

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ** имени академика **С.П. КОРОЛЕВА**

**С.А. МАТЮНИН**

**АВТОМАТИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ В ПРОЦЕССЕ  
ИЗГОТОВЛЕНИЯ**

**САМАРА 2003**

**УДК 621.389:681.2**

**Автоматический контроль температурных характеристик оптоэлектронных элементов микроэлектроники в процессе изготовления.** – Самара.: Самарский государственный аэрокосмический университет имени С.П. Королева, 2003. -31с.:ил.

В методических указаниях даны основы проектирования оптоэлектронных элементов, термокомпенсированных по оптическому каналу, рассмотрены вопросы оптимизации характеристик тонкопленочных покрытий оптических элементов, технологии их изготовления, рассмотрены особенности способа автоматического контроля температурных характеристик оптоэлектронных элементов, а так же вопросы их юстировки. Методические указания могут быть использованы для подготовки студентов к практическим занятиям и лабораторным работам по курсам «Интегральная оптоэлектроника», «Технология деталей», «Спецвопросы микроэлектроники и технологии», «Функциональная микроэлектроника».

**Автор**

д.т.н., **Матюнин С.А.**

**Рецензент:**

д.т.н., профессор **Л.М. Логвинов**

**ISBN**

© Матюнин С.А.

© Самарский государственный аэрокосмический университет имени  
С.П. Королева

## **СОДЕРЖАНИЕ**

	стр
ВВЕДЕНИЕ	
1 Анализ элементной базы оптической микроэлектроники. Влияние дестабилизирующих факторов	
2 Стабилизация параметров оптоэлектронных элементов методом спектрального взаимодействия	
3 Учет теплообмена при оптимизации МОС	
4 Автоматический контроль температурных характеристик МОЭ в процессе их изготовления	
5 Особенности юстировки МОС	
Список литературы	

## **ВВЕДЕНИЕ**

Общепризнанно, что применение оптоэлектроники в радиоэлектронных системах управления позволяет добиться высоких метрологических характеристик, устойчивости к электромагнитным воздействиям, позволяет создавать быстродействующие помехоустойчивые каналы связи, элементы практически идеальной гальванической развязки измерительных, управляющих и силовых цепей и т.д. В настоящее время промышленностью освоен выпуск как отдельных оптоэлектронных элементов (ОЭЭ) – источников излучения (ИИ) и приемников излучения (ПИ), так и целого ряда оптоэлектронных устройств - от элементарных оптронов до прецизионных цифровых датчиков перемещения.

При разработке оптоэлектронной аппаратуры всегда приходится учитывать возможность ее эксплуатации при жестких внешних воздействиях естественного и искусственного происхождения. Наряду с высокой устойчивостью к электромагнитным наводкам и, практически, идеальной гальванической развязкой оптоэлектронным элементам и устройствам, особенно полупроводниковым, присуще низкая температурная стабильность. Так, величина температурного коэффициента изменения мощности излучения полупроводникового инфра-

красного излучающего диода доходит до  $1,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Сильное влияние на характеристики ОЭЭ оказывают ионизирующее излучение, вибрационное воздействие и др.

Применение известных методов температурной стабилизации (за исключением термостатирования), лишает оптоэлектронику основного ее преимущества – идеальной гальванической развязки, в значительной мере усложняет схемотехнические решения, возникают сложности электропитания гальванически развязанных ОЭЭ. Кроме того, стремление к увеличению квантового выхода полупроводниковых излучателей и чувствительности приемников излучения путем просветления их поверхности и поверхностей оптических элементов приводит, зачастую, к существенному ухудшению их температурной стабильности.

Эффективный выход из сложившейся ситуации – серийный выпуск и применение многокомпонентных оптронных структур (МОС) и элементов (МОЭ), термокомпенсированных по оптическому каналу. Такая компенсация может быть осуществлена посредством взаимодействия спектральных характеристик ОЭЭ со спектральными характеристиками специальных тонкопленочных покрытий, наносимых в процессе изготовления ОЭЭ на их поверхность.

## **1 Анализ элементной базы оптической микроэлектроники. Влияние дестабилизирующих факторов**

Основные положения теории спектрального взаимодействия применимы к любой элементной базе оптоэлектроники. Ниже рассматриваются полупроводниковые оптоэлектронные элементы, получившие наибольшее распространение.

Как элементы вычислительной техники и систем управления МОЭ характеризуются системами входных и выходных характеристик, характеристиками передачи, определяющими функциональную связь входного и выходного сигнала, и характеристиками гальванической развязки. Системы входных и выходных характеристик МОЭ определяют параметры номинальных и максимально-допустимых режимов питания, темновые, температурные и вольтамперные характеристики (ВАХ), параметры, характеризующие динамические свойства, и др. Важнейшими характеристиками являются характеристики гальванической развязки и функции передачи. Элементарные оптроны (ЭО) и оптоэлектронные преобразователи, выполненные на дискретных элементах, обладают достаточно высокими характеристиками гальванической развязки (сопротивление развязки  $10^0-10^{11} \text{ ом}$ , напряжение развязки  $100-9000 \text{ В}$ , емкость развязки  $0,1-3 \text{ нф}$  и т.д.), величина же функции передачи и её температурная стабильность остаются довольно низкими. Функция передачи ЭО определяется как системами входных и выходных характеристик (режимом питания, нагрузочными и спектральными характеристиками и т.д.), так и эффективностью и стабильностью преобразования электрической энергии в оптическое излучение ИИ, эффективностью передачи оптического излучения через ОС и эффективностью преобразования оптического излучения в электрический сигнал фотоприемника [18. 20].

### **Полупроводниковые приемники излучения.**

В принципе действия большинства полупроводниковых фоторезистивных ПИ основную роль играет поглощение энергии излучения валентными электронами [21, 22]. Так как практически все параметры полупроводника зависят от температуры, то наблюдается сильная температурная зависимость внутреннего фотоэффекта. При этом для полупроводниковых фотоприемников характерно температурное изменение ширины запрещенной зоны, а значит и температурное смещение полосы собственного поглощения. Поэтому, при изменении температуры спектральная характеристика чувствительности фотоприемника сдвигается в длинно- или коротковолновую область спектра. Так, при значительном понижении температуры полупроводников на основе соединений свинца ширина их запрещенной зоны уменьшается, в результате чего длинноволновая граница фотопроводимости смещается в сторону более длинных волн (рис. 1) [21]. Обратная картина наблюдается у фото-

резисторов на основе индия, длинноволновая граница чувствительности которых при охлаждении смещается в сторону более коротких волн.

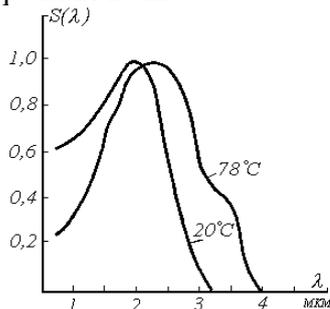


Рис. 1 – Температурный сдвиг спектральной характеристики ПИ

При построении фотодиодных МОС используются, в основном, следующие режимы питания фотодиодов (ФД): режим генерации фото-ЭДС, когда величина сопротивления нагрузки ФД  $R_H \rightarrow \infty$ ; "вентильный" режим короткого замыкания, когда  $R_H \rightarrow 0$ ; смешанный "вентильным" режим  $0 < R_H < \infty$ ; "фотодиодный" режим, когда к ФД подключен внешний источник питания в запирающем направлении [12, 20].

Вольт-амперную характеристику ФД можно описать выражением:

$$I_n = I_\Phi - I_T = \frac{(U_n + E_n)}{R_H}, \text{ где } I_n - \text{ток во внешней цепи ФД;}$$

$$I_\Phi = Q_\Phi \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} e \chi \eta_\lambda (1 - R_\lambda) \Phi_\lambda e^{-\chi d_n} (L_1 + L_2) d\lambda - \text{ток фотогенерации (измеряется в режиме коротко-}$$

$$\text{го замыкания); } L_1 = \frac{L_p}{\chi^2 L_p^2 - 1} \left[ \chi L_p e^{-\chi d_n} \operatorname{sech} h \frac{d_n}{L_p} - \chi L_p - th \frac{d_n}{L_p} \right];$$

$$L_2 = \frac{L_n}{\chi^2 L_n^2 - 1} \left[ \chi L_n - \chi e^{-\chi d_p} \operatorname{sech} h \frac{d_p}{L_n} - th \frac{d_p}{L_n} \right];$$

где  $L_p, L_n$  - эффективные диффузионные длины дырок и электронов;  $\eta_\lambda$  - квантовый выход;  $d_p, d_n, Q_\Phi$  - толщина базовой ( $p$ -область) области, глубина залегания и величина площади  $p$ - $n$  перехода;  $e, \Phi_\lambda$  - заряд электрона и величина потока фотонов, падающего на ФД;

$$I_T \approx Q_S e (q_p L_p th \frac{d_p}{L_p} + q_n L_n th \frac{d_n}{L_n}) (e^{\frac{e U_n}{K_B T}} - 1) = I_{T0} (e^{\frac{e U_n}{K_B T}} - 1) - \text{темновой ток ФД; } q_p, q_n - \text{ скорости теп-}$$

ловой генерации неосновных носителей в  $p$ - и  $n$ - областях ФД.

