряемых температур. В качестве нормы в критерии (14) предлагается использовать максимум модуля. Тогда он запишется как

$$\max \left| \frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\frac{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda}{\lambda^{\text{эфф}^5} \left(\int_0^{\infty} \frac{\rho_{\lambda}}{\lambda^5} \exp\left(\frac{hc}{\lambda k T^{\text{эфф рад}}}\right) d\lambda - 1 \right)} + 1 \right) - T^{\text{эфф рад}} \right| \rightarrow \min. \quad (18)$$

На рис. 3 для одного из вышеприведенных модельных каналов изображены графики значений $\lambda^{\text{эфф}}$, удовлетворяющих этому критерию для различных диапазонов $T^{\text{эфф рад}}$, в сравнении со значением $\lambda^{\text{эфф}}$, найденном при решении уравнения (15). В табл. 1 приведены результаты расчетов значений $\lambda^{\text{эфф}}$ и $\max |T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}|$ для этих диапазонов. Для выбранных температурных диапазонов $\max |T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}|$ не превышает 56 мК (для температурного диапазона 150–350 К).

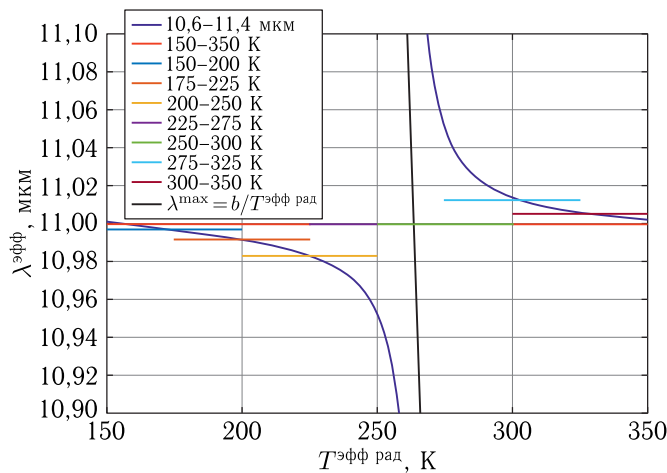


Рис. 3. График решения уравнения (15) и графики значений $\lambda^{\text{эфф}}$, удовлетворяющих критерию (18) для различных температурных диапазонов, для канала 10,6–11,4 мкм (цветные) и график функции смещения Вина (черный)

Таблица 1. Результаты определения значений $\lambda^{\text{эфф}}$ по критерию (18) для канала 10,6–11,4 мкм

| Диапазон $T^{\text{эфф рад}}$, К | $\lambda^{\text{эфф}}$, мкм | $\lambda^{\text{эфф}} - \bar{\lambda}$, мкм | $\max T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}} $, К |
|-----------------------------------|------------------------------|--|--|
| 150–350 | 10,999 | 0,001 | 0,056 |
| 150–200 | 10,997 | 0,003 | 0,024 |
| 175–225 | 10,992 | 0,008 | 0,025 |
| 200–250 | 10,983 | 0,017 | 0,036 |
| 225–275 | 10,999 | 0,001 | 0,056 |
| 250–300 | 10,999 | 0,001 | 0,056 |
| 275–325 | 11,012 | 0,012 | 0,042 |
| 300–350 | 11,005 | 0,005 | 0,031 |

При этом отклонение значения $\lambda^{\text{эфф}}$ от средней длины волны канала $\bar{\lambda}$, определяемой как

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda \rho_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda}, \quad (19)$$

не превышает 17 нм (для температурного диапазона 200–250 К). При этом можно отметить, что чем шире температурный диапазон, тем больше становится значение величины $\max |T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}|$, но уменьшается значение величины $|\lambda^{\text{эфф}} - \bar{\lambda}|$, и наоборот.

Определенное таким образом значение $\lambda^{\text{эфф}}$ позволяет вычислить $T^{\text{эфф ярк}}$ как функцию $T^{\text{эфф рад}}$ для выбранного температурного диапазона по формуле (11). На рис. 4 приведены графики величины $(T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}})$ для пяти вышеприведенных модельных каналов шириной 2 мкм в температурном диапазоне от 150 до 350 К. В табл. 2 приведены результаты расчетов.

Перейдем к рассмотрению ФСЧ ИК-каналов конкретной аппаратуры ДЗЗ. На рис. 5 приведены графики ФСЧ ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС [8, 9].

