

М. А. Демьяненко, А. Ф. Кравченко, В. Н. Овсяк

(Новосибирск)

НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ МИКРОБОЛОМЕТРЫ. Ч. I. РЕЖИМ ПОСТОЯННОГО СМЕЩЕНИЯ

Проведен теоретический анализ работы микроболометров в режиме постоянного смещения. Рассмотрены четыре основные схемы измерения сигналов: при фиксированных токе и напряжении и два варианта мостовой схемы. Получены соотношения для мощности, эквивалентной шуму, с учетом флуктуаций тепловых потоков, шума Джонсона и $1/f$ -шума болометра, шумов устройства считывания и источника питания. Показано, что определенная часть источников шумов в зависимости от схемы измерения вызывает флуктуации мощности выделяющегося в болометре джоулева тепла, что, в свою очередь, приводит к росту температурных флуктуаций по мере увеличения смещения болометра. Для болометров на основе металлических термосопротивлений флуктуации джоулевой мощности оказываются сравнимыми (или больше) с флуктуациями тепловых потоков.

Введение. Расширение сферы применения инфракрасных (ИК) приемников, в том числе тепловизионных, наряду с увеличением их чувствительности, требует понижения стоимости, энергопотребления и веса, повышения надежности и простоты использования. Всем этим требованиям удовлетворяют активно разрабатываемые последние два десятилетия неохлаждаемые многоэлементные приемники, в первую очередь основанные на терморезистивном эффекте, в своем развитии достигшие формата 320×240 и минимальной разрешаемой температуры менее 30 мК при частоте кадров 30 Гц [1, 2], что близко к параметрам криогенных фотонных матричных приемников. Теоретическому описанию резистивных болометрических приемников (далее болометрических) посвящено большое количество работ, в том числе [3–9]. Однако в них использованы значительные упрощения или рассмотрены предельные характеристики болометров, что не позволяет проводить достаточно полный анализ влияния различных факторов на рабочие характеристики болометров, в частности на мощность, эквивалентную шуму.

Целью данной работы является теоретический вывод соотношений, позволяющих проводить достаточно полный анализ влияния различных параметров микроболометров на их рабочие характеристики для четырех основных используемых на практике схем измерения сигнала. Впервые рассмотрен вопрос о влиянии флуктуаций тепловых потоков, шума Джонсона, $1/f$ -

шума болометра, шумов устройства считывания и источников питания на флуктуации мощности выделяющегося в болометре джоулевого тепла и как следствие на величину температурных флуктуаций и мощность, эквивалентную шуму.

Основные соотношения. В общем случае для определенности будем рассматривать один элемент многоэлементного микроболометрического приемника мостикового типа [3, 10], состоящего из термочувствительного сопротивления, подвешенного при помощи слабо теплопроводящих несущих балок («ножек») над подложкой, на которой может быть изготовлено считывающее устройство (например, мультиплексор). На подложке под болометром для увеличения поглощения ИК-излучения нанесено зеркало. Зазор между зеркалом и болометром составляет четверть длины волны середины рабочего диапазона длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ (примем его для оценок равным 8–14 мкм). Микроболометр расположен в вакуумированном корпусе, снабженном окном, имеющим коэффициент пропускания τ_w . Корпус, почерненный изнутри, и подложка поддерживаются при температуре T_B . Температура наблюдаемых объектов («сцены») T_S .

Пусть болометр характеризуется следующими параметрами: A – площадь, на которой происходит поглощение теплового излучения; R_D – электрическое сопротивление, зависящее от температуры болометра T_D ; $\alpha = (1/R_D)(dR_D/dT_D)$ – температурный коэффициент сопротивления (ТКС); G_I – теплопроводность между болометром и подложкой по несущим балкам; C_D – теплоемкость болометра; η – коэффициент поглощения теплового излучения в рабочем диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$, усредненный по длине волны и углу падения. Следует различать интегральные G_{II} и C_{DI} и дифференциальные G_I и C_D величины в случае их температурной зависимости. Изменение угла падения ИК-излучения на болометр с зеркалом приводит к изменению разности хода прямого и отраженного лучей и, вообще говоря, к зависимости коэффициента поглощения от угла падения. Усредняя коэффициент поглощения по разным пространственным углам, получим в общем случае разные значения η . Анализ характеристик болометра проводится в системе с объективом, имеющим коэффициент пропускания τ_{ob} и отношение фокусного расстояния к диаметру, равное F . Отметим, что в болометрах мембранного типа (с глубокой полостью под болометром и отсутствием интерференции прямого и отраженного лучей [3, 11]) указанной выше угловой зависимости коэффициента поглощения нет.

Уравнение теплового баланса болометра в предположении, что его температура T_D однородна по площади, а перепад температуры от T_D к T_B происходит только по несущей балке, имеющей пренебрежимо малую теплоемкость, имеет вид

$$C_D \frac{dT_D}{dt} = G_I(T_B - T_D) + \Delta P_S + P_S + P_B + P_n + Q + Q_n, \quad (1)$$

где ΔP_S , P_S и P_B – составляющие мощностей тепловых потоков, обусловленные измеряемым сигналом, обменом излучениями со сценой и корпусом, соответственно; P_n – флуктуации мощности тепловых потоков; Q – постоянная составляющая мощности джоулевого тепла, выделяющегося при протекании тока I_D через смещенный напряжением V_D болометр; Q_n – флуктуации джоулевой мощности, обусловленные флуктуациями сопротивления болометра, шумами генераторов тока и электродвижущей силы (ЭДС) устройства

считывания, напряжения Джонсона и величины смещения болометра. Величины потоков P_S и P_B при равенстве углов зрения на окно и объектив задаются соотношениями

$$P_S = A \tau_{op} \eta_S \theta_S [P(T_S) - P(T_D)], \quad (2)$$

$$P_B = A[(1 - \tau_{op}) \eta_S \theta_S + \eta_B \theta_B] [P(T_B) - P(T_D)]. \quad (3)$$

Здесь $\tau_{op} = \tau_{ob} \tau_W$ – полный коэффициент пропускания оптики; θ_S и θ_B – относительные углы зрения на объектив и корпус, равные $1/(4F^2 + 1)$ и $4F^2/(4F^2 + 1)$, соответственно (в болометрах мембранного типа $\theta_B = (8F^2 + 1)/(4F^2 + 1)$, так как следует учесть ИК-излучение, падающее с тыльной стороны болометра); η_S и η_B – эффективные коэффициенты поглощения, полученные усреднением по углам θ_S и θ_B ; $P(T)$ – мощность излучения единицы поверхности абсолютно черного тела в рабочем диапазоне длин волн, равная

$$P(T, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{15 \sigma T^4}{\pi^4} \int_{\lambda_1/\lambda_T}^{\lambda_2/\lambda_T} \frac{dx}{x^5 (\exp(1/x) - 1)}. \quad (4)$$

В выражении (4) σ – постоянная Стефана – Больцмана; $\lambda_T = hc/kT$ – характерная длина волны теплового излучения (h и k – постоянные Планка и Больцмана соответственно, c – скорость света). Для полного спектрального диапазона $P(T, 0, \infty) = \sigma T^4$. Отметим, что здесь и далее из набора индексов и параметров функций мы указываем только необходимые для понимания.

