

ШУМОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЕРЕКРЕСТНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ В ОДНОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

© 2005 г. В. С. Sarker*, S. P. Majumder**

* Satellite Venture Business Laboratory Gunma University, Kiryu Gunma, Japan

** Department of Electrical and Electronic Engineering Bangladesh University of Engineering and Technology Dhaka, Bangladesh

E-mail: sarker@vbl.gunma-u.ac.jp, bcsarker@hotmail.com

Численно проанализирована шумовая характеристика оптического преобразователя длины волны излучения на основе перекрестной фазовой модуляции в одномодовом оптическом волокне с последовательно расположенным интерферометром Маха–Цендера. Исследована шумовая характеристика на выходе преобразователя для оценки отношения сигнал/шум (ОСШ), обусловленного преобразованием длины волны на скорости передачи информации 10 Гб/с. Рассмотрены результаты, полученные для разных коэффициентов усиления, мощности перекрестных помех, ширины полосы фильтра нижних частот и скорости передачи информации при изменении параметра входной мощности и ширины полосы фильтра нижних частот. Анализ показывает, что оптическое преобразование длины волны возможно при значительном ОСШ, которое может быть в дальнейшем улучшено при повышении входной мощности накачки и расширении полосы фильтра нижних частот. Кроме того, отмечено, что при более высокой скорости передачи информации ОСШ значительно снижается.

Коды OCIS: 060.2430.

Поступила в редакцию 24.05.2005.

1. Введение

Оптический преобразователь длины волны (ОПДВ) является основным устройством для многоволновых оптических сетей передачи информации, которое значительно повышает быстродействие и пропускную способность передающих систем. При этом предполагается, что такое устройство обеспечивает преобразование длины волны – без значительного искажения входного сигнала – оптическими, а не оптоэлектронными средствами, дает преимущества повышенной гибкости в маршрутизации излучения с преобразованной длиной волны при спектральном уплотнении каналов в сети [1, 2].

Как известно, оптоэлектронные устройства обеспечивают перестройку длины волны излучения путем преобразования оптического сигнала в электрический с помощью фотоприемника и передачи сигнала на новой длине волны. С другой стороны, оптические преобразователи изменяют длину волны входного сигнала, осуществляя перенос модуляции интенсивности и фазы входной несущей волны в новую несущую оптическими средствами, используя нелинейные характеристики полупроводниковых лазеров, полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) [3] и одномодовых оптических волокон (ОМОВ) [4]. Нелинейными характеристиками, используемыми в ОПДВ, являются перекрестная фазовая модуляция (ПФМ) [5], перекрестная модуляция усиления (ПМУ) и четырехволновое смешение (ЧВС) [6]. В преобразователях на

основе одномодовых оптических волокон может быть использована нелинейность ПФМ и ЧВС.

В последние несколько лет значительный интерес сосредоточен на исследованиях ОПДВ на основе ОМОВ и полупроводниковых лазеров. Сообщается о разнообразных ОПДВ, таких как оптические полупроводниковые усилители-преобразователи на основе ПФМ [7], ПМУ [8] и ЧВС [9], бистабильные лазеры с насыщаемыми поглотителями [10], инжекционные синхронизированные Y-лазеры и лазеры с распределенной обратной связью на основе модуляции оптической частоты или интенсивности [6], оптоволоконные преобразователи с использованием одномодовой ПФМ [11]. Преимущества предлагаемой нами схемы с интерферометром Маха–Цендера по сравнению с опубликованной в [11] схемой с оптическим петлевым зеркальным фильтром заключаются в большей стабильности, легкости изготовления и меньшей стоимости. Преобразователи длины волны на основе ЧВС в ПОУ или ОМОВ превосходят другие преобразователи вследствие свободы по отношению к формату модуляции [6]. В то же время, преобразователи с ПФМ могут использоваться только для модулированных по интенсивности сигналов. Однако благодаря эффективности преобразования ОПДВ на основе ПФМ обладают лучшими техническими характеристиками, чем преобразователи на основе ЧВС.

В данной работе мы анализируем шумовую характеристику ОПДВ на основе перекрестной фазо-

вой модуляции в ОМОВ с одним лазером накачки и интерферометром Маха–Цендера. Исследована шумовая характеристика на выходе преобразователя для оценки отношения сигнал/шум (ОСШ), обусловленного преобразованием длины волны при скорости передачи информации 10 Гб/с. Рассмотрены результаты, полученные для разных коэффициентов усиления, мощности перекрестных помех, ширины полосы фильтра нижних частот и скорости передачи информации при изменении входной мощности и ширины полосы фильтра нижних частот в качестве параметров. Анализ показывает, что оптическое преобразование длины волны возможно при значительном ОСШ, которое может быть в дальнейшем улучшено при повышении входной мощности накачки и ширины полосы фильтра нижних частот. Кроме того, замечено, что при более высокой скорости передачи информации ОСШ значительно снижается.

2. Модель системы

Модель системы преобразователя длины волны на основе ПФМ показана на рис. 1. Она состоит из ОМОВ, используемого в качестве фазового модулятора, с последовательно расположенными интерферометром Маха–Цендера и фильтром Фабри–Перо. Состояния поляризации входных сигналов настраиваются поляризационными оптоволоконными контроллерами так, что они имеют параллельную поляризацию. Модулированный по интенсивности входной сигнал от оптического передатчика поступает в усилитель на волокне, легированном эрбием (УВЛЭ). Оптический сигнал с выхода усилителя вместе с непрерывным зондирующим сигналом от лазера преобразователя поступает на вход ОМОВ. Модуляция интенсивности сигнала накачки вызывает изменение показателя преломления сердцевинны волокна, которое, в свою очередь, модулирует фазу зондирующего сигнала, распространяющегося в том же направлении по этому же волокну. Модулированный по фазе сигнал преобразователя на длине волны λ_c на выходе из волокна затем проходит через два плеча интерферометра Маха–Ценде-

ра, преобразуясь из модулированного по фазе в модулированный по интенсивности сигнал на той же длине волны. Затем модулированный по интенсивности сигнал с преобразованной длиной волны проходит через фильтр Фабри–Перо для уменьшения влияния шума, возникающего от оптического усилителя и интерферометрического шума интенсивности. В конце выходной сигнал принимается через приемник прямого детектирования.

3. Теоретический анализ

Оптические сигналы на входе в оптическое волокно преобразователя состоят из входного сигнала накачки на длине волны λ_s (которая должна быть преобразована в новую длину волны λ_c) от передатчика модуляции интенсивности и зондирующего сигнала от лазерного источника преобразователя на длине волны λ_c . Мы считаем зондирующее излучение непрерывным сигналом преобразователя с угловой частотой ω_c , которое может быть представлено в виде

$$E_c(t) = \sqrt{2P_c} \exp[j\omega_c t], \quad (1)$$

где P_c – мощность сигнала преобразователя. Сигнал накачки модулируется по интенсивности с угловой частотой ω_s при средней мощности накачки P_s . Усиленный сигнал накачки на выходе УВЛЭ

$$E_s(t) = \sqrt{2GP_s} \exp[j\omega_s t] m(t), \quad (2)$$

где модулирующий сигнал

$$m(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k p(t - kT), \quad (3)$$

$p(t)$ – форма элементарного импульса, $\{a_k\}$ – единичная последовательность двоичных бит без возвращения к нулю (the single non-return-to-zero (NRZ) binary bit sequence) и G – коэффициент усиления оптического усилителя.

