

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.521+551.576+634.0.43

В.Г. Астафуров

Возможности обнаружения очагов лесных пожаров в дневное время из космоса при разорванной облачности. Часть 1

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Поступила в редакцию 5.01.2000 г.

Эффективность обнаружения очагов пожаров из космоса по тепловому излучению в дневное время ограничена помехой солнечного излучения, отраженного системой «облачная атмосфера – подстилающая поверхность». С помощью метода Монте-Карло проведено исследование статистических характеристик регистрируемой радиометром мощности помехи солнечного и теплового излучений. Приведен алгоритм численного моделирования. Эффективность обнаружения очагов пожаров в зависимости от их размера и балла облачности оценивается по величине отношения сигнал-шум. Проводится сравнение средней мощности помехи теплового и солнечного излучений.

Введение

Обнаружение областей высокотемпературных аномалий из космоса основано на регистрации ИК-излучения в спектральных интервалах 3,55–3,93 и 10,3–11,3 мкм, лежащих в окнах прозрачности и соответствующих 3-му и 4-му каналам радиометра высокого разрешения AVHRR спутника NOAA [1]. В работах [2, 3] рассматривалась возможность обнаружения очагов лесных пожаров при разорванной облачности в ночных условиях, когда основным мешающим фактором являются облака, частично или полностью закрывающие очаг пожара (ОП). На основе полученных результатов предложена статистическая модель для описания флуктуаций регистрируемой радиометром мощности излучения ОП и фона, включающего в себя ИК-излучение подстилающей поверхности (ПП), атмосферы и облаков, рассчитаны вероятности обнаружения ОП на основе критерия Неймана–Пирсона.

В [4] отмечается, что эффективность обнаружения ОП определяется двумя факторами: периодичностью наблюдения и вероятностью детектирования мелких ОП. Для идеального обнаружителя средняя длительность распространения пожара t_m до момента обнаружения равна

$$\langle t_m \rangle \approx (1,04)^{m-1} \langle t_1 \rangle / m,$$

где m – периодичность наблюдений; $\langle t_m \rangle$ и $\langle t_1 \rangle$ – среднее время распространения пожара до его обнаружения при периодичности наблюдений m раз и 1 раз в сутки, $\langle t_1 \rangle \approx 4,5-6,1$ ч при одноразовом патрулировании. Увеличение периодичности связано с привлечением космической информации, получаемой в дневное время. При этом эффективность обнаружения ОП снизится из-за появления дополнительной помехи в спектральном интервале 3,55–3,93 мкм – отраженного системой «облачная атмосфера–ПП» солнечного излучения, величина которой является значительной [5]. В данной статье, являющейся логическим продолжением ранее начатых исследований [2, 3],

рассматриваются статистические характеристики солнечной составляющей фона и на основе полученных результатов оцениваются некоторые показатели эффективности обнаружения ОП из космоса в дневное время.

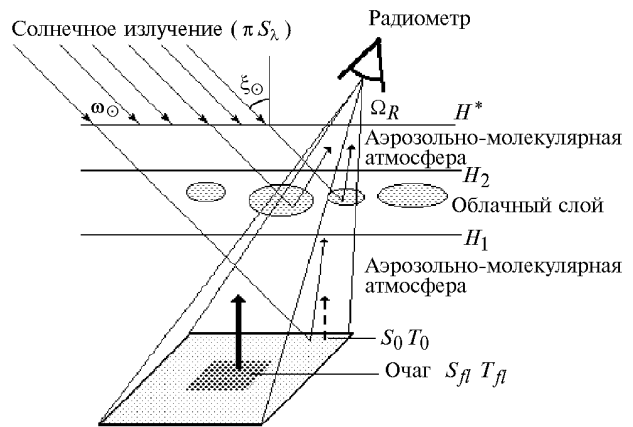


Рис. 1. Схема обнаружения очагов пожаров

Постановка задачи и метод решения

На рис. 1 приведена схема обнаружения ОП с помощью ИК-радиометра, имеющего угол поля зрения Ω_R и расположенного на высоте H_R . На верхнюю границу атмосферы (плоскость $z = H^*$) в направлении единичного вектора ω_\odot падает солнечное излучение. Здесь πS_λ – спектральная солнечная постоянная, ξ_\odot – зенитный угол Солнца. Величина регистрируемой радиометром суммарной мощности определяется выражением