Спектральная плотность S_P флуктуаций тепловых потоков P_n складывается из спектральных плотностей тепловых потоков в несущих балках S_{Pl} и суммарной спектральной плотности S_{Pr} потоков излучения P_S и P_B . При наличии существенного перепада температуры $T_D - T_B$ для одной несущей балки длиной L и ее малой теплоемкости

$$S_{Pl} = \frac{4k}{L} \int_{T_B}^{T_D} T^2 g^2(T) dT \Big/ \int_{T_B}^{T_D} g(T) dT, \quad (5)$$

где $g(T)$ – удельная теплопроводность на единицу длины балки. При небольших перепадах температуры для болометра с двумя несущими балками $G_l = 2g/L$ и $S_{Pl} = 4kT_D^2 G_l$ (на полосу шириной в 1 Гц) [12]. Спектральная плотность S_{Pr} потоков излучения P_S и P_B задается соотношениями (2), (3) и спектральной плотностью флуктуаций излучения абсолютно черного тела $S_{PBB} = 2kT^2 dP(T, \lambda_1, \lambda_2)/dT$ [12], где

$$\frac{dP(T, \lambda_1, \lambda_2)}{dT} = \frac{15 \sigma T^3}{\pi^4} \int_{\lambda_1/\lambda_T}^{\lambda_2/\lambda_T} \frac{dx}{x^6 (\exp(1/x) - 1) (1 - \exp(-1/x))}. \quad (6)$$

Вводя дифференциальные теплопроводности $G_{rk} = A |d(P_S + P_B)/dT_k|$, где k принимает значения S, B и D , для спектральной плотности потоков излучения получим

$$S_{Pr} = 2k(T_D^2 G_{rD} + T_S^2 G_{rS} + T_B^2 G_{rB}) \quad (7)$$

или $S_{Pr} = 4kT_D^2 G_{rD}$ для $T_S = T_D = T_B$, так как при этом $G_{rS} + G_{rB} = G_{rD}$. Для полного спектрального диапазона

$$S_{Pr} = 8\sigma kA \{ \tau_{op} \eta_S \theta_S (T_S^5 + T_D^5) + [(1 - \tau_{op}) \eta_S \theta_S + \eta_B \theta_B] (T_B^5 + T_D^5) \},$$

которая при $T_S = T_B = T_D$ и $\eta_S = \eta_B = \eta$ упростится до $S_{Pr} = 16\eta\sigma kA T_D^5$. При оценках для диапазона 8–14 мкм и $T = 300$ К можно принять $S_{Pr}(8, 14) \approx 0,43 S_{Pr}(0, \infty)$. В дальнейшем для краткости полную спектральную плотность будем записывать в виде $S_p = 4kT_D^2 G_{0n}$, где G_{0n} – введенная таким образом эффективная теплопроводность, характеризующая величину флуктуаций тепловых потоков.

Температура болометра. Для общности можно считать, что болометр подключен к источнику постоянного напряжения последовательно с нагрузочным сопротивлением R_L . В таком включении измеряемой величиной (сигналом) может быть изменение либо тока в цепи I_S , либо напряжения V_S на одном из сопротивлений. При этом нетрудно убедиться, что при наличии только шумов Джонсона и заданной джоулевой мощности, а следовательно, заданном разогреве болометра максимальное отношение сигнал/шум имеет место при $R_L = 0$ (режим постоянного напряжения) в случае измерения тока и при $R_L \rightarrow \infty$ (режим постоянного тока) в случае измерения напряжения. Поэтому далее будем считать, что измерения проводятся либо при $V = \text{const}$ (рис. 1, *a*), либо $I = \text{const}$ (рис. 1, *b*), или с использованием распространенной

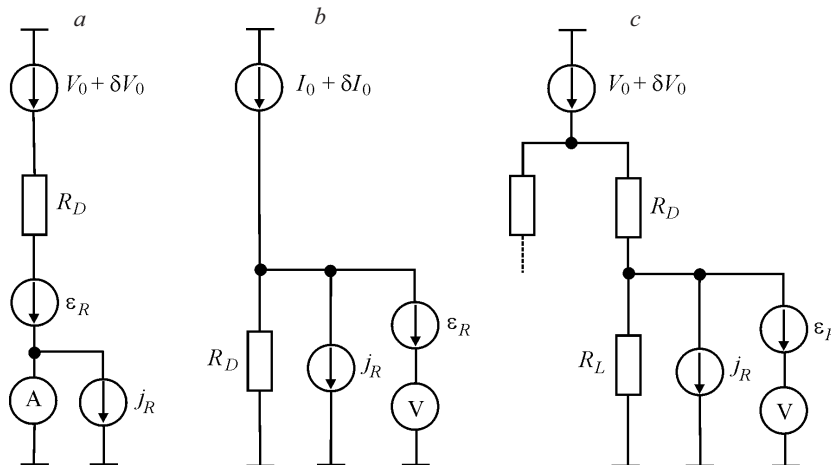


Рис. 1. Схемы включения болометров: смещение постоянным напряжением (*a*) и током (*b*), мостовая схема (правое плечо) (*c*). Показаны генераторы тока (*b*) и напряжения (*a, c*) постоянного смещения, измерители тока (*a*) и напряжения (*b, c*), содержащие эквивалентные генераторы шумового тока j_R и шумовой ЭДС ε_R

мостовой схемы Уитстона при $R_L \approx R_D$ (рис. 1, *c*), которая, в свою очередь, построена в двух вариантах. Мостовая схема первого варианта состоит из четырех одинаковых болометров, два из которых, например, в нижней части полумоста имеют высокий теплоотвод, так что их температура и, следовательно, сопротивление постоянны (это могут быть и просто два постоянных резистора), а из двух других, теплоизолированных от подложки, один защищен от попадания внешнего излучения. Схема второго варианта состоит из четырех идентичных теплоизолированных болометров, два из которых (расположенных в разных полумостах), например нижний левый и верхний правый, защищены от попадания внешнего излучения (они выполняют роль нагрузочных сопротивлений). В этом случае в схеме оказываются два активных элемента, что повышает ее чувствительность.