Мгновенные мощности зондирующего сигнала и сигнала накачки на входе ОМОВ могут быть представлены в виде

$$P_c(t) = |E_c(t)|^2 = 2P_c, \quad (4)$$

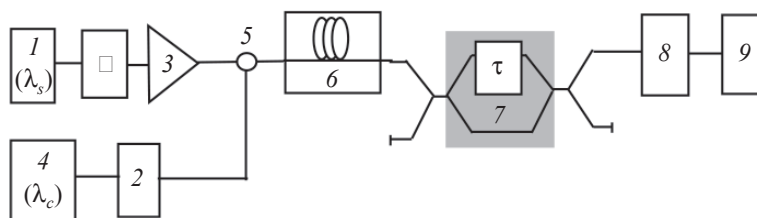


Рис. 1. Структурная схема ОПДВ на основе ПФМ в ОМОВ. 1 – модулятор интенсивности, 2 – поляризационный оптоволоконный контроллер, 3 – УВЛЭ, 4 – лазер, 5 – смеситель, 6 – ОМОВ, 7 – интерферометр Маха–Цендера, 8 – фильтр Фабри–Перо, 9 – приемник прямого детектирования.

$$P_s(t) = |E_s(t)|^2 = 2GP_s |m(t)|^2. \quad (5)$$

Фазовая модуляция зондирующего сигнала вследствие флуктуации интенсивности накачки и самого зондирующего излучения на длине волокна L , приведенная в [12],

$$\begin{aligned} \phi_c(t) = & \gamma_c \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \left| E_c \left(t - \frac{L}{v_{gc}} \right) \right|^2 + \\ & + 2\gamma_c \int_0^L \left| E_s \left(t - \frac{L}{v_{gc}} + d_{cs} z' \right) \right|^2 \exp(-\alpha z') dz', \end{aligned} \quad (6)$$

где $\gamma_c = \frac{2\pi n_2}{\lambda_c A_{ef}}$ – нелинейный коэффициент связи

ОМОВ на длине волны зондирующего излучения, n_2 – нелинейный показатель преломления волокна, λ_c – длина волны зондирующего сигнала (сигнала преобразователя), α – коэффициент ослабления в волокне, A_{ef} – эффективная площадь сечения сердцевинки волокна, v_{gc} – групповая скорость на длине волны λ_c и d_{cs} – параметр ухода сигналов преобразователя и накачки.

Первый член в (6) представляет собой сдвиг фазы в зондирующем сигнале или сигнале преобразователя вследствие самомодуляции фазы, а второй член – величину модуляции фазы, наводимой перекрестной фазовой модуляцией, вносимой мгновенной интенсивностью сигнала накачки.

$$\phi_{ПФМ}(t) = \frac{4\gamma_c GP_s}{\pi^2} \int_0^L \int_0^\infty |M(\omega_m)| \cos[\omega_m(t - t_0) + \angle M(\omega_m)] d\omega_m \exp(-\alpha z') dz', \quad (11)$$

где $t_0 = L/v_{gc} - d_{cs}z'$.

На выходе ОМОВ сигнал преобразователя с фазовой модуляцией, вносимой ПФМ,

$$E_c(t) = \sqrt{2P_{oc}} \exp[j\{\omega_c t + \phi_{ПФМ}(t)\}]. \quad (12)$$

Здесь $P_{oc} = P_c \exp(-\alpha L)$ – мощность преобразованного сигнала на выходе из волокна.

Сигнал $E_c(t)$ входит в два плеча интерферометра Маха–Цендера с коэффициентами связи η_1 и η_2 в первом и втором плечах соответственно, так что $\eta_2 = 1 - \eta_1$. Тогда сигналы на выходе из двух плеч интерферометра определяются следующим образом:

$$E_{c1}(t) = \sqrt{2P_{oc}\eta_1} \cos[\omega_c t + \phi_{ПФМ}(t)], \quad (13)$$

$$E_{c2}(t, \tau) = \sqrt{2P_{oc}\eta_2} \cos[\omega_c(t - \tau) + \phi_{ПФМ}(t - \tau)] \quad (14)$$

Подставив (5) в (6), получим фазовую модуляцию сигнала преобразователя, вносимую ПФМ на выходе ОМОВ с длиной L ,

$$\begin{aligned} \phi_{ПФМ}(t) = & \\ = & 2\gamma_c \int_0^L 2GP_s \left| m \left[t - \left(L/v_{gc} - d_{cs}z' \right) \right] \right|^2 \exp(-\alpha z') dz'. \end{aligned} \quad (7)$$

Модулирующий сигнал $m(t)$ может быть выражен с помощью коэффициентов Фурье:

$$m(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} M(\omega_m) \exp[j\omega_m t] d\omega_m, \quad (8)$$

где $M(\omega_m)$ – спектр модулирующего сигнала,

$$M(\omega_m) = \int_{-\infty}^{\infty} m(t) \exp[-j\omega_m t] dt, \quad (9)$$

где ω_m – компонента угловой частоты модулирующего сигнала. Поскольку $m(t)$ – действительная функция, ее можно представить в виде

$$m(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty |M(\omega_m)| \cos[\omega_m t + \angle M(\omega_m)] d\omega_m, \quad (10)$$

где $|M(\omega_m)|$ и $\angle M(\omega_m)$ – амплитуда и аргумент $M(\omega_m)$ при угловой частоте модуляции ω_m . Подставив (10) в (7), получим выражение для фазовой модуляции преобразованного сигнала, вносимой ПФМ,

(τ – время задержки сигнала между двумя плечами интерферометра). После суммирования находим результирующее электрическое поле на одном из двух выходов интерферометра:

$$\begin{aligned} E_{oc}(t, \tau) = & \frac{1}{2} [E_{c1}(t) + E_{c2}(t, \tau)] + \\ & + E_{уси}(t) = E_0(t, \tau) + E_{уси}(t), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$E_0(t, \tau) = \frac{1}{2} [E_{c1}(t) + E_{c2}(t, \tau)] \quad (16)$$

и $E_{уси}(t)$ – электрическое поле шума усиленного спонтанного излучения (УСИ) УВЛЭ.

