Chuhraev N. V., Zukow W. Алгоритм расчета параметров приемника излучения КЭСР онкологических процессов на основе анализа инфракрасного спектра крови = The algorithm for calculating the parameters of a radiation oncology correlation-extreme recognition system (CERS) processes based on the analysis of the infrared spectrum of blood. Journal of Education, Health and Sport. 2015;5(6):225-240. ISSN 2391-8306. DOI 10.5281/zenodo.18542
http://ojs.ukw.edu.pl/index.php/johs/article/view/2015%3B5%286%29%3A225-240
https://pbn.nauka.gov.pl/works/565578
http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.18542
Formerly Journal of Health Sciences. ISSN 1429-9623 / 2300-665X. Archives 2011 – 2014 http://journal.rsw.edu.pl/index.php/JHS/issue/archive

Deklaracja.
Specyfika i zawartość merytoryczna czasopisma nie ulega zmianie.
Zgodnie z informacją MNiSW z dnia 2 czerwca 2014 r., że w roku 2014 nie będzie przeprowadzana ocena czasopism naukowych; czasopismo o zmienionym tytule otrzymuje tyle samo punktów co na wykazie czasopism naukowych z dnia 31 grudnia 2014 r.
The journal has had 5 points in Ministry of Science and Higher Education of Poland parametric evaluation. Part B item 1089. (31.12.2014).

The authors declare that there is no conflict of interests regarding the publication of this paper.
Received: 21.04.2015. Revised 28.05.2015. Accepted: 10.06.2015.

Алгоритм расчета параметров приемника излучения КЭСР онкологических процессов на основе анализа инфракрасного спектра крови

The algorithm for calculating the parameters of a radiation oncology correlation-extreme recognition system (CERS) processes based on the analysis of the infrared spectrum of blood

Чухраев Н. В., Zukow W.
Chuhraev N. V., Zukow W.

НИИ МИТ, Киев, Ukraine
Kazimierz Wielki University, Bydgoszcz, Poland

MIT RESEARCH INSTITUTE, Kiev, Ukraine
Kazimierz Wielki University, Bydgoszcz, Poland

Аннотация

В работе рассмотрен алгоритм выбора и расчета параметров приемника излучения корреляционно экстремальной системы распознавания онкологических процессов на основе анализа инфракрасного спектра крови.

Abstract

The algorithm of choice and calculation of parameters of receiver of radiation correlation of the extreme system of recognition of oncologic processes on the basis of analysis of infra-red spectrum of blood is considered in work.

Резюме

У роботі розглянутий алгоритм вибору і розрахунку параметрів приймача випромінювання кореляційно екстремальної системи розпізнавання онкологічних процесів на основі аналізу інфрачервоного спектру крові.

Ключевые слова: алгоритм расчета, приемник излучения КЭСР, онкологические процессы, анализ инфракрасного спектра, кровь.

Key word: the algorithm for calculating, parameters of a radiation, oncology correlation-extreme recognition system (CERS), oncologic processes, analysis of the infrared spectrum, blood.

В работе рассмотрен алгоритм выбора и расчета параметров приемника излучения корреляционно экстремальной системы распознавания онкологических процессов на основе анализа инфракрасного спектра крови.

Постановка задачи.

Ранняя диагностика онкологического процесса в организме человека является одним из основных факторов лечения данного заболевания. Проведенный анализ инфракрасных спектров поглощения крови условно здоровых и онкологических больных позволил сделать заключении о наличии в них достоверных различий. Полученные результаты свидетельствуют о возможности построения самообучающейся корреляционно-экстремальной системы распознавания (КЭСР), обеспечивающей экспресс диагностику онкологического процесса на ранней стадии. Применительно к системам ранней диагностики онкологического процессов на основе анализа оптического спектра крови, эта задача может быть сведена к исследованию возможности получения текущего значения сигнала, описывающего спектральные характеристики исследуемой крови.

Для получения текущего значения сигнала необходимо выполнить преобразование оптического сигнала прошедшего через исследуемую каплю крови в пространственное распределение интенсивности излучения по шкале длин волн и затем преобразовать полученный пространственно-частотный спектр в электрический сигнал.