При изменении температуры ФД изменяются как темновые характеристики ФД, так и световые. В частности изменяются: квантовый выход, ширина запрещенной зоны, коэффициент поглощения полупроводника и др. и как следствие – происходит сдвиг по оси длин волн и изменение формы спектральной характеристики чувствительности ФД (рис.2), изменение максимума чувствительности, некоторое изменение формы спектральной характеристики. Поэтому при освещении фотодиода излучением сложного спектрального состава его температурные характеристики зависят от спектральных характеристик ИИ.

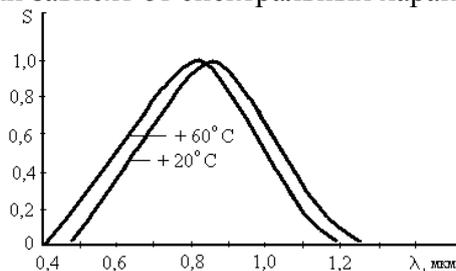


Рис. 2 - Спектральная характеристика кремниевого фотодиода

Относительные спектральные характеристики фотоэлектрической чувствительности (режим короткого замыкания) типичных Si, Ge, InAs, GaAs - фотодиодов изображены на рис. 3. При освещении ФД от источника сплошного спектра (например, от лампочки накаливания) с ростом температуры ток фотогенерации ФД возрастает.

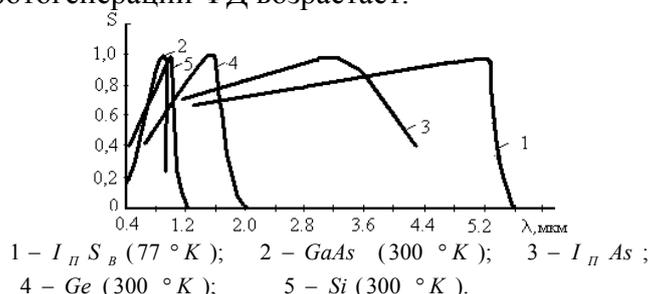


Рис.3 – Спектральные характеристики чувствительности ПИ

Для режима генерации фото-ЭДС имеем:

$$U_{XX} = \frac{A_\Phi K_B t}{e} \ln\left(\frac{I_\Phi}{I_{TO}} + 1\right),$$

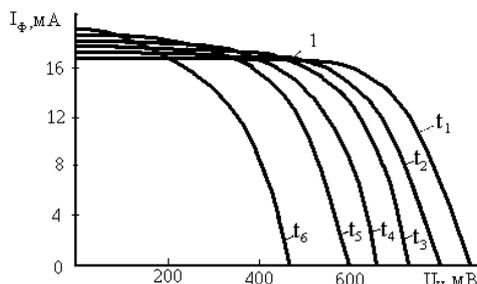
где  $A_\Phi$  - коэффициент, учитывающий особенности рекомбинации носителей в  $p-n$  переходе. Температурный коэффициент изменения фото-ЭДС в режиме холостого хода определяется, в основном, изменением темнового тока утечки фотодиода:

$$\alpha_{XX} = \frac{1}{U_{XX}} \frac{dU_{XX}}{dt} \sim \frac{1}{t} \left(1 - \frac{E_3}{U_{XX} e}\right),$$

где  $E_3$  - ширина запрещенной зоны полупроводника. Поскольку  $E_3$  всегда больше  $eU_{XX}$ , то температурный коэффициент фото-ЭДС всегда отрицательный.

Смешанный "вентильный" режим работы фотодиода является промежуточным между режимом холостого хода и режимом короткого замыкания. Поэтому, при определенном сопротивлении нагрузки и спектральном составе принимаемого фотодиодам излучения возможна взаимная компенсация температурных изменений фото-ЭДС и тока короткого замыкания.

На рис. 4 изображено семейство вольт-амперных характеристик арсенидогаллиевого фотодиода для разных температур при освещении фотодиода от источника света типа А. Точкой 1 рис.4 обозначена область наименьших температурных изменений вольт-амперных характеристик фотодиода.



$$t_1 = 20 \text{ }^\circ C; \quad t_2 = 80 \text{ }^\circ C; \quad t_3 = 100 \text{ }^\circ C;$$

$$t_4 = 120 \text{ }^\circ C; \quad t_5 = 140 \text{ }^\circ C; \quad t_6 = 200 \text{ }^\circ C$$

Рис.4 – Вентильный режим работы ФД

Ряд режимов питания ОЭЭ, например, режим генерации фото-ЭДС фотодиодов, включение в цепь питания фоторезисторов, фототранзисторов сопротивления нагрузки большой величины и др., характеризуется существенной нелинейностью их энергетических характеристик[22]. В частности, для фоторезисторных ОЭУ с последовательно включенным в цепи питания фоторезистора сопротивлением нагрузки выходной сигнал  $U_H$  определяется:

$$U_H = I_\Phi R_H = \frac{E_H R_H A^* \Phi_H^g U_H^\eta}{1 + R_H A^* \Phi_H^g U_H^\eta} = E_H - U_H,$$

где  $U_H, \Phi_H$  - напряжение на фоторезисторе и величина светового потока, падающего на фоторезистор;  $A^*$  - коэффициент пропорциональности, определяемый чувствительностью и конструкцией фоторезистора;  $g, \eta$  - показатели степени, характеризующие нелинейность энергетических и вольт-амперных характеристик фоторезистора.

Таким образом, изменение температуры полупроводниковых приемников излучения проявляется на их спектральных характеристиках: в изменении максимумов спектральных характеристик; в смещении спектральных характеристик в более длинно- или коротковолновую области спектра; в изменении полуширины спектральных характеристик и их общей деформации.

### **Полупроводниковые источники некогерентного излучения.**

В качестве источников излучения в ОЭУ широко используются полупроводниковые излучающие диоды инфракрасной и видимой области спектра [1, 5, 618, 20]. Это обусловлено такими их характеристиками, как: высокое быстродействие и к.п.д., малые габаритно-весовые показатели, хорошая согласованность их спектральных характеристик со спектральными характеристиками фотоприемников и др.

В то же время полупроводниковые источники излучения характеризуются сильной температурной зависимостью излучаемых потоков. Температурная зависимость потоков излучения ИИ определяется многими конструктивно-технологическими факторами. На входных и выходных характеристиках ИИ влияние изменения температуры проявляется в изменении их вольт-амперных и спектральных характеристик. Сильное влияние на характер температурной зависимости потоков излучения оказывает режим питания ИИ. Обычно, зависимость интенсивности излучения ИИ от тока питания  $I_H$  аппроксимируют степенной функцией  $\Phi_H \approx (I_H)^\gamma$ . Во многих случаях  $\gamma$  также является функцией тока питания ( $\gamma = 1 \div 3$  для  $GaAs$   $\gamma = 1 \div 2$  для  $GaP$ ).

Выделяя безизлучательную  $I_\delta$  и излучательную  $I_u$  составляющие тока питания, вольт-амперные характеристики полупроводниковых ИИ можно описать выражением:

$$I_H = I_H(U_V, t) + I_\delta(U_V, t),$$

где  $U_V$  - величина напряжения питания ИИ (без учета падения напряжения на омическом сопротивлении полупроводника);

$$I_H(U_V, t) \sim A^* \ell^{\frac{eU_V}{K_\delta t}}; \quad I_\delta(U_V, t) \sim B^* \ell^{\frac{eU_V}{K_\delta t}};$$

$A^*, B^*$  - некоторые функции температуры;  $e, K_\delta$  - заряд электрона и постоянная Больцмана соответственно.

При любых механизмах излучательной и безизлучательной рекомбинации при изменении температуры происходит изменение вольтамперных характеристик (обычно, с ростом температуры ВАХ смещается в сторону больших токов со скоростью около  $2 \text{ mV}/^\circ\text{K}$ ). На рис.5 а) и б) изображены вольтамперные характеристики полупроводниковых ( $GaAs, GaP, SiC$ ) ИИ и температурные характеристики изменения прямого падения напряжения на ИИ при фиксированном токе питания.

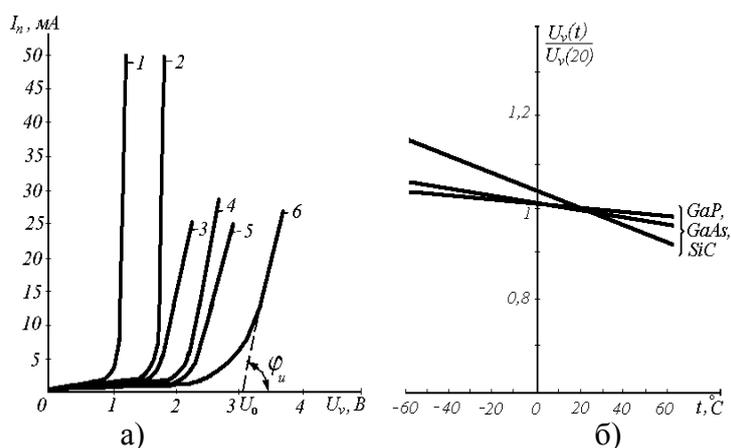


Рис. 5 – ВАХ и температурные характеристики ИИ

Возможны следующие режимы питания ИИ: подключение к генератору тока, подключение к генератору напряжения и смешанный режим питания. При подключении ИИ к генератору тока интенсивность излучения с ростом температуры, обычно, падает (для *GaAs*, *CaP*). Исключением из этого являются карбидокремниевые ИИ (а также арсенидо- и фосфидо-галлиевые ИИ, легированные некоторыми примесями [6]), интенсивность излучения которых достигает своего максимального значения при температурах близких к 40 - 60°C (рис.6).