Если импульсный отклик фильтра Фабри–Перо обозначить $h_{fp}(t)$, сигнал на выходе фильтра Фабри–Перо можно определить в результате операции свертки $E_{oc}(t, \tau)$ и $h_{fp}(t)$:

$$E_{ocf}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{oc}(t_1, \tau) h_{fp}(t - t_1) dt_1. \quad (17)$$

Поставив (15) в (17), получим

$$E_{ocf}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_o(t_1, \tau) h_{fp}(t - t_1) dt_1 + \int_{-\infty}^{\infty} E_{уси}(t_1) h_{fp}(t - t_1) dt_1 = E_{of}(t, \tau) + E_{оуси}(t), \quad (18)$$

где

$$E_{оуси}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{уси}(t_1) h_{fp}(t - t_1) dt_1, \quad (19)$$

$$E_{of}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_o(t_1, \tau) h_{fp}(t - t_1) dt_1 = \frac{1}{2} [E_{c1f}(t) + E_{c2f}(t, \tau)], \quad (20)$$

$E_{c1f}(t)$ и $E_{c2f}(t, \tau)$ представляют результаты фильтрации $E_{c1}(t)$ и $E_{c2}(t, \tau)$ соответственно. Подставив (13) и (14) в (20), получим

$$E_{c1f}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{c1}(t_1) h_{fp}(t - t_1) dt_1 = \sqrt{2P_{oc}\eta_1} \int_{-\infty}^{\infty} \cos[\omega_c t_1 + \Phi_{ПФМ}(t_1)] h_{fp}(t - t_1) dt_1. \quad (21)$$

$$E_{c2f}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{c2}(t_1, \tau) h_{fp}(t - t_1) dt_1 = \sqrt{2P_{oc}\eta_2} \int_{-\infty}^{\infty} \cos[\omega_c(t_1 - \tau) + \Phi_{ПФМ}(t_1 - \tau)] h_{fp}(t - t_1) dt_1. \quad (22)$$

Полагая $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ и используя (21) и (22) в (20), можно представить электрическое поле преобразованного сигнала на выходе фильтра Фабри–Перо в виде

зованного сигнала на выходе фильтра Фабри–Перо в виде

$$E_{of}(t, \tau) = \sqrt{2P_{oc}\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \cos\left[\omega_c(t_1 - \tau/2) + \frac{1}{2}\{\Phi_{ПФМ}(t_1) + \Phi_{ПФМ}(t_1 - \tau)\}\right] \times \right. \\ \left. \times \cos\left[\omega_c\tau/2 + \frac{1}{2}\Delta\Phi_{ПФМ}(t_1, \tau)\right] \right\} h_{fp}(t - t_1) dt_1, \quad (23)$$

где $\Delta\Phi_{ПФМ}(t_1, \tau) = \Phi_{ПФМ}(t_1) - \Phi_{ПФМ}(t_1 - \tau)$ – дифференциальная фазовая модуляция на выходе интерферометра Маха–Цендера. Уравнение (23) показывает, что при данном времени задержки τ выходная амплитуда электрического поля пропорциональна косинусу дифференциальной фазовой модуляции на выходе интерферометра Маха–Цендера.

Чтобы определить влияние шума, вносимого ОПДВ, на характеристики приемника, используемого для приема преобразованного сигнала, в данном разделе рассмотрен аналитический подход к оценке ошибки скорости передачи информации в приемнике прямого детектирования с учетом совместного влияния шума приемника, дробового шума детектора и компонентов шумов биений сигнала и усиленного спонтанного излучения на выходе фотоприемника.

Мгновенный фототок на выходе фотодетектора может быть найден умножением квадрата электрического поля на чувствительность фотодетектора R_d . Используя (18), можем записать

$$i_d(t, \tau) = R_d |E_{ocf}(t, \tau)|^2 = R_d |E_{of}(t, \tau) + E_{оуси}(t)|^2 = i_s(t, \tau) + i_{s-уси}(t, \tau) + i_{уси-уси}(t), \quad (24)$$

где $i_s(t, \tau)$ – фототок сигнала, $i_{s-уси}(t, \tau)$ – шумовой ток биений сигнал–УСИ и $i_{уси-уси}(t)$ – шумовой ток биений УСИ–УСИ.

Подставив (20) в (24) и используя (21) и (22), получим усредненный сигнал фототока на выходе фотоприемника путем усреднения мгновенного сигнала фототока $i_s(t, \tau)$ по периоду бита T (в секундах):

$$I_s = \frac{1}{T} \int_0^T i_s(t, \tau) dt = \frac{R_d}{2T} P_{oc} \sqrt{\eta_1 \eta_2} \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} \cos\{\omega_c \tau + \Delta\Phi_{ПФМ}(t_1, \tau)\} h_{fp}(t - t_1) dt_1 dt. \quad (25)$$

Если несущая частота сигнала преобразователя выбрана так, что $\omega_c \tau = \pi/2$, амплитуда усреднен-

ного сигнала

$$I_s = \frac{R_d}{2T} P_{oc} \sqrt{\eta_1 \eta_2} \int_0^T \int_{-\infty}^{\infty} \sin\{\Delta\phi_{\text{ПФМ}}(t_1, \tau)\} h_{fp}(t - t_1) dt_1 d\tau. \quad (26)$$

Полный шумовой ток на выходе фильтра нижних частот в приемнике складывается из дробового шума детектора, возникающего в сигнале и спонтанном излучении, шумов биений сигнал–УСИ и УСИ–УСИ и теплового шума в предусилителе приемника. В предположении гауссовой статистики шумовых токов на выходе приемника полная мощность такого шума при передаче “точки” и “пробега” соответственно дается выражениями

$$\sigma_1^2 = P_{s\text{-shot}} + P_{\text{УСИ-shot}} + P_{th} + P_{s\text{-УСИ}} + P_{\text{УСИ-УСИ}} \quad (27)$$

и

$$\sigma_0^2 = P_{\text{УСИ-shot}} + P_{th} + P_{\text{УСИ-УСИ}}, \quad (28)$$

где $P_{s\text{-shot}}$ и $P_{\text{УСИ-shot}}$ – мощности дробовых шумов, обусловленных шумами сигнала и спонтанного излучения, P_{th} – мощность теплового шума приемника, $P_{s\text{-УСИ}}$ и $P_{\text{УСИ-УСИ}}$ – мощности шумов биений сигнал–УСИ и УСИ–УСИ на выходе фильтра нижних частот приемника; эти величины могут быть оценены согласно [13].

Мы определяем отношение сигнал/шум на выходе фильтра нижних частот приемника как отношение усредненного сигнала фототока к среднеквадратичному шумовому току:

$$\xi = (I_1 - I_0) / (\sigma_1 + \sigma_0). \quad (29)$$

4. Результаты и обсуждение

В соответствии с аналитической формулировкой задачи, представленной в разд. 3, шумовая характеристика оптического преобразователя длины волны на основе ПФМ в ОМОВ оценена для данных без возвращения к нулю (NRZ data) при скорости передачи информации 10 Гб/с и длине волокна 3 км. Результаты исследования этой характеристики оценены при рассмотрении обычного одномодового волокна и представлены в виде ОСШ в зависимости от различных переменных параметров, таких как мощность на входе, усиление УВЛЭ, ширина полосы пропускания фильтра нижних частот и т. д. Наведенные перекрестные помехи, возникающие вследствие преобразования длины волны в соседний канал, когда излучение с преобразованной длиной волны мультиплексируется с другими сигналами каналами, формируя сигнал при спек-

тральном уплотнении каналов, также учитывались в расчетах.