На рис. 6 приведены графики значений величины $(T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}})$ для этих каналов в типичном для ДЗЗ температурном диапазоне от 190 до 340 К.

В табл. 3 приведены результаты расчетов.

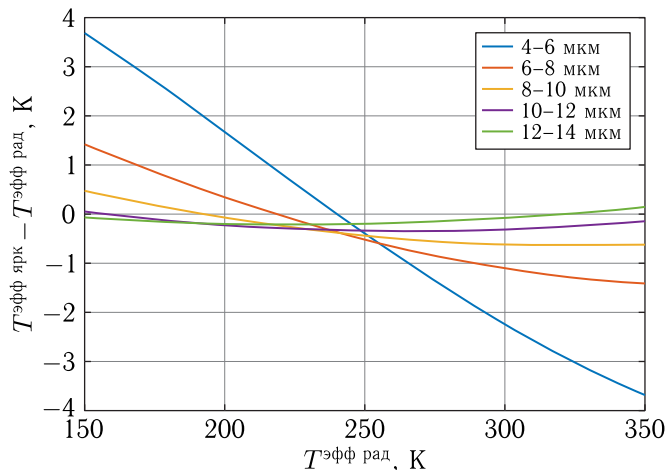


Рис. 4. Графики зависимости величины ($T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}$) от значения $T^{\text{эфф рад}}$ в температурном диапазоне 150–350 К для различных модельных каналов

Таблица 2. Результаты расчета значений $\lambda^{\text{эфф}}$ и $T^{\text{эфф ярк}}$ в температурном диапазоне 150–350 К для различных модельных каналов

| Спектральный диапазон, мкм | $\lambda^{\text{эфф}}$, мкм | $\lambda^{\text{эфф}} - \bar{\lambda}$, мкм | $\max T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}} $, К |
|----------------------------|------------------------------|--|--|
| 4–6 | 5,130 | 0,130 | 3,682 |
| 6–8 | 7,030 | 0,030 | 1,412 |
| 8–10 | 8,996 | -0,004 | 0,644 |
| 10–12 | 10,998 | -0,002 | 0,352 |
| 12–14 | 12,997 | -0,003 | 0,213 |

Из рис. 6 и табл. 3 видно, что отклонение $T^{\text{эфф ярк}}$ от $T^{\text{эфф рад}}$ наиболее велико для коротковолновых каналов. Однако это не означает невозможность использования $T^{\text{эфф ярк}}$ для интерпретации ИК-данных ДЗЗ. Для уменьшения указанной методической ошибки можно воспользоваться следующим соображением.

На практике критерий (14) означает аппроксимацию получаемой при наземной радиометрической калибровке аппаратуры градуировочной характеристики $T^{\text{эфф рад}}(L_e^{\text{эфф}}(U))$ функцией $T^{\text{эфф ярк}}(\tilde{U})$. Функция $T^{\text{эфф ярк}}(\tilde{U})$ есть обратная к функции вида

$$\tilde{U} = \alpha B_{\lambda^{\text{эфф}}}(T^{\text{эфф ярк}}) + \beta, \quad (20)$$