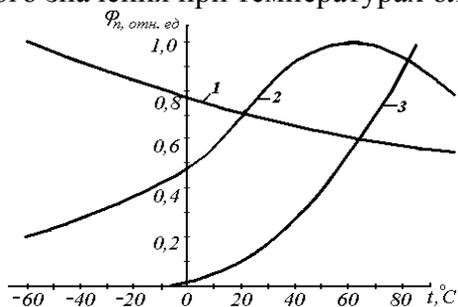


Рис.6 – Температурные характеристики ИИ: 1 – GaAs, 2 – SiC, режим питания от генератора тока; 3 – GaAs, режим питания от генератора напряжения

При изменении тока питания ИИ изменяется соотношение между излучательными и безизлучательными составляющими тока, что приводит к изменению их температурных характеристик. Однако, для многих источников излучения в области рабочих температур эти изменения не существенны. На рис.7, 8 изображены экспериментальные температурные характеристики арсенидо-галлиевых ИИ, легированных кремнием, при различных токах питания. Как видно из рисунков, температурные характеристики мало зависят от режима питания ИИ. Так для арсенидо-галлиевых ИИ в области температур от минус 60 до плюс 80°C изменение температурных коэффициентов длины волны и полуширины спектральной характеристики излучения не превышает 0,2% и 3% соответственно при изменении тока питания ИИ в 100 раз, а изменение температурного коэффициента максимума излучения не превышает величину 10 - 25% при изменении тока питания ИИ в 40 раз.

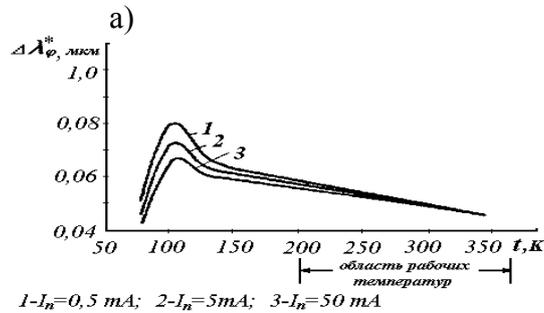
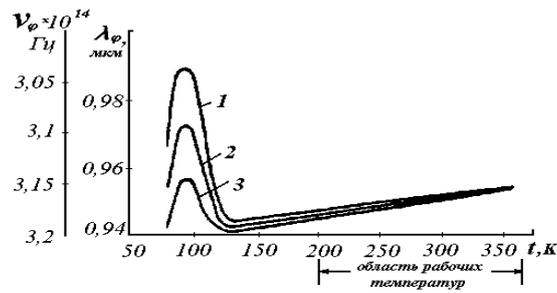


Рис. 7 – Температурные характеристики GaAs III

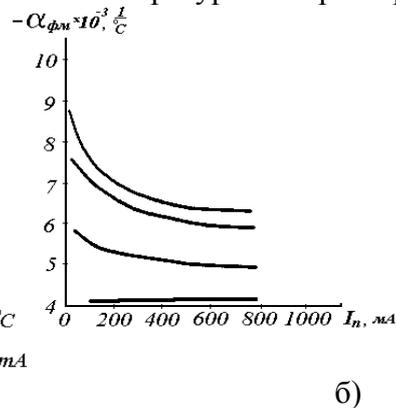
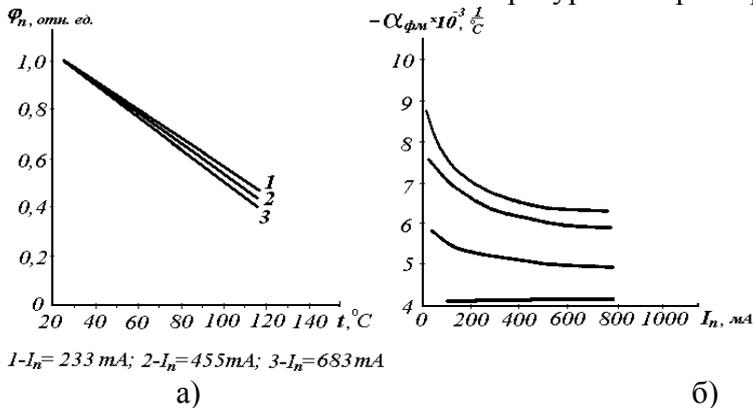


Рис. 8 – Температурные характеристики GaAs III

### Оптическая система. Спектроформирующие элементы.

Обычно на оптическую систему возлагаются функции передачи излучения от источника излучения к ПИ, модуляции потока излучения, пространственного распределения излучения, выделения излучения нужного спектрального состава и др. В общем случае любой оптический элемент обладает определенными селективными свойствами и его необходимо рассматривать как спектроформирующий элемент.

В качестве элементов, выделяющих излучение нужного спектрального состава, используются различные спектроформирующие элементы, характеристики которых, так же как и характеристики ОЭЭ, зависят от температуры окружающей среды [7-9, 20, 23].

По используемым физическим принципам спектроформирующие элементы (СФЭ) можно разделить на интерференционные, поглощающие, дисперсионные, фильтры фокальной изоляции и комбинированные. По типу спектральной характеристики - на отрезающие (коротко- и длинноволновые), полосовые и узкополосные, а также фильтры со специально сформированной спектральной характеристикой.

Анализ температурной зависимости спектральных характеристик СФЭ показывает, что изменение их температуры проявляется в изменении максимума пропускания (отражения), в смещении полосы пропускания (отражения) в более длинно- или коротковолновую область спектра, в изменении полосы пропускания (отражения) и в общей деформации спектральной характеристики.

В конструктивном и технологическом отношении наиболее удобно использование в МОС многослойных тонкопленочных покрытий (МТП). Поэтому рассмотрим более подроб-

но процессы взаимодействия оптического излучения с МТП. Выделим, при этом, два класса МТП: 1 – однослойные (просветляющие) тонкопленочные покрытия (ПТП); 2- многослойные спектроформирующие покрытия.

При падении излучения на границу раздела двух сред с показателями преломления  $n_i, n_j$  под углом  $\varphi_1$  к границе раздела френелевские коэффициенты отражения  $r_{i,j}^{S,P}$  и пропускания  $t_{i,j}^{S,P}$  на границе раздела сред  $i, j$  определяются из выражения [9]:

$$r_{i,j}^S = \frac{n_i \cos \varphi_i - n_j \cos \varphi_j}{n_i \cos \varphi_i + n_j \cos \varphi_j}, \quad r_{i,j}^P = \frac{n_i \cos \varphi_j - n_j \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_j + n_j \cos \varphi_i}, \quad t_{ij}^P = \frac{2n_i \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_j + n_j \cos \varphi_i}, \quad t_{ij}^S = \frac{2n_i \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_i + n_j \cos \varphi_j},$$

где индекс  $P, S$  сверху параметров означает, что параметр относится к  $P$ - компоненте падающего потока излучения, когда вектор электрического поля колеблется в плоскости падения, или к  $S$ - компоненте, когда вектор электрического поля колеблется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Если между этими средами помещена однородная прозрачная (просветляющая) пленка толщиной  $d_2$  с показателем преломления  $n_2$ , то согласно [7-9] абсолютная спектральная характеристика пропускания определяется выражением:

$$T_A^{S,P}(\lambda) = \frac{T_{32}^{S,P} T_{21}^{S,P}}{1 + (r_{32}^{S,P} r_{21}^{S,P})^2 + 2r_{32}^{S,P} r_{21}^{S,P} \cos\left[\frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda} \cos \varphi_2\right]}, \quad (1)$$

где  $T_{32}^{S,P} = \frac{n_2 \cos \varphi_2}{n_3 \cos \varphi_3} (t_{32}^{S,P})^2$ ;  $T_{21}^{S,P} = \frac{n_1 \cos \varphi_1}{n_2 \cos \varphi_2} (t_{21}^{S,P})^2$ ;

$$r_{32}^S = \frac{n_3 \cos \varphi_3 - n_2 \cos \varphi_2}{n_3 \cos \varphi_3 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad r_{32}^P = \frac{n_3 \cos \varphi_2 - n_2 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_3};$$

$$t_{32}^S = \frac{2n_3 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_3 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad t_{32}^P = \frac{2n_3 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_3};$$

$$r_{21}^S = \frac{n_2 \cos \varphi_2 - n_1 \cos \varphi_1}{n_2 \cos \varphi_2 + n_1 \cos \varphi_1}; \quad r_{21}^P = \frac{n_2 \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_2}$$

$$t_{32}^S = \frac{2n_2 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_2 + n_1 \cos \varphi_1}; \quad t_{21}^P = \frac{2n_2 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_2};$$

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ -углы падения луча света на границы раздела соответствующих сред.