Далее рассмотрим мостовую схему. Для остальных случаев, как более простых, приведем лишь окончательные соотношения. Полная мощность выделяющегося в болометре и сопротивлении нагрузки джоулевого тепла

$$Q_{D,L} + Q_{nD,L} = I_{D,L}^2 R_{D,L} - I_{D,L} \varepsilon_{D,L} \quad (8)$$

флуктуирует в результате флуктуаций сопротивлений R_D и R_L , ЭДС Джонсона $\varepsilon_{D,L}$ и протекающего через соответствующее сопротивление тока $I_{D,L} = I_0 + \delta I_{D,L}$. Здесь $I_0 = V_0 / (R_D + R_L)$ – средний ток;

$$\delta I_{D,L} = I_0 \left[\frac{\delta V_0 + \varepsilon_D + \varepsilon_L}{V_0} - \frac{\delta R_D + \delta R_L}{R_D + R_L} \right] \pm \gamma_{L,D} \frac{j_R}{2} \quad (9)$$

– вариации токов, протекающих по болометру и сопротивлению нагрузки; $\gamma_{L,D} = 2R_{L,D} / (R_D + R_L)$. Индексы D и L здесь и далее указывают на принадлежность данной величины к болометру или сопротивлению нагрузки. Варьируя (8) по $\delta R_{D,L}$ и $\delta I_{D,L}$, найдем, что

$$Q_{nD,L} = \pm \beta \left(Q_{D,L} \frac{\delta R_{D,L}}{R_{D,L}} - I_0 \varepsilon_{D,L} \right) \pm 2I_0 R_{\parallel} j_R + \\ + \gamma_{D,L} \left[-Q_{L,D} \frac{\delta R_{L,D}}{R_{L,D}} + I_0 (\delta V_0 + \varepsilon_{L,D}) \right], \quad (10)$$

где $\beta = (R_L - R_D) / (R_L + R_D)$; R_{\parallel} – величина сопротивления параллельно включенных R_L и R_D . В (9) и (10) знаки «+» и «-» выбираются для болометра и нагрузочного сопротивления соответственно.

Изменение температуры болометра δT_D под воздействием потоков ΔP_S , P_n и Q_n найдем, разложив уравнение (1) по малой величине δT_D вблизи его рабочей температуры T_{D0} . При этом, учитывая, что изменение значения одного сопротивления в плече моста приведет к изменению джоулевой мощности в другом сопротивлении, необходимо также записать уравнение, аналогичное (1), для нагрузочного сопротивления и провести его разложение по δT_L вблизи соответствующей рабочей температуры T_{L0} . Принимая во внимание,

что вариации сопротивлений обусловлены как изменением температуры, так и собственными флуктуациями сопротивления $\delta R_{D,L}^f$ типа $1/f$:

$$\frac{\delta R_{D,L}}{R_{D,L}} = \alpha_{D,L} \delta T_{D,L} + \frac{\delta R_{D,L}^f}{R_{D,L}}, \quad (11)$$

удобно в (10) выделить вариации сопротивлений, вызванные изменением температуры, при этом оставшаяся часть (обозначим ее Q_n^f) будет иметь вид (10), в котором вариации сопротивлений обусловлены только флуктуациями сопротивлений типа $1/f$. В результате уравнения теплового баланса могут быть записаны в виде

$$C_D \frac{d\delta T_D}{dt} = -(G_{0D} - \beta \alpha_D Q_D) \delta T_D - \alpha_L Q_L \delta T_L \gamma_R + \Delta P_S + P_{nD} + Q_{nD}^f, \quad (12)$$

$$C_L \frac{d\delta T_L}{dt} = -(G_{0L} + \beta \alpha_L Q_L) \delta T_L - \alpha_D Q_D \delta T_D \gamma_L + P_{nL} + Q_{nL}^f, \quad (13)$$

где $\delta T_{D,L} = T_{D,L} - T_{D0,L0}$; $G_{0D,L} = G_{iD,L} + G_{rD,L}$ – полная дифференциальная теплопроводность ($G_{rD,L} = (\eta_S \theta_S + \eta_B \theta_B) AdP(T_{D,L})/dT_{D,L}$). Для полного спектрального диапазона и $\eta_S = \eta_B = \eta$ $G_{rD,L} = 4\eta A \sigma T_{D,L}^3$, а для диапазона 8–4 мкм и $T = 300$ К при оценках можно принять $G_r(8, 14) \approx 0,43 G_r(0, \infty)$. При $\eta = 0,5$ и $A = 1,5 \cdot 10^{-5}$ см² $G_r(300 \text{ К}) = 4,5 \cdot 10^{-9}$ Вт/К, а типичные значения для G_l будут порядка 10^{-7} Вт/К или немного меньше.

В первом варианте мостовой схемы можно принять, что $G_{0L} \rightarrow \infty$ и $\delta T_L = 0$. Во втором варианте болометр и нагрузочное сопротивление, будучи идентичными и находясь в равных условиях, за исключением малого потока ΔP_S , имеют одинаковые теплоемкости, теплопроводности, ТКС, рабочие температуры, сопротивления и постоянные составляющие джоулевой мощности. В результате уравнения (12) и (13) для фурье-компонент сигнала на угловой частоте ω дают: в первом варианте

$$\delta T_D = \varphi_\beta(\omega) \Delta P_S / G_\beta, \quad (14)$$

где $G_\beta = G_{0D} - \beta \alpha Q_D$, $\varphi_\beta(\omega) = 1/(1 + i\omega\tau_\beta)$ при $\tau_\beta = C_D/G_\beta$; во втором варианте

$$\delta T_D \mp \delta T_L = \varphi_\pm(\omega) \Delta P_S / G_\pm, \quad (15)$$

где $G_\pm = G_{0D} \mp \alpha Q_D$ (G_+ соответствует увеличению эффективной теплопроводности для полупроводникового болометра с ростом Q_D , а G_- – уменьшению); $\varphi_\pm(\omega) = 1/(1 + i\omega\tau_\pm)$ при $\tau_\pm = C_D/G_\pm$, характеризующем время температурной релаксации для разности и суммы температур болометра и нагрузочного сопротивления. Отметим, что соотношение (14) применимо в режимах измерения $V = \text{const}$ ($\beta = -1$) и $I = \text{const}$ ($\beta = +1$).

Спектральные плотности флуктуации температур (на 1 Гц) при этом составят: в первом варианте (флуктуирует только температура болометра)

$$S_T = \frac{|\varphi_\beta(\omega)|^2}{G_\beta^2} \left[S_P + \beta^2 Q_D \left(4kT_D + \frac{K_D Q_D}{f} \right) + \right. \\ \left. + \gamma_D^2 Q_L \left(4kT_L + \frac{K_L Q_L}{f} + \frac{S_V}{R_L} + S_{jR} R_L \right) \right], \quad (16)$$

где S_V и S_{jR} – спектральные плотности флуктуаций напряжения смещения моста δV_0 и тока эквивалентного генератора тока схемы считывания j_R . Отметим, что $Q_L = Q_D R_L / R_D$. Параметры K_D и K_L характеризуют флуктуации сопротивлений R_D и R_L вида $S_R / R^2 = K / f$ [13], где S_R – спектральная плотность флуктуаций сопротивления R . Параметр K в общем случае слабо зависит от частоты f , что обуславливает экспериментально наблюдаемое отклонение частотной зависимости токового шума от зависимости $1/f$.

