

УДК 621.384.326.2:621.397.13

Анализ предельных возможностей идеальных тепловизоров при наблюдении «точечных» излучателей

В. Л. Бакуменко, А. Н. Свиридов, И. И. Таубкин
Государственное унитарное предприятие «НПО "Орион"», Москва, Россия

Дан анализ особенностей работы тепловизионных приборов в условиях наблюдения источников излучения с малыми угловыми размерами. При рассмотрении применен формализм разложения излучения на пространственно-спектральные моды. Такой подход позволяет естественным образом учитывать дифракционные и абберационные эффекты используемой оптики. Полученные в работе соотношения для эквивалентной радиационному шуму разности температур и контраста позволяют оценивать эти параметры для источников излучения с малыми угловыми размерами по значениям, определенным для протяженных излучающих целей.

В практике использования тепловидения есть задачи, так или иначе связанные с ранним обнаружением излучающих объектов, т. е. с фиксацией еще пространственно неразрешаемой, но разрешаемой температурной цели (на экране тепловизора цель обнаруживается как точка, по яркости отличающаяся от остальной части экрана). Примером задач такого рода может быть поиск с воздуха потерпевших в море аварию людей или охрана объектов. В этих примерах достоверная оценка предельной дальности обнаружения цели позволит правильно организовывать поиск и расположить пункты наблюдения. Сделать такую оценку по параметрам, обычно характеризующим тепловизионные системы, нельзя. Это обусловлено тем, что стандартные параметры тепловизора (ТПВ) относятся к ситуации, когда изображение объекта в фокальной плоскости объектива ТПВ имеет размеры, достаточные для того, чтобы оптически сопряженные с целью фоточувствительные элементы (ФЧЭ) были полностью освещены ее излучением (кроме совмещенных с краем изображения), в то время как в задаче раннего обнаружения искомым объектом может быть освещен полностью или частично только один ФЧЭ ТПВ. Когда засвечена целью только часть приемной площадки ФЧЭ, тогда на ее остальную часть через объектив попадает излучение фона, добавляя радиационный вклад в шумы ФЧЭ. Доля фоновой вклада меняется с изменением размера изображения цели, и учет этого в случае ТПВ, ограниченного радиационными шумами, необходим.

Поскольку в работах, анализирующих параметры ТПВ, рассматриваются достаточно протяженные излучающие объекты, например в [1], то их результаты не применимы в интересующем нас случае. В этой статье мы приводим результаты анализа характеристик ТПВ применительно к «точечному» излучателю. Здесь и далее под «точечным» излучателем (опуская кавычки) мы будем понимать такой излучающий объект, угловые размеры которого (?_s) сравнимы и меньше угла поля зрения ФЧЭ ТПВ (?₀).

Данная статья посвящена рассмотрению только первых двух стадий тепловизионного процесса: формированию изображения объекта в плоскости ФЧЭ и получению сигналов ФЧЭ. Не рассмотрены хранение и обработка сигналов и формирование изображения на мониторе ТПВ. Здесь мы приводим лишь

результаты анализа двух параметров: эквивалентную шуму разность температур (NETD) и контраст. В анализе учтены дифракция и абберация объектива ТПВ (только для контраста), особая роль которых в случае точечного источника (ТИ) очевидна. Предполагалось, что:

в ТПВ использованы идентичные по характеристикам квантовые ФЧЭ с квантовым выходом, равным 1 во всей рабочей спектральной области;

длинноволновая граница рабочей спектральной области не превышает 15 мкм, что соответствует ФЧЭ, используемым обычно в ТПВ;

шумы обусловлены дробовым шумом фотонов, облучающих ФЧЭ в угле его поля зрения;

источник излучает как абсолютно черное тело (АЧТ); его излучение подчиняется закону Ламберта, а температура не превышает 700 К (последнее допущение сделано для упрощения расчетов, фактор вырождения фотонов можно было считать равным 1);

нет потерь излучения в атмосфере и в оптике ТПВ.