Исходя из уравнения (29) характеристику ОСШ можно определить в зависимости от усиления УВЛЭ при различных ширинах полосы пропускания фильтра нижних частот. Графики на рис. 2 построены при фиксированном значении входной мощности и разных значениях полосы пропускания оптического фильтра и скорости передачи информации. Отмечено, что при фиксированном значении полосы пропускания фильтра нижних частот ОСШ уменьшается с возрастанием коэффициента усиления усилителя до определенной величины (например, 10 дБ), после чего остается постоянным. Далее при расширении полосы пропускания фильтра нижних частот ОСШ уменьшается. Это происходит из-за того, что фильтр нижних частот пропускает больше шума на выходе при более широкой полосе и вслед-

ОСШ, дБ

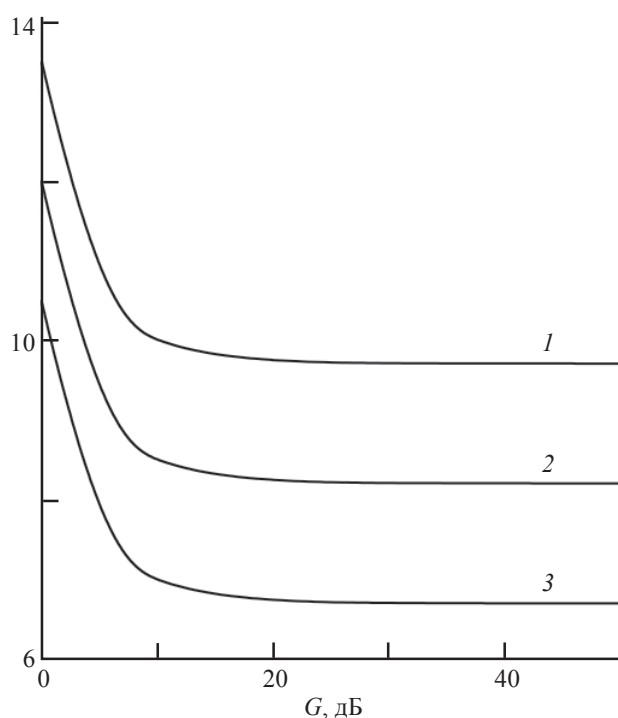


Рис. 2. Зависимости ОСШ от усиления УВЛЭ (G) при изменении ширины полосы пропускания фильтра нижних частот (B_e) в качестве параметра. Входная мощность накачки равна 10 дБм, ширина полосы фильтра Фабри–Перо ($B_{\text{опт}}$) в два раза больше скорости передачи информации (B_r), равной 10 Гб/с. $B_e = 0,5B_r$ (1), B_r (2), $2B_r$ (3).

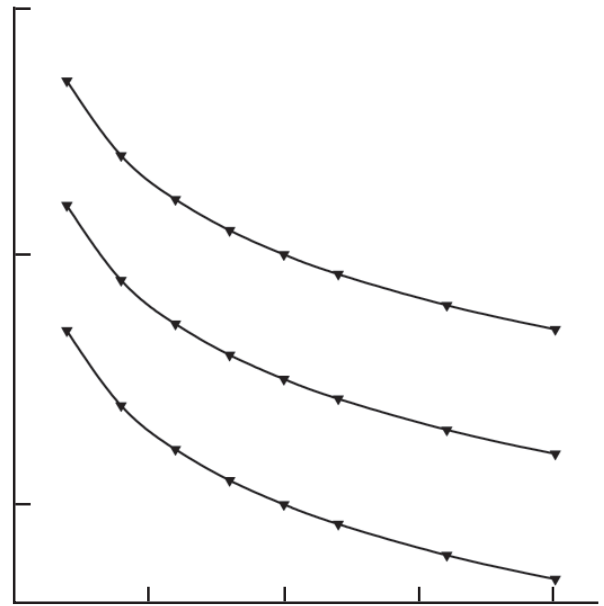
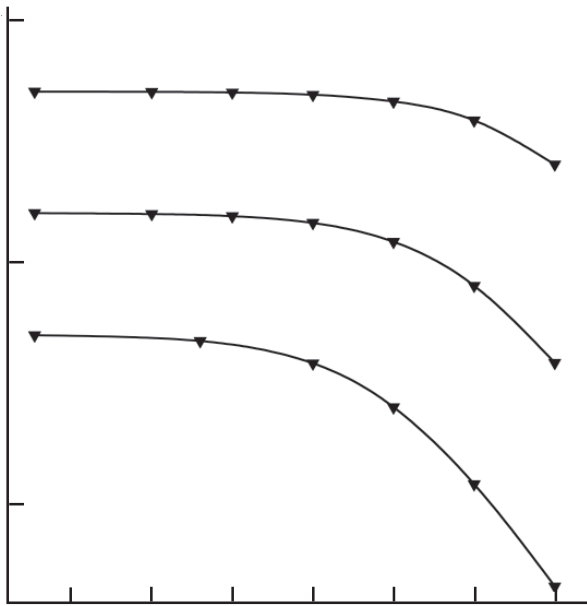


Рис. 3. Зависимости ОСШ от мощности перекрестных помех (P_{cl}) при изменении входной мощности накачки (P_s) в качестве параметра. $B_r = 0$ Гб/с, $B_{opt} = 2B_r$, $B_e = 0,5B_r$, G (усиление УВЛЭ) = 0 дБ. $P_s = 10$ (1), 15 (2), 20 дБм (3).

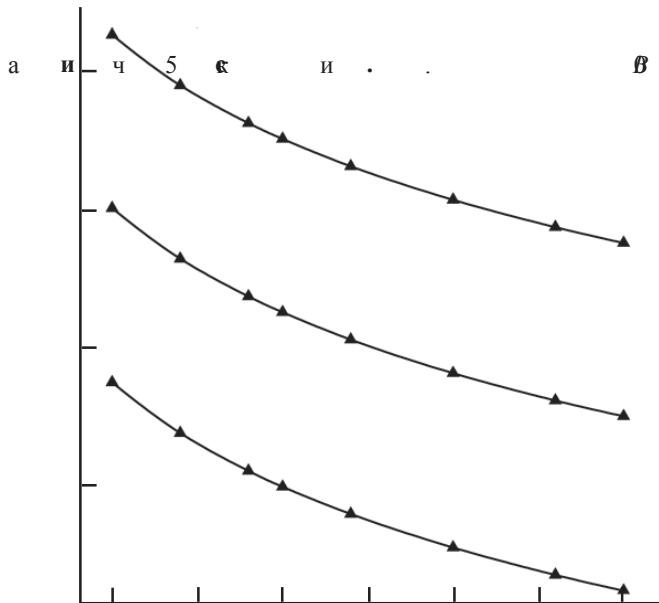


Рис. 4. Зависимости ОСШ от ширины полосы фильтра нижних частот при изменении входной мощности накачки в качестве параметра. $B_r = 10$ Гб/с, $B_{opt} = 2B_r$, $G = 0$ дБ. $P_s = 10$ (1), 15 (2), 20 дБм (3).