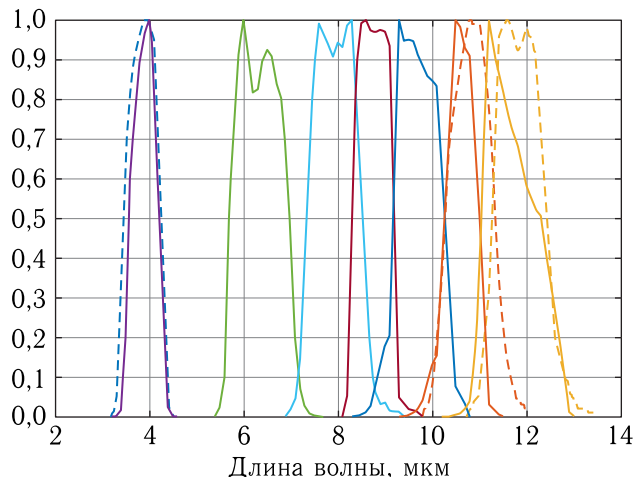


Рис. 5. Графики ФСЧ ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС

Рис. 5. Графики ФСЧ ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС

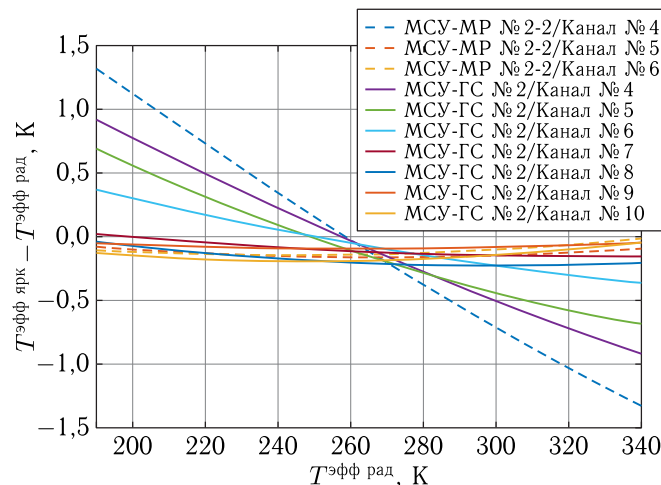


Рис. 6. Графики зависимости величины ($T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}}$) от $T^{\text{эфф рад}}$ в температурном диапазоне 190–340 К для ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС

где α , β и $\lambda^{\text{эфф}}$ — варьируемые параметры. Она может быть записана в явном виде как

$$T^{\text{эфф ярк}} = \frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\alpha \frac{2hc^2}{\lambda^{\text{эфф}^5} U - \beta} + 1 \right). \quad (21)$$

В процессе наземной радиометрической калибровки яркостная сцена создается лабораторным имитатором АЧТ (ИАЧТ) с высоким показателем спектрального коэффициента излучения ε_λ

Таблица 3. Результаты расчета $\lambda^{\text{эфф}}$ и $T^{\text{эфф ярк}}$ в температурном диапазоне 190–340 К в ИК-каналах аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС

| Название аппаратуры / № канала | $\lambda^{\text{эфф}}$, мкм | $\lambda^{\text{эфф}} - \bar{\lambda}$, мкм | $\max T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}} $, К |
|--------------------------------|------------------------------|--|--|
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 4 | 3,907 | 0,053 | 1,322 |
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 5 | 10,835 | -0,001 | 0,165 |
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 6 | 11,869 | -0,001 | 0,148 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 4 | 3,937 | 0,036 | 0,917 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 5 | 6,358 | 0,011 | 0,687 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 6 | 7,941 | -0,019 | 0,366 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 7 | 8,753 | -0,001 | 0,157 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 8 | 9,701 | -0,001 | 0,229 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 9 | 10,603 | 0,002 | 0,099 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 10 | 11,706 | -0,002 | 0,195 |

и управляемой термодинамической температурой излучающей поверхности [10, 11]. При лабораторных испытаниях вместо формулы (2) для описания $L_{e,\lambda}$ используется формула

$$L_{e,\lambda,j} = \varepsilon_\lambda B_\lambda(T_j) + (1 - \varepsilon_\lambda) B_\lambda(T_j^{\text{фон}}), \quad (22)$$

где T_j — температура излучающей поверхности лабораторного ИАЧТ при j -м измерении, $T_j^{\text{фон}}$ — температура окружающего фона (температура внутренних поверхностей стенок камеры температурного моделирования, используемой для проведения калибровки) при j -м измерении. Из формул (3), (4), (8) следует

$$\begin{aligned} U_j &= aL_{e,j}^{\text{эфф}} + b = a \int_0^\infty \rho_\lambda L_{e,\lambda,j} d\lambda + b = \\ &= a \int_0^\infty \rho_\lambda B_\lambda(T_j^{\text{эфф рад}}) d\lambda + b = a \int_0^\infty \rho_\lambda \varepsilon_\lambda B_\lambda(T_j) d\lambda + \\ &\quad + a \int_0^\infty \rho_\lambda (1 - \varepsilon_\lambda) B_\lambda(T_j^{\text{фон}}) d\lambda + b. \quad (23) \end{aligned}$$

Тогда значения параметров α , β и $\lambda^{\text{эфф}}$ могут быть определены из (10) по методу наименьших

квадратов

$$\sum_{j=1}^M (T_j^{\text{эфф ярк}} - T_j^{\text{эфф рад}})^2 \rightarrow \min, \quad (24)$$

где M — количество измерений.