Во втором варианте мостовой схемы для спектральных плотностей разности и суммы температур T_D и T_L соответственно имеем

$$S_{\Delta T} = 2 \frac{|\varphi_+(\omega)|^2}{G_+^2} \left(S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 2QRS_{jR} \right), \quad (17)$$

$$S_{\Sigma T} = 2 \frac{|\varphi_-(\omega)|^2}{G_-^2} \left(S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 2Q \frac{S_V}{R} \right). \quad (18)$$

Здесь индексы D и L при величинах Q , K , R не указаны вследствие равенства последних для болометра и нагрузочного сопротивления.

Для режимов $V = \text{const}$ (см. рис. 1, a) и $I = \text{const}$ (см. рис. 1, b) аналогично получим

$$S_{TV} = \frac{|\varphi_-(\omega)|^2}{G_-^2} \left(S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 4Q \frac{S_V + S_{\varepsilon R}}{R} \right), \quad (19)$$

$$S_{TI} = \frac{|\varphi_+(\omega)|^2}{G_+^2} \left[S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 4QR(S_I + S_{jR}) \right], \quad (20)$$

где S_I и $S_{\varepsilon R}$ – спектральные плотности флуктуаций тока смещения болометра δI_0 и ЭДС эквивалентного генератора схемы считывания ε_R . Отметим, что в соотношениях (16)–(20) флуктуации температуры определяются как флуктуациями тепловых потоков (S_P), так и флуктуациями джоулевой мощности (остальные слагаемые).

Рабочую температуру T_{D0} (аналогично T_{L0}) и разогрев болометра $\Delta T = T_{D0} - T_B$ можно определить, рассматривая постоянные члены уравнения (1) и учитывая (2), (3):

$$T_{D0} - T_B = \frac{A\tau_{op}\eta_S\theta_S(P(T_S) - P(T_B)) + Q_D}{G_{II} + G_{rI}}, \quad (21)$$

где $G_{rI} = A(\eta_S\theta_S + \eta_B\theta_B)(P(T_D) - P(T_B))/(T_D - T_B)$ – интегральная или статическая теплопроводность, обусловленная излучением и при малых $T_{D0} - T_B$ равная дифференциальной теплопроводности G_r . (При отсутствии уточняющего индекса k в теплопроводностях G_{rk} и G_{rlk} следует иметь в виду теплопроводности, соответствующие изменению температуры T_D или T_L .) Для полного спектрального диапазона и $\eta_S = \eta_B = \eta$ имеем

$$G_{rI}(0, \infty) = \eta A \sigma (T_D + T_B)(T_D^2 + T_B^2),$$

что при $T_D = T_B$ дает $4\eta A \sigma T_D^3$. Учитывая, что угол зрения на T_S значительно меньше, чем на T_B , и $T_S \approx T_B$, можно пренебречь разогревом болометра за счет излучения, тогда $\Delta T = Q_D/G_{0I}$, где $G_{0I} = G_{II} + G_{rI}$.

Рабочая точка T_{D0} согласно соотношениям (12) и (13) будет устойчивой, если соответствующие схеме измерения G_β или G_\pm положительны, так как при этом малые флуктуации температуры болометра будут затухать. Например, для полупроводникового болометра ($\alpha < 0$) и режима $V = \text{const}$ условие устойчивости будет выполнено при $Q_D < -G_0/\alpha$, что при $G_0 = 10^{-7}$ Вт/К и $\alpha = -2$ %/К составит не более $5 \cdot 10^{-6}$ Вт. При этом разогрев болометра не превысит $1/\alpha = 50$ К. При больших Q_D произойдет его выгорание. В режиме $I = \text{const}$ для полупроводникового болометра рабочая точка будет устойчивой при любой мощности Q_D . Дополнительную информацию об устойчивости рабочей точки можно получить, например, из [7, 8]. Следует отметить, что рабочие точки, расположенные вблизи области неустойчивости, несмотря на опасность выгорания болометра, являются привлекательными, так как в них эффективные теплопроводности G_β или G_\pm стремятся к нулю, что значительно повышает чувствительность болометров.

Сигнал и шум болометра. Напряжение, падающее на сопротивлении нагрузки в мостовой схеме, задается соотношением $V_L = I_L R_L - \varepsilon_L$. Для его вариации имеем

$$\delta V_L = I_0 R_{II} \left(\frac{\delta R_L}{R_L} - \frac{\delta R_D}{R_D} \right) - j_R R_{II} + \frac{\gamma_L}{2} (\delta V_0 + \varepsilon_D) - \frac{\gamma_D}{2} \varepsilon_L. \quad (22)$$

Измеряемое напряжение в мостовой схеме задается разницей δV_L , соответствующих правому и левому плечу моста, при этом члены, обусловленные флуктуациями напряжения смещения моста δV_0 , с хорошей точностью взаимно уничтожатся. Отметим, что соотношение (22) с учетом (11) позволяет определить как величину измеряемого сигнала $V_S = I_0 R_{II} (\alpha_L \delta T_L - \alpha_D \delta T_D)$ и, следовательно, чувствительность болометра (здесь $\delta T_{D,L}$ для рассматриваемых нами случаев определяются соотношениями (14) и (15)), так и шумовое напряжение, которое получим из (11)–(13) и (22) при $\Delta P_S = 0$. В последнем случае необходимо учесть шумовые ЭДС генераторов напряжения ε_R со

спектральной плотностью $S_{\varepsilon R}$ входящих в эквивалентную схему вольтметров в обоих плечах моста (см. рис. 1, *с*). Переходя от вариаций рассматриваемых переменных к соответствующим спектральным плотностям и приравнявая величины сигнала и шумового напряжения в узкой полосе Δf , найдем эквивалентную шуму мощность NEP (измеренную после объектива). Для первого варианта мостовой схемы получим

$$\begin{aligned} \text{NEP}^2 = & \frac{8kT_D^2 G_{0I} \Delta f}{\tau_W^2 \eta_S^2} \left\{ \frac{G_{0n}}{G_{0I}} + \frac{\Delta T}{T_D} \left[\beta^2 \left(1 + \frac{K_D Q_D / f}{4kT_D} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{4R_{\parallel}}{R_D + R_L} \left(\frac{T_L}{T_D} + \frac{K_L Q_L / f + S_{jR} R_L}{4kT_D} \right) \right] + \frac{2}{|\varphi_{\beta}|^2} \left(\frac{G_{\beta}}{G_{0I}} \right)^2 \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{1}{\alpha^2 T_D \Delta T} \left(\frac{T_D R_L + T_L R_D}{2T_D R_L} + \frac{(K_D + K_L) Q_D / f + S_{jR} R_D + S_{\varepsilon R} R_D / R_{\parallel}^2}{8kT_D} \right) \right] \right\}. \quad (23) \end{aligned}$$

Отметим, что в соотношении (23) член, пропорциональный G_{0n}/G_{0I} , обусловлен флуктуациями тепловых потоков, а член, пропорциональный $\Delta T/T_D$, обусловлен учтенными в данной работе флуктуациями джоулевой мощности.