[illegible]

0y0 0 82 2 ,0 п . ж 60 т 2 1 . д н а к , н и к р а М . А

Средний квадрат фоновового временного шума матрицы (в предположении применимости статистики Пуассона)

$$\overline{n_b^2} = N_b = A\tau_n\eta_{ij}B. \quad (3)$$

Другими составляющими временного шума матрицы являются [14] шум Джонсона сопротивления фотодиода при нулевом смещении (R_0) и шум электронной схемы мультиплексирования. По данным [14] нетрудно получить, что средний квадрат заряда, создаваемого шумом Джонсона,

$$\overline{n_j^2} = A\tau_n 2kT/R_0 Aq^2, \quad (4)$$

где k – постоянная Больцмана, q – заряд электрона, T – температура матрицы.

Шум мультиплексирования ($n_{ш}^2$) может быть оп-
ределен [15] только с учетом выбранной конфигурации электронной схемы.

Из-за остаточной неоднородности и разброса по полю матрицы параметра η_{ij} в выходном сигнале появится случайная составляющая – пространственный шум.

Пусть пространственный ансамбль величин $\eta(i, j)$ характеризуется средним значением η_a и СКО $\Delta\eta$. Тогда, как следует из (1), средний квадрат случайной составляющей, искажающей считываемый сигнал, будет иметь вид

$$\overline{n_R^2} = u^2 A^2 \tau_n^2 B^2 \eta_a^2, \quad (5)$$

где $u = \Delta\eta/\eta_a$ – параметр, характеризующий неоднородность чувствительности (коэффициент вариации).

Наблюдаемый точечный источник сигнала вызовет на выходе одного из элементов матрицы дополнительный заряд

$$n_s = \tau_n \eta_a \int_{\Delta\lambda} \Phi_s(\lambda) d\lambda. \quad (6)$$

Здесь Φ_s – спектральная плотность мощности принимаемого сигнала, выраженная в единицах интенсивности фотонного потока $\text{с}^{-1}\text{м}^{-1}$.

$$\text{SNR} = n_s / \sqrt{n_b^2 + n_j^2 + n_m^2 + n_R^2} = \tau_n \eta_a \int_{\Delta\lambda} \Phi_s d\lambda / \sqrt{A\tau_n \eta_a B + 2kT / (R_0 A q)^2 + n_m^2 + u^2 A^2 \tau_n^2 \eta_a^2 B^2}. \quad (7)$$

В ИК приборах наземного использования, работающих в длинноволновом (8–14 мкм) и средневолновом (3–5 мкм) окнах прозрачности атмосферы, доминирующей составляющей временного шума охлаждаемых детекторов является шум, вызванный флуктуациями фотонного потока (режим ОФ). В этом случае выражение (7) упрощается и преобразуется к виду

$$\text{SNR} = (\text{SNR})_{\text{ОФ}} / \sqrt{1 + u^2 A\tau_n \eta_a B}, \quad (8)$$

где

$$(\text{SNR})_{\text{ОФ}} = \int_{\Delta\lambda} \Phi_s d\lambda \sqrt{\tau_n \eta_a / AB}$$

– отношение сигнала к шуму на выходе идеально однородной матрицы, работающей в режиме ОФ, т. е. при отсутствии RFPN.

В полученном выражении (8) влияние RFPN выражено безразмерным множителем z :

$$z = 1 / \sqrt{1 + u^2 A\tau_n \eta_a B}, \quad (9)$$

который можно рассматривать как коэффициент ухудшения SNR за счет действия RFPN.

Формула (8) обеспечивает возможность проведения оценок влияния RFPN на SNR смотрящей матрицы и связанные с ним параметры ИК прибора в предельно простой форме.

Входящее в (9) произведение $A\tau_n \eta_a B$ по физическому смыслу представляет собой число электронов, накопленных на выходе приемного канала матрицы за период τ_n .

Предельное значение накапливаемого заряда определяется параметром (C_s) матрицы, получившим название “вместимость накопителя заряда” (charge storage capacity). В охлаждаемых фотоприемных матрицах ИК диапазона этот параметр ограничен значением $C_s \approx (3-5) \times 10^7$ электронов, поскольку максимальная плотность электронов, которые можно накопить в кремниевом МОП-конденсаторе, $N_m \approx 10^{12}$ эл/см² [16].

Таким образом, в предельном случае коэффициент ухудшения z будет зависеть только от площади чувствительного элемента матрицы и коэффициента вариации u :

$$z_{\text{max}} = 1 / \sqrt{1 + u^2 A N_m} = 1 / \sqrt{1 + u^2 C_s}. \quad (10)$$

Если принять во внимание, что наилучший порог чувствительности обеспечивается при макси-

мальном времени накопления τ_n и типичным является режим работы ИК прибора на границе зоны линейности накопителя, вблизи его переполнения, то выражение (10) можно использовать для количественных оценок ожидаемых потерь в SNR, вызванных пространственной неоднородностью характеристик матрицы.

На рис. 1 для нескольких значений линейных размеров чувствительных элементов, выбранных в диапазоне 10–100 мкм, показаны зависимости коэффициента ухудшения SNR от характеризующих. Представленные данные могут служить для определения требований к схеме NUC и оценок ожидаемого порога чувствительности ИК приборов с учетом действия структурного шума.

Технологическая неоднородность чувствительности современных глубокоохлаждаемых ИК матриц составляет величину порядка 10%, т. е. соответствует $u = 0,1$. Из выражения (10) и рис. 1 вид-

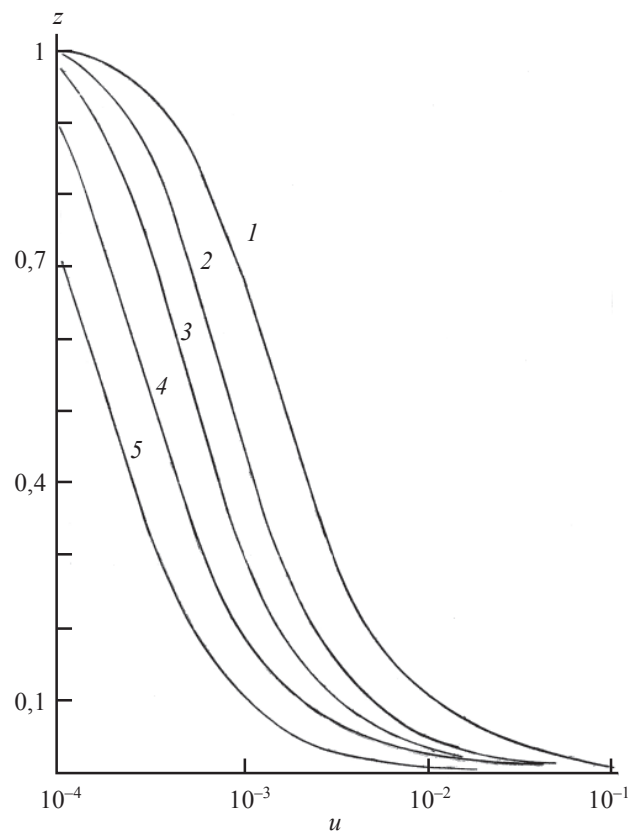


Рис. 1. Зависимости коэффициента потерь чувствительности матрицы от остаточной неоднородности. $a = 10$ (1), 20 (2), 30 (3), 50 (4), 100 мкм (5).