$$p(\mathbf{r}_R, \omega_R, \Delta\lambda) = \int_{\Omega_R} d\omega \int_{S_R^*} d\rho \int_{\Delta\lambda} d\lambda k(\lambda) I(\rho, \omega, \lambda),$$

где вектор \mathbf{r}_R определяет положение радиометра; единичный вектор $\boldsymbol{\omega}_R$ задает направление визирования радиометра; S_R – поверхность приемной апертуры; $\Delta\lambda$ – спектральный интервал; $k(\lambda)$ – коэффициент пропускания оптического фильтра на длине волны λ ; $I(\rho, \boldsymbol{\omega}, \lambda)$ – интенсивность в точке $\rho \in S_R^*$ в направлении единичного вектора $\boldsymbol{\omega} = (a, b, c)$, на длине волны λ . Если пренебречь изменениями интенсивности на поверхности приемной апертуры радиометра, то

$$p(\mathbf{r}_R, \boldsymbol{\omega}_R, \Delta\lambda) \approx S_R \int_{\Omega_R} d\boldsymbol{\omega} \int_{\Delta\lambda} d\lambda k(\lambda) I(\mathbf{r}_R, \boldsymbol{\omega}, \lambda), \quad (1)$$

где S_R – эффективная площадь приемной апертуры.

В условиях разорванной облачности основным источником флуктуаций радиации являются флуктуации коэффициента ослабления $\sigma(\mathbf{r})$, обусловленные стохастической геометрией облачного поля. Метод исследования статистических характеристик регистрируемой радиометром мощности суммарной радиации основан на стохастическом уравнении переноса

$$\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) + \sigma(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = \\ = \sigma(\mathbf{r}) \Lambda(\mathbf{r}) \int_{4\pi} g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + \sigma(\mathbf{r}) J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}), \quad (2)$$

где $J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ – функция источников, которая при выполнении условий локального термодинамического равновесия является изотропной и равна

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = [1 - \Lambda(\mathbf{r})] B_\lambda [T(z)].$$

Здесь $B_\lambda [T(z)] = 2hc^2 / [\lambda^5 (\exp(hc/\lambda kT) - 1)]$ – функция Планка; h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана. Граничные условия уравнения (2) имеют вид

$$I(\mathbf{r}_H, \boldsymbol{\omega}) = \pi S_\lambda \delta(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_\odot), \quad \mu < 0 \quad (3)$$

для плоскости $z = H^*$;

$$I(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}) = \varepsilon_\lambda B_\lambda(T_s(x, y)) + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{\pi} \int_{2\pi} I(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}') |\mu'| d\boldsymbol{\omega}', \quad \mu > 0 \quad (4)$$

для подстилающей поверхности, которая является изотропно излучающей и изотропно отражающей (ламбертовой). В выражениях (3) и (4) приняты следующие обозначения: $\mathbf{r}_0 = (x, y, 0)$, $\mathbf{r}_H = (x, y, H^*)$; $\boldsymbol{\mu} = c = \cos(\psi)$; ψ – угол между осью OZ и единичным вектором $\boldsymbol{\omega}$; ε_λ – относительная излучательная способность ПП на длине волны λ ; 2π обозначает, что интегрирование в (4) выполняется по нижней полусфере ($\mu < 0$); $T_s(x, y)$ – температура ПП в точке (x, y) ; $\sigma(\mathbf{r})$ и $\Lambda(\mathbf{r})$ – коэффициент ослабления и альbedo однократного рассеяния в точке \mathbf{r} ; $\delta(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_\odot)$ – дельта-функция Дирака.

