

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО-
И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

УДК 535.231.6

М. А. Демьяненко, А. Ф. Кравченко, В. Н. Овсяук*(Новосибирск)***НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ МИКРОБОЛОМЕТРЫ.
Ч. II. РЕЖИМ ИМПУЛЬСНОГО СМЕЩЕНИЯ**

Проведен теоретический анализ работы микроболометров в режиме импульсного смещения, применяемого в матричных приемниках. Рассмотрены три основные схемы измерения сигналов: при фиксированных токе и напряжении и в мостовой схеме Уитстона. Учтены флуктуации мощности выделяющегося в болометре джоулева тепла и влияние разогрева болометра на чувствительность и основные типы шумов. 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 соотношение вкладов флуктуаций выделяющегося в болометре джоулева тепла и тепловых потоков в мощность, эквивалентную шуму, аналогично режиму постоянного смещения.

Введение. Последние два десятилетия наиболее активно разрабатываются матричные резистивные микроболометрические приемники, относящиеся к неохлаждаемым приемникам инфракрасного излучения, 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 [3–11]. Однако в большинстве из них рассматривается режим постоянного смещения, характерный для одиночных или линейчатых многоэлементных структур, а при анализе работы матричных приемников в импульсном режиме динамический разогрев болометра [10] и фотоэлектрические характеристики [8, 11] рассматриваются независимо друг от друга.

В режиме постоянного смещения микроболометрических приемников измерение проводится в относительно узкой полосе частот Δf , одинаковой как для тепловых флуктуаций, так и для электрических шумов. В случае применения матричных приемников большого формата (например, 320×240) не удастся изготовить и одновременно использовать усилители в количестве, равном количеству элементов матрицы, что не позволяет применять измерения в узкой полосе частот даже для стационарных сцен. Обычно количество

усилителей равно количеству столбцов и время измерения одного элемента τ_i в течение кадра не может быть более $(1/25) \times (1/240) \approx 160$ мкс (25 кадр./с и 240 строк). Это задает значительно более высокую полосу частот $\Delta f \geq \geq 3 \cdot 10^3$ Гц для электрических шумов по сравнению с полосой частот для тепловых флуктуаций, равной $1/4\tau_0$ [8], где τ_0 – время тепловой релаксации (обычно ≈ 10 мс). Поэтому для достижения предельных параметров, определяемых температурными флуктуациями, необходимо увеличить чувствительность путем значительного повышения напряжения V_D , падающего на болометр, по сравнению с режимом постоянного смещения. В результате постоянная составляющая мощности Q_D джоулевого тепловыделения, происходящего при протекании тока I_D через болометр, может превысить пороговую мощность выгорания болометра при постоянном смещении (это и приводит к необходимости использовать режим импульсного смещения), а флуктуации джоулевой мощности Q_n могут оказаться значительно больше флуктуаций тепловых потоков P_n [9] и поэтому нуждаются в особом рассмотрении. Кроме того, в режиме импульсного смещения слабое изменение температуры болометра за счет энергии сигнала происходит на фоне значительного динамического разогрева болометра под влиянием выделяющегося джоулевого тепла, приводящего к изменению в течение импульса в общем случае как чувствительности, так и шумов. Все это требует проведения анализа работы микроболометров в режиме импульсного смещения, в котором фотоэлектрические характеристики рассматриваются с учетом динамического разогрева болометра.

В данном исследовании представлен корректный теоретический анализ особенностей работы неохлаждаемых микроболометров в режиме импульсного смещения с учетом флуктуаций мощности выделяющегося джоулевого тепла и влияния динамического разогрева на чувствительность и основные типы шумов. Предлагаемая работа является продолжением [9], где были рассмотрены резистивные микроболометры в режиме постоянного смещения.

Разогрев болометра, обусловленный джоулевым теплом. Будем считать, что измерения проводятся либо при фиксированном напряжении ($V = \text{const}$), либо фиксированном токе ($I = \text{const}$), или с использованием распространенной мостовой схемы Уитстона. Последняя, в свою очередь, построена из четырех одинаковых болометров, два из которых имеют высокую теплопроводность на подложку, так что их температура и сопротивление постоянны, а из двух других, теплоизолированных от подложки, один защищен от попадания внешнего излучения. Все четыре сопротивления в отсутствие импульса смещения равны и принимают значение R_{D0} . Эквивалентные схемы для рассматриваемых режимов измерения приведены на рис. 1 работы [9]. Будем различать «основной» разогрев болометра ΔT , происходящий под влиянием импульса смещения, и вариации его температуры δT и δT_n , вызванные соответственно сигналом и флуктуациями тепловых потоков и джоулевого тепла.

Рассмотрим сначала основной разогрев. Раскладывая в соотношении (1) из работы [9] мощности тепловых потоков, обусловленных обменом излучениями болометра с наблюдаемой сценой P_S и корпусом P_B , по разности $\Delta T = T_D - T_B$ и пренебрегая малым радиационным разогревом болометра, обусловленным различием температуры сцены T_S и корпуса T_B , получим

$$C_D \frac{d\Delta T}{dt} = Q_D - G_{0D} \Delta T. \quad (1)$$

Здесь T_D и C_D – температура и теплоемкость болометра; G_{0D} – его дифференциальная теплопроводность, обусловленная несущими балками и тепловым излучением. Импульс смещения подается на время измерения τ_i 1 раз за время кадра $\tau_F \gg \tau_i$. В течение этого времени болометр разогревается до некоторой температуры ΔT_i и затем остывает по закону $\Delta T = \Delta T_i \exp(-t/\tau_0)$, $\tau_0 = C_D/G_{0D}$, и к началу следующего импульса ΔT становится близким к нулю, так как обычно $\tau_F > 3\tau_0$. Здесь и далее в первую очередь будем интересоваться полупроводниковыми болометрами, имеющими высокий температурный коэффициент сопротивления (ТКС) $\alpha \approx -0,02 \text{ K}^{-1}$, в которых разогрев болометра ΔT за время считывания сигнала достаточно мал, а теплопроводность по несущим балкам G_f много больше теплопроводности G_r , обусловленной излучением, и слабо зависит от температуры. Это позволяет считать, что при расчете разогрева болометра ΔT и вариаций его температуры δT и δT_n изменяется только сопротивление болометра (и, следовательно, джоулева мощность), а ТКС, теплоемкость и теплопроводность остаются неизменными. Поскольку измерения проводятся за время $\tau_i \ll \tau_0$, то в течение импульса последним членом в (1) можно пренебречь, так как при этом $\Delta T_i \approx Q_D \tau_i / C_D$ и $Q_D / G_{0D} \Delta T_i \approx \tau_0 / \tau_i \gg 1$.