При рассмотрении световых потоков использовался формализм их разложения на пространственно-спектральные моды [2], т. е. представления светового потока, падающего на ФЧЭ, в виде суммы независимых лучей (мод излучения). Такой подход позволяет естественным образом учитывать дифракцию и абберацию.

Из условия независимости мод следует, что каждая мода излучается участком источника диаметром $d_m = 1,22 \frac{L}{D} \lambda$ [3]. Здесь L — расстояние от источника до объектива, диаметр которого D , а λ — длина волны, соответствующая моде.

ФЧЭ через объектив достигают $M_p(\lambda)$ мод.; $M_p(\lambda)$ равно отношению рабочей площади ФЧЭ S_p к площади, освещаемой на нем одной модой; S_{mp} ,

$$M_p(\lambda) = \frac{S_p}{S_{mp}}, \quad \text{где} \quad S_{mp} = \pi \left(\frac{1,22 \lambda f}{2D} \right)^2. \quad \text{В результате можно записать:}$$

$M_p(\lambda) = 0,855 \frac{S_p A^2}{\lambda^2}$ (A — апертура объектива $A = \frac{D}{f}$). Из них $M_s(?)$ — моды источника, а остальные $M_b(\lambda) = M_p(\lambda) - M_s(\lambda)$ — фонового излучения.

Можно записать $M_s(\lambda) = \chi^2 M_p(\lambda)$, где $\chi = \frac{\alpha_s}{\alpha_0}$ — относительный угловой размер источника. Мощность одной пространственно-спектральной моды источника выражается как

$$P_m(T, \lambda, \Delta\lambda) = P_0(T, \lambda, \Delta\lambda) \Omega_0 \left(\pi \left(\frac{d_m}{2} \right)^2 \right),$$

где $P_0(T, \lambda, \Delta\lambda)$ — мощность, излучаемая АЧТ в единицу телесного угла α единицы площади на длине волны λ в спектральном интервале $\Delta\lambda$;

$$\Omega_0 = \pi \frac{D^2}{4L^2} \quad \text{— телесный угол собирания излучения объективом.}$$

$$\text{В результате} \quad P_m(T, \lambda, \Delta\lambda) \approx 1,84 \frac{hc^2 E(T, \lambda) \Delta\lambda}{\lambda^3},$$

$$\text{где} \quad E(T, \lambda) = \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}.$$

Этому соответствует поток квантов

$$n_m(T, \lambda, \Delta\lambda) = 1,84 \frac{cE(T, \lambda)\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (1)$$

Полный поток квантов, приходящий на рабочую поверхность ФЧЭ, сопряженного с ТИ, имеющим относительный угловой размер χ , складывается из потока, испускаемого ТИ, и квантов мод фона, сопряженных с этим ФЧЭ.

$$N_{ps}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = N_{ps}(T_s, \Delta\lambda, \chi) + N_{psb}(T_b, \Delta\lambda, \chi).$$

При этом

$$\left. \begin{aligned} N_{ps}(T_s, \Delta\lambda, \chi) &= \chi^2 \int_{\Delta\lambda} \frac{n_m(T_s, \lambda, \Delta\lambda)}{\Delta\lambda} M_p(\lambda) d\lambda = 1,57cS_p A^2 \chi^2 \int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda; \\ N_{psb}(T_b, \Delta\lambda, \chi) &= 1,57cS_p A^2 (1 - \chi^2) \int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda. \end{aligned} \right\}$$

Здесь T_s, T_b — температуры, соответственно, ТИ и фона, и интегрирование производится по рабочей спектральной области $\Delta\lambda$.