Для оценки статистических характеристик мощности помехи солнечного излучения p_S , суммарной мощности фона солнечного и теплового излучения $p_S + p_{IR}$, суммарной мощности фона и излучения ОП $p = p_S + p_{IR} + p_{fl}$ использовался метод численного моделирования полей облачности и радиации [6]. С этой целью моделировались реализации облачного поля и для каждой из них находились значения p_S и $p_{IR} + p_{fl}$. Затем путем статистической

обработки полученных результатов находились моменты и гистограммы мощности.

Рассмотрим плоскопараллельную модель атмосферы, которая горизонтально однородна (за исключением облачного слоя), находится в состоянии локального термодинамического равновесия, имеет температуру $T(z)$ на высоте z и суммарный коэффициент аэрозольного и газового ослабления $\sigma_\Sigma(z, \lambda)$. Облачный слой ограничен интервалом высот $[H_1, H_2]$. Коэффициенты ослабления и рассеяния облаков значительно больше соответствующих характеристик аэрозольного и молекулярного светорассеяния, поэтому в пределах облачного слоя учитывается взаимодействие излучения только с облачным веществом [6,7], т.е. полагаем $\sigma_\Sigma(z, \lambda) = 0$ при $z \in [H_1, H_2]$. Таким образом,

$$\sigma(\mathbf{r}) = \begin{cases} \sigma_c(\mathbf{r}), & z \in [H_1, H_2], \\ \sigma_\Sigma(z), & z \notin [H_1, H_2], \end{cases}$$

где $\sigma_c(\mathbf{r})$ – коэффициент ослабления облака.

Определим понятие разорванной облачности [6] как поле кучевых облаков со стохастической геометрией и детерминированной внутренней структурой. Оптическая модель облаков в интервале высот $[H_1, H_2]$ задается в виде скалярных полей коэффициента ослабления облака $\sigma_c(\mathbf{r}) = \sigma_c \chi(\mathbf{r})$, альbedo однократного рассеяния $\Lambda_c \chi(\mathbf{r})$ и индикатрисы рассеяния $g(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') \chi(\mathbf{r})$, где $\chi(\mathbf{r})$ – индикаторное поле, $\chi(\mathbf{r}) = 1$, $\mathbf{r} \in \Theta$ и $\chi(\mathbf{r}) = 0$, $\mathbf{r} \notin \Theta$, Θ – случайное множество точек, в которых присутствует облачное вещество с коэффициентом ослабления σ_c . Здесь и далее очевидная зависимость от длины волны λ опущена.

Напомним, что, как и в [2], реализации облачного поля генерируются с помощью пуассоновского потока точек $\{(x_c, y_c)\}$ на плоскости $z = H_1$, которые определяют положение центров облаков. Облака представляют собой усеченные параболоиды вращения

$$z = D - \frac{4}{D} [(x - x_c)^2 - (y - y_c)^2],$$

диаметр основания которых D равен их высоте и имеет экспоненциальную плотность вероятности $f(D) \sim \exp(-\alpha D)$, $30 < D < 1200$ м. Балл облачности N связан со средним числом центров облаков ν , приходящихся на единицу площади плоскости $z = H_1$, соотношением [8]:

$$N = 1 - \exp(-\overline{D^2} / 4),$$

$$\text{где } \overline{D^2} = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 f(D) dD.$$

Учитывая линейность уравнения переноса (2), его решение для заданной реализации облачного поля будем искать в виде

$$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = I_\Sigma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) + I_s(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}),$$

где $I_\Sigma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ и $I_s(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ – интенсивности восходящей тепловой радиации, включая излучение ОП, и рассеянного системой «облачная атмосфера – ПП» солнечного излучения. При определении интенсивности теплового излучения не учитываются его рассеяние и отражение от ПП, т.е. в уравнении (2) полагаем $\Lambda(\mathbf{r}) = 0$ и граничное условие (4) для $z = 0$ имеет вид $I_\Sigma(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}) = \varepsilon_\lambda B_\lambda [T_s(x, y)]$, $\mu > 0$. Вто-