С математической точки зрения преобразование точечного источника в пространственное распределение интенсивности излучения по шкале длин волн означает разложение оптического сигнала в ряд Фурье (1,2).

С учетом того, что оптический сигнал относится к периодически изменяемому сигналу с некоторым периодом Т анализируемый сигнал может быть разложен в ряд Фурье. В этом случае получим:

$$\sum(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n e^{-i\omega_n t} ,$$

где

$$\omega_n = \frac{2\pi}{T} .$$

Комплексные коэффициенты Фурье E_n этого разложения определяются по известному виду самой функции E(t) интегралами:

$$E_n(t) = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E(t) e^{i_n \omega t} dt .$$

Для непериодических сигналов разложение в спектр дает непрерывный набор различных частот. В этом случае целесообразно использовать представление сигнала в виде интеграла Фурье

(2):

$$E(t)=\int_{-\infty}^{\infty} E_{\omega} e^{-i\omega t} d\,\frac{\omega}{2\pi}\,.$$

Чтобы такое разложение было возможным, функция E(t) должна удовлетворять определенным требованиям, которые в физических задачах обычно удовлетворяются. В этом случае непрерывная функция частоты Eω определяется по известной функции E(t) выражением:

$$E_{\omega}=\int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt\,.$$

Для определения полной спектрально характеристики пропускания через интенсивность ее компонент Фурье, необходимо вычислить интеграл от $E^2(t)$ по времени:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E^2(t)dt=\int_{-\infty}^{\infty} E(t)\left(\int_{-\infty}^{\infty} E_{\omega} e^{-i\omega t} d\,\frac{\omega}{2\pi}\right)dt=2\int_{0}^{\infty} \left|E_{\omega}\right|^2 d\,\frac{\omega}{2\pi}\,.$$

Таким образом, полная энергия немонохроматического источника излучения прошедшая через анализируемую среду выражается через интеграл по положительным частотам от ее спектральной плотности, характеризующей распределение энергии по спектру частот.

В общем случае математическому разложению немонохроматического излучения в ряд или интеграл Фурье для нахождения спектральной плотности ее энергии можно сопоставить реальный физический процесс – экспериментальное измерение спектра с помощью соответствующего анализатора (спектрального прибора). Любой спектральный прибор выполняет гармонический анализ падающего на него излучения, то есть физическое разложение оптического потока на монохроматические составляющие. Основной частью прибора является диспергирующий элемент, выполняющий пространственное разделение излучения по длинам волн, отклоняя его на различные углы. Выбор типа диспергирующего элемента в значительной степени определяется рабочим диапазоном спектра и требуемой дисперсией прибора.

Выбор спектрального диапазона работы системы распознавания (СР) для обеспечения оптимального разделения спектров по классам выполняется на основе моделирования процесса распознавания. Для рассматриваемого случая он равен λ_{max} = 1,2 мкм, λ_{min} =0,7 мкм. Для реализации прибора необходимо определить требуемую дисперсию.

Дисперсия прибора характеризует скорость изменения угла отклонения светового пучка в приборе при изменении длины волны. Угловой дисперсией называют отношение $d\beta / d\lambda$, где $d\beta$ угол между лучами с длинами волн λ и $\lambda+\Delta\lambda$. Линейной дисперсией прибора называют величину $dL / d\lambda$, где dL расстояние между изображениями спектральных линий с длинами волн

λ и $\lambda + d\lambda$ в фокальной плоскости прибора. Угловая и линейная дисперсии связаны между собой соотношением:

$$\frac{dL}{d\lambda} = \frac{D}{\cos\varphi}\frac{d\beta}{d\lambda},$$

где D – расстояние между диспергирующим элементом и плоскостью приемника излучения;

φ – угол между нормалью к поверхности приемника и главным лучом падающего на него пучка (обычно $\cos\varphi$ =1).