Для нормально поляризованного потока излучения абсолютная спектральная характеристика пропускания пленки  $T_A(\lambda)$  равна:

$$T_A(\lambda) = \frac{1}{2} [T_A^S(\lambda) + T_A^P(\lambda)].$$

При нормальном падении излучения на границу раздела сред  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$  имеем:

$$r_{32}^S = r_{32}^P = \frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2}; \quad t_{32}^S = t_{32}^P = \frac{2n_3}{n_3 + n_2};$$

$$r_{21}^S = r_{21}^P = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}; \quad t_{21}^S = t_{21}^P = \frac{2n_2}{n_2 + n_1};$$

$$T_{32}^S = T_{32}^P = \frac{n_2}{n_3} (t_{32}^S)^2; \quad T_{21}^S = T_{21}^P = \frac{n_1}{n_2} (t_{21}^S)^2;$$

Из (1) имеем:

$$T_A(\lambda) \rightarrow \max, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \frac{4n_2 d_2}{2N-1}, \quad T_A(\lambda) \rightarrow \min, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \frac{2}{N} n_2 d_2. \quad \text{Обозначая:}$$

$$T_M = \frac{n_1 n_3 n_2^2}{(n_1 n_3 + n_2^2)^2},$$

получим выражение для относительной спектральной характеристики пропускания просветленной поверхности полупроводника:

$$T(\lambda) = \frac{1}{H + D \cos \frac{B}{\lambda}},$$

где:  $D = \frac{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 - n_2^2)}{2(n_3n_1 + n_2^2)^2}$ ;  $H = \frac{(n_1^2 + n_2^2)(n_3^2 + n_2^2) + 4n_1n_2n_3}{2(n_3n_1 + n_2^2)^2}$ ;  $B = 4\pi n_2 d_2$ .

## 2. Стабилизация параметров оптоэлектронных элементов методом спектрального взаимодействия

Из температурных зависимостей ОЭУ следует, что при неизменных режимах работы ОЭУ задача температурной стабилизации их световых характеристик сводится к задаче стабилизации интегральной чувствительности ПИ.

Сущность температурной стабилизации функции передачи МОС методом спектрального взаимодействия заключается в следующем. В цепь оптической связи приемника и источника излучения помещается спектроформирующий элемент (термокомпенсирующий светофильтр – ТКФ) со специально сформированной спектральной характеристикой пропускания. При изменении температуры окружающей среды изменяются параметры источника, приемника излучения и оптической системы. На спектральных характеристиках элементов это проявляется в изменении максимумов чувствительности ПИ  $S_M(t)$  и мощности излучения ИИ  $\Phi_M(t)$ , в изменении длин волн максимумов чувствительности ПИ  $\lambda_s(t)$  и мощности излучения ИИ  $\lambda_\phi(t)$ , а также в деформации их спектральных характеристик.

На рис. 9 изображена результирующая спектральная характеристика  $S_A^*(\lambda, t)$  оптической пары ИИ – ПИ при двух значениях температуры (кривые 1 и 2):  $S_A^*(\lambda, t) = S_A(\lambda, t)\Phi_A(\lambda, t)$ .

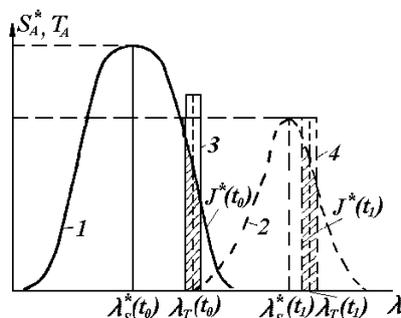


Рис.9 – Спектральное взаимодействие элементов при изменении температуры

При изменении температуры окружающей среды изменяются и параметры СФЭ. На спектральных характеристиках СФЭ это проявляется в изменении максимума пропускания  $T_M(t)$ , длины волны максимума пропускания  $\lambda_T(t)$  и в деформации относительной спектральной характеристики пропускания СФЭ. Кривые 3,4 рис.9 изображают абсолютную спектральную характеристику пропускания СФЭ  $T_A(\lambda, t)$ . Происходящий вследствие изменения температуры взаимный сдвиг спектральных характеристик МОЭ и термокомпенсирующего фильтра, приводит к изменению диапазона перекрытия их спектральных характеристик (к изменению интегральной чувствительности фотоприемника - заштрихованная область рис.9). Так как выходной сигнал ПИ пропорционален величине его интегральной чувствительности, то, выбирая соответствующим образом знак и величину температурных коэффициентов СФЭ, можно добиться компенсации температурных изменений интегральной чувствительности приемника излучения  $\gamma_i$  соответствующими изменениями взаимного положения спектральных характеристик приемника излучения, источника излучения и СФЭ.

Из условия температурной стабильности, получим [17].:

$$\alpha_{\Phi M}^{\tau} + \alpha_{SM}^{\tau} + \alpha_{TM}^{\tau} + \sum_i \alpha_{\Phi Mn}^{i\tau} + \sum_j \alpha_{TMn}^{j\tau} + \sum_k \alpha_{SMn}^{k\tau} + \frac{1}{A} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} A^* [\lambda_{\Phi} \beta_{\lambda \Phi} \alpha_{\lambda \Phi}^{\tau} + \lambda_S \beta_{\lambda S} \alpha_{\lambda S}^{\tau} + \lambda_T \beta_{\lambda T} \alpha_{\lambda T}^{\tau}] d\lambda = 0 \quad (2)$$

В идеальном случае, СФЭ представляет из себя тонкопленочное диэлектрическое покрытие (толщиной в доли мкм), наносимое непосредственно на поверхность полупроводникового материала приемника или источника излучения. Это обеспечивает хороший тепловой контакт тонкопленочного покрытия и элемента, защиту кристалла полупроводника от воздействия окружающей среды, а в ряде случаев – просветление полупроводника.

Для рассматриваемого метода температурной компенсации изменения функции передачи МОС по оптическому каналу не требуется подвода дополнительной энергии. Шумовые свойства и быстродействие МОЭ не изменяются, не сокращаются срок безотказной работы, габаритно-весовые показатели МОС. Однако, введение СФЭ в оптический канал изменяет пропускание оптической среды и, соответственно, изменяет величину функции передачи МОС. Так как величина функции передачи МОС выражается через величину интегральной чувствительности фотоприемника и для многих МОС величина функции передачи прямо пропорциональна величине интегральной чувствительности, то условия оптимальности характеристик ТКФ (3) необходимо дополнить условием оптимальности интегральной чувствительности ПИ (4):

$$P_M^* = \frac{1}{J_0^*} \int_{t_H}^{t_B} [J^*(t) - J_0^*]^2 dt \rightarrow \inf \quad (3)$$

$$\beta = \frac{\int_{t_H}^{t_B} J^*(t) dt}{\int_{t_H}^{t_B} J(t) dt} \rightarrow \sup, \quad (4)$$

где  $\beta$  - коэффициент использования ИИ, характеризующий степень изменения интегральной чувствительности ПИ при введении термокомпенсирующего фильтра;

$J_0^* = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_H}^{t_B} [J^*(t) - J_0^*]^2 dt$  - среднее значение интегральной чувствительности в рабочем диапазоне температур  $\Delta t = t_B - t_H$ , а знак «\*» относится к термокомпенсированному МОЭ.

Очевидно, что в качестве термокомпенсирующих могут использоваться любые фильтры, характеристики которых удовлетворяют (3, 4). Для «обычных» СФЭ (поглощающих, дисперсионных и др.) коэффициент  $\beta$  всегда меньше единицы. Это связано как с поглощением излучения в СФЭ, так и с селективностью фильтра. В тоже время, применение в качестве ТКФ просветляющих покрытий в ряде случаев позволяет существенно улучшить коэффициент использования источника излучения и габаритно-весовые показатели. В этом случае, благодаря эффекту «просветления» полупроводника коэффициент использования источника излучения может быть больше единицы.

На рис.10 изображены рассчитанная по (1) относительная спектральная характеристика пропускания просветленной поверхности полупроводника (кривая 1) и относительная спектральная характеристика распределения мощности излучения арсенидогаллиевого излучающего диода (кривая 2).

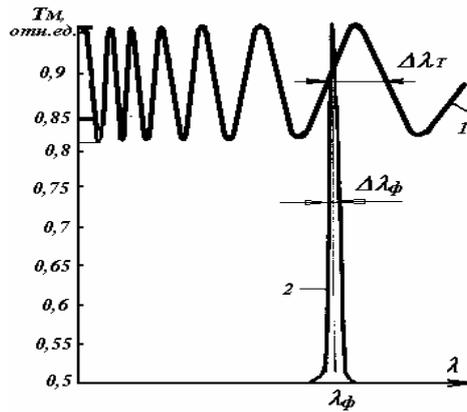
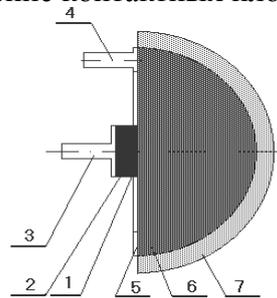


Рис.10 – Спектральные характеристики ПТП и ИИ

### Стабилизация параметров полупроводниковых источников излучения.

Допустим, что на выводящую излучение поверхность кристалла ИИ нанесено ПТП. Как следует из (1) спектральные характеристики ПТП изменяются с изменением угла падения излучения на просветленную поверхность. Для ИИ с плоским кристаллом характерна небольшая величина угла вывода излучения из кристалла полупроводника (порядка  $1/4\pi$  для GaAs, GaP [6]). Поэтому можно считать, что на ПТП падает плоскопараллельный поток излучения нормально к границе раздела кристалла с внешней средой. Для ИИ (рис.11) с профилированным кристаллом (конические, полусферические мезакристаллы и др.) необходимо учитывать координатную зависимость угла падения потока излучения на ПТП и неравномерность интенсивности излучения различных участков  $p-n$  перехода (неравномерность излучения  $p-n$  перехода определяется неравномерностью токораспределения в  $p-n$  переходе, расположением отражающих излучение контактных площадок и др.).