рое приближение обусловлено тем, что в окнах прозрачности вклад нисходящего излучения атмосферы, отраженного ПП и ослабленного вышележащим столбом атмосферы, пренебрежимо мал [5]. Это связано с тем, что земная поверхность излучает в тепловой области спектра почти как черное тело. По приведенным в монографии [9] данным величина излучательной способности $\varepsilon_\lambda \approx 0,9 \div 0,98$. Для верхней границы атмосферы $I_\Sigma(\mathbf{r}_H, \boldsymbol{\omega}) = 0$ при $\mu < 0$. С учетом этого [2]:

$$I_\Sigma(\mathbf{r}_R, \boldsymbol{\omega}) = \varepsilon_\lambda B_\lambda [T_s(x_0, y_0)] \exp \left(- \int_{t_H}^{t_0} \sigma(\mathbf{r}_R - \boldsymbol{\omega}t) dt \right) + \int_{t_H}^{t_0} B_\lambda [T(H_R - ct)] \exp \left[- \int_{t_H}^t \sigma(\mathbf{r}_R - \boldsymbol{\omega}s) ds \right] \sigma(\mathbf{r}_R - \boldsymbol{\omega}t) dt, \quad (5)$$

где $t = t_0$ и $t = t_H$ определяют точки пересечения прямой $\mathbf{r} = \mathbf{r}_R - \boldsymbol{\omega}t$ с плоскостями $z = 0$ и $z = H^*$; (x_0, y_0) – координаты точки пересечения прямой $\mathbf{r} = \mathbf{r}_R - \boldsymbol{\omega}t$ с плоскостью $z = 0$. Первое слагаемое в выражении (5) – излучение ПП, трансформированное атмосферой, второе слагаемое – излучение атмосферы.

Перейдем к рассмотрению помехи солнечного излучения, мощность которой $p_s(\theta, \Delta\lambda)$ является линейным функционалом от $I_S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ (θ – угол между вектором $\boldsymbol{\omega}_R$ и направлением в надири). Ее величина для заданной реализации облачного поля определяется решением уравнения (2) при $J(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = 0$, граничных условиях (3) и

$$I_S(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}) = \frac{1 - \varepsilon_1}{\pi} \int_{2\pi} I(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\omega}') |\mu'| d\omega', \quad \mu > 0 \quad (6)$$

для $z = 0$.

Для решения уравнения переноса использовался метод сопряженных блужданий [10]. Траектории строятся из точки наблюдения в направлении $\boldsymbol{\omega}_0 = (\varphi_0, \psi_0)$, которое равномерно распределено в пределах Ω_R . Здесь φ_0 и ψ_0 – зенитный и азимутальный углы траектории. Для каждой реализации облачного поля оценка искомой величины мощности равна $\hat{p}_s(\theta, \Delta\lambda) = S_R \Omega_R \pi S_\lambda \Delta\lambda \langle \gamma \rangle$, где $\langle \gamma \rangle$ – усредненная по числу траекторий M случайная величина:

$$\gamma = \sum_{i=1}^L \frac{e^{-\tau_i} \eta_i \omega_i}{2\pi}, \quad (7)$$

L – число столкновений; τ_i – оптическая длина отрезка от точки i -го столкновения до точки на верхней границе атмосферы в направлении $-\boldsymbol{\omega}_0$; величина η_i определяется равенством $\eta_i = g[\mathbf{r}_i, (\boldsymbol{\omega}_{i-1}, -\boldsymbol{\omega}_0)]$ в случае если i -е столкновение произошло в облачном слое, а при попадании фотона на ПП $\eta_i = 2 \cos \xi_{\odot}$; w_i – вес фотона после i -го столкновения; $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ – радиус-вектор точки i -го столкновения. Начальный вес фотона

$$w_0 = \begin{cases} T(\Delta\lambda, |\mu_0|) \exp[-(\tau_{a1}(\Delta\lambda) + \tau_{a2}(\Delta\lambda)/|\mu_0|)], & \mathbf{r}_1 \in \Sigma, \\ T_1(\Delta\lambda, |\mu_0|) \exp[-(\tau_{a1}(\Delta\lambda))/|\mu_0|], & \mathbf{r}_1 \in \Theta, \end{cases}$$