На основе анализа было установлено, что наиболее целесообразно для рассматриваемого случая применить в качестве диспергирующего элемента призму, материал которой выбирается в соответствии с рабочим диапазоном приемника излучения и требуемой величиной дисперсии сигнала. В этом случае величина угловой дисперсии может быть определена зависимостью:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{2\sin\frac{\omega}{2}}{\sqrt{1-\left(n(\lambda)\sin\frac{\omega}{2}\right)^2}}\frac{dn}{d\lambda}$$

где ω – угол падения оптического луча;

$n(\lambda)$ – коэффициент преломления материала призмы.

С учетом этого расстояние между соседними участками спектрами может быть определено зависимостью:

$$\Delta L = \frac{2D\Delta\lambda\sin\frac{\omega}{2}}{\sqrt{1-\left(n(\lambda)\sin\frac{\omega}{2}\right)^2}}\frac{dn}{d\lambda},$$

где $\Delta\lambda$ – интервал дискретизации сигнала вдоль шкалы длин волн, обеспечивающий требуемую ошибку восстановления непрерывного сигнала по его дискретным значениям;

$\frac{dn}{d\lambda}$ – показатель дисперсии материала призмы.

Величина $\Delta\lambda$ может быть рассчитана на основе теоремы Шеннона для синусоидального сигнала с ограниченным спектром (1):

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\max - \lambda\min}{N_P};$$

$$N_P = 2TF\left(2.2/\sqrt{\varepsilon}\right);$$

$$T = \lambda\max/C; F = C/\lambda\min,$$

где C – скорость света;

ε – ошибка восстановления непрерывного сигнала по его дискретным значениям.

После выполнения преобразований выражение для $\Delta\lambda$ будет иметь вид:

$$\Delta\lambda = \frac{(\lambda\max - \lambda\min)\lambda\min\sqrt{\varepsilon}}{4.4\lambda\max}.$$

При фотоэлектрической регистрации спектра определение условий, при которых СР может получить максимум информации, сводится к выбору условий измерений, обеспечивающих достижение требуемой точности. В этом случае определяющим параметром является скорость получения информации Vинф (3):

$$V_{инф} = \frac{V_{ck}\log(M+1)}{\Delta\lambda},$$

где V_{ck} – скорость сканирования спектра;

M – отношение сигнал/шум.

В связи с этим необходимо установить, от чего зависит скорость регистрации спектра и ее влияние на точность получения спектральных характеристик излучения объекта,

Для упрощения решения этой задачи примем ряд допущений:

– аппаратная функция диспергирующего элемента описывается кривой Гаусса и

имеет полуширину $\Delta\lambda_{an}$;

– приемник изучения и канал обработки сигнала характеризуется экспоненциальной переходной функцией:

$$h(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где t – время анализа спектра;

τ – постоянная времени системы регистрации сигнала.

С учетом принятых допущений с приемника излучения будет сниматься сигнал вида:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{t} I(\lambda_{0,}\lambda_m)\frac{d}{dt}h(t-t_1)dt_1 .$$

Искажения, вносимые системой обработки, зависят от скорости сканирования и сводятся к уширению спектра, уменьшению и смещению максимума излучения. С учетом этого сигнал с выхода приемника излучения может быть описан выражением:

$$F\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_j}, \frac{\Delta\lambda_j}{V_{ck}\lambda}\right) = I\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_j}\right)\psi\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_j}, \frac{\Delta\lambda_j}{V_{ck}\tau}\right),$$

где первый множитель представляет собой гауссовский контур участка спектра, воспринимаемый приемником излучения. Второй сомножитель будет иметь вид:

$$\psi\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_j}, \frac{\Delta\lambda_j}{V_{ck}\tau}\right) = 0{,}425\frac{\Delta\lambda_j}{V_{ck}\tau} e^{\frac{1}{2}\left(\frac{2{,}35\lambda}{\Delta\lambda_j} - \frac{0{,}425}{V_{ck}\tau}\right)^2} \int_{-\infty}^{\frac{2{,}35\lambda}{\Delta\lambda_j} - \frac{0{,}425\Delta\lambda_j}{V_{ck}\tau}} e^{-\frac{X^2}{2}} dx ,$$

и является мерой искажения приемо–регистрирующей системы формы спектра; здесь $\Delta\lambda_j$ - полуширина участка спектра в плоскости приемника излучения.