1 –  $p-n$  переход, 2 – меза, 3,4 – выводы, 5 – защитный слой окисла, 6- полупроводник, 7 – ПТП.

Рис.11 – Мезапланарный светодиод с иммерсионной линзой

Однако, для многих ИИ с профилированными кристаллами характерно, что область излучающего участка полупроводника существенно меньше области, выводящей излучение. Так, для арсенидогаллиевых излучающих диодов с полусферическим мезакристаллом (АЛ106, АЛ107) площадь излучающей области диода почти в 100 раз меньше внешней поверхности полусферы (при диаметре полусферы и мезы 2 мм и 0,3 мм соответственно). Так как ПТП наносятся на внешнюю поверхность полусферы, то для таких конструкций ИИ излучающую область можно рассматривать как точечный источник излучения. В этом случае, поток излучения ИИ падает нормально к каждой точке поверхности полусферы и спектральная характеристика пропускания ПТП не зависит от координаты рассматриваемой точки.

Допустим, что полоса излучения ИИ достаточно мала и его спектральную характеристику можно аппроксимировать функцией Гаусса [17]:

$$\Phi_A^*(t) = \Phi_M(t) e^{-K_\phi [v - v_\phi(t)]^2}, \quad (5)$$

где  $\nu_\phi(t) = \frac{\lambda_\phi(t)}{C}$  - частота максимума излучения;  $C$  - скорость света.

Допустим так же, что поглощение в пленке ПТП отсутствует. Тогда световой поток, прошедший через ПТП с учетом (1) и (5) определится:

$$\Phi_A^*(t) = \int_{\nu_H}^{\nu_B} \Phi_A(\nu, t) T_A(\nu, t) d\nu = \Phi_M(t) T_M^*(t) \int_{\nu_H}^{\nu_B} \frac{e^{-K_\phi[\nu - \nu_\phi(t)]^2}}{(1+r^2) + 2r \cos[B^* \nu]} d\nu,$$

$$\text{где } B^* = \frac{B}{C} = \frac{4\pi n_2 d_2}{C}.$$

Для ОЭЭ видимой и инфракрасной области спектра при  $\nu_H \geq \nu \geq \nu_B \Rightarrow e^{-K_\phi[\nu - \nu_\phi(t)]^2} \ll 1$ . Принимая, в первом приближении,  $\nu_\phi(t) = \nu_{\phi 0}[1 + \alpha_{\nu\phi} \Delta t]$  и учитывая, что для ПТП из не поглощающих материалов  $\alpha_{TM} \approx 0$ ,  $r \ll 1$ , аппроксимируем температурную зависимость максимума излучения ИИ функцией  $\Phi_M(t) = \Phi_{M0} e^{-\alpha_\phi \Delta t}$ , получим:

$$\Phi_A^*(t) = \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0} e^{-\alpha_\phi \Delta t}}{1+r^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} (-r)^i e^{-\frac{(iB^*)^2}{4K_\phi}} \cos[iB^* \nu_\phi(t)] \right\} \approx$$

$$\approx \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0} e^{-\alpha_\phi \Delta t}}{1+r^2} \left\{ 1 - 2r e^{-\frac{B^{*2}}{4K_\phi}} \cos[B^* \nu_{\phi 0} (1 + \alpha \Delta t)] \right\}$$

где  $\alpha = \alpha_{\nu\phi} - (\alpha_{n_2} + \alpha_{d_2})$ ;  $\alpha_{n_2}, \alpha_{d_2}$  - температурные коэффициенты изменения показателей преломления и толщины пленки ПТП.

Без нарушения общности рассуждений можно принять величину нижней границы изменения температуры равной нулю  $t_H = 0$  (заменой переменной диапазон изменения  $t \in [t_H, t_B]$  всегда можно свести к диапазону  $t \in [0, t_B - t_H]$ ). В этом случае величина средней чувствительности ПИ в диапазоне рабочих температур определится из выражения:

$$J_0^* = \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0}}{\alpha_\phi t_B (1+r^2)} \left\{ e^{\alpha_\phi t_B} - 1 - \frac{2rB_2 e^{-\frac{B_2^2}{4K_\phi}}}{1+B_2^2} \left[ e^{\alpha_\phi t_B} \left[ \frac{1}{B_2} \cos B_1 \nu_{\phi 0} (1 + \alpha t_B) + \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. + \sin B_1 \nu_{\phi 0} (1 + \alpha t_B) \right] - \left( \frac{1}{B_2} \cos B_1 \nu_{\phi 0} + \sin B_1 \nu_{\phi 0} \right) \right\}$$

где  $B_2 = \frac{\alpha}{\alpha_\phi} B_1 \nu_{\phi 0}$ , а погрешность температурной стабилизации функции передачи ОЭУ определится из выражения:

$$P_M^* = \sup \left\{ \left| \frac{J^*(t_H)}{J_0^*} - 1 \right|, \left| \frac{J^*(t_B)}{J_0^*} - 1 \right|, \left| \frac{J^*(t_N)}{J_0^*} - 1 \right| \right\},$$

$$\text{где } t_N = \frac{1}{\alpha} \left\{ \frac{1}{B_1 \nu_0} \left[ \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+B_2^2}} - \arcsin \frac{e^{-\frac{B_2}{4K_s}}}{2r\sqrt{1+B_2^2}} + 2\pi N \right] - 1 \right\} -$$

значения температуры, соответствующие максимумам температурной зависимости погрешности компенсации.

Тогда из (3, 4) можно определить оптимальное значение толщины просветляющего термокомпенсирующего покрытия  $d_{2opt}$ :  $d_{2opt} = CB_{opt} / (4\pi n_2)$ . Величина коэффициента преломления  $n_2$  выбирается из условия наилучшего просветления (2.9).

На рис. 12 изображены зависимости максимальной погрешности температурной компенсации изменения потоков излучения арсенидогаллиевых излучающих диодов в функции толщины просветляющего термокомпенсирующего покрытия. В зависимостях наблюдается глобальный минимум температурной погрешности, который сдвигается в сторону меньших

толщин ПТП при уменьшении величины температурного коэффициента  $\alpha_{\Phi M}$  и при приближении величины показателя преломления ПТП к величине наилучшего просветления. Для образца излучающего диода с малой величиной температурного коэффициента  $\alpha_{\Phi M}$  в области толщин ПТП  $d_2 = 1,3 \div 4,6 \text{ мкм}$  наблюдается «эффект перекомпенсации».

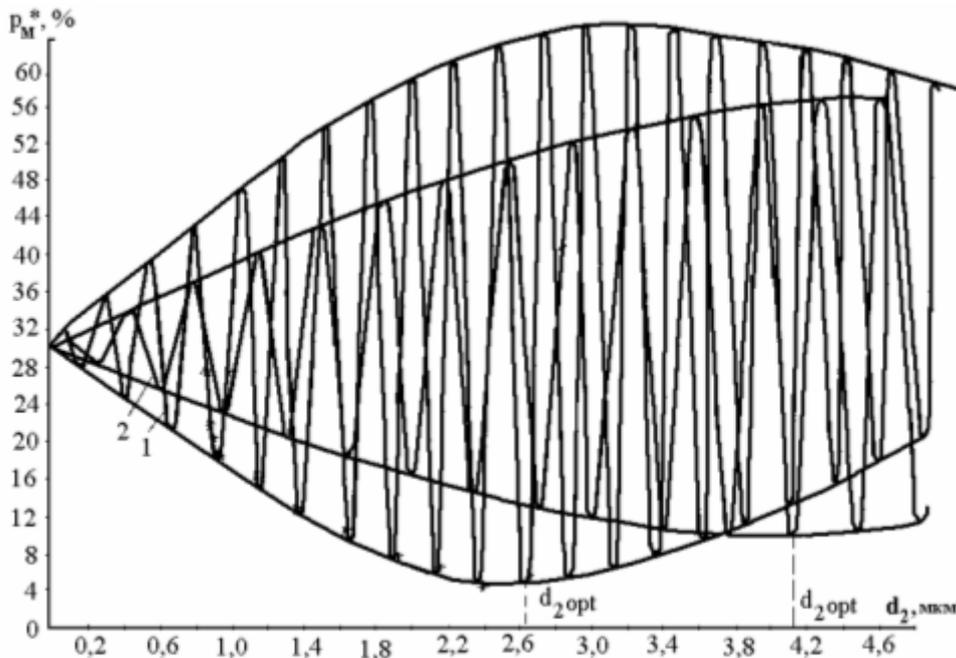


Рис.12 – Оптимизация толщины пленки ПТП

Как следует из результатов расчетов, использование ИИ в режиме питания от генератора тока и оптимизация параметров ПТП, обеспечивают снижение температурной погрешности функции передачи полупроводниковых ИИ в 20 - 40 раз (диапазон изменения температуры от  $-20^{\circ}\text{C}$  до  $+100^{\circ}\text{C}$ , кратность изменению тока питания ИИ - 40 раз).

### 3. Учет теплообмена при оптимизации МОС

Как показано ранее, большое влияние на эффективность температурной компенсации функции передачи МОС оказывает различие в температурных условиях оптоэлектронных элементов, определяемые их взаимным расположением и условиями теплообмена. При этом возможны следующие варианты.