В результате разогрева и соответственно изменения сопротивления болометра мощность выделяющегося джоулева тепла является переменной. Ее изменение при нагрузочном сопротивлении $R_L = \text{const}$, включенном последовательно с болометром, описывается соотношением [5, 6]

$$dQ_D / dT_D = \alpha \beta Q_D, \quad (2)$$

где $\beta = (R_L - R_D) / (R_L + R_D)$. При $R_L = 0$ (режим $V = \text{const}$) $\beta = -1$, при $R_L = \infty$ (режим $I = \text{const}$) $\beta = +1$. В мостовой схеме Уитстона β является переменной величиной. Однако, учитывая, что в этом случае для ТКС, не зависящего от температуры, мощность выделяющегося джоулева тепла задается соотношением $Q_D = D_{D0} / \text{ch}^2(\alpha \Delta T / 2)$ и при $\alpha \Delta T < 1$ практически равна значению в начале импульса Q_{D0} ; будем приближенно считать, что $\beta = 0$. В результате мощность выделяющегося джоулева тепла можно задать соотношением

$$Q_D = Q_{D0} \exp(\alpha \beta \Delta T), \quad (3)$$

где $\beta = -1; +1; 0$ для режимов $V = \text{const}$, $I = \text{const}$ и мостовой схемы соответственно. Отметим, что учтенное изменение джоулевой мощности, равное $\alpha Q_D \Delta T$, много больше опущенного в (1) члена $G_{0D} \Delta T$. Действительно, отношение величин $\alpha Q_D / G_{0D}$ можно оценить как $\alpha \Delta T_{i0} (\tau_0 / \tau_i)$, что много больше единицы при типичных используемых величинах: $\tau_0 / \tau_i > 100$ и $\alpha \Delta T_{i0} \approx 2 / \alpha T_B \approx 0,3$. Здесь мы учли, что характерный разогрев болометра удовлетворяет условию $2 / \alpha^2 T_B \Delta T_{i0} = 1$ (смотри далее).

Для металлических болометров, в которых разогрев ΔT за время считывания сигнала значителен, точная величина мощности выделяющегося джоулева тепла $Q_D = Q_{D0} (T_D / T_B)^\beta$, полученная для режимов $V = \text{const}$ и $I = \text{const}$ при учете температурной зависимости ТКС в виде $\alpha = 1/T_D$, будет отличаться от приближенной величины (3) не более, чем на 8 % при разогревах болометра от 300 до 450 К. Для полупроводниковых болометров, вследствие высоко-

го ТКС и, следовательно, малого разогрева, подобное различие будет существенно меньше.

Решение уравнения (1) для трех рассматриваемых нами схем включения болометра в приближении (3) задается соотношением

$$\exp(\alpha\beta\Delta T) = (1 - \alpha\beta\Delta T_{i0}t/\tau_i)^{-1}, \quad (4)$$

где $\Delta T_{i0} = Q_{D0}\tau_i/C_D$ – разогрев болометра в течение импульса без учета изменения джоулевой мощности. В случае мостовой схемы, проведя разложение (4) по малой β и устремив ее к нулю, получим $\Delta T = \Delta T_{i0}t/\tau_i$. Заметим, что соотношение (4) задает также изменение проводимости σ_D и сопротивления болометра R_D при основном разогреве в режимах $V = \text{const}$ и $I = \text{const}$, поскольку $\sigma_D/\sigma_{D0} = \exp(-\alpha\Delta T)$ и $R_D/R_{D0} = \exp(\alpha\Delta T)$, где σ_{D0} и R_{D0} – значения σ_D и R_D непосредственно перед импульсом.

Вариация температуры болометра, обусловленная сигналом. Уравнение теплового баланса для вариации температуры болометра δT , вызванной потоком измеряемого теплового излучения ΔP_S , с учетом (2) можно записать в виде

$$C_D \frac{d(\delta T - \delta T_0)}{dt} = \alpha\beta Q_D(t)\delta T - G_{0D}(\delta T - \delta T_0), \quad (5)$$

где временная зависимость мощности $Q_D(t)$ задается соотношениями (3) и (4) и введена вариация температуры $\delta T_0 = \Delta P_S/G_{0D}$, соответствующая изменению температуры болометра под воздействием квазистационарного потока ΔP_S (слабо изменяющегося за время тепловой релаксации τ_0) при отсутствии зависимости мощности выделяющегося джоулева тепла от температуры болометра. К отклонению δT от δT_0 в уравнении (5) приводит только член $\alpha\beta Q_D(t)\delta T$, который равен нулю между импульсами в течение длительного времени ($\approx 3\tau_0$). В результате к началу очередного импульса смещения вновь установится вариация $\delta T \approx \delta T_0$. Отношение величин $\alpha Q_D/G_{0D}$, как отмечено выше, много больше единицы, и, следовательно, в соотношении (5) в течение импульса смещения членом, пропорциональным G_{0D} , можно пренебречь. В этом случае решение уравнения (5) можно записать в виде

$$\delta T = \delta T_0(1 - \alpha\beta\Delta T_{i0}t/\tau_i)^{-1}. \quad (6)$$

При этом для изменения тока I_S в режиме $V = \text{const}$ и напряжения V_S в режиме $I = \text{const}$ имеем: $I_S = \alpha(t)\delta T(t)\sigma_D(t)V_D$ и $V_S = \alpha(t)\delta T(t)R_D(t)I_D$, а для мостовой схемы $V_S = \alpha(t)\delta T(t)V_0/4\text{ch}^2(\alpha\Delta T/2)$, где V_0 – напряжение смещения моста. Усредняя эти значения за время τ_i , учитывая, что $\text{ch}(\alpha\Delta T/2) = 1$ при $\alpha\Delta T/2 < 1$ с точностью до членов второго порядка разложения в ряд Тейлора, и в режиме $V = \text{const}$ вместо тока, используя напряжение, введенное формальным умножением I_S на R_{D0} , получим

$$\langle V_S \rangle = \langle \alpha \rangle \sqrt{\frac{Q_{D0}R_{D0}}{\chi_S}} \frac{\Delta P_S}{G_{0D}(1 - \alpha\beta\Delta T_{i0})}. \quad (7)$$