где $T(\Delta\lambda, |\mu_0|)$ и $T_1(\Delta\lambda, |\mu_0|)$ – среднее молекулярное пропускание всей атмосферы и надоблачного слоя в спектральном интервале $\Delta\lambda$ в направлении, характеризуемом зенитным углом ψ_0 ($\mu_0 = \cos(\psi_0)$); $\tau_{ak}(\Delta\lambda/|\mu_0|)$ – средняя аэрозольная оптическая толщина k -го слоя в спектральном интервале $\Delta\lambda$; Σ – множество точек ПП. При рассеянии в облачном слое $w_i = w_{i-1} \Lambda_c$, при отражении от ПП $w_i = w_{i-1}(1 - \varepsilon_\lambda)$. Как и в случае теплового излучения, не учитываются эффекты рассеяния в надоблачном ($k = 1$) и подоблачном ($k = 2$) слоях, т.е. для них $\Lambda = 0$. Пересечение траекторией фотона подоблачного слоя учитывается умножением его веса на величину $T_2(\Delta\lambda, |\mu|) \exp(-\tau_{a2}(\lambda)/|\mu|)$, где $\mu = \cos \psi$, ψ – зенитный угол траектории. Отметим, что если траектория фотона из облачного слоя или при его отражении от ПП попадает в надоблачный слой, то она обрывается. Обозначим точку i -го столкновения фотона \mathbf{r}_i . Определению длины свободного пробега и величины τ_i в выражении (7) в пределах облачного слоя связано с вычислением суммарной длины отрезков прямых $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i + \boldsymbol{\omega}_i t$ или $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \boldsymbol{\omega}_0 t$, лежащих внутри облаков. Напомним, что форма отдельного облака представляет собой усеченный параболоид вращения (5). Если через траекторию фотона провести сечение облачного поля плоскостью, перпендикулярной плоскости XOY , то задача сводится к вычислению длин отрезков прямой находящихся «внутри» парабол, т.е. к решению квадратных уравнений.

Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты выполнены для следующих значений параметров: высота радиометра $H_R = 850$ км, $\Omega_R = 1,88 \cdot 10^{-6}$ ср, угол визирования $\theta = 0$. Рассматривается простейшая модель очага пожара, имеющего температуру $T_{fl} = 1000$ К и площадь S_{fl} (рис. 1). Температура земной поверхности вне ОП $T_0 = 300$ К. При расчетах спектральный интервал разбивался на три субинтервала 3,55–3,6; 3,6–3,8 и 3,8–3,93 мкм, исходя из имеющейся информации о спектральной зависимости высотных профилей коэффициента аэрозольного ослабления [11]. Программа для расчета средней величины функции молекулярного пропускания надоблачного и подоблачного слоев в выбранных спектральных интервалах с учетом зависимости от величины зенитного угла любезно предоставлена К.М. Фирсовым. При этом использовалась модель атмосферы для лета средних широт [12]. Приведенные результаты расчетов выполнены для спектрального субинтервала 3,6–3,8 мкм. Высота нижней границы облачного слоя $H_1 = 1$ км, значения σ_c и Λ_c соответствуют модельному облаку C_1 [13] и равны $20,28 \text{ км}^{-1}$ и $0,94$.