но, что в этом случае за счет действия RFPN отношение сигнал/шум будет ухудшено в 10^2 – 10^3 раз по сравнению с идеально однородной матрицей. Очевидно, что использование такой матрицы в высокочувствительных ИК приборах без применения схемы NUC нецелесообразно.

Из рис. 1 также видно, что для устранения влияния RFPN, например, по критерию $z \geq 0,5$ значение u должно быть уменьшено до 2×10^{-3} – 2×10^{-4} , т. е. на 2–3 порядка от значения технологической неоднородности. Возможность разработки системы NUC, отвечающей этим жестким требованиям, является важной и сложной задачей, без решения которой следование принципу увеличения формата матриц для улучшения чувствительности ИК приборов нельзя считать оправданным.

3. Порог чувствительности ИК приборов на двумерных матрицах с учетом действия RFPN

Параметры, характеризующие способность ИК приборов обнаруживать и наблюдать слабые сигналы, по определению всегда связаны с величиной SNR, получаемой по тест-объектам. Для приборовIRST в качестве такого параметра используется облученность входного зрачка, получаемая от удаленного точечного источника и вызывающая на выходе сигнал, равный шуму. Общепринятое обозначение – NEI. Для приборов FLIR широко применяемой характеристикой способности системы различать слабые сигналы на фоне шумов является эквивалентная шуму разность температур (NETD), измеряемая по объектам, пространственная протяженность которых существенно превышает угловой размер чувствительного элемента фотоприемника. Определения и формулы для расчета этих параметров хорошо известны [1, 2] и широко используются при проектировании сканирующих ИК приборов. Комбинируя их с формулами (8)–(10), получим, что для ИК приборов в смотрящем режиме

$$\begin{aligned} (NEI)_{\text{star}} &= z^{-1} (NEI)_{\text{ОФ}} = \\ &= 4 \sqrt{A \Delta f (1 + u^2 k_n C_s)} / \pi D^* D_0^2 \varepsilon, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (NETD)_{\text{star}} &= z^{-1} (NETD)_{\text{ОФ}} = \\ &= 4 \sqrt{\Delta f (1 + u^2 k_n C_s)} / \left[(D_0/f)^2 D^* \sqrt{A \varepsilon \Delta W / \Delta T} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где D_0, f – диаметр входного зрачка и фокусное расстояние объектива, D^* – удельная обнаружительная способность (эффективное значение), ε – энергетический КПД оптической системы, Δf – эквивалентная шумовая полоса, $\Delta W / \Delta T$ – производная по тем-

пературе от плотности потока излучения наблюдаемой картины, u – коэффициент неоднородности чувствительности, C_s – вместимость накопительной системы, k_n – коэффициент наполняемости, т. е. отношение фонового заряда, накопленного за время τ_n к величине C_s .

Для решения задач проектирования высокочувствительных ИК приборов представляют интерес априорные оценки выигрыша в отношении сигнала к шуму, получаемые при переходе от сканирующего линейчатого фотоприемника к матричному смотрящему. При этом необходимо учитывать, что в сканирующих приборах влияние структурного шума незначительно [17], что обусловлено особенностями применяемых схем обработки сигнала.

Пусть сканирующая линейка содержит m фоточувствительных элементов, а сравниваемая с ней двумерная матрица имеет формат $m \times n$. Очевидно, что при одинаковых поле зрения и периоде кадра время экспозиции элемента в сканирующем приборе будет в n раз меньше, чем в смотрящем. Делая соответствующие подстановки в выражение (7), можно получить, что выигрыш (γ) в отношении сигнала к шуму будет составлять

$$\gamma = (SNR)_{\text{star}} / (SNR)_{\text{scan}} = \sqrt{n} z. \quad (13)$$

Видно, что достигаемый выигрыш всегда меньше, чем ожидаемый в идеализированной схеме ($\gamma_{\text{ид}} = \sqrt{n}$). Он зависит от уровня остаточной неоднородности параметров матрицы (u) и накапливаемого заряда ($A \tau_n \eta_0 B$) и увеличивается с уменьшением фоновой засветки (B).

На рис. 2 дается графическое представление полученного результата. На нем показаны зависимости γ от соотношения между количествами фоточув-

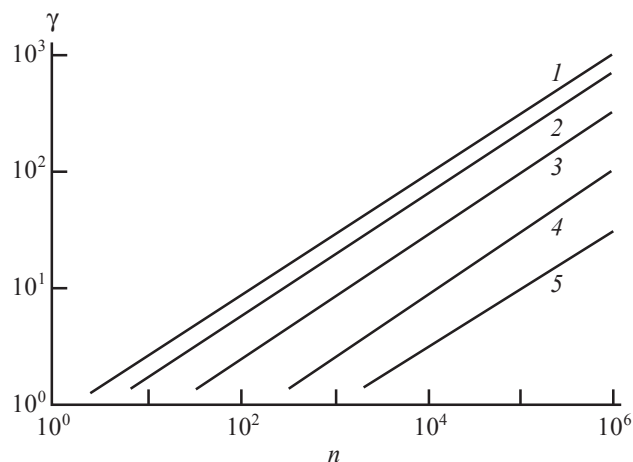


Рис. 2. Выигрыш в SNR, получаемый при замене сканирующей линейки смотрящим МФПУ, в зависимости от соотношения между количествами их элементов. $u = 10^{-4}$ (1), 3×10^{-4} (2), 10^{-3} (3), 3×10^{-3} (4), 10^{-2} (5).

Таблица 1. Параметры приемной системы

Параметр	Значение
Рабочая апертура (D_0), см	10
Фокусное расстояние (f_1), см	20
Размер фоточувствительного элемента (A), мкм×мкм	30×30
Формат смотрящей матрицы	256×256
Формат сканирующей матрицы	1×256
Рабочий спектральный диапазон, мкм	3,5–5
Квантовая эффективность элементов матрицы (η), %	60
Обнаружительная способность $D_{\lambda m}$ (при фоновой облученности $B \leq 2 \times 10^{14}$ 1/см ² с), см Гц ^{1/2} Вт ⁻¹	4×10^{11}
Емкость накопителя заряда, е	3×10^7
Период интегрирования (τ_n), мс	10
Полный энергетический КПД оптической системы	0,5

ствительных элементов матрицы и сканирующей линейки при различных значениях RFPN и в условиях максимально допустимого уровня фоновых засветок (т. е. при $\tau_n \eta_0 B \approx N_m$).

В качестве примера можно рассмотреть гипотетическое приемное устройство с диапазоном 3,5–5 мкм, параметры которого приведены в табл. 1.

В табл. 2 приведены результаты расчета по формулам (11) и (12) пороговых параметров NEI и NETD выбранной приемной системы для случаев использования в ней смотрящей матрицы и сканирующей линейки. При расчете было принято, что параметры сканирующей линейки точно соответствуют параметрам одного столбца смотрящей матрицы. Предполагалось также, что размеры кадра составляют $2^\circ \times 2^\circ$ и время его однократного осмотра ($T_k = \tau_n = 10$ мс) в обоих случаях одинаковы, а радиационная температура фона $T_b = 290$ К.

