

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  $320 \times 240$  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 рассмот-

рен 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  $\tau_w$ . 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  $T_D$ ;

$(1/R_D)(dR_D/dT_D)$  – температурный коэффициент сопротивления (ТКС);  $G_I$  – теплопроводность между болометром и подложкой по несущим балкам;  $C_D$  – теплоемкость болометра;  $\alpha$  – 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  $\alpha$ . Анализ характеристик болометра проводится в системе с объективом, имеющим коэффициент пропускания  $\tau_{ob}$  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

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

где  $P_S$ ,  $P_S$  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 боло-

метра, 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

$$P_S = A_{op} \tau_S [P(T_S) - P(T_D)], \quad (2)$$

$$P_B = A_{ob} \tau_B [P(T_B) - P(T_D)]. \quad (3)$$

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

$$P(T, \tau_1, \tau_2) = \frac{15}{4} \frac{T^4}{\tau_1} \frac{\tau_2}{x^5 (\exp(1/x) - 1)}. \quad (4)$$

В выражении (4)  $\sigma$  – 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  $P(T, 0, \infty) = T^4$ . 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  $T_D \gg T_B$  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  $S_{PB} = 2kT^2 dP(T, \tau_1, \tau_2)/dT$  [12], где

$$\frac{dP(T, \tau_1, \tau_2)}{dT} = \frac{15}{4} \frac{T^3}{\tau_1} \frac{\tau_2}{x^6 (\exp(1/x) - 1) (1 - \exp(-1/x))}. \quad (6)$$

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

$$S_{Pr} = 8kA \{ \epsilon_{op} S_S (T_S^5 - T_D^5) + [(1 - \epsilon_{op}) S_S + \epsilon_{VB}] (T_B^5 - T_D^5) \},$$

которая при  $T_S = T_B = T_D$  и  $\epsilon_{VB} = \epsilon_{op} S_S$  упростится до  $S_{Pr} = 16kAT_D^5$ . При оценках для диапазона 8–14 мкм и  $T = 300$  К можно принять  $S_{Pr}(8, 14) = 0,43 S_{Pr}(0, \infty)$ . 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  $R_L = \infty$  (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

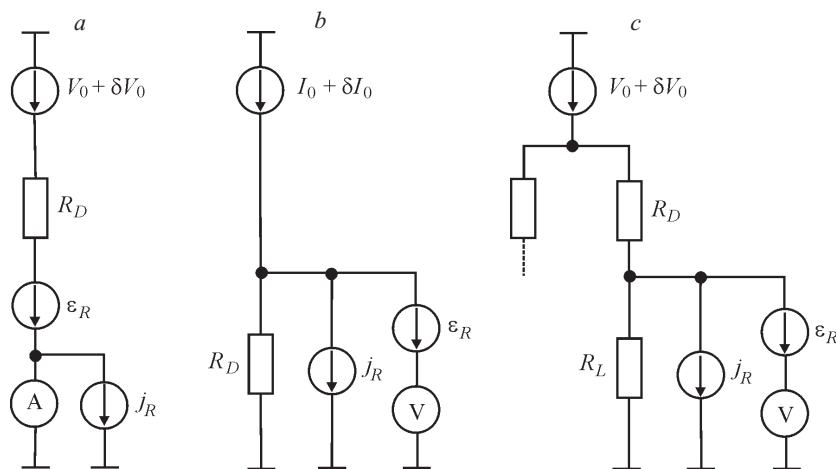


Рис. 1. Схемы включения болометров: смещение постоянным напряжением (*a*) и током (*b*), мостовая схема (правое плечо) (*c*). Показаны генераторы тока (*b*) и напряжения (*a, c*) постоянного смещения, измерители тока (*a*) и напряжения (*b, c*), содержащие эквивалентные генераторы-

мостовой схемы Уитстона при  $R_L = R_D$  (рис. 1, с), 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

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

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

$$I_{D,L} = I_0 \frac{V_{D,L}}{V_0} \frac{R_D + R_L}{R_D + R_L} \quad (9)$$

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

$$Q_{nD,L} = Q_{D,L} \frac{R_{D,L}}{R_{D,L}} + I_0^2 R_{D,L} \quad (10)$$

где  $(R_L + R_D) / (R_L - R_D)$ ;  $R_{||}$  – 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  $T_D$  под воздействием потоков  $P_S$ ,  $P_n$  и  $Q_n$  найдем, разложив уравнение (1) по малой величине  $T_D$  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  $T_L$  вблизи соответствующей рабочей температуры  $T_{L0}$ . Принимая во внимание, что вариации сопротивлений обусловлены как изменением