Из этого выражения следует, что вносимые искажения определяются не самой скоростью сканирования, а отношением времени регистрации спектрального диапазона $\Delta t = \Delta\lambda_j / V_{ck}$ к постоянной времени системы τ. В связи с этим в качестве критерия искажения спектра целесообразно принять величину:

$$G = \frac{\tau}{\Delta t} = \frac{V_{ck}\tau}{\Delta\lambda_j} .$$

Эта величина показывает, во сколько раз постоянная времени обработки сигнала системой τ больше времени записи полуширины спектрального участка Δt.

Искажения, вызванные инерционностью приемо–регистрирующей системы, проявляются в снижении максимальной интенсивности спектральной полосы и в соответствующем увеличении ее полуширины. При гауссовой форме истинного и аппаратного контуров имеет место равенство:

$$I_j\Delta\lambda_j = I_F\Delta\lambda_F ,$$

где I_J и I_F – максимальные значения интенсивности полосы на входе и выходе канала обработки сигнала;

$\Delta\lambda_F$ – полуширина полосы спектра на выходе приемника излучения.

Для оценки снижения интенсивности излучения в результате преобразований целесообразно использовать параметр:

$$\xi = \frac{I_F}{I_j} = \frac{\Delta\lambda_j}{\Delta\lambda_F}.$$

Зависимость параметра ξ от величины допустимых искажений G может быть выражена соотношением:

$$G = (\xi - 1)/0{,}42 \text{ при } \xi < 0{,}12$$

$$G = \left(\frac{1}{\xi} - 0{,}86\right)/0{,}97 \text{ при } \xi \geq 0{,}12$$

Данная зависимость дает возможность при заданной величин искажений ξ вычислить параметр G и найти максимально допустимое значение скорости сканирования спектра.

В этом случае предел разрешения системы при больших скоростях сканирования будет определяться зависимостью:

$$\Delta\lambda_\tau = V_{ck}\tau,$$

а временная разрешающая сила - соотношением:

$$R_\tau = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_\tau} = \frac{\lambda}{V_{ck}\tau}$$

Для получения необходимой точности спектральной характеристики излучения исследуемого объекта необходимо оценить отношение сигнал/шум на выходе приемника излучения (ПИ). Для рассматриваемого случая оно равно:

$$M = \frac{E_\lambda S_\lambda}{\bar{u}_ш},$$

где S_λ – чувствительность ПИ;

E_λ – облученность ПИ;

$\bar{u}_ш$ – уровень шума.

Для приемников излучения на основе арсенида галлия или соединения кадмий-ртуть-телур уровень шума на выходе усилителя определяется выражением:

$$\bar{u}_ш \int\limits_{\omega_1}^{\omega_2} S(\omega) K_{ус}^2(\omega) d\omega ,$$

где $K_{ус}(\omega)$ – частотная характеристика усилителя.

Для рассматриваемой системы распознавания окончательное выражение для уровня шума будет иметь вид:

$$u_ш = \sqrt{2{,}36 \lg \frac{1}{\tau_{ус}(1+\omega_B)}} ;$$

где $\tau_{ус} = \dfrac{1}{\omega_B}$ – постоянная времени усилителя;

$\omega_B = 2\pi f_B$ – верхняя граница частотной характеристики

(f_B – частота в герцах).