1. Фотоприемник и источник излучения разнесены в пространстве достаточно далеко друг от друга. Связь между ПИ и ИИ осуществляется с помощью оптической системы, спектральные характеристики которой не изменяются. При достаточном удалении ПИ и ИИ друг от друга можно считать, что они находятся в независимых друг от друга температурных условиях ловиях. В этом случае, для стабилизации функции передачи МОС необходимо применять индивидуальную температурную стабилизацию источника и приемника излучения. Расположим между источником излучения и ОС и между ОС и приемником излучения термокомпенсирующие фильтры со спектральными характеристиками пропускания  $T_{\phi}(\lambda, t)$  и  $T_s(\lambda, t)$ , стабилизирующие их функции передачи. Будем считать, что между термокомпенсирующими фильтрами и соответствующими МОЭ существует идеальный тепловой контакт. В этом случае выражение для интегральной чувствительности ПИ имеет вид:

$$J^*(t_1, t_2) = \Phi_M^*(t_1) S_M^*(t_2) \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t_2) \Phi^*(\lambda, t_1) d\lambda, \quad (6)$$

где  $\Phi_M^*(t_1) = \Phi_M(t_1)\Phi_{Mn}^i(t_1)$ ;  $t_1, t_2$  - температура источника и приемника излучения соответственно;  $S_M^*(t_2) = S_M(t_2)S_{Mn}^k(t_2)$ ;  
 $S^*(\lambda, t_2) = S(\lambda, t_2)S_n^k(\lambda, t_2)$ ;  $\Phi^*(\lambda, t_1) = \Phi(\lambda, t_1)\Phi_n^i(\lambda, t_1)$ .

Обозначим:  $t_1 = t_{10} + \Delta t_1$ ;  $t_2 = t_{20} + \Delta t_2$

где  $t_{10}, t_{20}$  - средняя температура источника и приемника излучения соответственно;  $\Delta t_1, \Delta t_2$  - отклонение температуры источника и приемника излучения соответственно от среднего значения. Дифференцируя (6) по  $t_{10}, t_{20}$ , запишем условие температурной компенсации в виде:

$$\frac{dJ^*(t_{10}, t_{20})}{dt_{10}} \Delta t_1 + \frac{dJ^*(t_{10}, t_{20})}{dt_{20}} \Delta t_2 = 0. \quad (7)$$

Выражение (7) можно представить в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\Phi^*(t_{10})}{dt_{10}} \int_{\lambda_n}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t_2) \Phi^*(\lambda, t_1) d\lambda + \Phi_M^*(t_{10}) \int_{\lambda_n}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t_2) \frac{d\Phi^*(\lambda, t_{10})}{dt_{10}} d\lambda = 0 \\ \frac{dS_M^*(t_{20})}{dt_{20}} \int_{\lambda_n}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t_2) \Phi^*(\lambda, t_1) d\lambda + S_M^*(t_{20}) \int_{\lambda_n}^{\lambda_B} \Phi^*(\lambda, t_1) \frac{dS^*(\lambda, t_{20})}{dt_{20}} d\lambda = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Аппроксимируем спектральные характеристики МОЭ и СФЭ функциями Гаусса:

$$\begin{aligned} \Phi(\lambda, t_1) &= \exp[-K_\phi(\lambda - \lambda_\phi)^2], & \Phi_n^i(\lambda, t_1) &= \exp[-K_{\phi n}(\lambda - \lambda_{\phi n})^2], \\ S(\lambda, t_2) &= \exp[-K_s(\lambda - \lambda_s)^2], & S_n^k(\lambda, t_2) &= \exp[-K_{sn}(\lambda - \lambda_{sn})^2]. \end{aligned}$$

Определим величину интегральной чувствительности ПИ:

$$J^*(t_1, t_2) = \sqrt{\frac{\pi}{K_1}} S_M^*(t_2) \Phi_M^*(t_1) e^{-K_\phi^*(\lambda_\phi - \lambda_{\phi n})^2} e^{-K_s^*(\lambda_s - \lambda_{sn})^2},$$

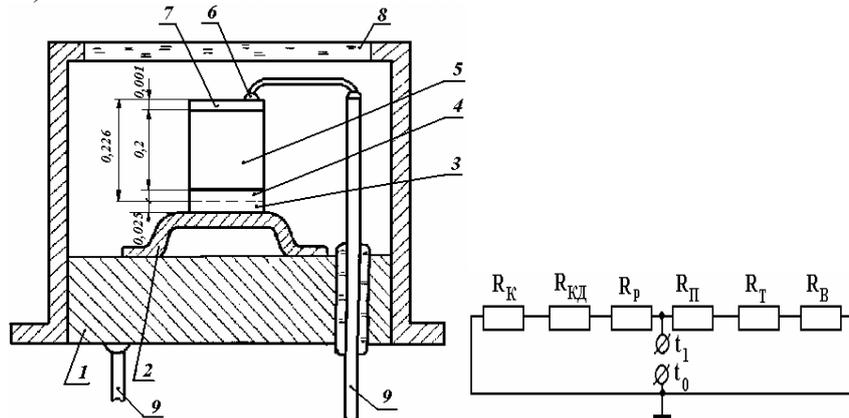
$$\text{где } K_1 = K_\phi + K_{\phi n} + K_s + K_{sn}; \quad K_\phi^* = \frac{K_\phi K_{\phi n}}{K_\phi + K_{\phi n}}; \quad K_s^* = \frac{K_s K_{sn}}{K_s + K_{sn}}.$$

Тогда система уравнений (8) запишется в виде:

$$\begin{cases} \alpha_{\phi M}^* - 2K_\phi^*(\lambda_\phi - \lambda_{\phi n})(\lambda_\phi \alpha_{\lambda_\phi} - \lambda_{\phi n} \alpha_{\lambda_{\phi n}}) = 0 \\ \alpha_{s M}^* - 2K_s^*(\lambda_s - \lambda_{sn})(\lambda_s \alpha_{\lambda_s} - \lambda_{sn} \alpha_{\lambda_{sn}}) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

В выражения (9) не входят величины  $t_1, t_2$ , поэтому возможна независимая температурная компенсация источника и приемника излучения.

2. Теплообмен между МОЭ и термокомпенсирующими фильтрами осуществляется за счет теплопроводности. В этом случае, разница температурных условий элементов минимальна и возможна эффективная стабилизация функции передачи МОС. Наилучшим случаем такого теплообмена является вариант, когда тонкопленочные термокомпенсирующие покрытия наносятся непосредственно на поверхность МОЭ. На рис. 13а) изображена конструкция [30], а на рис. 13б) - тепловая модель светодиода из GaP.



а) б)  
 Рис.13 – Конструкция и тепловая модель светодиода

Пусть на поверхность кристалла полупроводника нанесено ПТП. Можно считать, что корпус светодиода контактирует со средой с бесконечной теплоёмкостью и теплообмен осуществляется по закону Фурье, а вся тепловая энергия выделяется в тонком  $p-n$  переходе.

Запишем уравнение теплообмена в виде:  $t_1 - t_2 = R_0 Q_t$ , где  $t_1, t_2$  - температура  $p-n$  перехода и нижней поверхности корпуса светодиода;  $Q_t$  - мощность тепловой энергии, выделяемой в  $p-n$  переходе;

$$R_0 = \frac{(R_K + R_{КД} + R_P)(R_{П} + R_T + R_B)}{R_K + R_{КД} + R_P + R_{П} + R_T + R_B},$$

$R_K, R_{КД}, R_P$  - тепловые сопротивления корпуса, кристаллодержателя и  $p$ -области кристалла светодиода;  $R_{П}, R_T, R_B$  - тепловые сопротивления  $n$ -области кристалла, термокомпенсирующего покрытия и эквивалентное тепловое сопротивление газовой среды соответственно.

При указанных в [6] материалах и размерах светодиода разница среднеобъемных температур просветляющего термокомпенсирующего покрытия (моноокись кремния) и излучающего перехода составляет величину порядка  $0,05^\circ\text{C}$  при перегреве перехода относительно окружающей среды  $t_1 - t_2 = 100^\circ\text{C}$ . То есть, практически, светодиод и термокомпенсирующее тонкопленочное покрытие находятся в идентичных температурных условиях.

В ряде случаев, когда МОЭ используются в режиме импульсного питания, кроме статической разницы температур между МОЭ и термокомпенсирующим фильтром появляется динамическая разница температур, обусловленная конечной скоростью теплопередачи между элементами МОС. Нанесение тонкопленочных термокомпенсирующих покрытий непосредственно на поверхность МОЭ и в этом случае обеспечивает эффективную температурную компенсацию.

#### 4. Автоматический контроль температурных характеристик МОЭ в процессе их изготовления

При нанесении термокомпенсирующих тонкопленочных покрытий необходим постоянный контроль оптических параметров наносимых пленок. Схема вакуумной установки для нанесения ПТП полупроводниковых источников излучения с контролем их температурных характеристик изображена на рис. 14.