Здесь $\chi_S = 1$ при использовании режима $V = \text{const}$ ($\beta = -1$) или $I = \text{const}$ ($\beta = +1$); $\chi_S = 4$ в случае мостовой схемы; введено эффективное значение ТКС

$$\langle \alpha \rangle = \left(\int_0^{\Delta T_i} \alpha (T_B + x) \exp(\alpha \beta x) dx \right) / \left(\int_0^{\Delta T_i} \exp(\alpha \beta x) dx \right),$$

а разогрев болометра ΔT_i в конце импульса смещения задается соотношением (4) при $t = \tau_i$. Величина $G_{0D}(1 - \alpha\beta\Delta T_{i0})$ в соотношении (7) представляет собой эффективную теплопроводность аналогично теплопроводности G_β в выражении (14) из работы [9]. Отличие состоит в том, что в (7) ΔT_{i0} – разогрев болометра в течение импульса в предположении постоянства джоулевой мощности, который при $\tau_i \ll \tau_0$ много меньше стационарного разогрева Q_D/G_{0D} .

Флуктуации температуры. Уравнение теплового баланса для вариации температуры болометра δT_n , вызванной флуктуациями тепловых потоков P_n и джоулевой мощности Q_n , с учетом (2) можно записать в виде

$$C_D \frac{d\delta T_n}{dt} = P_n + Q_n^f + \alpha\beta Q_D(t)\delta T_n - G_{0D}\delta T_n, \quad (8)$$

где из полных флуктуаций джоулевой мощности Q_n выделены флуктуации, вызванные флуктуациями температуры болометра (член $\alpha\beta Q_D\delta T_n$), при этом в оставшейся части Q_n^f флуктуации сопротивления болометра обусловлены только флуктуациями типа $1/f$ [9]. Там же отмечено, что величина флуктуаций джоулевой мощности Q_n^f в режиме постоянного смещения болометров может быть сравнима с величиной флуктуаций тепловых потоков. В режиме импульсного смещения вследствие значительно большей джоулевой мощности Q_D ее флуктуации Q_n^f на протяжении импульса смещения могут значительно превысить P_n . Соотношение (8) является линейным дифференциальным уравнением первого порядка. Его решение может быть записано в виде

$$\delta T_n = \exp\left(\int_{t_0}^t \lambda_\beta dt_1\right) \left[\int_{t_0}^t \frac{P_n + Q_n^f}{C_D} \exp\left(-\int_{t_0}^{t_1} \lambda_\beta dt_2\right) dt_1 + \delta T_{n0} \right], \quad (9)$$

где $\lambda_\beta = (\alpha\beta Q_D - G_{0D})/C_D$; δT_{n0} – значение температуры в момент времени $t_0 = 0$ (начало импульса смещения). При $t < t_0$ в течение длительного времени ($\approx 3\tau_0$) $Q_n^f = 0$, и к моменту времени t_0 под воздействием только флуктуаций тепловых потоков P_n устанавливаются флуктуации температуры δT_{n0} со спектральной плотностью $S_T \approx S_P/G_{0D}^2(1 + \omega^2\tau_0^2)$. Здесь S_P – спектральная плотность тепловых потоков, а ω – угловая частота. Поскольку за время $3\tau_0$ болометр остывает почти полностью, можно считать, что S_P не зависит от температуры разогрева болометра ΔT и задается соотношениями, приведенными в работе [9]. Для упрощения примем $S_P = 4kT_B^2 G_{0D}$. В результате интегрирования S_T по частоте получим среднеквадратичное значение флуктуа-

ций температуры δT_{n0} , равное kT_B^2/C_D . Вклад флуктуаций температуры δT_{n0} в текущее значение δT_n , задаваемый в соотношении (9) слагаемым $\delta T_{n0} \exp\left(\int_{t_0}^t \lambda_\beta dt_1\right)$, найдем, пренебрегая G_{0D} по сравнению с $\alpha\beta Q_D$ и учитывая, что Q_D определяется соотношениями (3), (4). Интегрируя, как и следовало ожидать, получим соотношение, аналогичное (6), с заменой δT на δT_n . Естественно, что и вклад флуктуаций δT_{n0} в измеряемый сигнал тоже будет задаваться соотношением, аналогичным (7). Таким образом, для среднеквадратичного шумового напряжения, обусловленного членом δT_{n0} , получим

$$\langle \delta V_n^2 \rangle = \frac{\langle \alpha \rangle^2 Q_{D0} R_{D0}}{\chi_S (1 - \alpha\beta \Delta T_{i0})^2} \frac{kT_B^2}{C_D}. \quad (10)$$

Точное решение уравнения (9) затруднительно для анализа. Поэтому нас в первую очередь интересует приближенное решение, позволяющее оценить величину флуктуаций температуры δT_{nQ} , обусловленную флуктуациями джоулевой мощности Q_n^f . Будем считать, что в течение импульса смещения λ_β и амплитуда флуктуаций джоулевой мощности Q_{n0}^f постоянны. В частности, $Q_n^f = Q_{n0}^f \exp(i\omega t)$. Тогда, проводя интегрирование в (9), усредняя δT_{nQ} по времени в течение импульса измерения, далее возводя их в квадрат, усредняя по реализациям случайного шумового процесса и интегрируя по частоте, найдем среднеквадратичное значение

$$\langle \delta T_{nQ}^2 \rangle = \int_{f_L}^{\infty} \frac{S_Q}{C_D^2} \left| \frac{\sin(\omega\tau_i/2) \exp(i\omega\tau_i/2)}{\omega\tau_i/2} - \frac{\text{sh}(\lambda_\beta\tau_i/2) \exp(\lambda_\beta\tau_i/2)}{\lambda_\beta\tau_i/2} \right|^2 \frac{1}{\omega^2 + \lambda_\beta^2} df, \quad (11)$$