Число фотоэлектронов, накопленных в регистрирующей системе за время τ при воздействии на ФЧЭ потока квантов $N_{ps}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi)$, равно

$$H_{sb}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = 1,57\tau c S_p A^2 \int_{\Delta\lambda} \frac{\chi^2 E(T_s, \lambda) + (1 - \chi^2) E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda.$$

Среднее квадратичное значение флуктуаций числа фотоэлектронов в ФЧЭ записывается как $\Theta_{point}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = \sqrt{H_{sb}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi)}$, или, обозначая как $\Theta_0(T_s, \Delta\lambda) = \Theta_{point}(T_s, T_b, \Delta\lambda, 1)$ среднее квадратичное значение флуктуаций числа фотоэлектронов для случая протяженного источника;

$$\Theta_{point}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = \Theta_0(T_s, \Delta\lambda) \chi \sqrt{1 + \frac{1 - \chi^2}{\chi^2} K_f(T_s, T_b, \Delta\lambda)},$$

$$\text{где } K_f(T_s, T_b, \Delta\lambda) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda}.$$

Определяя эквивалентную радиационному шуму разность температур NETD для ТИ как

$$NETD_{point}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = \frac{\Theta_{point}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi)}{\frac{d}{dT_s} H_{sb}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi)},$$

получаем в результате для удельного параметра

$$NETD_{point}^*(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = NETD_0^*(T_s, \Delta\lambda) \frac{\sqrt{1 + \frac{1 - \chi^2}{\chi^2} K_f(T_s, T_b, \Delta\lambda)}}{\chi}, \quad (2)$$

$$\text{где } NETD_0^*(T_s, \Delta\lambda) = \frac{kT_s^2}{\sqrt{1,57h^2 c^3}} \frac{\sqrt{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda}}{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^5} (1 + E(T_s, \lambda)) d\lambda} - \text{удельная эквивалентная}$$

радиационному шуму разность температур для протяженного источника.

Для случая наблюдения ТИ можно говорить о тепловом контрасте, определяя его как контраст облученности двух ФЧЭ, из которых один оптически сопряжен с ТИ, а на другой падает только излучение фона, т. е.:

$$C_{\text{point}}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = \frac{N_{ps}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) - N_{pb}(T_b, \Delta\lambda)}{N_{ps}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) + N_{pb}(T_b, \Delta\lambda)}$$

или

$$C_{\text{point}}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = C_0(T_s, T_b, \Delta\lambda) \frac{1}{1 + 2 \frac{1 - \chi^2}{\chi^2} \frac{K_f(T_s, T_b, \Delta\lambda)}{1 + K_f(T_s, T_b, \Delta\lambda)}},$$

где $C_0(T_s, T_b, \Delta\lambda)$ — контраст между ФЧЭ в случае, когда один из них полностью засвечен источником ($\chi = 1$), а второй фоном

$$C_0(T_s, T_b, \Delta\lambda) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda) - E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda) + E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} d\lambda}.$$

На рис. 1—3 приведены расчетные характеристики NETD и контраста при наблюдении ТИ с учетом дифракции. При расчете интегрирование по спектру заменялось суммированием с постоянным энергетическим интервалом, т. е. во всем спектральном диапазоне суммирования отношение $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ оставалось постоянным. Во всех случаях принималось, что относительное отверстие объектива ТПВ $A = 1$, рабочая площадка ФЧЭ $S_p = 25 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$, температура фона $T_b = 273 \text{ К}$ и коротковолновая граница рабочего спектрального диапазона ТПВ $\lambda_0 = 0,5 \text{ мкм}$.