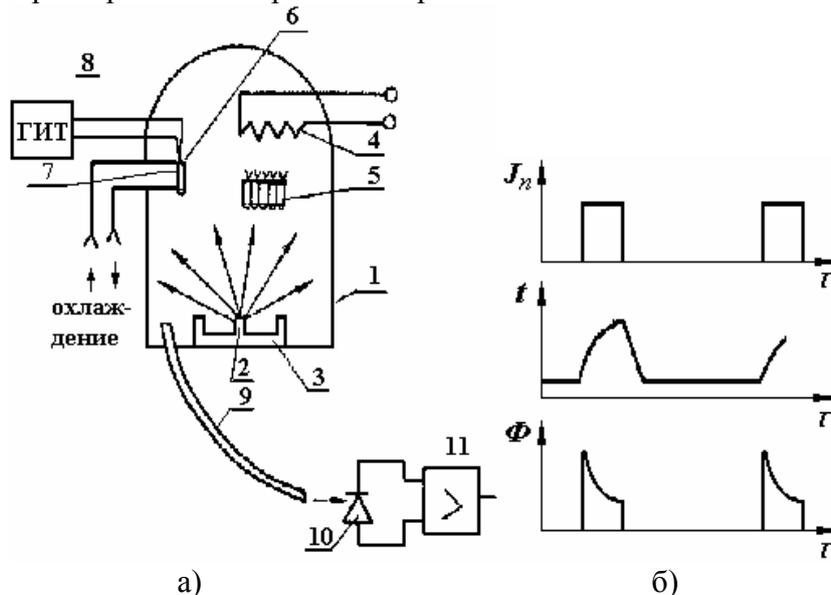


Рис. 14 – Схема установки нанесения ПТП полупроводниковых ИИ с контролем температурных характеристик

Под колпаком 1 испаряемый материал 2 наносится на поверхность кристаллов ИИ 5, подогреваемых нагревателем 4. Рядом с ИИ 5 находится контрольный ИИ 6, охлаждаемый в устройстве 7 до температуры  $t_H$ . Контрольный ИИ 6 питается от генератора ГИТ импульсами тока прямоугольной формы и большой скважности. Так как тепловое сопротивление полупроводниковых ИИ достаточно велико ( $200-700 \frac{\text{град}}{\text{Вт}}$ ) то, выбрав соответствующим образом величину и длительность  $\tau_H$  тока питания, можно нагреть излучающую область кристалла ИИ до наибольшей рабочей температуры  $t_B$ . Излучение контрольного ИИ 6 с помощью волоконно-оптического кабеля 9 попадает на приемник излучения 10, сигнал которого усиливается импульсным усилителем 11.

Принимая в первом приближении, что теплообмен между контрольным источником излучения и устройством охлаждения 7 осуществляется по закону Фурье и что вся тепловая энергия выделяется в тонком излучающем  $p-n$  переходе, запишем выражение для изменения температуры  $p-n$  перехода во времени (рис. 14):

$$t = \frac{t_B - t_H}{1 - e^{-a_\tau \tau_H}} (1 - e^{-a_\tau \tau}) + t_H,$$

где  $\tau_H$  - длительность импульса тока питания;  $\tau$  - время;  $a_\tau$  - коэффициент пропорциональности, определяемый тепловым сопротивлением источника излучения и величиной выделяемой в нем тепловой энергией. Так как температурную зависимость изменения мощности излучения арсенидогаллиевых и фосфидогаллиевых ИИ можно аппроксимировать функцией:  $\Phi_{II} = \Phi_{M0} e^{-P(t-t_H)}$ , то временное изменение тока короткого замыкания ПИ описывается функцией:

$$I_\Phi = J_S \Phi_{M0} \exp \left\{ - \frac{P(t_B - t_H)}{1 - e^{-a_\tau \tau_H}} (1 - e^{-a_\tau \tau}) \right\},$$

где  $J_S$  - чувствительность ПИ (с учетом потерь излучения при вводе и передаче по волоконно-оптическому кабелю).

В частности, при достаточной скорости нагрева:  $I_\Phi \approx J_S \Phi_{M0} e^{-PA_\tau(\tau)}$ , где  $A_\tau = a_\tau (t_B - t_H) / (1 - e^{-a_\tau \tau_H})$ .

Видно, что временное изменение тока ПИ отражает температурную зависимость изменения мощности излучения ИИ. Подключив к усилителю 11 устройство управления, осуществляющее вычисление погрешности температурной компенсации и отключение испарителя 3 при достижении заданной величины погрешности, можно полностью автоматизировать процесс нанесения термокомпенсирующих покрытий.

## 5. Особенности юстировки МОС

Многообразие факторов, влияющих на характеристики МОС при их производстве, приводит к большому разбросу параметров и необходимости индивидуальной подстройки. Ниже рассматриваемые способы подстройки параметров МОС позволяют существенно увеличить допуски на отклонение параметров их элементов от номинальных значений.

Подстройка параметров СФЭ может быть осуществлена несколькими способами. В качестве варьируемых параметров СФЭ могут использоваться: длина волны максимума пропускания, полоса пропускания, крутизна спектральной характеристики и т.д. Удобно осуществлять подстройку параметров СФЭ изменением длины волны максимума пропускания, так как для многих СФЭ изменение длины волны максимума пропускания не представляет особой сложности. Так изменение угла падения потока излучения на поверхность СФЭ приводит к соответствующему сдвигу его спектральной характеристики.

На рис.15 а) схематично изображена конструкция элементарного оптрона, в котором подстройка параметров СФЭ осуществляется изменением угла падения излучения на его

поверхность.

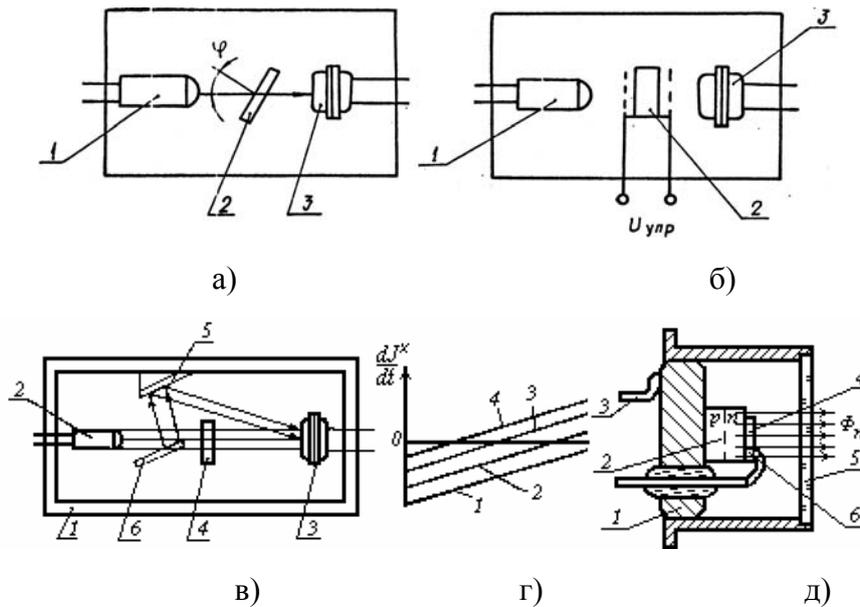


Рис.15 – Подстройка параметров МОС

Определив характеристики спектроформирующего элемента для среднестатистических спектральных и температурных характеристик МОЭ и некоторого среднего угла наклона, можно для реального образца компенсировать влияние отклонения его характеристик от расчетных изменением угла падения излучения на поверхность СФЭ.

На рис.15 б) изображена конструкция элементарного оптрона, в которой изменение длины волны максимума пропускания осуществляется изменением напряжения питания электрически управляемого СФЭ. В качестве управляемого СФЭ используется интерференционный фильтр, выполненный из вещества, обладающего электрооптическим эффектом, модулятор, использующие эффекты Франца-Келдыша и др. Такие фильтры позволяют реализовать элементарные оптроны вместе со спектроформирующими элементами в микропленочном и интегральном исполнении.

На рис. 15 в) изображена конструкция элементарного оптрона, в которой подстройка параметров СФЭ, используемого в качестве термокомпенсирующего фильтра, осуществляется изменением соотношения между потоком излучения падающим на приемник излучения через ТКФ и потоком минуящим его. Такой оптрон состоит из корпуса 1 источника излучения - 2, приемника излучения - 3 и ТКФ – 4. Между источником излучения и фильтром помещено регулируемое светоделительное устройство, состоящее из подвижного 6 и неподвижного 5 зеркал. Термокомпенсирующий фильтр рассчитывается для наилучшего сочетания температурных и спектральных характеристик элементов.

В случае, когда весь поток источника излучения падает на приемник через ТКФ. Для оптрона с наилучшим сочетанием характеристик результирующий температурный коэффициент окажется равным нулю (рис.15 г, кривая 1). В зависимости от соотношения спектральных и температурных характеристик {17} возможен эффект перекомпенсации, т.е. результирующий температурный коэффициент изменит знак (кривые 2, 3, 4). Перемещением подвижного зеркала 6 светоделительного устройства изменяется соотношение  $\gamma_n$  между световым потоком, прошедшим к приемнику излучения через ТКФ -  $\Phi_{TK}$  и потоком минуящим его -  $\Phi_{МТК}$ :

$$\gamma_n = \frac{\Phi_{TK}}{\Phi_{TK} + \Phi_{МТК}}. \quad (10)$$

Ясно, что всегда найдется такое положение подвижного зеркала, когда

результатирующий температурный коэффициент равен нулю.