где S_Q – спектральная плотность флуктуаций джоулевой мощности на 1 Гц, определенная соотношениями (16), (19) и (20) из работы [9] для мостовой схемы, режимов $V = \text{const}$ и $I = \text{const}$ соответственно; f_L – частота калибровки измерительной системы (обычно реже 1 раза в минуту). Учитывая, что для всех трех рассматриваемых нами схем включения болометра S_Q содержит член $4kT_D Q_D$ (для мостовой схемы в соотношении (16) работы [9] можно принять $\beta = 0$, $\gamma_D = 1$ и $Q_L = Q_D$), обусловленный шумом Джонсона, спектральную плотность флуктуаций джоулевой мощности для краткости удобно записать в виде

$$S_Q = 4kT_D Q_D (1 + FSR_f), \quad (12)$$

где FSR_f – нормированная на $4kT_D Q_D$ и зависящая в общем случае от частоты сумма спектральных плотностей флуктуаций джоулевой мощности, вызванных флуктуациями сопротивления болометра типа $1/f$, флуктуациями смещения и шумами схемы считывания. При ω и $\lambda_\beta \ll 1/\tau_i$ подынтегральное выражение в (11) равно $(S_Q/C_D^2)(\tau_i/2)^2$, а при $\lambda_\beta\tau_i < 1$ и $\omega\tau_i > 1$ – резко

уменьшается с повышением частоты. Эффективная ширина полосы при этом составляет $\approx 2/3\tau_i$, а среднеквадратичное значение флуктуаций температуры δT_{nQ} , обусловленное флуктуациями джоулевой мощности Q_n^f , может быть оценено как

$$\langle \delta T_{nQ}^2 \rangle = \frac{2}{3} \frac{kT_B^2}{C_D} \frac{\Delta T_{i0}}{T_B} (1 + FSR_i), \quad (13)$$

где FSR_i – значение величины FSR_f , усредненное по полосе $2/3\tau_i$. Для полупроводниковых болометров типичная величина $\Delta T_{i0}/T_B \ll 1$ и, следовательно, $\langle \delta T_{nQ}^2 \rangle \ll \langle \delta T_{n0}^2 \rangle$; для болометров на основе металлических терморезисторов $\Delta T_{i0}/T_B \approx 1$ и соответственно $\langle \delta T_{nQ}^2 \rangle$ с учетом компоненты FSR_i может превысить $\langle \delta T_{n0}^2 \rangle$. Несмотря на то что в импульсном режиме $S_Q/S_P > 1$ (их отношение при $FSR_i = 0$ можно оценить величиной $\Delta T_{i0}\tau_0/T_B\tau_i$, равной ≈ 3 для полупроводниковых болометров и ≈ 50 для металлических), мы получили величины $\langle \delta T_{nQ}^2 \rangle$, сравнимые с режимом постоянного смещения. Это обусловлено малой продолжительностью действия смещения τ_i по сравнению со временем тепловой релаксации τ_0 . Отметим также, что указанное превышение S_Q над S_P в импульсном режиме позволило нам пренебречь величиной P_n в соотношении (9).

Мощность, эквивалентная шуму. Вывод соотношения для NEP (мощности, эквивалентной шуму), характеризующей величину потока измеряемого излучения, вызывающего электрический сигнал, равный величине шума на выходе приемника, будем проводить для мостовой схемы измерения. В остальных случаях приведем только окончательный ответ. Измерение сигнала, проводимое путем его усреднения за время τ_i , приводит к интегрированию шумов в полосе от f_L до $f_H \approx 1/2\tau_i$ [12]. Для вычисления флуктуаций измеряемого напряжения одного плеча моста δV_L воспользуемся соотношением (22) из работы [9]. Поскольку в течение импульса смещения происходит разогрев болометра и меняется его сопротивление, то компоненты шумового напряжения являются нестационарными. Учтем их изменение по мере разогрева болометра с точностью до членов первого порядка по $\alpha\Delta T_{i0}$. Это легко сделать, если принять во внимание, что шумовое напряжение с амплитудой, меняющейся вследствие разогрева по закону $1 + \chi\alpha\Delta T$, после усреднения по времени измерения и возведения в квадрат будет иметь среднеквадратичное значение с поправочным коэффициентом $1 + \chi\alpha\Delta T_{i0}$, характеризующим влияние разогрева, где χ – некоторый постоянный коэффициент. Изменение спектральной мощности $1/f$ -шума с ростом температуры болометра в течение импульса смещения будем учитывать, введя коэффициент α_K относительного изменения параметра K_D , задаваемый соотношением

$$\alpha_K = (1/K_D) dK_D/dT_D.$$

Напомним, что параметр K_D характеризует флуктуации сопротивления R_D вида $S_R/R_D^2 = K_D/f$ [13], где S_R – спектральная плотность флуктуаций со-

противления R_D . В результате для мощности, эквивалентной шуму, в мостовой схеме получим

$$\text{NEP}^2 = \frac{4kT_B^2 G_{0D}}{\tau_0 \tau_W^2 \eta_S^2} \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2\Delta T_{i0}}{3T_B} (1 + FSR_i) \right] + \frac{2}{\langle \alpha \rangle^2 T_B \Delta T_{i0}} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(1 + \frac{\nu}{4} \right) + \frac{(1 + \nu/2) S_{jRi} R_{D0} + 4S_{\varepsilon Ri} / R_{D0}}{8kT_B} + \frac{(1 + \nu_K/4) K_D \ln(f_H / f_L) Q_{Di0}}{2kT_B} \right] \right\}, \quad (14)$$

где τ_W – коэффициент пропускания окна; η_S – коэффициент поглощения теплового излучения, усредненный по рабочему диапазону длин волн; $\nu = \alpha \Delta T_{i0}$; $\nu_K = \alpha_K \Delta T_{i0}$; $Q_{Di0} = Q_{D0} \tau_i$ – джоулево тепло, выделяемое за время измерения τ_i без учета разогрева; S_{jRi} и $S_{\varepsilon Ri}$ – значения усредненных по частотной полосе $f_H - f_L$ спектральных плотностей флуктуаций тока эквивалентного генератора тока S_{jR} и флуктуаций ЭДС эквивалентного генератора напряжения $S_{\varepsilon R}$ схемы считывания, введенных в работе [9].