температуры, так и собственными флуктуациями сопротивления  $R_{D,L}^f$  типа  $1/f$ :

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

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

$$C_D \frac{dT_D}{dt} = (G_{0D} - Q_D) T_D - Q_L T_L + P_S - P_{nD} - Q_{nD}^f, \quad (12)$$

$$C_L \frac{dT_L}{dt} = (G_{0L} - Q_L) T_L - Q_D T_D + P_{nL} - Q_{nL}^f, \quad (13)$$

где  $T_{D,L}$ ,  $T_{D0,L0}$ ;  $G_{0D,L}$ ,  $G_{ID,L}$ ,  $G_{rD,L}$  – полная дифференциальная теплопроводность ( $G_{rD,L} = (G_{SD} - G_{SD} - G_{BD} - G_{BD}) AdP(T_{D,L}) / dT_{D,L}$ ). Для полного спектрального диапазона и  $G_{rD,L} = 4 A T_{D,L}^3$ , а для диапазона 8–4 мкм и  $T = 300$  К при оценках можно принять  $G_r(8,14) = 0,43 G_r(0, \infty)$ . При  $A = 0,5$  и  $A = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2$ ,  $G_r(300 \text{ К}) = 4,5 \cdot 10^9 \text{ Вт/К}$ , а типичные значения для  $G_l$  будут порядка  $10^7 \text{ Вт/К}$  или немного меньше.

В первом варианте мостовой схемы можно принять, что  $G_{0L}$  и  $T_L = 0$ . Во втором варианте болометр и нагрузочное сопротивление, будучи идентичными и находясь в равных условиях, за исключением малого потока  $P_S$ , 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 дают: в первом варианте

$$T_D = ( ) P_S / G, \quad (14)$$

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

$$T_D \mp T_L = ( ) P_S / G, \quad (15)$$

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

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

$$S_T = \frac{|(\cdot)|^2}{G^2} S_P + 2Q_D 4kT_D \frac{K_D Q_D}{f} + 2Q_L 4kT_L \frac{K_L Q_L}{f} + \frac{S_V}{R_L} + S_{jR} R_L, \quad (16)$$

где  $S_V$  и  $S_{jR}$  – спектральные плотности флуктуаций напряжения смещения моста  $V_0$  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

$$S_T = 2 \frac{|(\cdot)|^2}{G^2} S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 2QRS_{jR}, \quad (17)$$

$$S_T = 2 \frac{|(\cdot)|^2}{G^2} S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 2Q \frac{S_V}{R}. \quad (18)$$

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

$$S_{TV} = \frac{|(\cdot)|^2}{G^2} S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 4Q \frac{S_V}{R} + S_R, \quad (19)$$

$$S_{TI} = \frac{|(\cdot)|^2}{G^2} S_P + 4kTQ + Q^2 \frac{K}{f} + 4QR(S_I + S_{jR}), \quad (20)$$

где  $S_I$  и  $S_R$  – спектральные плотности флуктуаций тока смещения болометра  $I_0$  и ЭДС эквивалентного генератора схемы считывания  $R$ . 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  $T_{D0} - T_B$  можно определить, рассматривая постоянные члены уравнения (1) и учитывая (2), (3):

$$T_{D0} - T_B = \frac{A_{op} \int_{T_B}^{T_{D0}} (P(T_S) - P(T_B)) Q_D}{G_{II} - G_{rI}}, \quad (21)$$

где  $G_{rI} = A_{op} \int_{T_B}^{T_{D0}} (P(T_S) - P(T_B)) / (T_D - T_B) -$  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  $G_{rIk}$  следует иметь в виду теплопроводности, соответствующие изменению температуры  $T_D$  или  $T_L$ .) Для полного спектрального диапазона и  $T_S = T_B$  имеем

$$G_{rI}(0, \infty) = A_{op} (T_D - T_B) (T_D^2 - T_B^2),$$

что при  $T_D = T_B$  дает  $4 A_{op} T_D^3$ . Учитывая, что угол зрения на  $T_S$  значительно меньше, чем на  $T_B$ , и  $T_S = T_B$ , можно пренебречь разогревом болометра за счет излучения, тогда  $T_{D0} - T_B = Q_D / G_{0I}$ , где  $G_{0I} = G_{II} - G_{rI}$ .