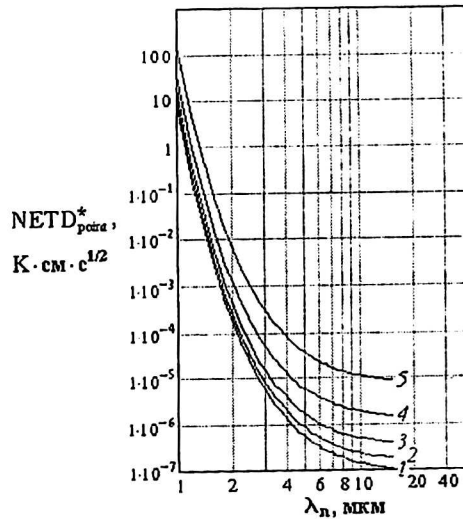


Рис. 1. Зависимость эквивалентной шуму разности температур $NETD_{\text{point}}^*$ от длины волны длинноволновой границы λ_n с температурой ТИ $T_s = 293 \text{ К}$ и при температуре фона $T_b = 273 \text{ К}$ при разных угловых размерах χ :
1 — $\chi = 1$; 2 — $\chi = 0,75$; 3 — $\chi = 0,5$; 4 — $\chi = 0,2$; 5 — $\chi = 0,1$

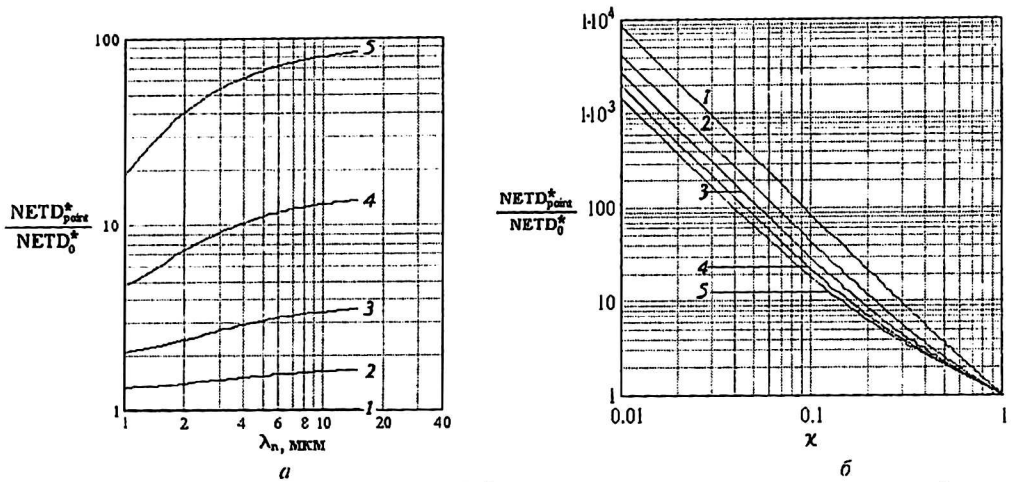


Рис. 2. Зависимость отношения NETD для точечного и протяженного излучателей:

а — температурой ТИ $T_s = 293$ К и температурой фона $T_b = 273$ К при разных угловых размерах χ :

1 — $\chi = 1$; 2 — $\chi = 0,75$; 3 — $\chi = 0,5$; 4 — $\chi = 0,2$; 5 — $\chi = 0,1$;

б — в рабочей спектральной области 0,5–15 мкм

с температурой фона $T_b = 273$ К при разных температурах ТИ:

1 — $T_s = 293$ К; 2 — $T_s = 400$ К; 3 — $T_s = 500$ К; 4 — $T_s = 600$ К; 5 — $T_s = 700$ К