Для режимов $V = \text{const}$ (верхний знак) и $I = \text{const}$ (нижний знак) получим

$$\text{NEP}^2 = \frac{kT_B^2 G_{0D}}{\tau_0 \tau_W^2 \eta_S^2} \left\{ \left[1 + \frac{2\Delta T_{i0}}{3T_B} (1 + FSR_i) \right] + \frac{2(1 \pm \nu)^2}{\langle \alpha \rangle^2 T_B \Delta T_{i0}} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(1 \mp \frac{\nu}{2} \right) + \frac{(1 \mp \nu)(S_{RTi} + S_{bi}) + S_{ROi}}{4kT_B} + \frac{(1 \mp \nu + \nu_K/2) K_D \ln(f_H / f_L) Q_{Di0}}{2kT_B} \right] \right\}, \quad (15)$$

где S_{ROi} , S_{RTi} и S_{bi} – усредненные по частотной полосе $f_H - f_L$ значения обобщенных спектральных мощностей S_{RO} , S_{RT} и S_b соответственно (см. [9], табл. 1). NETD (разность температур, эквивалентная шуму), характеризующая величину изменения температур объектов наблюдения, вызывающего электрический сигнал, равный величине шума на выходе приемника, по известной величине NEP определяется соотношением (25) работы [9].

Анализ результатов. Во всех расчетах (рис. 1–4) и оценках в качестве неизменных параметров принимали $T_B = 300$ К, $\eta_S = 0,5$, $A = 1,5 \cdot 10^{-5}$ см², $\lambda_1 - \lambda_2 = 8-14$ мкм, $\tau_0 = 10^{-2}$ с, $\tau_i = 100$ мкс, $\tau_W = \tau_{ob} = F = 1$. Здесь A – площадь, на которой происходит поглощение теплового излучения; λ_1 и λ_2 – нижнее и верхнее значения рабочего диапазона длин волн; τ_{ob} – коэффициент пропускания объектива; F – отношение фокусного расстояния к диаметру объектива. Зависимости на рис. 1 рассчитывали по соотношению (15) и соотношению (25) из работы [9]. При этом дополнительно приняли $C_D = 10^{-9}$ Дж/К и $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К (независимо от температуры), для металлического болометра $\alpha = 1/T_D$ К⁻¹ и $K_D/4kT_B = 3 \cdot 10^5$ Дж⁻¹ [14, 15], для полупроводникового болометра $\alpha = -0,02(300/T_D)^2$ К⁻¹ и $K_D/4kT_B = 3 \cdot 10^6$ Дж⁻¹. Шумы схем считывания и флуктуации смещения не учитыва-

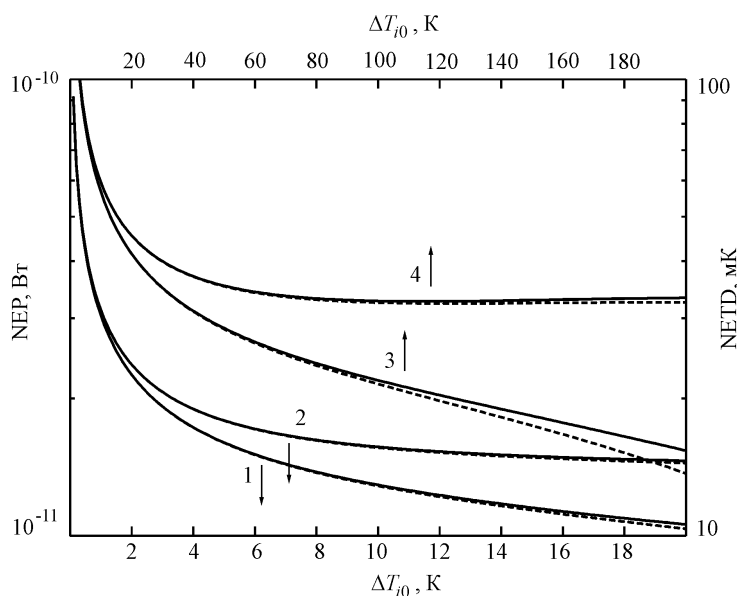


Рис. 1. Зависимости мощности NEP и разности температур NETD, эквивалентных шуму, от величины разогрева ΔT_{i0} для полупроводниковых (кривые 1, 2) и металлических (кривые 3, 4) болометров, рассчитанные для режимов измерения $V = \text{const}$ (кривые 1, 4) и $I = \text{const}$ (кривые 2, 3). Сплошные линии – зависимости с учетом флуктуаций выделяющегося в болометре джоулеа тепла, пунктирные – без учета

ли. Для полупроводникового болометра значения пороговой мощности заметно меньше в режиме $V = \text{const}$, а для металлического – в режиме $I = \text{const}$, что обусловлено соотношением эффективных теплопроводностей $G_{0D}(1 - \alpha \beta \Delta T_{i0})$ в выражении (7). Резкое уменьшение мощности, эквивалентной шуму, при малых ΔT_{i0} вызвано уменьшением относительного вклада шума Джонсона. При дальнейшем увеличении ΔT_{i0} для полупроводникового болометра в режиме $I = \text{const}$ и металлического болометра в режиме $V = \text{const}$ происходит стабилизация или небольшой рост NEP, обусловленный главным образом понижением ТКС и увеличением соответствующей эффективной теплопроводности. Оптимальные значения разогрева болометров ΔT_{i0} составляют ≈ 100 К для металлического и ≈ 10 К для полупроводникового терморезисторов. Использование последнего позволяет примерно в 2 раза понизить NEP. Учет флуктуаций выделяющегося в болометре джоулеа тепла слабо влияет на мощность, эквивалентную шуму, в силу их малости в полупроводниковом терморезисторе и малого вклада флуктуаций температуры по сравнению с шумом Джонсона и $1/f$ -шумом в металлическом терморезисторе. Это хорошо видно из рис. 2, где зависимости рассчитаны при тех же параметрах, что и на рис. 1. Шум Джонсона в металлическом болометре сравнивается с шумом тепловых флуктуаций только при $\Delta T_{i0} \approx 165$ К, а среднеквадратичные значения флуктуаций температуры под воздействием флуктуации джоулевой мощности увеличиваются в 1,5–2 раза. В полупроводниковом болометре шум Джонсона в режиме $V = \text{const}$ сравнивается с шумом тепловых флуктуаций только при $\Delta T_{i0} \approx 11$ К, а среднеквадратичные значения флуктуаций температуры под воздействием флуктуации джоулевой мощности увеличиваются менее чем на 10 % при $\Delta T_{i0} \leq 20$ К. Вклад $1/f$ -шума в металлическом болометре примерно в 3 раза больше, чем в полупроводнико-