Из данных табл. 2 видно, что в рассмотренном примере пороговые параметры прибора с двумерной смотрящей матрицей превосходят соответству-

Таблица 2. Порог чувствительности ИК приборов

Тип прибора. Качество схемы выравнивания (NUC)	NEI, Вт/см ²	NETD, мК
Сканирующий ($V_{СК} = 200$ град/с)	$2,1 \times 10^{-14}$	250
Смотрящий с идеальной NUC	$1,3 \times 10^{-15}$	16
Смотрящий без схемы NUC ($u = 6\%$)	25×10^{-14}	~3000
Смотрящий со схемой NUC, обеспечивающей остаточную неоднородность:		
$u = 1\%$	6×10^{-14}	715
$u = 0,3\%$	$1,9 \times 10^{-14}$	227
$u = 0,1\%$	8×10^{-15}	74
$u = 0,01\%$	$1,4 \times 10^{-15}$	17

ющие параметры прибора со сканирующей линейкой только в тех случаях, когда применяемая схема NUC уменьшает начальную (технологическую) неоднородность чувствительности (6%) не менее чем в 20 раз. Выигрыш по чувствительности, близкий к идеальному, ($\sqrt{n} = 16$) мог бы быть достигнут при эффективности NUC большей чем в 600 раз.

4. Особенности выбора рабочего спектрального диапазона смотрящих ИК приборов

Остаточный структурный шум смотрящих ИК матриц не только ухудшает SNR, но и изменяет характер его зависимости от ряда параметров, выбираемых при проектировании ИК приборов, таких как период накопления, размер фоточувствительных элементов, границы рабочего спектрального диапазона.

Из уравнений (7) и (8) видно, что имеются две четко выраженные области такой зависимости. При выполнении условия $u^2 A \tau_n \eta B < 1$ прибор работает в режиме ограничения чувствительности флуктуациями фонового потока (ОФ-ограничение) с характерными для этого режима взаимозависимостями параметров: $SNR \sim \sqrt{\eta \tau_n} / \sqrt{AB}$.

В другом предельном случае, когда выполняется обратное условие $u^2 A \tau_n \eta B > 1$, смотрящая матрица работает в режиме ограничения чувствительности остаточным структурным шумом (RNU-ограничение). Из (8) легко видеть, что отношение сигнал/шум в этом режиме:

$$(SNR)_{RNU} = \int_{\Delta\lambda} \Phi_s d\lambda / ABu. \quad (14)$$

SNR теперь не зависит от периода накопления и квантовой эффективности, но обратно пропорционален первой степени (а не корню) площади фоточувствительного элемента и плотности фотонной засветки.

В приборах IRST и FLIR внутриагмосферного применения, использующих сканирование, границы рабочего спектрального диапазона выбираются согласованными с границами соответствующего окна прозрачности атмосферы. Такой выбор рационален с точки зрения получения лучшего SNR, поскольку при сужении спектрального диапазона внутри окна прозрачности полезный сигнал убывает быстрее, чем временной шум.

В ИК приборах с двумерными матрицами, работающими в смотрящем режиме, картина может быть другой. В случае преобладания структурного шума сужение рабочего спектрального диапазона может и не приводить к потерям SNR, поскольку и сигнал,

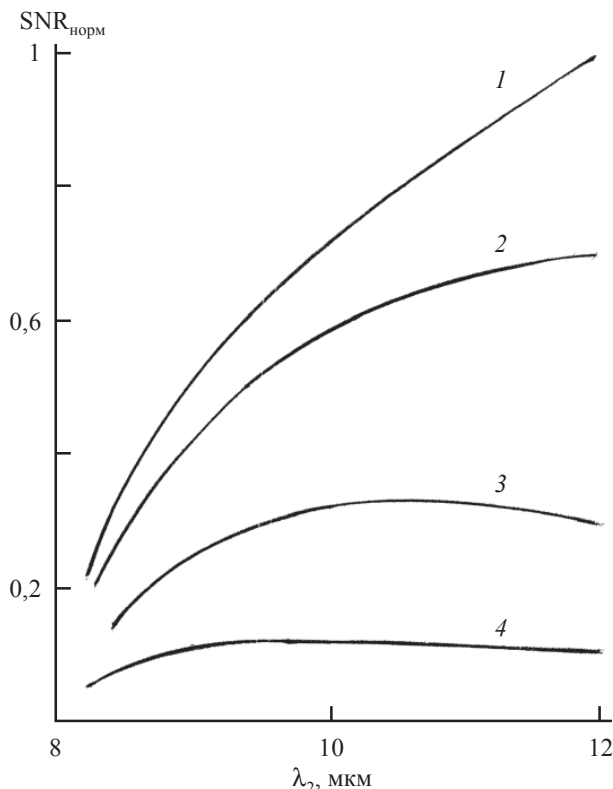


Рис. 3. Нормированные зависимости SNR от длинноволновой границы спектрального диапазона при различных уровнях остаточного шума матрицы. $u = 0$ (1), 10^{-4} (2), 3×10^{-4} (3), 10^{-3} (4).

и шум, как можно видеть из формулы (14), уменьшаются при этом примерно с одинаковой скоростью. Изменение границ рабочего спектрального диапазона матричного ИК прибора может оказаться вполне допустимым в тех пределах, пока чувствительные элементы матрицы остаются в режиме ОФ.

На рис. 3 для смотрящего прибора IRST, работающего в окне прозрачности 8–12 мкм, показаны рассчитанные в нормированном виде по формуле (8) зависимости SNR от длинноволновой границы (λ_2) при различных уровнях остаточного пространственного шума. При расчетах было принято, что спектральный состав фонового излучения соответствует абсолютно черному телу при 290 К (АЧТ290К), а наблюдаемый объект имеет спектральную характеристику излучения, соответствующую АЧТ330К. Период накопления выбран из условия наполнения накопителя заряда в условиях максимальной фоновой облученности ($\lambda_2 = 12$ мкм) и предполагался неизменным.

Из представленных на рис. 3 данных видно, что при остаточной неоднородности чувствительности 0,03% и большей уменьшение длинноволновой границы спектрального диапазона от 12 до 9 мкм не приводит к практически заметному ухудшению SNR.

В спектральном диапазоне 3,5–5 мкм характер зависимости SNR от λ_2 остается подобным приведенному на рис. 3. Для ИК приемной системы, па-

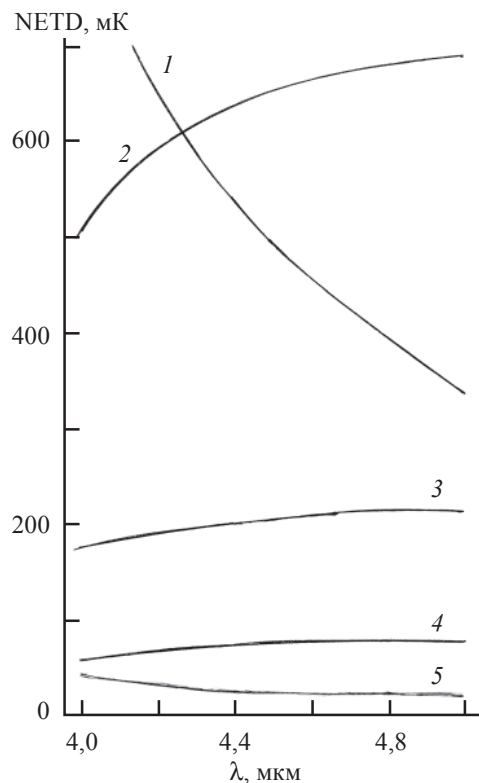


Рис. 4. Зависимости NETD от длинноволновой границы спектрального диапазона. (1 – сканирующий, 2 – смотрящий при $u = 10^{-2}$, 3 – при $u = 3 \times 10^{-3}$, 4 – при $u = 10^{-3}$, 5 при $u = 3 \times 10^{-4}$).