На рис. 2, 3 представлены результаты расчетов статистических характеристик величины нормированной мощности $p^* = p_s(\theta, \Delta\lambda)/\pi S_\lambda \Omega_R S_R \Delta\lambda$ отраженного системой «облачная атмосфера – ПП» солнечного излучения. Обращает на себя внимание существенная зависимость средней мощности от величины коэффициента отражения ПП $(1 - \varepsilon_\lambda)$. Для достаточно большой величины $(1 - \varepsilon_\lambda) = 0,2$ зависимость средней мощности от балла облачности N (рис. 2, а) становится несущественной (кривые, отмеченные квадратиками), так как попадание солнечного излучения в просветы между облаками компенсируется отражением его от ПП.

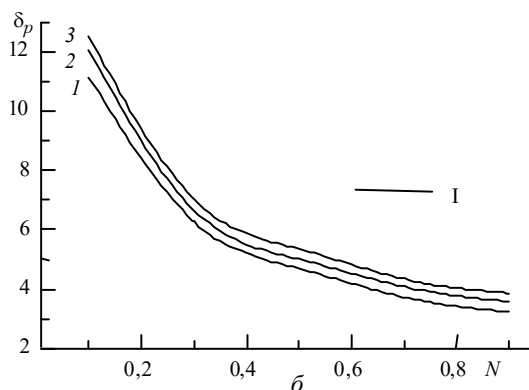
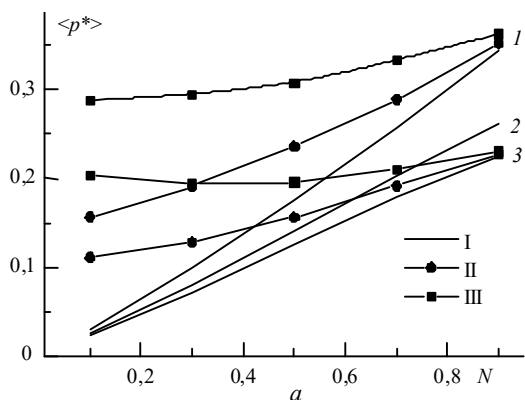


Рис. 2. Зависимости нормированной средней мощности помехи солнечного излучения $\langle p^* \rangle$ (а) и величины ее относительного среднеквадратического отклонения δ_p (б) от балла облачности N : 1 – $\xi_{\odot} = 10^\circ$, 2 – 30° , 3 – 40° ; I – $1 - \epsilon_\lambda = 0$; II – 0,1; III – 0,2

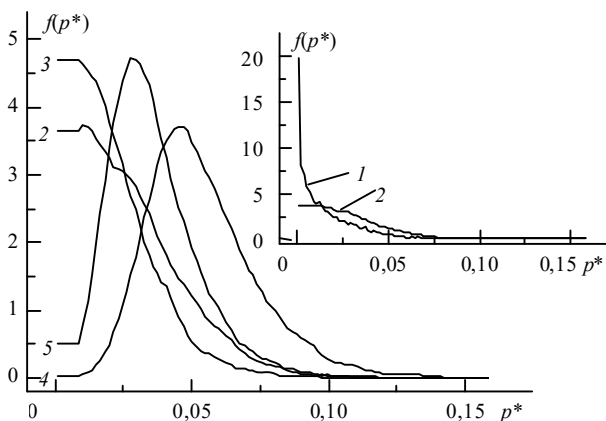


Рис. 3. Гистограммы нормированной мощности помехи солнечного излучения: 1 – $N = 0,3$, $\xi_{\odot} = 5^\circ$; 2 – $N = 0,5$, $\xi_{\odot} = 5^\circ$; 3 – $N = 0,5$, $\xi_{\odot} = 40^\circ$; 4 – $N = 0,9$, $\xi_{\odot} = 5^\circ$; 5 – $N = 0,9$, $\xi_{\odot} = 40^\circ$

Уменьшение $\langle p^* \rangle$ с ростом зенитного угла Солнца объясняется возрастающим влиянием боковых поверхностей облаков и их индикатрисой рассеяния. Поэтому если исходить из величины помехи солнечного излучения при зондировании в надир, то большие зенитные углы Солнца являются более предпочтительными для обнаружения ОП.