Здесь нужно сделать замечание насчет влияния фоновой составляющей излучения на определение значения $\lambda^{\text{эфф}}$. Из (23) видно, что слагаемое $\int_0^\infty \rho_\lambda (1 - \varepsilon_\lambda) B_\lambda(T_j^{\text{фон}}) d\lambda \approx \text{const}$ при $T_j^{\text{фон}} \approx \text{const}$, т.е. вносит вклад только в постоянную составляющую сигнала U_j наряду со слагаемым b . Таким образом, несмотря на то, что для получения градуировочной характеристики $T^{\text{эфф рад}}(U)$, необходимо знание значений ε_λ и $T_j^{\text{фон}}$, для вычисления $\lambda^{\text{эфф}}$ достаточно стабильности $T_j^{\text{фон}}$ во времени.

Вводя аналогичным образом линейные поправки α и β в формулу (18) (и приняв для простоты записи $a = 1$ и $b = 0$), получим

$$\max \left| \frac{hc}{\lambda^{\text{эфф}} k} \ln^{-1} \left(\frac{\int_0^\infty \rho_\lambda d\lambda}{\alpha \lambda^{\text{эфф}^5}} + 1 \right) - T^{\text{эфф рад}} \right| \rightarrow \min. \quad (25)$$

Таблица 4. Результаты расчета значений α , β , $\lambda^{\text{эфф}}$ и $T^{\text{эфф ярк}}$ в температурном диапазоне 190–340 К для ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС

| Название аппаратуры / № канала | α | β | $\lambda^{\text{эфф}}$, мкм | $\lambda^{\text{эфф}} - \bar{\lambda}$, мкм | $\max T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}} $, К |
|--------------------------------|----------|-----------|------------------------------|--|--|
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 4 | 1,171 | -0,000345 | 3,981 | 0,127 | 0,251 |
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 5 | 1,002 | 0,000109 | 10,825 | -0,011 | 0,034 |
| МСУ-МР № 2-2 / Канал № 6 | 1,003 | 0,000133 | 11,851 | -0,019 | 0,030 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 4 | 1,114 | -0,000608 | 3,989 | 0,087 | 0,182 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 5 | 1,033 | 0,000058 | 6,417 | 0,071 | 0,176 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 6 | 1,009 | 0,000078 | 7,981 | 0,021 | 0,091 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 7 | 1,003 | -0,000013 | 8,758 | 0,004 | 0,033 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 8 | 1,003 | 0,000055 | 9,700 | -0,002 | 0,048 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 9 | 1,001 | 0,000077 | 10,596 | -0,005 | 0,021 |
| МСУ-ГС № 2 / Канал № 10 | 1,003 | 0,000080 | 11,686 | -0,023 | 0,040 |

На рис. 7 приведены графики величины $(T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}})$ для ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС в температурном диапазоне от 190 до 340 К с учетом поправочных коэффициентов α и β . В табл. 4 приведены результаты расчетов.

В заключение нужно отметить, что существенного уменьшения значения $\max |T^{\text{эфф ярк}} -$

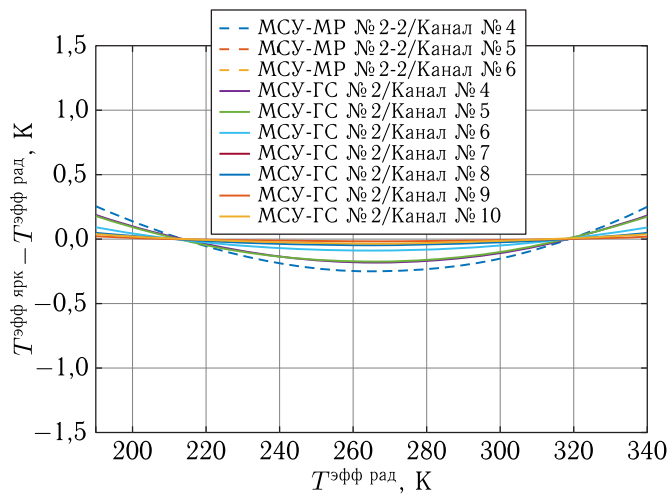


Рис. 7. Графики зависимости величины $(T^{\text{эфф ярк}} - T^{\text{эфф рад}})$ от значения $T^{\text{эфф рад}}$ в температурном диапазоне 190–340 К для ИК-каналов аппаратуры МСУ-МР и МСУ-ГС с учетом поправочных коэффициентов α и β

$- T^{\text{эфф рад}}|$ можно добиться, введя линейные поправки к $T^{\text{эфф ярк}}$ в критерий (10). Это хорошо видно из рис. 6. Однако, хотя подобные поправки почти всегда вводят после проведения интеркалибровки, в рамках проведенного анализа для их введения нет оснований.