раметры которой даны в разд. 3, были рассчитаны абсолютные значения NETD в зависимости от λ_2 . Особенностью расчета NETD является необходимость учитывать изменение производной от плотности потока излучения ($\Delta W/\Delta T$) при изменении λ_2 . Полученные результаты представлены на рис. 4.

Для случаев чисто временного шума и при очень малых уровнях FPN ($u \leq 10^{-4}$) наблюдается ухудшение NETD (от 15 до 35 мК) при снижении длинноволновой границы с 5 до 4 мкм (рис. 5). По мере роста RFPN тенденция ухудшения исчезает, наблюдается даже некоторое улучшение NETD (с 220 до 180 мК при $u \approx 3 \times 10^{-3}$).

Длинноволновую границу рабочего спектрального диапазона выгодно уменьшать, если условия работы ИК прибора предполагают возможность появления в поле зрения источников помеховых засветок. Характерный пример, подтверждающий правильность описанного здесь подхода к выбору длинноволновой границы, рассмотрен в работе [17], где показано, что эффекты нагревающегося в поле обтекателя ракеты могут быть уменьшены без потери порога чувствительности ИК приемного устройства при сужении спектрального диапазона смотрящей матрицы с 3,6–4,8 до 3,6–4,2 мкм. Более низкий уровень засветок, полученный в узком спектральном диапазоне, приводил к уменьшению

структурных шумов, порог чувствительности (NEI) координатора повышался, что обеспечивало работу на предельной дальности, несмотря на уменьшение интенсивности полезного сигнала.

В целом рассмотренные особенности выбора рабочего спектрального диапазона смотрящих ИК приборов подтверждают возможность снижения требований к длинноволновой границе спектрального диапазона чувствительности двумерных матричных приемников, особенно с учетом вынужденной необходимости для современных ИК приборов работать в условиях неполного подавления структурных шумов.

4. Заключение

Результаты, полученные в данной работе, могут быть резюмированы следующим образом.

В приборах FLIR иIRST, работающих в приземном слое атмосферы и использующих двумерные смотрящие матрицы, влияние FPN на порог чувствительности оказывается очень сильным. Это объясняется малостью естественных радиационных контрастов, наблюдаемых в ИК диапазоне. Известные системы NUC позволяют уменьшить FPN, но не позволяют полностью устранить его влияние, особенно с учетом изменяющихся рабочих условий. Поэтому характеристики чувствительности ИК приборов должны оцениваться с учетом совместного действия остаточного структурного и временного шумов.

Рассмотренная в работе простейшая шумовая модель смотрящей матрицы позволяет проводить такие оценки в условиях, когда временной шум приемных каналов матрицы определяется величиной фоновой засветки (ОФ-режим).

Показано, что даже в условиях крайне низкой ($\sim 0,1\%$) остаточной неоднородности параметров, которая может быть обеспечена только при использовании высокоэффективной системы NUC, ухудшение SNR за счет действия RFPN может составлять до 3–5 раз.

При остаточной неоднородности порядка 1% величина потерь в SNR возрастает до 20–50 и более раз. Реальный выигрыш в чувствительности по сравнению со сканирующей линейкой оказывается существенно меньшим, чем $\sqrt{n}$, предсказываемый идеализированной теорией. Работа в условиях ограничения чувствительности структурным шумом допускает возможность снижения границ рабочего спектрального диапазона приборов без потери порога чувствительности. Поиск совершенствования схем NUC и работа над улучшением однородности характеристик ИК матриц не менее важны, чем работа над увеличением формата матриц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978. 414 с.
2. De Jong A.IRST and its perspective // Proc. SPIE. 1995. V. 2552. P. 206–213.
3. Ерофейчев В.Г., Мирошников М.М. Перспективы использования ИК матриц в тепловидении // Оптический журнал. 1997. № 2. С. 5–13.
4. Coutris J.F., Dupoux T., Lonnoy J. Staring arrays— the new birth of thermal imager for the millenium // Proc. SPIE. 2000. V. 4130. P. 568–575.
5. Vencaswarlu R., Er M.H., Gan Y.H., Fong Y.C. Nonuniformity compensation for IR focal plane array sensors // Proc. SPIE. 1997. V. 3061. P. 915–926.
6. Schuls M., Caldwell L. Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays // Infrared Phys. and Techn. 1995. V. 36. P. 763–777.
7. Павлова В.А., Тетерин В.В., Дегтярев Е.В., Рудный И.В. Иконический подход к решению проблемы неоднородностей чувствительности многоэлементных ФПУ в сканирующих тепловизорах // Оптический журнал. 1997. № 2. С. 21–29.
8. Torres S.N. et al. Adaptive scene-based nonuniformity correction method for infrared focal plane arrays // Proc. SPIE. 2003. V. 5076. P. 130–139.
9. Александров В.А., Кремень Н.В. Автоматическая компенсация неоднородностей интегральной чувствительности фотоприемного устройства тепловизионной системы // Оптический журнал. 1997. Т. 64. № 2. С. 25–30.
10. Scribner D.A., Kruer M.R., Sarkady K., Gridley J.E. Spatial noise in staring IR focal plane arrays // Proc. SPIE. 1988. V. 930. P. 56–63.
11. Scribner D.A. et al. Physical limitations to nonuniformity correction in IR focal plane arrays // Proc. SPIE. 1987. V. 865. P. 185–202.
12. Bluzer N. Sensitivity Limitayions on IRFPA imported by detector nonuniformities // Proc. SPIE. 1988. V. 930. P. 64–75.
13. Tribolet Ph., Chorier Ph., Pistone Fr. Key performans drivers for cooler large IR staring arrays // Proc. SPIE. 2003. V. 5074. P. 173–183.
14. Ерофейчев В.Г. Инфракрасные фокальные матрицы // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 4–17.
15. Fossum E.R., Pain B. Infrared Readout Electronics for space science sensors: state of art and future directions // Proc. SPIE. 1993. V. 2020. P. 262–285.
16. Богомолов П.А., Сидоров В.И., Усольцев И.Ф. Приемные устройства ИК систем. М.: Радио и связь, 1987. 208 с.
17. Naveh O. Sensivity of scanning and staring infrared seekers for air-to-air missiles // Proc. SPIE. 1997. V. 3061. P. 692–711.