Рабочая точка  $T_{D0}$  согласно соотношениям (12) и (13) будет устойчивой, если соответствующие схеме измерения  $G_{II}$  или  $G_{rI}$  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  $1/2 = 50$  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  $G_{II}$  или  $G_{rI}$  стремятся к нулю, что значительно повышает чувствительность болометров.

Сигнал и шум болометра. Напряжение, падающее на сопротивлении нагрузки в мостовой схеме, задается соотношением  $V_L = I_L R_L = I_0 R_L$ . Для его вариации имеем

$$\Delta V_L = I_0 \Delta R_{II} \frac{R_L}{R_L + R_D} = j_R \Delta R_{II} \frac{L}{2} (V_0 - V_D) \frac{D}{2} L. \quad (22)$$

Измеряемое напряжение в мостовой схеме задается разницей  $V_L$ , соответствующих правому и левому плечу моста, при этом члены, обусловленные флуктуациями напряжения смещения моста  $V_0$ , с хорошей точностью взаимно уничтожатся. Отметим, что соотношение (22) с учетом (11) позволяет определить как величину измеряемого сигнала  $V_S = I_0 R_{II} (R_L - T_L - T_D - T_B)$  и, следовательно, чувствительность болометра (здесь  $T_{D,L}$  для рассматриваемых нами случаев определяются соотношениями (14) и (15)), так и шумовое напряжение, которое получим из (11)–(13) и (22) при  $P_S = 0$ . В последнем случае необходимо учесть шумовые ЭДС генераторов напряжения  $R$  со



спектральной плотностью  $S_R$  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  $f$ , найдем эквивалентную шуму мощность NEP (измеренную после объектива). Для первого варианта мостовой схемы получим

$$\text{NEP}^2 = \frac{8kT_D^2 G_{0I} f}{\frac{2}{W} \frac{2}{S} G_{0I}} \frac{G_{0n}}{G_{0I}} \frac{T}{T_D} \left| \frac{K_D Q_D / f}{4kT_D} \right|^2 \frac{4R_{\parallel}}{R_D} \frac{T_L}{R_L} \frac{T_D}{T_D} \frac{K_L Q_L / f}{4kT_D} \frac{S_{jR} R_L}{S_{jR} R_D} \frac{S_R R_D / R_{\parallel}^2}{8kT_D} \frac{2}{G_{0I}} \frac{1}{T} \frac{T_D R_L}{2T_D R_L} \frac{T_L R_D}{2T_D R_L} \frac{(K_D - K_L) Q_D / f}{8kT_D} \frac{S_{jR} R_D}{8kT_D} \frac{S_R R_D / R_{\parallel}^2}{8kT_D} \quad (23)$$

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

Для оценок можно считать, что  $R_D \gg R_L$  и  $T_D \gg T_L$ . 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  $S_R R_D / R_{\parallel}^2$  соответственно) меньше  $8kT_D$ . В свою очередь, для малости шума Джонсона на низких частотах ( $|K_D - K_L| \ll 1$ ) по отношению к шуму тепловых флуктуаций (при условии, что  $G_{0n}/G_{0I} \gg G/G_{0I} \gg 1$ ) необходимо выполнение условия  $T_D \gg T$ , что для полупроводниковых болометров, например, с  $\alpha \approx 2\%/K$  выполняется при  $T/T_D \ll 1$  и, следовательно, флуктуации температур, обусловленные флуктуациями джоулевой мощности, оказываются малыми. Для металлических болометров с  $\alpha \approx 1/T_D$  величина  $T_D \gg T$  не превышает единицы даже при больших  $T_D$ . При приближении ее к единице ( $T/T_D \approx 1/(T_D)^2 \approx 1$ ) 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:

$$\text{NEP}^2 = \frac{4kT_D^2 G_{0I} f}{\frac{2}{W} \frac{2}{S} G_{0I}} \frac{G_{0n}}{G_{0I}} \frac{T}{T_D} \left| \frac{K_D Q_D / f}{4kT_D} \right|^2 \frac{R_T S_{RT}}{kT_D} \frac{b S_b}{kT_D} \frac{1}{G_{0I}} \frac{G}{G_{0I}} \frac{1}{T_D} \frac{1}{T} \left| \frac{K_D Q_D / f}{4kT_D} \right|^2 \frac{R_O S_{RO}}{4kT_D} \frac{R_T S_{RT}}{4kT_D} \frac{b S_b}{4kT_D} \quad (24)$$

