

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ ПЕРЕДАЧИ МОДУЛЯЦИИ НЕСКАНИРУЮЩИХ ТЕПЛОВИЗИОННЫХ ПРИБОРОВ

© 2007 г. В. А. Овсянников, канд. техн. наук; В. Л. Филиппов, доктор физ.-мат. наук;
С. Н. Шушарин

НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань

Описан простой косвенный метод оценки функции передачи модуляции несканирующего тепловизионного прибора путем измерения его угловой ширины разрешения. Доказана применимость данного метода для достаточно широкого диапазона параметров прибора.

Коды OCIS: 120.4640.

Поступила в редакцию 19.06.2006.

Одной из основных характеристик тепловизионных приборов (ТВП) является функция передачи модуляции (ФПМ), определяющая их температурно-частотную характеристику (ТЧХ) и через нее эффективность ТВП. Отметим прежде всего, что для несканирующих ТВП с выборкой понятие ФПМ нуждается в уточнении, поскольку оно, вообще говоря, применимо лишь к линейным и пространственно-инвариантным системам. Однако современные ТВП, считаясь вполне линейными (по крайней мере для малых сигналов), пространственно-инвариантными системами не являются, ибо их функция рассеяния линии (ФРЛ), а значит, и результирующая ФПМ, представляющая собой модуль преобразования Фурье от этой ФРЛ, зависят от ориентации тест-объекта относительно элементов матричного фотоприемника (МФП), реализующего выборку. Поэтому результирующая, характеризующая прибор в целом ФПМ в данном случае не определена. Тем не менее можно найти некую эффективную результирующую ФПМ ТВП, которая, будучи использованной как и обычная ФПМ, например, для прогноза ТЧХ или дальности действия прибора, даст результаты, соответствующие экспериментальным оценкам. Именно этот смысл понятия “результирующая ФПМ” ТВП с выборкой мы и будем иметь в виду далее.

Для экспериментальной оценки ФПМ входного блока несканирующего ТВП (объектив + элемент МФП как линейный фильтр) известно несколько методов [1].

Один из таких методов предполагает использование тест-объекта в виде узкой излучающей щели шириной не менее чем в 5–7 раз меньше периода МФП Δa , дискретно перемещающейся с шагом $\Delta l \approx \Delta a/20$ по соответствующей координате, например по строке. Для каждого положения щели с облучаемого элемента МФП снимаются сигналы, совокупность которых образует ФРЛ $L(l)$. Дискретное преобразование Фурье этой ФРЛ дает ФПМ входного блока ТВП.

Другой метод использует узкую неподвижную щель, ориентированную под некоторым малым углом α к столбцам МФП. ФРЛ здесь формируется множеством сигналов, снимаемых с элементов столбца МФП, воспринимающих излучение данной щели, причем сигналы, соответствующие смежным элементам данного столбца, отвечают шагу отсчетов значений ФРЛ, равному $\Delta l = \Delta a \tan \alpha$. Дальнейшая обработка ФРЛ аналогична.

Еще один способ измерения ФРЛ предусматривает использование в качестве тест-объекта прямолинейной резкой границы (“края”) двух протяженных объектов с разной температурой. При оценке ФПМ по строке этот край ориентируется под некоторым малым углом α к столбцам элементов МФП. Совокупность сигналов, снимаемых с элемента каждой строки МФП, сдвинутых друг относительно друга на шаг $\Delta l = \Delta a \tan \alpha$, образует в итоге функцию рассеяния края $T(l)$. Эта функция определяет ФРЛ

$$L(l) = \frac{dT(l)}{dl},$$

преобразование Фурье которой дает искомую ФПМ.

Помимо сложности реализации, существенным недостатком данных методов является то, что полученная таким образом ФПМ не учитывает наличия выборки и видеоконтрольного устройства (ВКУ). Поэтому для определения результирующей ФПМ прибора ее приходится дополнительно умножать на ФПМ этой выборки и измеренную или рассчитанную ФПМ ВКУ, что лишает подобные измерения необходимой полноты и представительности.

Для получения более адекватной экспериментальной оценки ФПМ прибора учтем, что искомая ФПМ, как правило, близка к гауссовой [2, 3]:

$$K_{\Sigma}(v) = \exp(-2\pi^2 \sigma_{\Sigma}^2 v^2), \quad (1)$$

где v – угловая частота.