Рассмотренный вариант регулировки температурного коэффициента функции передачи оптрона может быть так же реализован при использовании тонкопленочных термокомпенсирующих покрытий. На рис. 15 д) изображена конструкция полупроводникового излучающего диода с нанесенным на поверхность кристалла ПТП. С части поверхности кристалла ИИ, через которую выводится излучение диода во внешнюю среду, просветляющее термокомпенсирующее покрытие удалено (например, химическим травлением, испарением лазерным или электронным лучом и др.). Этим достигается изменение соотношения (10). Представим в первом приближении температурную зависимость интегральной чувствительности приемника излучения термокомпенсированного  $J^*(t)$  и некомпенсированного  $J(t)$  МОС в виде:

$$J^*(t) = J_0^*(1 + \alpha_J^* t); \quad J(t) = J_0(1 + \alpha_J t) \quad (11)$$

где  $J_0 = J(t_0)$ ;  $J_0^* = J^*(t_0)$ .

Тогда температурная зависимость интегральной чувствительности  $J_\gamma$  приемника излучения для оптрона, с части поверхности излучателя которого удалено термокомпенсирующее покрытие, можно определить из:

$$J_\gamma(t) = \gamma_n J^*(t) + (1 - \gamma_n) J(t),$$

где  $\gamma_n = \frac{Q_{TK}}{Q_0}$  - параметр подстройки;  $Q_0, Q_{TK}$  - полная площадь поверхности источника излучения и площадь поверхности, покрытая ПТП.

С учетом (10) и (11) получим:

$$J_\gamma(t) \approx J_0 \beta_\gamma (1 + \alpha_\gamma t), \quad (12)$$

$$\text{где } \beta_\gamma = 1 + \gamma_n (\beta - 1); \quad \alpha_\gamma = \frac{\gamma_n \beta \alpha_J^* + (1 - \gamma_n) \alpha_J}{\gamma_n \beta + (1 - \gamma_n)}.$$

Откуда имеем:  $\alpha_\gamma = 0$  при  $\gamma_n = \gamma_{opt} = \frac{1}{1 - \beta \rho_\gamma}$ ,

где  $\rho_\gamma = \frac{\alpha_J^*}{\alpha_J} \leq 0$  - параметр перекомпенсации. Таким образом, соотношение поверхностей источника излучения, покрытых и непокрытых ПТП, определяется соотношением температурных коэффициентов изменения чувствительности в режиме перекомпенсации и некомпенсированного МОС.

Из (12) следует, что величина коэффициента использования ИИ  $\beta_\gamma$  возрастает при уменьшении  $\rho_\gamma$ , т.е. чем больше перекомпенсация, тем больше коэффициент использования ИИ (рис. 16).

$$\beta_\gamma(\gamma_{opt}) = \frac{\beta(1 - \rho_\gamma)}{1 - \beta \rho_\gamma} \rightarrow 1, \rho_\gamma \rightarrow -\infty$$

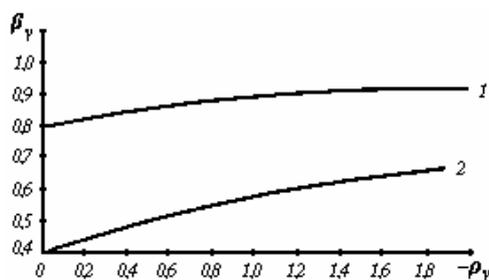
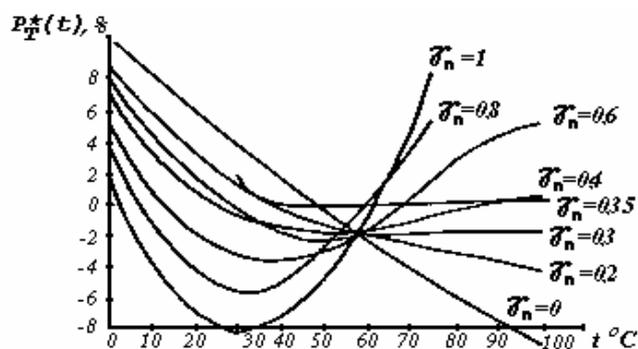
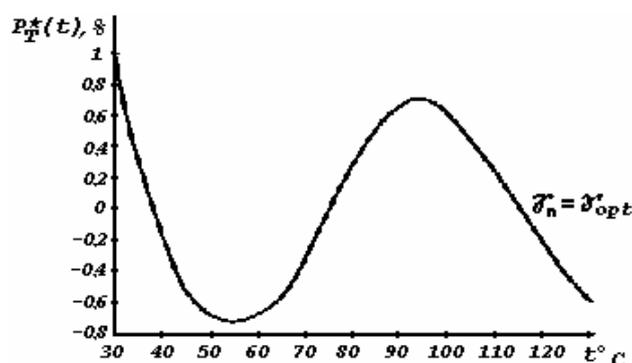


Рис. 16 – Влияние параметра перекомпенсации

На рис.17 а, б изображены экспериментальные температурные зависимости погрешности температурной компенсации изменения мощности излучения арсенидогаллиевого диода при различных значениях параметра подстройки  $\gamma_n$  и исходной максимальной погрешности компенсации 8%. В зависимости наблюдается глубокий минимум при  $\gamma_n = \gamma_{opt} = 0,33$ . Здесь максимальная погрешность компенсации снижается более чем в 10 раз.



а)



б)

Рис. 17 – Зависимость погрешности термокомпенсации от параметра подстройки

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонов Д.Р. и др. Рабочий эталон силы света на основе светодиода. //http://www/corvette-lights.ru/lab\_device/etalon.html
2. А.С. 1329494 SU Н 03 М 1/24. Устройство для осаждения термокомпенсирующих покрытий светодиодов. /Матюнин С.А., Конюхов Н.Е., Плют А.А., Мишанин Н.Д. №3925391 //Открытия. Изобретения. 1987. Б.И.
3. А.С. 817807 СССР Н 01 L 15/00. Оптрон. /Матюнин С.А., Конюхов Н.Е., Плют А.А. № 2764633 //Открытия. Изобретения. 1981. Б.И. 12
4. А.С. 953940 СССР. Оптрон. /Матюнин С.А., Конюхов Н.Е., Плют А.А. №3254611. //Открытия. Изобретения. 1982 Б.И

5. Арсенид галлия. /Под ред. М.А. Кривого. –Томск: Из-во Томского ун-та, 1974.-314с.
6. Берг А., Дин П. Светодиоды. –М.: Мир, 1979.- 686 с.
7. Борисевич Н.А., Верещагин В.Г., Валидов М.А. Инфракрасные фильтры. –Минск: Наука и техника. 1971.- 228 с.
8. Верещагин В. Г., Замковец А.Д. Отрезающие фильтры для далекой ИК области спектра. //Оптический журнал. -1998. №4. -с. 79-81.
9. Крылова Т.Н. Интерференционные покрытия. –Л.: Машиностроение, 1973. -с. 224 с.
10. Майссел Л, Глэнг Р. Технология тонких плёнок. Справочник. –М.: 1977.
11. Матюнин С.А.. Интерференционный светофильтр с профилированной подложкой. //Известия Вузов. Приборостроение. –1982. №11, с. 66-70 .
12. Матюнин С.А.. Классификация и принципы построения МОС. //Оптика. Изд-во самарского центра РАН. Самара. -2001.с
13. Матюнин С.А.. Методика оптимизации термокомпенсирующих покрытий светоизлучающих диодов. //НИИ СЭУ, СГАУ, сб. трудов. 1996.
14. Матюнин С.А., Иноземцев М.Ю. Контроль параметров многокомпонентных оптронных структур в процессе их производства. /Международный симпозиум “Надежность и качество 2001”. -Пенза. –2001. –с.
15. Матюнин С.А., Леонович Г.И. Способ изготовления термокомпенсированных светодиодов. /Материалы 1-й Поволжской НТК, ГПСО «Импульс», ч.2. -Самара, -1995. с.43-45.
16. Матюнин С.А., Плют А.А. Способ температурной стабилизации световых характеристик оптоэлектронных устройств. //Радиотехника. –1981. т. 36, №2. -с. 78-82
17. Матюнин С.А. Многокомпонентные оптронные структуры. –Самара.: Самарский научный центр РАН, 2001. -260с.:ил.
18. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оptrоны и их применение.-М.: Радио и связь. -1981. –280с.
19. Плют А.А., Матюнин С.А. Температурная стабилизация световых характеристик оптоэлектронных устройств в широком диапазоне температур. //Радиотехника. -1982. №5.- с.77-81.
20. Порфирьев Л.Ф. Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных системах. -Л.: Машиностроение, 1989.-387с.
21. Расулов Д.Т. Температурная зависимость спектральной характеристики пленочных фотоприемников. //Гелиотехника, -1979. №3. -с.78-79.
22. Рахлин М.Ф., Смовж А.И. Исследование стабильности функциональных фоторезисторов с компенсирующей нагрузкой. //Полупроводниковая техника и микроэлектроника. -1979. №29. –с. 58-64.
23. Фурман Ш.А. Тонкослойные оптические покрытия. –Л.: Машиностроение. 1977.-263с.

## УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

**Матюнин Сергей Александрович**

### **АВТОМАТИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ В ПРОЦЕССЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ.**

Утверждено к печати Самарским государственным аэрокосмическим университетом имени С.П. Королева

ЛР №  
Подписано к печати  
Формат 60 x 90 1/16. Гарнитура Таймс  
Печать офсетная  
Усл. печ. л. 1,9 п.л. Уч. -изд. л.  
Тираж 100 экз.

Издательство Самарского государственного аэрокосмического университета имени С.П. Королева