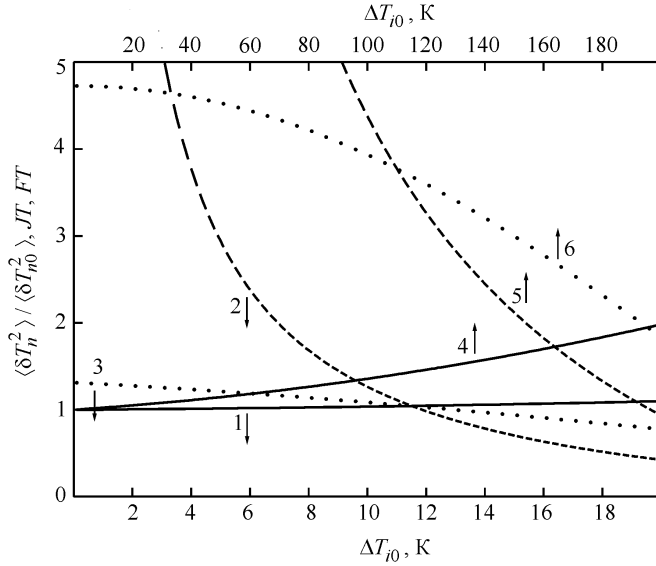


Рис. 2. Зависимости от величины разогрева ΔT_{i0} среднеквадратичных значений флуктуаций температур $\langle \delta T_n^2 \rangle$ (кривые 1, 4), нормированных на их значения при отсутствии флуктуаций выделяющегося в болометре джоулева тепла $\langle \delta T_{n0}^2 \rangle$, и отношений вкладов в NEP квадратов шумов Джонсона JT (кривые 2, 5) и $1/f$ -шума болометра FT (кривые 3, 6) к вкладам тепловых флуктуаций $\langle \delta T_{n0}^2 \rangle$ для полупроводникового (1–3) и металлического (4–6) болометров в режимах $V = \text{const}$ и $I = \text{const}$ соответственно

вом, несмотря на его в 10 раз меньшее абсолютное значение, что обусловлено малым значением ТКС.

При проведении дальнейшего анализа влияния основных факторов на NEP воспользуемся выражением, полученным из (14) и (15) путем следующих приближений. Во-первых, как видно из рис. 1, аналогично режиму постоянного смещения, можно пренебречь членом, пропорциональным $\Delta T_{i0}/T_B$ и обусловленным флуктуациями джоулевой мощности. Во-вторых, для болометров, работающих при малом разогреве ΔT , пренебрежем влиянием разогрева, т. е. членами типа $1 \pm v$. Это дает возможность все шумы схемы измерения описать приведенной ко входу схемы считывания эквивалентной шумовой ЭДС, для которой выражения спектральной плотности $S_{\varepsilon_{eq}}$ приведены в табл. 2 работы [9] (напомним, что в мостовой схеме предполагается наличие приведенных ЭДС в обоих полумостах). В результате, считая α не зависящей от температуры для всех рассматриваемых нами схем, получим

$$\text{NEP}^2 = \frac{kT_B^2 G_{0D}}{\tau_0 \tau_W^2 \eta_S^2} \chi_S \chi_T [1 + JT_i(1 + RJ_i) + FT_i], \quad (16)$$

где $JT_i = \frac{2}{\chi_T \alpha^2 T_B \Delta T_{i0}}$ и $FT_i = \frac{C_D K_D \ln(f_H/f_L)}{\chi_T k \alpha^2 T_B^2}$ – отношения вкладов в NEP шума Джонсона и $1/f$ -шума болометра к вкладу тепловых флуктуаций;

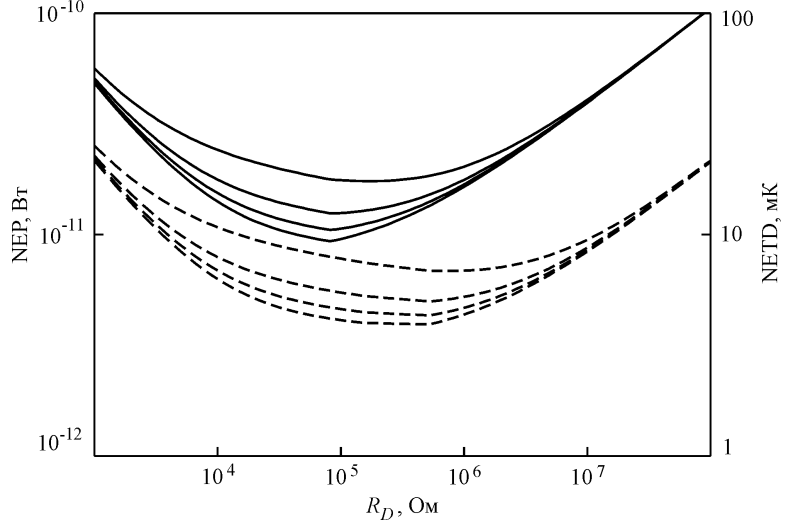


Рис. 3. Зависимости мощности NEP и разности температур NETD, эквивалентных шуму, от сопротивления микроболометра R_D при $\tau_0 = 10$ мс. Сплошные линии – $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К, $K_D/4kT_B = 0; 1 \cdot 10^6; 3 \cdot 10^6$ и 10^7 Дж $^{-1}$. Пунктирные – $G_{0D} = 2 \cdot 10^{-8}$ Вт/К, $K_D/4kT_B = 0; 5 \cdot 10^6; 15 \cdot 10^6$ и $5 \cdot 10^7$ Дж $^{-1}$. Параметр $K_D/4kT_B$ монотонно увеличивает NEP и NETD

$RJ_i = \frac{\chi_m S_{\text{eqi}}}{4kT_B R_{D0}}$ – отношение вкладов в NEP шума схемы считывания и шума

Джонсона; S_{eqi} – усредненная по полосе $1/2\tau_i$ спектральная плотность S_{eq} .