Для оценок можно считать, что $R_D \approx R_L$ и $T_D \approx T_L$. При этом из соотношения (23) видно, что вклад источников шума, обусловленных флуктуациями сопротивления типа $1/f$, эквивалентных генераторов тока и ЭДС схемы считывания будет мал по отношению к шуму Джонсона, если выделяемая характеристическая мощность этих источников в полосе 1 Гц ($(K_D + K_L) Q_D / f$, $S_{jR} R_L$ и $S_{\varepsilon R} R_D / R_{\parallel}^2$ соответственно) меньше $8kT_D$. В свою очередь, для малости шума Джонсона на низких частотах ($|\varphi_{\beta}(\omega)| \approx 1$) по отношению к шуму тепловых флуктуаций (при условии, что $G_{0n}/G_{0I} \approx G_{\beta}/G_{0I} \approx 1$) необходимо выполнение условия $\alpha^2 T_D \Delta T > 2$, что для полупроводниковых болометров, например, с $\alpha \approx -2\%/K$ выполняется при $\Delta T/T_D \ll 1$ и, следовательно, флуктуации температур, обусловленные флуктуациями джоулевой мощности, оказываются малыми. Для металлических болометров с $\alpha = 1/T_D$ величина $\alpha^2 T_D \Delta T$ не превышает единицы даже при больших T_D . При приближении ее к единице $(\Delta T/T_D) \approx 1/(\alpha T_D)^2 \approx 1$ и, следовательно, существенными становятся флуктуации температур, обусловленные флуктуациями джоулевой мощности (см. (16)–(20) и (23)).

Для трех остальных (рассматриваемых нами) схем измерения мощность, эквивалентную шуму, можно представить единым выражением:

$$\begin{aligned} \text{NEP}^2 = & \frac{4kT_D^2 G_{0I} \Delta f}{\tau_W^2 \eta_S^2} \left[\frac{G_{0n}}{G_{0I}} + \frac{\Delta T}{T_D} \left(1 + \frac{K_D Q_D / f}{4kT_D} + \frac{\chi_{RT} S_{RT} + \chi_b S_b}{kT_D} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{|\varphi_{\pm}|^2} \left(\frac{G_{\pm}}{G_{0I}} \right)^2 \frac{1}{\alpha^2 T_D \Delta T} \left(1 + \frac{K_D Q_D / f + \chi_{RO} S_{RO} + \chi_{RT} S_{RT} + \chi_b S_b}{4kT_D} \right) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

Т а б л и ц а 1

Обобщенные спектральные мощности и их весовые коэффициенты

Схема измерения	S_{RO}	S_{RT}	S_b	χ_{RO}	χ_{RT}	χ_b
$V = \text{const}$	$R_D S_{jR}$	$S_{\varepsilon R}/R_D$	S_V/R_D	1	1	1
$I = \text{const}$	$S_{\varepsilon R}/R_D$	$R_D S_{jR}$	$R_D S_I$	1	1	1
Мост, вариант 2	$S_{\varepsilon R}/R_D$	$R_D S_{jR}$	–	2	1/2	0

Здесь так же, как и в (23), член, пропорциональный $\Delta T/T_D$, обусловлен учтенными в данной работе флуктуациями джоулевой мощности. Отметим, что в разных схемах флуктуации джоулевой мощности обусловлены разными генераторами шума схемы считывания. Например, в режиме $V = \text{const}$ (см. рис. 1, *a*) такой вклад будет давать только генератор ЭДС, а в режиме $I = \text{const}$ (см. рис. 1, *b*) – генератор тока. Поэтому для достижения универсальности соотношения (24) введены обобщенные спектральные мощности, которые выделялись бы на болометре под воздействием генераторов шума схемы считывания (S_{RO} и S_{RT}) и генератора шума устройства смещения (S_b) при условии, что только они подключены к болометру. Причем для схемы считывания они разделены на вызывающие флуктуации джоулевой мощности и соответственно температуры (S_{RT}) и не вызывающие (S_{RO}). В табл. 1 приведены значения S_{RO} , S_{RT} , S_b и соответствующих коэффициентов χ_{RT} , χ_{RO} , χ_b , входящих в соотношение (24), для трех схем включения болометра. При этом в величинах G_{\pm} и φ_{\pm} знак «+» выбирается в режиме $I = \text{const}$ и в мостовой схеме второго варианта, а знак «–» выбирается в режиме $V = \text{const}$. В силу отличия рассматриваемых схем, например, числом активных болометров и нагрузочных сопротивлений, вклады источников шума различны. Кроме того, отметим, что в симметричной мостовой схеме второго варианта (см. рис. 1, *c*) флуктуации напряжения смещения не входят в соотношение (24) и вызывают флуктуации только суммы температур болометра и нагрузки (см. (17) и (18)).

Вычисленная мощность NEP, эквивалентная шуму, позволяет определить основной параметр тепловизионной системы – разность температур, эквивалентную шуму, [5]:

$$\text{NETD} = \frac{4F^2}{\tau_{ob}} \frac{\text{NEP}}{\frac{dP(T_S, \lambda_1, \lambda_2)}{dT_S} A}}. \quad (25)$$

Заметим, что в (25) множитель $4F^2$, полученный в параксиальном приближении, иногда пишут в виде $4F^2 + 1$, соответствующем выполнению условия синусов Аббе [14].

Анализ результатов. На рис. 2 приведены зависимости NEP и NETD от величины разогрева ΔT для полупроводниковых и металлических болометров, рассчитанные по соотношениям (24) и (25) для режимов измерения $V = \text{const}$, $I = \text{const}$ и мостовой схемы второго варианта. В расчетах здесь и далее (см. рис. 2–5) в качестве неизменных параметров принимали $T_B =$

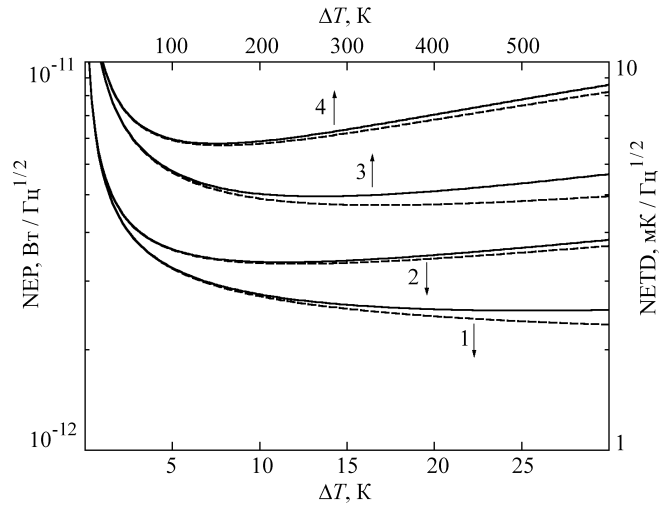


Рис. 2. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от величины разогрева ΔT для полупроводниковых (кривые 1, 2) и металлических болометров (кривые 3, 4), рассчитанные для режимов измерения $V = \text{const}$ (кривые 1 и 4), $I = \text{const}$ и мостовой схемы второго варианта (кривые 2 и 3). (Сплошные линии – зависимости с учетом флуктуаций выделяющегося в болометре джоулева тепла и пунктирные – без учета.)