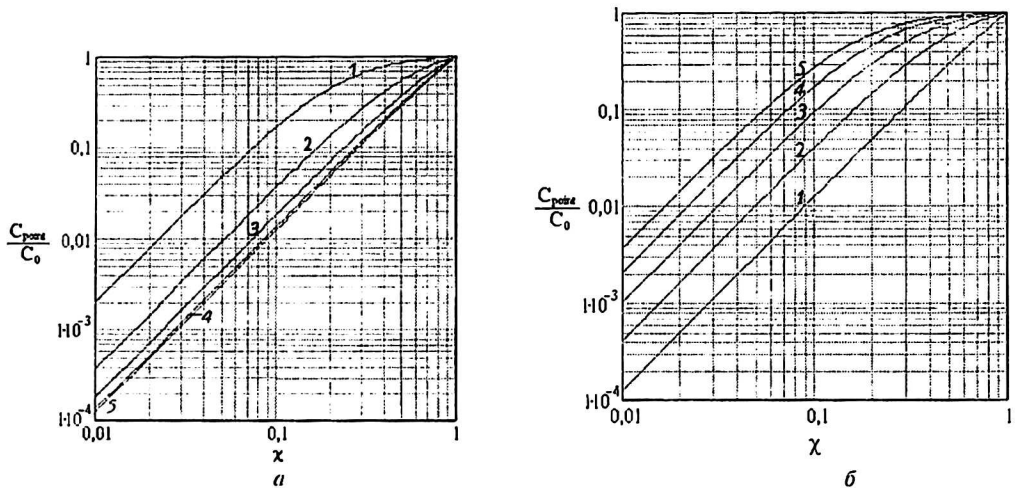


Рис. 3. Зависимость отношения C_{point}/C_0 от углового размера ТИ:

а — при разных рабочих спектральных диапазонах ТПВ:

1 — $\lambda_n = 1$ мкм; 2 — $\lambda_n = 2$ мкм;

3 — $\lambda_n = 4$ мкм; 4 — $\lambda_n = 8$ мкм;

5 — $\lambda_n = 12$ мкм;

б — при различных температурах ТИ:

1 — $T_s = 293$ К; 2 — $T_s = 400$ К;

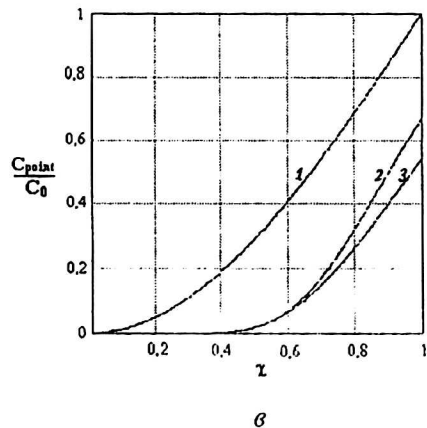
3 — $T_s = 500$ К; 4 — $T_s = 600$ К;

5 — $T_s = 700$ К;

в — для объектов ТПВ разного качества при $T_s = 293$ К, $T_b = 273$ К;

1 — без учета aberrации; 2 — с учетом aberrаций объектива при $\Gamma = 3$;

3 — с учетом aberrаций объектива при $\Gamma = 5$



На рис. 1 показана зависимость эквивалентной шуму разности температур $\text{NETD}_{\text{point}}^*$ от длины волны длинноволновой границы λ_n (т. е. от рабочего спектрального диапазона ТПВ) при разных угловых размерах χ ТИ с температурой $T_s = 293$ К и при температуре фона $T_b = 273$ К. Кривая 1, соответствующая $\chi = 1$, совпадает с характеристикой для случая протяженного источника. Изменения при переходе от одного типа источников излучения к другому нагляднее представляет график на рис. 2, а, где показана спектральная характеристика отношения NETD для точечного и для протяженного излучателей. Из сравнения рис. 1 и 2, а видно, что при изменении по спектру абсолютных величин NETD на несколько порядков изменения их относительных значений при фиксированных угловых размерах остаются в пределах одного порядка (по меньшей мере, в интервале $0,1 \leq \chi \leq 1$). Изменение NETD с изменением углового размера ТИ при разных значениях его температуры T_s показано на рис. 2, б. При значениях χ , близких к 1, эта зависимость имеет характер χ^{-1} , который, по мере уменьшения углового размера ТИ, принимает вид χ^{-2} . Переход от одной области к другой происходит тем ближе к $\chi \sim 1$, чем ближе T_s к T_b , так что при $T_s = 293$ К практически при всех значениях χ $\text{NETD}_{\text{point}} \sim \chi^{-2}$ (см. рис. 2, б, кривая 1). Из формулы (2) следует, что переход от одной зависимости к другой происходит при

$$\chi \approx \sqrt{\frac{K_f(T_s, T_b, \lambda)}{K_f(T_s, T_b, \lambda) - 1}}$$