Как и ранее, $RJ \times JT = RT$ – отношение вкладов в NEP шумов схемы измерения и тепловых флуктуаций. Для мостовой схемы $\chi_S = 4$, $\chi_T = 1/2$ и $\chi_m = 2$, а в остальных рассматриваемых случаях эти коэффициенты равны единице.

Сделаем некоторые оценки. Используем параметры, типичные для многоэлементных неохлаждаемых полупроводниковых микроболометров: $\alpha = -0,02$ К $^{-1}$, $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К. Кроме того, примем $\chi_S = \chi_T = \chi_m = 1$. Мощность, эквивалентная шуму, обусловленная только тепловыми флуктуациями, равна $7 \cdot 10^{-12}$ Вт. Естественно считать, что болометр спроектирован хорошо, если каждая из остальных компонент шума не превышает шума тепловых флуктуаций, т. е. JT , RJ и FT меньше единицы. Укажем необходимые для этого условия. Для шума Джонсона $\alpha^2 T_B T_{i0} > 2$ или $\Delta T_{i0} > 16$ К. (Меньшее значение $\Delta T_{i0} \approx 11$ К (см. рис. 2) получено при учете разогрева полупроводникового болометра в режиме $V = \text{const.}$) Приведенный ко входу шум схемы считывания должен быть меньше $4kT_B R_D$, что, например, для $R_D = 100$ кОм составляет 40 нВ \cdot Гц $^{-1/2}$. Токовый $1/f$ -шум болометра будет меньше шума тепловых флуктуаций при условии

$$\frac{K_D}{4kT_B} < \frac{\alpha^2 T_B}{4C_D \ln(f_H / f_L)}. \quad (17)$$

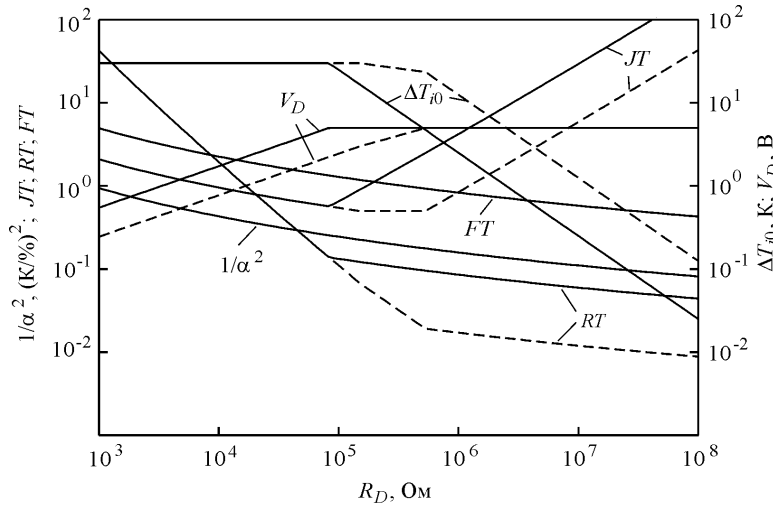


Рис. 4. Зависимости температуры разогрева болометра ΔT_{i0} , напряжения смещения V_D , квадрата обратного ТКС ($1/\alpha^2$) и отношений вкладов в NEP шума Джонсона (JT), $1/f$ -шума (FT), шума схемы считывания (RT) к вкладу тепловых флуктуаций от сопротивления болометра R_D . Сплошные линии – $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К, $K_D/4kT_B = 3 \cdot 10^6$ Дж $^{-1}$. Пунктирные – $G_{0D} = 2 \cdot 10^{-8}$ Вт/К, $K_D/4kT_B = 1,5 \cdot 10^7$ Дж $^{-1}$

В частности, при выбранных выше параметрах и частоте калибровки системы $f_L = 0,01$ Гц здесь параметр $K_D/4kT_B$ должен быть меньше $2,3 \times 10^6$ Дж $^{-1}$. (Для металлического болометра при $\alpha = 1/T_D$ – менее $6,0 \times 10^4$ Дж $^{-1}$.) Приведенное выше значение $\Delta T_{i0} = 16$ К позволяет легко оценить рассеиваемую в матрице микроболометров мощность, $Q_M = C_D \Delta T_{i0} N_L N_C f_F$, которая при количестве столбцов $N_C = 320$ и строк $N_L = 240$ для частоты кадров $f_F = 25$ Гц составит всего 31 мВт.

В качестве неизменных параметров во всех дальнейших расчетах (см. рис. 3, 4) использовали: $\chi_S = \chi_T = \chi_m = 1$, $S_{\epsilon_{eq}} = \epsilon_{RJ}^2 + \epsilon_{Rf}^2/f$ при $\epsilon_{RJ} = 10^{-8}$ В · Гц $^{-1/2}$, $\epsilon_{Rf} = 30 \cdot 10^{-8}$ В. Величина $1/f$ -шума схемы считывания ϵ_{Rf} выбрана так, что его интегральная величина в полосе $1/2\tau_i$ оказывается близкой к величине белого шума схемы считывания ϵ_{RJ} . Кроме того, ТКС в соответствии с экспериментальными данными для слоев оксидов ванадия VO_x [16] принимался логарифмически зависящим от сопротивления болометра и равным $\alpha = -0,02$ К $^{-1}$ при $R_D = 100$ кОм и $\alpha = -0,01$ К $^{-1}$ при $R_D = 1$ кОм. Величина разогрева болометра ΔT_{i0} выбиралась так, чтобы параметр JT , если это возможно, был равен 0,5, или в противном случае не превышала 30 К при малых значениях ТКС, или была равна максимально достижимому разогреву при больших R_D и максимальном напряжении смещения болометра $V_D = 5$ В.