$= 300 \text{ K}$, $\eta_S = \eta_B = 0,5$, $A = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, $\lambda_1 - \lambda_2 = 8-14 \text{ мкм}$, $\tau_W = \tau_{ob} = F = 1$. Кроме того, при расчете зависимостей на рис. 2 приняли $C_D = 10^{-9} \text{ Дж/К}$, $G_I = 10^{-7} \text{ Вт/К}$ (независимо от температуры), $f = 10 \text{ Гц}$, для металлического болометра $\alpha = 1/T_D$ и $K_D/4kT_B = 3 \cdot 10^5 \text{ Дж}^{-1}$, для полупроводникового болометра $\alpha = -0,02(300/T_D)^2$ и $K_D/4kT_B = 1 \cdot 10^7 \text{ Дж}^{-1}$. Шумы схем считывания и флуктуации смещения не учитывались. Для полупроводникового болометра значения пороговой мощности заметно меньше в режиме $V = \text{const}$, а для металлического, наоборот, что обусловлено соотношением эффективных теплопроводностей $G_{\pm} = G_{0D} \mp \alpha Q_D$. Уменьшение мощности, эквивалентной шуму, при малых ΔT (и, следовательно, Q_D) вызвано уменьшением относительного вклада шума Джонсона. Рост NEP по мере дальнейшего увеличения ΔT обусловлен главным образом понижением ТКС и увеличением соответствующей эффективной теплопроводности G_+ или G_- . Оптимальное значение разогрева болометров ΔT составляет $\approx 150 \text{ K}$ и $\approx 10 \text{ K}$ в случае металлического и полупроводникового терморезисторов соответственно. Использование последнего позволяет примерно в 2 раза понизить NEP. Учет флуктуаций выделяющегося в болометре джоулева тепла слабо влияет на мощность, эквивалентную шуму, в силу их малости в полупроводниковом терморезисторе и малого вклада флуктуаций температуры по сравнению с шумом Джонсона в металлическом терморезисторе. Как отмечалось выше, в последнем случае флуктуации джоулевой мощности могут даже превышать флуктуации тепловых потоков.

При проведении дальнейшего анализа влияния основных факторов на NEP воспользуемся выражением, полученным из (23) и (24) путем следующих приближений. Во-первых, как видно из рис. 2, можно пренебречь членом, пропорциональным $\Delta T/T_D$ и обусловленным флуктуациями джоулевой

Т а б л и ц а 2

Спектральные плотности эквивалентной шумовой ЭДС,
приведенной ко входу схемы считывания,
и значения коэффициентов, входящих в соотношение (26)

Схема измерения	$S_{\varepsilon eq}$	χ_S	χ_T	χ_J	χ_m
$V = \text{const}$	$S_{\varepsilon R} + S_{jR} R_D^2 + S_V$	1	1	1	1
$I = \text{const}$	$S_{\varepsilon R} + S_{jR} R_D^2 + S_I R_D^2$	1	1	1	1
Мост, вариант 1	$S_{\varepsilon R} + S_{jR} R_{ }^2$	4	1/2	γ_L	$2/\gamma_L$
Мост, вариант 2	$S_{\varepsilon R} + S_{jR} R_D^2 / 4$	1	1	1	2

мощности. В результате этого получаем возможность все шумы схемы измерения описать приведенной ко входу схемы считывания эквивалентной шумовой ЭДС, выражения для спектральной плотности которой $S_{\varepsilon eq}$ приведены в табл. 2 (в мостовых схемах предполагается наличие приведенных ЭДС в обоих полумостах). Во-вторых, будем считать, что мостовая схема первого варианта построена из четырех одинаковых болометров с высоким ТКС, работающих при малом разогреве ΔT , и, следовательно, можно принять $T_D = T_L$ и $K_D = K_L$. В-третьих, учитывая, что обычно $G_I \gg G_r$, и полагая G_I независимой от температуры, примем $G_{0I} = G_{0n} = G_0$. В результате при $\tau_w = 1$ для всех схем получим

$$\text{NEP}^2 = \frac{4kT_D^2 G_0 \Delta f}{\eta_S^2} \chi_S \chi_T [1 + JT(1 + RJ) + FT], \quad (26)$$

где $JT = \frac{\zeta_\beta^2}{\chi_J \chi_T \alpha^2 T_D \Delta T |\Phi_\beta|^2}$ и $FT = \frac{\zeta_\beta^2 G_0 K_D}{\chi_T 4k\alpha^2 T_D^2 |\Phi_\beta|^2 f}$ – отношения вкладов в

NEP шума Джонсона и $1/f$ -шума болометра к вкладу тепловых флуктуаций;

$RJ = \frac{\chi_m S_{\varepsilon eq}}{4kT_D R_D}$ – отношение вкладов в NEP спектральных плотностей приве-

денной ко входу схемы считывания эквивалентной шумовой ЭДС и шума Джонсона болометра; $\zeta_\beta = 1 - \alpha\beta\Delta T$. Индекс β принимает значение «+» в режиме $I = \text{const}$ и «-» при $V = \text{const}$. Отметим, что $RJ \times JT = RT$, где RT – отношение вкладов в NEP шумов схемы измерения и тепловых флуктуаций. Значения коэффициентов χ_S , χ_T , χ_J и χ_m даны в табл. 2.