Т а б л и ц а 1

Обобщенные спектральные мощности и их весовые коэффициенты

Схема измерения	$S_{RO}$	$S_{RT}$	$S_b$	$r_{RO}$	$r_{RT}$	$r_b$
$V \text{ const}$	$R_D S_{jR}$	$S_R/R_D$	$S_V/R_D$	1	1	1
$I \text{ const}$	$S_R/R_D$	$R_D S_{jR}$	$R_D S_I$	1	1	1
Мост, вариант 2	$S_R/R_D$	$R_D S_{jR}$	–	2	1/2	0

Здесь так же, как и в (23), член, пропорциональный  $T/T_D$ , 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  $r_{RT}$ ,  $r_{RO}$ ,  $r_b$ , входящих в соотношение (24), для трех схем включения болометра. При этом в величинах  $G$  и знак « $\gg$ » выбирается в режиме  $I \text{ const}$  и в мостовой схеме второго варианта, а знак « $\gg$ » 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]:

$$\text{NETD} = \frac{4F^2}{\frac{dP(T_S, 1, 2)}{dT_S}} \frac{\text{NEP}}{A}. \quad (25)$$

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  $T$  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  $T_B$

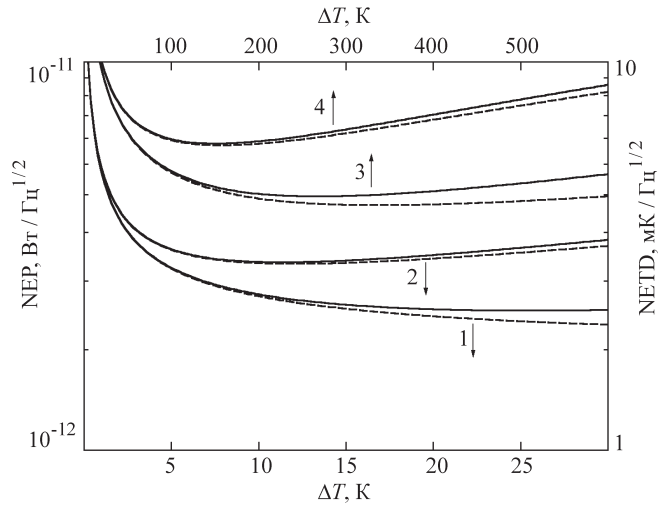


Рис. 2. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от величины разогрева  $T$  для полупроводниковых (кривые 1, 2) и металлических болометров (кривые 3, 4), рассчитанные для режимов измерения  $V = \text{const}$  (кривые 1 и 4),  $I = \text{const}$  и мостовой схемы второго варианта (кривые 2 и 3). (Сплошные линии – зависимости с учетом флуктуаций выде-

300 К,  $s_B = 0,5$ ,  $A = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2$ ,  $\tau_1 = \tau_2 = 8\text{--}14 \text{ мкм}$ ,  $w_{\text{об}} = F = 1$ . Кроме того, при расчете зависимостей на рис. 2 приняли  $C_D = 10^9 \text{ Дж/К}$ ,  $G_l = 10^7 \text{ Вт/К}$  (независимо от температуры),  $f = 10 \text{ Гц}$ , для металлического болометра  $1/T_D$  и  $K_D/4kT_B = 3 \cdot 10^5 \text{ Дж}^{-1}$ , для полупроводникового болометра  $0,02(300/T_D)^2$  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  $G = G_{0D} \mp Q_D$ . Уменьшение мощности, эквивалентной шуму, при малых  $T$  (и, следовательно,  $Q_D$ ) вызвано уменьшением относительного вклада шума Джонсона. Рост NEP по мере дальнейшего увеличения  $T$  обусловлен главным образом понижением ТКС и увеличением соответствующей эффективной теплопроводности  $G$  или  $G$ . Оптимальное значение разогрева болометров  $T$  составляет 150 К и 10 К в случае металлического и полупроводникового терморезисторов соответственно. Использование последнего позволяет примерно в 2 раза понизить NEP. Учет флуктуаций выделяющегося в болометре джоулевого 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  $T/T_D$  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	$S_{eq}$	$S$	$T$	$J$	$m$
$V$ const	$S_R \quad S_{jR} R_D^2 \quad S_V$	1	1	1	1
$I$ const	$S_R \quad S_{jR} R_D^2 \quad S_I R_D^2$	1	1	1	1
Мост, вариант 1	$S_R \quad S_{jR} R_{  }^2$	4	1/2	$L$	$2/L$
Мост, вариант 2	$S_R \quad S_{jR} R_D^2/4$	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  $S_{eq}$  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  $T$ , и, следовательно, можно принять  $T_D = T_L$  и  $K_D = K_L$ . В-третьих, учитывая, что обычно  $G_l = G_r$ , и полагая  $G_l$  независимой от температуры, примем  $G_{0l} = G_{0n} = G_0$ . В результате при  $w = 1$  для всех схем получим