При гауссовой форме истинного и аппаратного контуров величину допустимых искажений G можно выразить в виде:

$$G = \frac{V_{ck}\tau}{\Delta\lambda_{an}}$$

С учетом того, что $\tau_{ус} >> \tau_{пр}$ можно принять допущение $\tau = \tau_{ус}$

В результате получим:

$$V_{ck} = \frac{G\Delta\lambda_{an}}{\tau_{ус}} = \frac{(\xi - 1)}{0{,}42\tau_{ус}} \sqrt{\frac{M\Delta\lambda}{S_\lambda \varPhi_{\lambda_0}}} \sqrt{2{,}36 \lg \frac{1}{(1-\omega_B)\tau_{ус}{}^9}} ,$$

при ξ > 0,12;

$$V_{ck} = \frac{\frac{1}{3} - 0,86}{0,97\tau_{yc}} \sqrt{\frac{M\Delta\lambda}{S_\lambda \Phi}_{\lambda_0}} \sqrt{2,36\lg\frac{1}{(1+\omega_B)\tau_{yc}}} ,$$

при $\xi \geq 0,12$

Следующим этапом в оценки возможности реализации спектральной СР является выбор типа приемника излучения, обеспечивающего максимальную эффективность работы предлагаемой системы распознавания.

В связи с этим необходимо выполнить сравнительный анализ различных типов преемников излучения применительно к решению поставленной задачи. Оценку необходимо проводить на основе сравнения требований к удельному порогу чувствительности различных фотоприемников и шумам предварительного усилителя путем выражения их через следующие основные параметры систем, которые считаются заданными:

– скорость сканирования спектра V_{CK};

– диаметр изображения объекта в плоскости приемника излучения d;

– вероятность пропуска сигнала $P_{прon}$;

– вероятность ложной тревоги $P_{лт}$;

– размер элемента разрешения ПИ ΔL.

Проведем анализ трех типов приемников излучения, применяемых в настоящее время в оптико-электронных приборах:

– одноэлементного;

– мозаичного;

– матричного.

Для упрощения задачи примем, что световой импульс имеет постоянную косинус-квадратную форму, а его эффективная амплитуда $E_{эф}$ выбирается минимальной из-за несовпадения центра фотоэлемента и светового потока, а также момента опроса и конца светового импульса. В этом случае $E_{эф}$ изменяется в пределах 0.25...1.0 E_0.

Предварительно выполним анализ матриц и мозаик с идентичными элементами при приеме одинаковых световых импульсов. При этом пренебрегаем следующими составляющими шумов: избыточным, коммутационным, переноса и прилипания. Учтем также то, что выходной сигнал в матрице с накоплением намного короче светового. В этом случае выражение для определения светового импульса для элементов мозаики с оптимальным фильтром будет иметь вид (1):

$$E = \frac{M}{S_\lambda} \sqrt{2q(I_0 + I_y)} \frac{2}{3\mathrm{A}(\beta)T_0}, \quad (1)$$

где $\mathrm{A}(\beta) = \frac{1}{3}\left(2 + \frac{1}{1+\beta^2\pi^2} - \frac{\beta^5\pi^4}{1+\beta^2\pi}\left(1 - e^{-\frac{2}{\beta}}\right)\right)$;

$$\beta = \frac{\tau_0}{T_0};$$

$$\tau_0 = C\sqrt{\frac{2kTR_y}{q\left(I_0 + I_y\right)}}$$

После преобразования (1) получим:

$$E = \frac{M}{S_\lambda}\sqrt{2q\left(I_0 + I_y\right)}\sqrt{\frac{2}{3T_0}}\ , (1)$$

если $\frac{T_0}{\tau_0} \geq \frac{3}{2}$,

$$E = \frac{M}{S_\lambda T_0}\sqrt[4]{2q\left(I_0 + I_y\right)4kTR_y C^2}\ , (2)$$

если $T_0 / \tau_0 \ \pi \ 3/2$.

Ошибка при расчетах величины Е по (1) и (2) не превышает 10…20% в диапазоне 0,7...1,4 мкм, вне этого диапазона она быстро уменьшается (1).

Мощность светового импульса, принимаемая элементом матрицы с накоплением, определяется на основе зависимости:

$$E = 1{,}73\frac{M}{S_\lambda}\sqrt{\frac{qI_0}{T_0}} + \frac{1}{T_0^2}\sqrt{8kTq\left(I_0 + I_y\right)R_y C_y^2}\ . (3)$$

Формула (3) приведена с учетом вычитания кадров, что позволяет исключить постоянную составляющую сигнала, возникающую в результате воздействия фона.