Сделаем некоторые оценки для области низких частот ($\omega\tau_\beta < 1$), в которой NEP минимальна и при отсутствии $1/f$ -шума не зависит от частоты. Будем использовать параметры, типичные для многоэлементных неохлаждаемых полупроводниковых микроболометров: $\alpha = -2$ %/К, $G_0 = 10^{-7}$ Вт/К, $T_D = 300$ К. Кроме того, примем $\zeta_\beta = \chi_S = \chi_T = \chi_J = \chi_m = 1$. Эквивалентная шуму мощность NEP, обусловленная только тепловыми флуктуациями, равна $1,4 \cdot 10^{-12}$ Вт·Гц^{-1/2}. Естественно считать, что болометр спроектирован хорошо, если каждая из остальных компонент шума не превышает шума теп-

ловых флуктуаций, т. е. JT , RJ и FT меньше единицы. Приведем необходимые для этого условия. Для шума Джонсона $\alpha^2 T_D \Delta T > 1$ или $\Delta T > 8\text{ К}$. (Как отмечалось выше, для болометров, использующих в качестве термочувствительного слоя металлы, имеющие $\alpha \approx 1/T_D$, это условие не выполняется.) Приведенный ко входу схемы считывания шум должен быть меньше $4kT_D R_D$, что, например, для $R_D = 100\text{ кОм}$ составляет $40\text{ нВ} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Токовый $1/f$ -шум болометра на частоте $f = 1/2\pi\tau_\beta$ (на которой $|\varphi_\beta|^2 = 0,5$) будет меньше теплового при условии

$$\frac{K_D}{4kT_D} < \frac{\alpha^2 T_D}{4\pi\tau_\beta G_0}. \quad (27)$$

В частности, при выбранных выше параметрах и $\tau_\beta = 10\text{ мс}$ (при этом частота модуляции ИК-излучения может составлять $\approx 15\text{ Гц}$) приведенный здесь параметр $K_D/4kT_D$ должен быть меньше $1 \cdot 10^7\text{ Дж}^{-1}$. (Для металлического болометра при $\alpha = 1/T_D$ и $T_D = 450\text{ К}$ – менее $2 \cdot 10^5\text{ Дж}^{-1}$.) Отметим, что этот параметр при условии независимости K_D от частоты равен параметру f_0/Q_D , иногда используемому в качестве меры величины токового $1/f$ -шума [15]. Здесь f_0 – частота, на которой спектральная плотность $1/f$ -шума сравнивается со спектральной плотностью шума Джонсона.

На рис. 3 и 4 приведены зависимости NEP и NETD от частоты модуляции ИК-излучения и сопротивления болометра, рассчитанные по соотношениям (25) и (26) при двух значениях теплопроводности $G_0 = 10^{-7}$ и $G_0 = 10^{-6}\text{ Вт/К}$ и постоянной теплоемкости $C_D = 10^{-9}\text{ Дж/К}$. В качестве неизменных параметров во всех дальнейших расчетах (см. рис. 3–5) принималось, что $\zeta_\beta = \chi_S = \chi_T = \chi_J = \chi_m = 1$, $T_D = 300\text{ К}$, $S_{\text{сег}} = \varepsilon_{RJ}^2 + \varepsilon_{Rf}^2/f$ при $\varepsilon_{RJ} = 10^{-8}\text{ В} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$, $\varepsilon_{Rf} = 3 \cdot 10^{-8}\text{ В}$. Кроме того, ТКС в соответствии с экспериментальными дан-

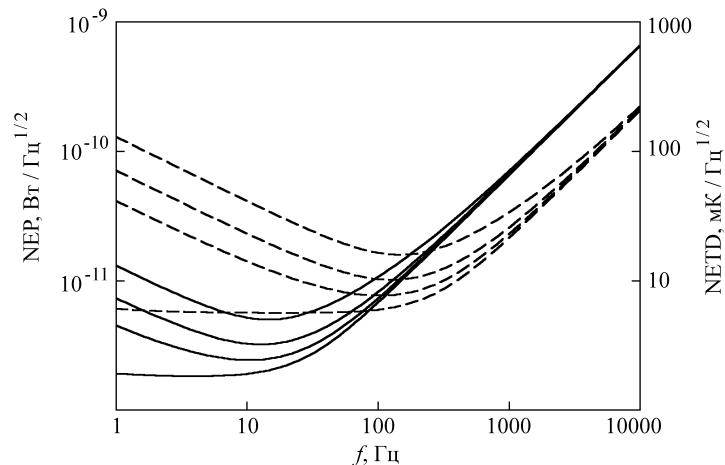


Рис. 3. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от частоты модуляции ИК-излучения. Параметр $K_D/4kT_D = 0; 10^7; 3 \cdot 10^7$ и 10^8 Дж^{-1} монотонно увеличивает NEP и NETD ; $R_D = 100\text{ кОм}$. Сплошные линии – $G_0 = 10^{-7}\text{ Вт/К}$, $\tau_\beta = 10^{-2}\text{ с}$; пунктирные –

$$G_0 = 10^{-6}\text{ Вт/К}, \tau_\beta = 10^{-3}\text{ с}$$

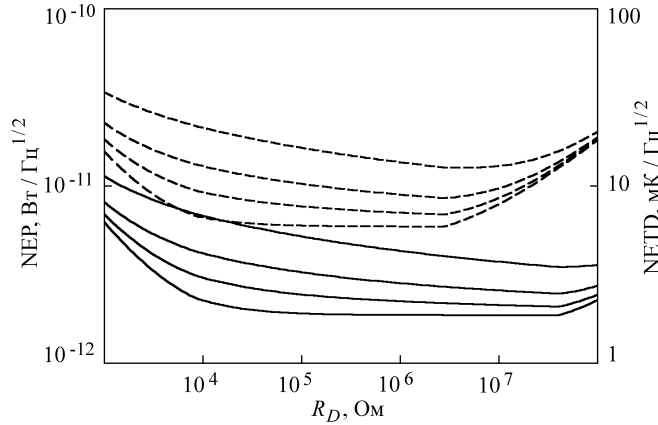


Рис. 4. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от сопротивления микроболометра. Параметр $K_D/4kT_D = 0; 10^7; 3 \cdot 10^7$ и 10^8 Дж⁻¹ монотонно увеличивает NEP и NETD. Сплошные линии – $G_0 = 10^{-7}$ Вт/К, $\tau_\beta = 10^{-2}$ с, $f = 10$ Гц; пунктирные – $G_0 = 10^{-6}$ Вт/К, $\tau_\beta = 10^{-3}$ с, $f = 100$ Гц

ными о слоях VO_x [16] принимался логарифмически зависящим от сопротивления болометра и равным $\alpha = -2$ %/К при $R_D = 100$ кОм и $\alpha = -1$ %/К при $R_D = 1$ кОм. Величина разогрева болометра ΔT выбиралась так, чтобы параметр JT по возможности был равен 0,5, но ΔT при этом не превышала 30 К для малых значений ТКС или была равна максимально достижимому разогреву для больших R_D и максимального $V_D = 5$ В. На рис. 3 следует отметить, что при $f > 100$ Гц значения NEP и NETD оказываются меньшими для болометра с большей теплопроводностью. Это связано с тем, что при большей теплопроводности и не слишком больших R_D с увеличением V_D можно достичь