Результаты расчетов показывают, что рост коэффициента отражения ПП практически не сказывается на величине относительного среднеквадратического отклонения $\delta_p = \sqrt{D(p_S)} / \langle p_S \rangle$ мощности помехи солнечного излучения. Это связано с тем, что уровень флуктуаций рассеянного облаками солнечного излучения определяется в основном стохастической геометрией облачного слоя. На рис. 2, б представлены зависимости δ_p от N при $(1 - \epsilon_\lambda) = 0$. Отметим, что величина относительной ошибки расчетов моментов p_S не превышает 4%. Показанные на рис. 3 гистограммы иллюстрируют их существенную зависимость не только от балла облачности, но и от величины зенитного угла Солнца. Гистограммы рассчитаны для ПП, не отражающей солнечное излучение ($\epsilon_\lambda = 1$).

Об эффективности обнаружения ОП в условиях облачной атмосферы можно косвенно судить по величине отношения сигнал-шум, которое обозначим SNR . В нашем

случае $SNR = \langle p_{fl} \rangle / \sqrt{D(p)}$ – отношение средней мощности излучения ОП $\langle p_{fl} \rangle$ к величине среднеквадратического отклонения $\sqrt{D(p)}$ регистрируемой радиометром суммарной мощности p . Зависимости отношения сигнал-шум от балла облачности показаны на рис. 4 для ОП, имеющих площадь $S_{fl} = 100$ и 400 м^2 . Из приведенных результатов видно, что появление помехи солнечного излучения существенно снижает величину SNR . В результате для ОП с $S_{fl} = 100 \text{ м}^2$ отношение сигнал-шум не превышает 0,5, в то время как без солнечного излучения $SNR \approx 1,9$ при $N = 0,1$.

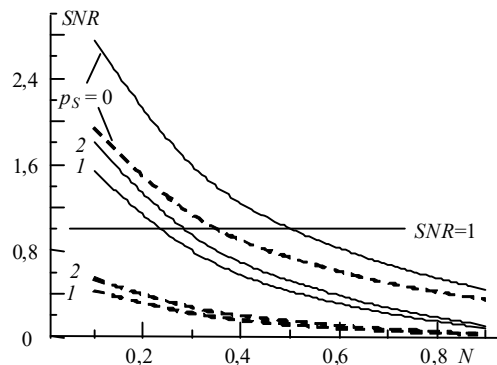


Рис. 4. Зависимость отношения сигнал-шум от балла облачности N : 1 – $\xi_{\odot} = 10^\circ$, 2 – $\xi_{\odot} = 40^\circ$, сплошные кривые – $S_{fl} = 400 \text{ м}^2$, пунктирные – $S_{fl} = 100 \text{ м}^2$

Введем отношения: $Q_1 = \langle p_{IR} \rangle / \langle p_S \rangle$ и $Q_2 = \langle p_{fl} \rangle / \langle p_S + p_{IR} \rangle$. Первое определяет соотношение между средними мощностями помех теплового и солнечного излучения, а второе – между средними мощностями излучения ОП и суммарного фона. Результаты расчетов Q_1 и Q_2 приведены на рис. 5. Уровень помехи солнечного излучения в условиях облачной атмосферы и отражающей ПП близок к величине помехи теплового излучения (кривые 2, 3 на рис. 5, а). При значениях балла облачности $N < 0,3$ величина отношения Q_1 уменьшается в 2,5–4 раза при увеличении ϵ_λ от 0,9 до 1. Это связано со значительным вкладом отраженного от ПП солнечного излучения при $N < 0,3$. Поскольку для большинства типов ПП излучательная способность $\epsilon_\lambda > 0,9$, то ее величину наряду с баллом облачности необходимо учитывать для определения порога при обнаружении.