$$NEP^2 = \frac{4kT_D^2 G_0 f}{S} S_T [1 + JT(1 + RJ) + FT], \quad (26)$$

где  $JT = \frac{2}{J T^2 T_D T} | |^2$  и  $FT = \frac{2 G_0 K_D}{T 4k T_D^2 | |^2 f}$  – отношения вкладов в

NEP шума Джонсона и  $1/f$ -шума болометра к вкладу тепловых флуктуаций;  
 $RJ = \frac{m S_{eq}}{4k T_D R_D}$  – отношение вкладов в NEP спектральных плотностей приве-

денной ко входу схемы считывания эквивалентной шумовой ЭДС и шума Джонсона болометра;  $1 + T$ . Индекс принимает значение « $\gg$ » в режиме  $I$  const и « $\ll$ » при  $V$  const. Отметим, что  $RJ = JT + RT$ , где  $RT$  – отношение вкладов в NEP шумов схемы измерения и тепловых флуктуаций. Значения коэффициентов  $S$ ,  $T$ ,  $J$  и  $m$  даны в табл. 2.

Сделаем некоторые оценки для области низких частот ( $\gg 1$ ), 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  $S = T = J = m = 1$ . 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  $\sqrt{2T_D T}$  или  $T \approx 8\text{К}$ . (Как отмечалось выше, для болометров, использующих в качестве термочувствительного слоя металлы, имеющие  $1/T_D$ , 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  $40\text{нВ Гц}^{1/2}$ . Токовый  $1/f$ -шум болометра на частоте  $f = 1/2$  (на которой  $|Z|^2 = 0,5$ ) будет меньше теплового при условии

$$\frac{K_D}{4kT_D} \frac{2T_D}{4G_0}. \quad (27)$$

В частности, при выбранных выше параметрах и  $\tau = 10\text{мс}$  (при этом частота модуляции ИК-излучения может составлять  $15\text{Гц}$ ) приведенный здесь параметр  $K_D/4kT_D$  должен быть меньше  $1 \cdot 10^7\text{ Дж}^{-1}$ . (Для металлического болометра при  $1/T_D$  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

$$T_J = T_m = 1, T_D = 300\text{К}, S_{eq} = \frac{2}{R_J} \frac{2}{R_f/f} \text{ при } R_J = 10^8\text{ В Гц}^{1/2}, R_f = 3 \cdot 10^8\text{ В.}$$

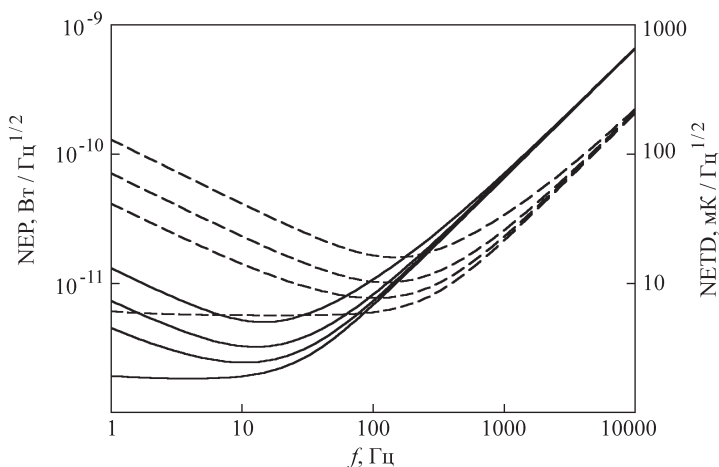


Рис. 3. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от частоты модуляции ИК-излучения. Параметр  $K_D/4kT_D = 0; 10^7; 3 \cdot 10^7$  и  $10^8\text{ Дж}^{-1}$  монотонно увеличивает NEP и NETD;  $R_D = 100\text{кОм}$ . Сплошные линии –  $G_0 = 10^7\text{ Вт/К}$ ,  $\tau = 10^2\text{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