В приведенных выражениях приняты следующие условные обозначения:

T_0 – длительность импульса косинус-квадратной формы по уровню 0.5;

S_λ – чувствительность ПИ;

I_0, I_y – эквивалентные шумовые токи ПИ и усилителя;

R_y – эквивалентное шумовое сопротивление усилителя;

$C_У$ – суммарная емкость на входе усилителя;

$1/\tau_0$ – частота, при которой вклад ЭДС шума усилителя равен вкладу дробовых шумов.

На основе анализа зависимостей (1), (2) и (3) можно сделать следующие выводы:

1. Если преобладают шумы фотоприемника, то матрица всего лишь в $\sqrt{2}$ раза уступает мозаике по обнаружительной способности. Накопление энергии в ячейке матрицы в этом случае является оптимальным фильтром. Проигрыш матрицы в этом случае объясняется наличием схемы вычитания в канале обработки сигнала.

2. Если же преобладают шумы усилителя, то матрица превосходит мозаику по обнаружительной способности уже при $T_0 / \tau_0 \phi 1$. Это происходит потому, что предварительное накопление заряда в ячейке матрицы приводит к подавлению шумов усилителя.

Другим основным показателем эффективности ПИ является величина отношения сигнал/шум для одинаковых величин потока энергии. Согласно методике, предложенной в (2.3), величина этого отношения может быть определена на основе зависимостей:

– для одноэлементного приемника:

$$M = M_n + \sqrt{2 Arg \Phi \left(1 - 2P_{npon}\right)};$$

– для многоэлементного приемника:

$$M = M_n + \sqrt{2 Arg \Phi \left(1 - 2P_{npon}\right)},$$

где для одноплощадного приемника

$$2Ln\frac{1}{P_{\Lambda T}} + 2LnNp - 1{,}26 \text{ при } T_0 \geq 5{,}5\tau_0$$

$$2Ln\frac{1}{P_{\Lambda T}} + Ln\frac{T_k}{\tau_0}Np - 3{,}45 \text{ при } T_0 \pi 5{,}5\tau_0$$

– для мозаики:

$$\sqrt{2Ln\frac{1}{P_{\Lambda T}}} + 4LnNp - 2{,}48 \text{ при } T_0 \geq 5{,}5\tau_0$$

$$\sqrt{2Ln\frac{1}{P_{\Lambda T}}+4Ln4\sqrt{\frac{T_k}{\tau_0}}Np-4{,}14} \text{ при } T_0 \;\pi\; 5{,}5\tau_0$$

– для матрицы:

$$M_n=\sqrt{2Arg\Phi\left(1-2\frac{P_{\Lambda T}}{N_p^2}\right)}$$

Другим, не менее важным, показателем эффективности фотоприемника является величина порогового потока излучения. В этом случае возможны два варианта:

1. Общий шум определяется шумами приемника.
2. Общий шум определяется шумами усилителя.

В первом случае величина порогового потока излучения определяется:

– для одноплощадного приемника:

$$\Phi_{у\partial}=0{,}354\frac{1}{\sqrt{Np}}\Phi_{у\partial o};$$

– для мозаичного:

$$\Phi_{у\partial}=0{,}31Np\Phi_{у\partial o};$$

– для матричного:

$$\Phi_{у\partial}=0{,}25Np\Phi_{у\partial},$$

где

$$\Phi_{у\partial o}=\frac{E_0}{M}\sqrt{\frac{T_k}{A}}.$$

На основе анализа приведенных формул можно предположить, что матрица и мозаика имеют лучшие параметры по сравнению с одно площадными приемниками. Это объясняется уменьшением площади чувствительного элемента приемника излучения.

Если же шум определяется шумами усилителя, то к матрице предъявляются требования только к высокочастотным шумам, а в мозаике необходимо учитывать величину дробового шума усилителя.