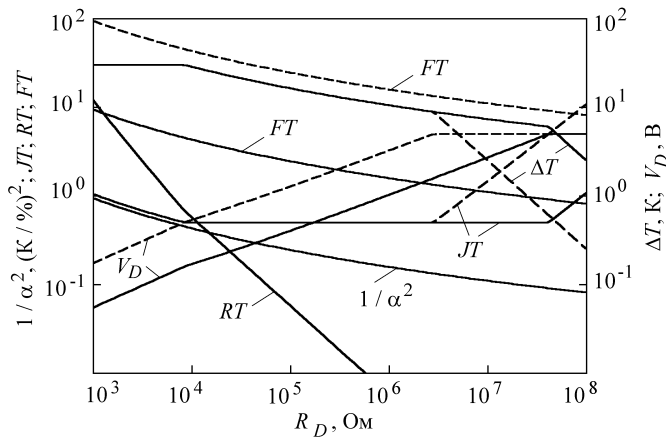


Рис. 5. Зависимости отношений вкладов шума Джонсона (JT), $1/f$ -шума (FT), шума схемы считывания (RT) к вкладу тепловых флуктуаций; температуры разогрева болометра ΔT ; напряжения смещения V_D и квадрата обратного ТКС ($1/\alpha^2$) от сопротивления болометра. $K_D/4kT_D = 3 \cdot 10^7$ Дж⁻¹, $f = 10$ Гц. Сплошные линии – $G_0 = 10^{-7}$ Вт/К, $\tau_\beta = 10^{-2}$ с; пунктирные – $G_0 = 10^{-6}$ Вт/К, $\tau_\beta = 10^{-3}$ с

тех же значений ΔT (и, следовательно, JT), что и при меньшей теплопроводности, но при этом за счет меньшего τ_β получить большее значение функции $|\varphi_\beta(\omega)|$.

На рис. 4 следует отметить заметное увеличение NEP и NETD при $R_D < 10$ кОм, что связано с ограничением на максимальный разогрев $\Delta T = 30$ К и уменьшением ТКС, а также при $R_D > 3$ и $R_D > 50$ МОм, что обусловлено ростом шума Джонсона и ограничением максимальной величины $V_D = 5$ В. Это хорошо иллюстрируют графики рис. 5, рассчитанные при тех же параметрах, что и на рис. 3, 4. Видно, что существует достаточно обширная область сопротивлений болометров, в которой вклады шума Джонсона и схемы считывания достаточно малы по сравнению с шумом тепловых флуктуаций. Резкое уменьшение относительного вклада шума схемы считывания RT с ростом R_D обусловлено увеличением чувствительности болометра по мере роста напряжения смещения болометра. Относительный вклад $1/f$ -шума зависит от теплопроводности болометра, понижается пропорционально $1/\alpha^2$ и при $G_0 = 10^{-7}$ Вт/К, $R_D > 100$ кОм в согласии с оценкой (27) оказывается меньше шума тепловых флуктуаций при $K_D/4kT_D < 1 \cdot 10^7$ Дж $^{-1}$.

Заключение. Получены теоретические соотношения для спектральной плотности флуктуаций температур и мощности, эквивалентной шуму, для четырех основных используемых на практике схем измерения сигналов не охлаждаемых микроболометров в режиме постоянного смещения с учетом флуктуаций тепловых потоков, шума Джонсона, $1/f$ -шума болометра, шумов устройства считывания и источников питания.

Показано, что учтенные в работе флуктуации джоулевой мощности приводят к росту температурных флуктуаций по мере увеличения постоянной составляющей мощности выделяющегося в болометре джоулевого тепла. Для болометров на основе металлических термосопротивлений флуктуации джоулевой мощности оказываются сравнимыми (или больше) с флуктуациями тепловых потоков. В случае применения полупроводниковых термосопротивлений флуктуации джоулевой мощности незначительны.

Установлен критерий, при выполнении которого вклад $1/f$ -шума микроболометра в мощность, эквивалентную шуму, не превышает вклада шума тепловых флуктуаций.

Для типичных в настоящее время конструктивных параметров многоэлементных микроболометров разность температур, эквивалентная шуму, в режиме постоянного смещения может составлять менее 2–3 мК/Гц $^{1/2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Филачев А. М., Пономаренко В. П., Таубкин И. И., Ушакова М. Б.** Инфракрасные матрицы и тенденции их развития. Ч. I // Прикладная физика. 2003. № 1. С. 105.
2. **Murphy R., Kohin M., Backer B. et al.** Recent developments in uncooled IR technology // Proc. SPIE. 2000. **4028**. P. 12.
3. **Rogalski A.** Infrared detectors. Singapore: Gordon and Breach Science Publishers, 2000.
4. **Kruse P. W.** Uncooled IR focal plane arrays // Opto-electron. Rev. 1999. **7**, N. 4. P. 253.
5. **Kruse P. W.** A comparison of the limits to the performance of thermal and photon detector imaging arrays // Infrared Phys. and Technol. 1995. **36**, N 5. P. 869.
6. **Kruse P. W., McGlauchlin L. D., McQuistan R. B.** Elements of Infrared Technology: Generation, Transmission, and Detection. New York–London: John Wiley & Sons, Inc., 1962.

7. **Smith R. A., Jones F. E., Chasmar R. P.** The Detection and Measurement of Infra-red Radiation. Oxford: Clarendon press, 1968.
8. **Chol G., Marfaing Y., Munsch M. et al.** Les détecteurs de Rayonnement Infra-rouge. Paris: Dunod, 1966.
9. **Hanson C. M.** Uncooled IR detector performance limits and barriers // Proc. SPIE. 2000. **4028**. P. 2.
10. **Jerominec H., Pope T. D., Renaud M. et al.** 64×64 , 128×128 and 240×240 pixel uncooled IR bolometric detector arrays // Proc. SPIE. 1997. **3061**. P. 236.
11. **Jerominec H., Picard F., Swart N. R. et al.** Micromachined, uncooled, VO_2 -based, IR bolometer arrays // Proc. SPIE. 1996. **2746**. P. 60.
12. **Van der Ziel A.** Noise in Measurements. New York–London: John Willey & Sons, Inc., 1976.
13. **Van der Ziel A.** Unified presentation of $1/f$ noise in electronic devices: Fundamental $1/f$ noise sources // Proc. IEEE. 1988. **76**, N 3. P. 233.
14. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973.
15. **Jahanzeb A., Travers C. M., Celik-Butler Z. et al.** A semiconductor YBaCuO microbolometer for room temperature IR imaging // IEEE Trans. on Electron Dev. 1997. **44**, N 10. P. 1795.
16. **Radford W., Murphy D., Ray M. et al.** 320×240 silicon microbolometer uncooled IRFPAs with on-chip offset correction // Proc. SPIE. 1996. **2746**. P. 82.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирский государственный университет,
E-mail: dem_yanenko@thermo.isp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
28 января 2004 г.*