Из зависимостей, рассчитанных по соотношению (16) и соотношению (25) работы [9], на рис. 3 видно, что для выбранных параметров оптимальными являются сопротивления болометров 70–200 и 300–1000 кОм при теплопроводности $G_{0D} = 10^{-7}$ и $G_{0D} = 2 \cdot 10^{-8}$ Вт/К соответственно. Отметим, что разброс сопротивлений болометров по матрице и их изменение в результате разогрева импульсом смещения требуют повышенного динамического диа-

пазона схемы считывания [10], что, в свою очередь, при измерении сигнала интегрирующим операционным усилителем [11] требует понижения времени измерения τ_i (и соответственно коэффициента усиления) или компенсации разброса и разогрева [10]. Мы не будем рассматривать эти аспекты в данной работе, а лишь отметим, что понижение τ_i со 100 до 20 мкс уменьшает приблизительно в 5 раз сопротивления болометров, при которых наблюдаются минимальные значения NEP и NETD. При этом NEP и NETD повышаются незначительно.

Заметное увеличение NEP и NETD при $R_D < 10$ кОм связано с уменьшением ТКС и ограничением на максимальный разогрев $\Delta T_{i0} = 30$ К (при уменьшении R_D необходимо понизить V_D , что приводит к уменьшению чувствительности), а при $R_D > 100$ кОм и $R_D > 1$ МОм их увеличение обусловлено ростом шума Джонсона и ограничением максимальной величины $V_D = 5$ В. Это хорошо видно из зависимостей на рис. 4, рассчитанных при тех же параметрах, что и на рис. 3. Отметим, что существует достаточно обширная область сопротивлений болометров (от 20 до 200 кОм и от 20 кОм до 1,5 МОм для болометров с теплопроводностью $G_{0D} = 10^{-7}$ и $G_{0D} = 2 \cdot 10^{-8}$ Вт/К соответственно), в которой вклад шума Джонсона и схемы считывания меньше шума тепловой флуктуации. Следует отметить, что при импульсном смещении и выбранных параметрах, в отличие от режима постоянного смещения, диапазон сопротивлений болометров, в котором вклад шума Джонсона достигает уровня 0,5 от вклада шума тепловых флуктуаций, достаточно мал и отсутствует при $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К. Это вызвано широкой полосой измерения. В результате минимальные значения NEP и NETD достигаются в относительно узком интервале значений R_D . Так же, как и для постоянного смещения, резкое увеличение относительного вклада шума схемы считывания RT с понижением R_D связано с уменьшением чувствительности болометра по мере понижения V_D , обусловленного установленным выше ограничением на разогрев болометра $\Delta T_{i0} \leq 30$ К.

Относительный вклад токового $1/f$ -шума болометра при фиксированном времени тепловой релаксации τ_0 так же, как и для режима постоянного смещения, прямо пропорционален теплопроводности болометра и обратно пропорционален квадрату ТКС. Однако, вследствие большей полосы частот при $G_{0D} = 10^{-7}$ Вт/К и $R_D > 100$ кОм, в согласии с установленным выше он оказывается меньше вклада шума тепловых флуктуаций, если $K_D/4kT_B < 2,3 \cdot 10^6$ Дж⁻¹, т. е. при значительно более жестком условии, чем при постоянном смещении.

Заключение. Получены теоретические соотношения (14) и (15) для величины мощности, эквивалентной шуму, соответствующие трем основным используемым на практике схемам измерения сигналов неохлаждаемых матричных микроболометров в режиме импульсного смещения с учетом разогрева болометра, флуктуаций тепловых потоков, шума Джонсона и $1/f$ -шума болометра, шумов устройства считывания и источников питания.

Показано, что в металлических болометрах вклад флуктуаций выделяющегося джоулева тепла в мощность, эквивалентную шуму, и в среднеквадратичные флуктуации температуры (13) сравним или даже превышает вклад флуктуаций тепловых потоков. Для полупроводниковых болометров влияние флуктуации джоулева тепла незначительно. Разогрев приводит к уменьшению мощности, эквивалентной шуму, в режиме фиксированного напряже-

ния и к ее увеличению в режиме фиксированного тока для полупроводниковых болометров и к обратным зависимостям для металлических болометров.

Установлен критерий (17), при выполнении которого вклад $1/f$ -шума микроболометра в мощность, эквивалентную шуму, не превышает вклада тепловых флуктуаций, а разность температур, эквивалентная шуму, для типичных в настоящее время конструктивных параметров матричных микроболометрических приемников на основе оксидов ванадия в режиме импульсного смещения может достигать величины менее 20 мК.

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.** 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.
5. **Kruse P. W., McGlauchlin L. D., McQuistan R. B.** Elements of Infrared Technology: Generation, Transmission, and Detection. N. Y.–L.: John Willey and Sons, Inc., 1962.
6. **Smith R. A., Jones F. E., Chasmar R. P.** The Detection and Measurement of Infra-red Radiation. Oxford: Clarendon Press, 1968.
7. **Chol G., Marfaing Y., Munsch M. et al.** Les Détecteurs de Rayonnement Infra-rouge. Paris: Dunod, 1966.
8. **Hanson C. M.** Uncooled IR detector performance limits and barriers // Proc. SPIE. 2000. **4028**. P. 2.
9. **Демьяненко М. А., Кравченко А. Ф., Овсяк В. Н.** Неохлаждаемые резистивные микроболометры. Ч. I. Режим постоянного смещения // Автометрия. 2005. **41**. №.1. С. 88.
10. **Jansson C., Ringh U., Liddiard K.** Theoretical analysis of pulse bias heating of resistance bolometer infrared detectors and effectiveness of bias compensation // Proc. SPIE. 1995. **2552**. P. 644.
11. **Jakonis D., Svensson C., Jansson C.** Readout architectures for uncooled IR detector arrays // Sensor and Actuators A: Physical. 2000. **84**. P. 220.
12. **Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.** Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
13. **Van der Ziel A.** Noise in measurements. N.Y.–L.: John Willey and Sons, Inc., 1976.
14. **Voss R. F., Clarke J.** Flicker ($1/f$) noise: Equilibrium temperature and resistance fluctuations // Phys. Rev. 1976. **13**. P. 556.
15. **Dutta P., Horn P. M.** Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise // Rev. Modern Phys. 1981. **53**. P. 497.
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.