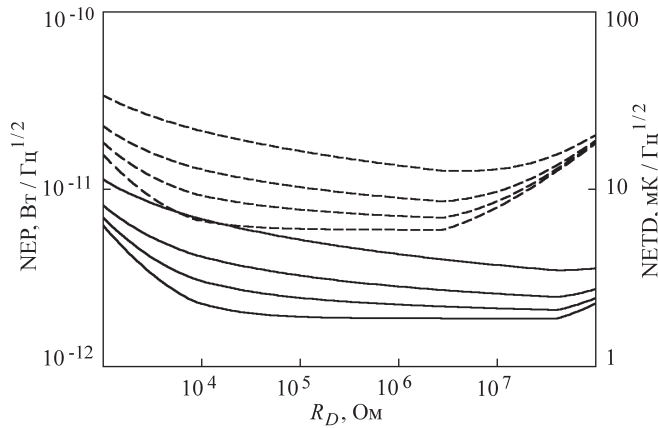


Рис. 4. Зависимости мощности и разности температур, эквивалентных шуму, от сопротивления микроболометра. Параметр  $K_D/4kT_D$  0;  $10^7$ ;  $3 \cdot 10^7$  и  $10^8$  Дж<sup>-1</sup> монотонно увеличивает NEP и NETD. Сплошные линии –  $G_0 = 10^{-7}$  Вт/К,  $10^{-2}$  с,  $f = 10$  Гц; пунктирные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

ными о слоях  $VO_x$  [16] принимался логарифмически зависящим от сопротивления болометра и равным 2 %/К при  $R_D = 100$  кОм и 1 %/К при  $R_D = 1$  кОм. Величина разогрева болометра  $T$  выбиралась так, чтобы параметр JT по возможности был равен 0,5, но  $T$  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 до-

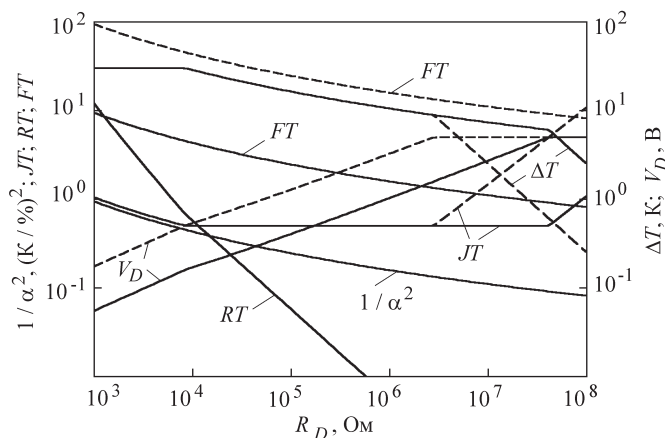


Рис. 5. Зависимости отношений вкладов шума Джонсона (JT),  $1/f$ -шума (FT), шума схемы считывания (RT) к вкладу тепловых флуктуаций; температуры разогрева болометра  $T$ ; напряжения смещения  $V_D$  и квадрата обратного ТКС ( $1/\alpha^2$ ) от сопротивления болометра.  $K_D/4kT_D = 3 \cdot 10^7$  Дж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

стичь тех же значений  $T$  (и, следовательно,  $JT$ ), что и при меньшей теплопроводности, но при этом за счет меньшего  $\kappa$  получить большее значение функции  $\left| \frac{dT}{dT_0} \right|$ .

На рис. 4 следует отметить заметное увеличение NEP и NETD при  $R_D = 10$  кОм, что связано с ограничением на максимальный разогрев  $T = 30$  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  $1/\kappa^2$  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<sup>-1</sup>.

**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<sup>1/2</sup>.

#### 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 detecteurs 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<sub>2</sub>-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.