ружении ОП по критерию Неймана–Пирсона [2]. Значительный уровень помехи солнечного излучения приводит к тому, что величина отношения Q_2 не превышает 0,5 для ОП с площадью $S_{fl} = 100 \text{ м}^2$ (рис. 5, б). С другой стороны, относительный уровень флуктуаций помехи солнечного излучения при малых значениях балла облачности доста-

точно высокий, например при $N = 0,1 \delta_p > 10$ (см. рис. 2, б). Поэтому эффективность обнаружения небольших ОП при малых баллах облачности будет низкой. Однако величина средней мощности для ОП с $S_{fl} = 400 \text{ м}^2$ при $N < 0,5$ превышает среднюю мощность суммарной помехи, что делает возможным обнаружение таких очагов пожаров.

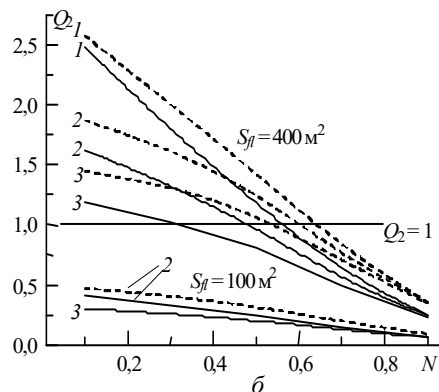
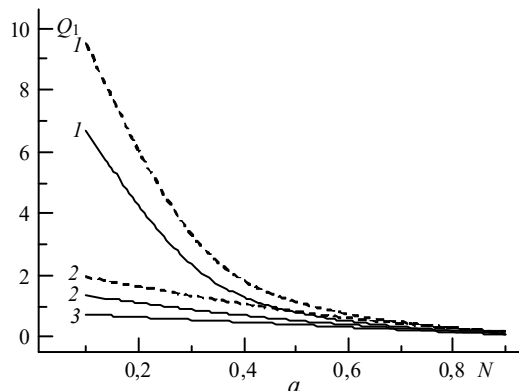


Рис. 5. Зависимости отношений Q_1 (а) и Q_2 (б) от балла облачности N : 1 – $1 - \varepsilon_\lambda = 0$; 2 – 0,1; 3 – 0,2; сплошные кривые – $\xi_\odot = 10^\circ$, пунктирные – $\xi_\odot = 40^\circ$

Полученные результаты косвенно характеризуют возможность обнаружения ОП в дневных условиях. Наиболее полную информацию об эффективности обнаружения ОП можно получить на основе замкнутого численного эксперимента, как это было сделано для ночных условий в работе [3].

1. Lauritson L., Nelson G.J., Porto F.W. Data extraction and calibration of «Tiros-N»/NOAA Radiometers. NESS-107. Technical Memorandum. Washington, D.C., 1979. 58 p.
2. Астафуров В.Г., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. № 5. С. 647–655.
3. Астафуров В.Г. // Оптика атмосферы и океана. 1999. № 3. С. 262–667.
4. Коровин Г.Н., Бартаев С.А., Беляев А.И. // Лесное хозяйство. 1998. № 4. С. 45–48.
5. Малкевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 303 с.

6. Зуев В.Е., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. № 1–2. С. 201–223.
7. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах: стандартные методы расчета. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 264 с.
8. Авасте О.А. // Радиация и облачность. Тарту: ИАиФА АН ЭССР, 1969. С. 98–117.
9. Кондратьев К.Я. Радиационные характеристики земной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 564 с.
10. Каргин Б.А. Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере. Новосибирск: Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1990. 206 с.
11. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1986. 294 с.
12. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 264 с.
13. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.

V.G. Astafurov. Possibility of forest fires detection at day time from space under conditions of broken clouds. Part 1.

Efficiency of day detection of fire sites by heat radiation from space is limited by noise of solar radiation reflected from the system atmosphere – underlying surface. By means of the Monte-Carlo method we have studied statistical characteristics of the power of solar and heat radiation noises recorded with radiometer. Numerical algorithm is presented. Efficiency of finding the fire sites depending on their sizes and number of clouds is estimated by the signal-to-noise magnitude. Mean power of heat and solar radiation noises is compared.