Резюмируя, можно сделать следующие выводы. Интерпретировать информацию ДЗЗ ИК-диапазона как эффективную яркостную температуру возможно, однако, по сравнению с интерпретацией эффективной радиационной температурой, имеет место методическая погрешность. Эта погрешность зависит от ФСЧ канала и диапазона измеряемых температур, уменьшаясь с увеличением длины волны и при сужении температурного диапазона. Кроме того, для оперирования эффективной яркостной температурой необходим расчет эффективной длины волны, которая также зависит не только от ФСЧ канала, но и от диапазона измеряемых температур. Таким образом, для интерпретации информации ИК ДЗЗ предпочтительно использовать эффективную радиационную температуру, которая зависит только от ФСЧ канала.

Основная задача, которую ставил себе автор при написании данной работы, заключалась том, чтобы предложить и обосновать необходимость использования в отечественной практике терминов «эффективная радиационная температура»,

«эффективная яркостная температура» и «эффективная длина волны», определяемых по формулам (8), (9) и (17)&(18) соответственно. Сами формулы (8) и (9) описаны в литературе и на практике используются для аппроксимации непрерывной функцией градуировочной характеристики, получаемой в процессе наземной радиометрической калибровки аппаратуры.

Список литературы

1. Киселева Ю.В. Интеркалибровка отечественных спутниковых радиометров и определение содержания газовых составляющих атмосферы: дисс.... канд. физ.-мат. наук: 25.00.29. М., 2022. 113 с. <https://meteoinfo.ru/disserboard>
2. Алексанин А.И., Гектин Ю.М., Дьяков С.Е., Зайцев А.А., Качур В.А. Учет влияния криоосадков при калибровке ИК-каналов радиометра МСУ-МР // Исследование Земли из космоса, 2018, № 1. С. 70–80. DOI: 10.7868/S0205961418010074
3. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972. 536 с.
4. Физическая оптика. Терминология. М.: Наука, 1970.
5. ГОСТ 8.654-2016. Фотометрия. Термины и определения. Введ. 2017-07-01. М.: Стандартинформ, 2016. 15 с.
6. Norman J.M., Becker F. Terminology in thermal infrared remote sensing of natural surfaces // Agricultural and Forest Meteorology. 1995, vol. 77. P. 153–166.
7. Becker F., Li S.-L. Temperature-Independent Spectral Indices in Thermal Infrared Bands // Remote Sensing of Environment, 1990, vol. 32. P. 17–33.
8. Акимов Н.П., Бадаев К.В., Гектин Ю.М., Рыжаков А.В., Смелянский М.Б., Фролов А.Г. Многозональное сканирующее устройство малого разрешения МСУ-МР для космического информационного комплекса «Метеор-М». Принцип работы, эволюция, перспективы // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы, 2015, т. 2, вып. 4. С. 9–13.
9. Андреев Р.В., Акимов Н.П., Бадаев К.В., Гектин Ю.М., Зайцев А.А., Рыжаков А.В., Смелянский М.Б., Сулиманов Н.А., Фролов А.Г. Многозональное сканирующее устройство для геостационарного метеоспутника «Электро-Л» // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы, 2015, т. 2, вып. 3. С. 33–44.
10. Гектин Ю.М., Зорин С.М., Новикова Н.В., Цветкова И.П., Трофимов Д.О., Зайцев А.А. Метрологическое обеспечение радиометрической калибровки сканирующих систем ДЗЗ в видимой и инфракрасной областях спектра // Измерения и испытания в ракетно-космической промышленности. Тез. докл. IV Всерос. науч.-техн. конф. Городомля, 7–10 сентября 2015 г. С. 22–25.
11. Зорин С.М., Гектин Ю.М., Трофимов Д.О., Зайцев А.А. Предложения по созданию наземного измерительно-калибровочного комплекса для радиометрической калибровки аппаратуры ДЗЗ инфракрасного диапазона спектра // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика, 2017, № 11. С. 55–60.