С учетом приведенного материала был выполнен расчет отношения величины порогового значения облученности матричного приемника излучения участком спектра анализируемого оптического сигнала к одно площадному ПИ при различных значениях Np.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Применение многоэлементного приемника излучения с электронным считыванием сигнала значительно снижает ошибки формирования спектра исследуемого источника излучения за счет отсутствия необходимости его сканирования в плоскости ПИ.

2. Матричный приемник излучения при времени накопления сигнала более 0,05 мс с учетом разложения сигнала по длинам волн не уступает по обнаружительной способности одноплдощадным приемникам излучения, применяемым в настоящее время в СР автоматизированных систем спектрального анализа. Это обеспечивает возможность работы системы распознавания во всем анализируемом диапазоне.

Следующим этапом оценки создания аппарата является выбор оптимальной частоты считывания сигнала с матричного приемника излучения.

На основе анализа литературы можно сделать выводы о том, что суммарная ошибка считываемого с выхода матрицы сигнала существенно зависит от интервала его дискретизации. При этом с возрастанием интервала дискретизации линейная ошибка, характеризующая дисперсию входного сигнала, монотонно возрастает, а шумовая ошибка, характеризующая внутренние шумы, монотонно убывает. В этом случае возможен минимум СКО суммарной ошибки при некотором оптимальном значении интервала дискретизации.

С учетом этого было получено выражение для вычисления оптимального значения интервала дискретизации для анализируемой системы. Оно имеет вид

$$\Delta_0 = 2\int_0^{\Delta}\left(K(t) - K_n(t)\right)t\,dt \,/ \int_0^{\Delta}\left(K(t) - K_n(t)\right)dt\,,$$

где $K_n(t)$ и $K(t)$ – автокорреляционные функции шума и сигнала соответственно.

Для упрощения расчетов примем допущение, что сигнал, снимаемый с матрицы, имеет экспоненциальную автокорреляционную функцию вида (3):

$$K(t) = \sigma^2 e^{-|t|/\tau},$$

где σ – СКО входного сигнала;

t – время анализа сигнала;

τ – интервал корреляции входного сигнала.

С учетом по кадрового вычитания с выхода системы снимается сигнал с шумом, близким к "белому", и корреляционной функцией вида:

$$K_n(t) = \frac{N_0}{2}\sigma(t),$$

где N_0 – спектральная плотность шума;

$\sigma(t)$ – дельта–функция.

После выполнения преобразований окончательное выражение для интервала дискретизации будет иметь вид:

$$\Delta_0 = \sqrt{6\tau / M}\ ,$$

где М – отношение сигнал/шум.

Для расчета Δ_0 на основе полученного выражения необходимо определить значение величин М и τ. Для СР, осуществляющих автоматизированный спектральный анализ биологической структуры, отношение сигнал/шум должно быть не менее пяти.

Интервал корреляции τ для рассматриваемого случая определяется с учетом того, что за один кадр изображение спектр на матрице не должно смещаться на величину более одного элемента разрешения.

Наименьшее время кадра, необходимое для компенсации смещения изображения, будет при воздействии максимального управляющего сигнала в режиме просмотра спектра.

В этом случае минимальный интервал корреляции кадра определить на основе зависимости:

$$\tau_k = \frac{\varphi}{Np\omega}\ ,$$

где φ – угол поля зрения оптической системы СР ;

ω – максимальная угловая скорость анализа спектра.

Для примера был выполнен расчет величины τ_k и Δ_{ok} применительно к СР МИТ-СТ и ошибке восстановления спектра на участке 0,7...14 мкм по его дискретным значениям Р=0,09. В этом случае оптимальное значение временного интервала дискретизации сигнала с выхода матричного приемника излучения системы распознавания будет равно:

$$\Delta_{ok} = 0{,}955\text{мс}.$$

С учетом того, что для рассматриваемого случая достаточно 32 элемента разложения оптического спектра анализируемого сигнала, в качестве приемника излучения целесообразно выбрать матрицу 2х32 элемента.