Результаты численных расчетов контраста при наблюдении ТИ приведены на рис. 3, а, б, где показаны зависимости отношения контраста для ТИ к контрасту протяженного источника от углового размера ТИ при разных рабочих спектральных диапазонах ТПВ (см. рис. 3, а) и при разных температурах ТИ (см. рис. 3, б). Эти зависимости имеют характер $\sim \chi^2$ в области малых значений χ , и при приближении χ к 1 зависимость контраста становится слабее, причем относительный контраст ТИ с уменьшением χ ухудшается тем больше, чем шире рабочий спектральный диапазон ТПВ и чем ближе T_s к T_b .

Все приведенные выше характеристики являются предельными, и возможности их достижения ограничены в конечном счете абберациями реальной оптики, используемой в ТПВ. Абберация в случае наблюдения ТИ играет более существенную роль, чем в случае с протяженным источником. В последнем случае абберация сказывается, главным образом, на пространственном разрешении ТПВ и не оказывает влияния на NETD и контраст, в то время как для ТИ обе эти характеристики зависят от абберации объектива ТПВ. Здесь мы рассматриваем, как абберация меняет контраст ТИ.

Полагая, что распределение квантов излучения в плоскости ФЧЭ в потоке одной моды, ось которой пересекает эту плоскость в точке (x_s, y_s) , излучаемой источником с температурой T_s на длине волны λ в интервале $\Delta\lambda$, имеет гауссову форму, выражение для этого распределения можно записать в виде

$$n_{ms}(x, x_s, y, y_s, T_s, \lambda) = w \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^4} g(x, x_s, y, y_s, \lambda) \Delta\lambda,$$

где $g(x, x_s, y, y_s, \lambda) = \exp\left(-4 \frac{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2}{\Gamma^2 \lambda^2}\right), \frac{\Gamma \lambda}{2}$ — характеризует aberrацию

(Γ — параметр aberrации), а коэффициент $w = 7,36 \frac{c}{\pi \Gamma^2}$ появился при нор-

мировке к полному потоку квантов одной пространственно-спектральной моды (1'). Из-за aberrации не все кванты мод, сопряженных с данным ФЧЭ, попадают на его поверхность. В то же время на ФЧЭ попадает часть квантов мод, не сопряженных с данным ФЧЭ. Обозначим полное число квантов мод ТИ, попадающих на ФЧЭ, как $N_{pss}(T_s, \Delta\lambda, \chi)$. Полное число квантов фона, попадающих на ФЧЭ, всех мод как сопряженных с данным ФЧЭ, так и сопряженных с соседними участками плоскости фотоприемной матрицы, для удобства расчетов представляем в виде разности квантов, попавших на ФЧЭ от всех мод, если бы ТИ отсутствовал, $N_{pmb}(T_b, \Delta\lambda)$, и квантов, попавших на ФЧЭ от всех мод ТИ, если бы температуры ТИ и фона совпадали, $N_{psb}(T_b, \Delta\lambda, \chi)$. Тогда общее число квантов, падающих на ФЧЭ, можно записать в виде

$$N_{ps}(T_s, T_b, \Delta\lambda, \chi) = N_{pss}(T_s, \Delta\lambda, \chi) + N_{pmb}(T_b, \Delta\lambda) - N_{psb}(T_b, \Delta\lambda, \chi).$$