В этом случае оптимальная тактовая частота будет равна:

$$\Delta_{om} = \frac{\Delta_{ok}}{N_p^2} = 0{,}93\text{мкс}.$$

Полученная частота на 3,8% превышает частоту Шеннона для аналогичных матриц (1), следовательно, она удовлетворяет условию оптимальности по теореме Котельникова. Кроме того, она на много ниже частоты, обеспечивающей оптимальность характеристик канала распознавания в СР с одно-площадными приемниками излучения, следовательно, при работе матрицы и частоте $\Delta_{от}$ обеспечивается оптимальная чувствительность спектроанализатора с учетом разложения оптического сигнала на монохроматические составляющие. При этом размеры ячейки матричного приемника излучения должны быть равны ΔL.

Заключительным этапом является оценка возможности компенсации детерминированной помехи, зависящей, в основном, от неоднородностей темнового тока, чувствительности элементов матрицы и фона. Неоднородность чувствительности элементов обуславливается отклонением размеров электродов от номинальных, а также загрязнением поверхности матрицы. В современных матричных приемниках излучения неоднородность чувствительности может достигать 10% (72).

Для компенсации детерминированных помех целесообразно использовать межкадровое вычитание сигналов. В настоящее время межкадровую обработку можно выполнять на двух матрицах, на матрице со средним регистром, с многоуровневым или комбинированным запоминающим устройством. Для решения рассматриваемой задачи предпочтительным является второй вариант реализации межкадрового вычитания. Он характеризуется тем, что между фотоприемной и запоминающей секциями расположен дополнительный средний регистр, позволяющий переносить заряды во взаимно перпендикулярных направлениях. В этом случае относительная пороговая чувствительность $F_{отн}$ связана с динамическим диапазоном k запоминающей матрицы следующим соотношением (1):

$$F_{отн} = \sqrt{1 + 0{,}5K^2 M_{огр}}$$

где $K = D_З / D_Ф$;

$D_З, D_Ф$ – динамические диапазоны запоминающей фотоприемной матриц;

$M_{огр} = \frac{U_{\max}}{U_{пр}}$ – коэффициент, характеризующий ограничение напряжения

сигнала в запоминающей матрице;

$U_{\max}$ – максимальное напряжение сигнала, поступающее на вход

запоминающей матрицы;

$U_{пр}$ – предельное входное напряжение, которое не будет ограничено при

прохождении через запоминающую матрицу.

При этом максимальная относительная ошибка вычитания (1):

$$\Delta_{\max}^{MB} = \max\left\{\frac{U_{j(n)}^{MB} - \left(U_{j(n)}^{\Phi} - U_{\gamma(n-1)}^{3}\right)}{U_{j(n)}^{\Phi}}\right\},$$

где

$U_{j(n)}^{MB}$ – напряжение на выходе системы j–го элемента в n –м кадре ;

$U_{j(n)}^{\Phi}$ – напряжение j–го элемента в n –м кадре на выходе фотоприемной матрицы, приведенное к выходу системы;

$U_{\gamma(n-1)}^{3}$ – напряжение –го элемента на выходе запоминающей матрицы.

Для современных систем на матрицах со средним регистром ошибка вычитания не превышает 1% (72).

Таким образом применение межкадрового вычитания сигнала позволит значительно снизить детерминированные ошибки в предлагаемой системе обработки сигнала. Кроме того, применение глубокого охлаждения фотоприемной и запоминающей матриц, а также среднего регистра приводит к значительному снижению флуктуации шумов,

На основании предложенного материала можно сделать следующие выводы:

1. Для выполнения преобразования изображения точечного источника излучения в непрерывный пространственно-частотный спектр целесообразно использовать в качестве диспергирующего элемента призму.

2. Использование матричного приемника излучения с межкадровым вычитанием сигнала позволяет выполнить преобразование, оптического спектра в электрический сигнал с минимальной ошибкой.

Литература

1. Госсорг Ж. «Инфракрасная термография. Основы. Техника. Применение.» Пер. с франц.- М.:Мир, 1988-416с.
2. «Справочник по лазерной технике.»-К.: «Техніка», 1978-288с.
3. Ван де Люгт «Формулы для анализа и расчета систем обработки оптический информации.» - «ТИИЭР», 1966, №88,с.43-51.