При этом

$$\left. \begin{aligned} N_{pss}(T_s, \Delta\lambda, \chi) &= w \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_s, \lambda)}{\lambda^4} \sum_{x_s(\lambda)} \sum_{y_s(\lambda)} g(x, x_s, y, y_s, \lambda) dx dy d\lambda; \\ N_{pmb}(T_b, \Delta\lambda) &= w \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} \sum_{x_m(\lambda)} \sum_{y_m(\lambda)} g(x, x_m, y, y_m, \lambda) dx dy d\lambda; \\ N_{psb}(T_b, \Delta\lambda, \chi) &= w \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{\Delta\lambda} \frac{E(T_b, \lambda)}{\lambda^4} \sum_{x_s(\lambda)} \sum_{y_s(\lambda)} g(x, x_s, y, y_s, \lambda) dx dy d\lambda. \end{aligned} \right\}$$

Суммирование производится по M_s модам ТИ (координаты центров — x_s, y_s) и по всем модам в плоскости матрицы ФЧЭ (координаты — x_m, y_m). Реально суммирование обрывается на модах (x_m, y_m), достаточно удаленных по сравнению с $\frac{\Gamma \lambda}{2}$ от центра ФЧЭ. Интегрирование выполняется во всем рабочем спектральном диапазоне ТПВ $\Delta\lambda$ между λ_0 и λ_n , и по площадке ФЧЭ $h_0 = \sqrt{S_p}$.

Определяя контраст ТИ при учете aberrации как контраст облученности двух ФЧЭ, из которых один оптически сопряжен с ТИ, а на другой подает только излучение фона, можно записать

$$C_{\text{point}}(T_s, T_b, \lambda_n, \chi) = \frac{1}{1 + 2 \frac{N_{pmb}(T_b, \lambda_n)}{N_{pss}(T_s, \lambda_n, \chi) - N_{psb}(T_b, \lambda_n, \chi)}}.$$

На рис. 3, в показана расчетная зависимость $\frac{C_{\text{point}}(T_s, T_b, \lambda_n, \chi)}{C_0(T_s, T_b, \lambda_n)}$ от относительного углового размера ТИ для объективов ТПВ разного качества ($\Gamma = 5$ и 3). При расчетах, как и в случае учета только дифракции, интегрирование по спектру заменялось суммированием с постоянным энергетическим интервалом и предполагались те же параметры ТПВ и ТИ. Центры мод определялись как центры равносторонних шестиугольников со сторонами, равными $\frac{1}{\sqrt{3}}d_{pm}$, плотно заполняющих плоскость матрицы ФЧЭ. Как видно из данного рисунка, абберрация существенно ухудшает наблюдаемость ТИ. В приведенных примерах с абберрационными параметрами оптики $\Gamma = 3$ и 5 контраст источника излучения с малыми угловыми размерами становится близок к контрасту протяженного источника при χ , превышающих, соответственно, 1,2 и 1,34.

Выводы

1. При анализе работы ТПВ в условиях наблюдения источника излучения с малыми угловыми размерами необходим учет дифракционных и абберрационных эффектов используемой оптики.
2. Удобным и естественным инструментом такого анализа является формализм разложения излучения на пространственно-спектральные моды.
3. Полученные в результате анализа соотношения для NETD* и контраста позволяют оценить возможности ТПВ при наблюдении ТИ, если эти параметры определены применительно к протяженным источникам.

Литература

1. Таубкин И. И., Трищенко М. А. Предельная чувствительность и информативность тепловизоров и других оптико-электронных преобразователей изображения // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 18—41.
2. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь. — М.: Связь, 1978.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.

The analysis of ultimate abilities of ideal thermal imagers at observation of "point" emitters

V. L. Bakumenko, A. N. Sviridov, I. I. Taubkin
State Unitary Enterprise «RD&P Centre "ORION"», Moscow, Russia

Peculiarities of work of thermal imagers in conditions of observation of sources of radiation with the small angular sizes are analyzed. By consideration is applied the method of decomposition of radiation into spatial — spectral modes. Such approach allows by a naturally to take into account diffractive and aberrational effects of used optics. Relations received in work for a radioactive noise equivalent temperature and contrast allow to estimate these parameters for emitters with the small angular sizes through meanings determined for the extended radiating emitters.