При этом для обычных, сканирующих ТВП параметр аппроксимации σ_{Σ} связан простой формулой [2, 3] с угловой шириной разрешения $\Delta \xi$ – угло-

вой шириной прямоугольного излучателя (щели), которой отвечает пиковое значение выходного отклика ТВП, равное половине максимального значения отклика, достигаемого для протяженного объекта с тем же тепловым контрастом,

$$\sigma_{\Sigma} = 0,74\Delta\xi. \quad (2)$$

Отметим, что $\Delta\xi$ считается наиболее представительным параметром, характеризующим разрешающую способность ТВП, и в описаниях ТВП зарубежного производства, по крайней мере гражданского применения, обычно приводится именно данная величина (называемая там угловым разрешением).

Следовательно, измерив величину $\Delta\xi$, можно в принципе восстановить и всю ФПМ согласно (1).

При описании несканирующих ТВП, использующих выборку, параметр $\Delta\xi$ нуждается в некоторой модификации (ее идея описана в [4]).

Представим себе прямоугольную излучающую щель, длина которой составляет не менее $n = 15$ элементов МФП, развернутую на угол $2^\circ - 5^\circ$ относительно структуры МФП (см. рисунок). При визировании прибором такого тест-объекта каждому элементу МФП с номером i, j (по строке и кадру соответственно) будет отвечать выходной сигнал в виде, например, перепада яркости соответствующего элемента изображения $\Delta L'_{ij}$. Тогда под угловой шириной разрешения (здесь – по кадру) можно понимать такое значение угловой ширины щели $\Delta\xi$, при котором среднее по строке из максимальных по кадру значений выходного отклика прибора, равное

$$\Delta L' = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \max_j \Delta L'_{ij},$$

составляет величину, равную половине выходного отклика, достигаемого при $\Delta\xi \rightarrow \infty$.

Легко заметить, что определяемая таким образом величина $\Delta\xi$ в отличие от классической, используемой для описания сканирующих ТВП, чувствительна и к выборке.

Установим взаимосвязь значений σ_{Σ} и $\Delta\xi$ для несканирующего ТВП. Предположим, что щель с угловой шириной $\Delta\xi$ имеет тепловой контраст с фоном ΔT_m (см. рисунок). Тогда одномерный спектр входного сигнала выразится формулой

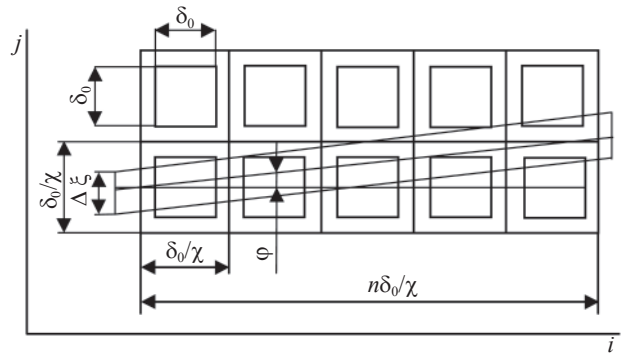


Схема измерения угловой ширины разрешения несканирующих ТВП.

$$S(x) = \frac{\Delta T_m \Delta\xi}{\delta_0} \frac{\sin(\pi \Delta\xi x / \delta_0)}{\pi \Delta\xi x / \delta_0},$$

где $x = \delta_0$, δ_0 – элементарное поле зрения ТВП.

Далее, ФПМ прибора $K(x)$ без учета выборки, определяемую в основном пятном рассеяния объекта и элементом МФП, также можно записать в виде гауссовской функции, которая в зависимости от относительной частоты x имеет вид:

$$K(x) = \exp(-2\pi^2 \rho^2 x^2), \quad (3)$$

где $\rho = \sigma / \delta_0$, σ – параметр аппроксимации.

Тогда выходной сигнал, соответствующий элементу МФП, которому отвечает угловое смещение центра щели относительно центра этого элемента φ , пропорционален величине

$$\begin{aligned} \Delta T(\varphi) &= 2 \int_0^{\infty} S(x) K(x) \cos(2\pi x \varphi / \delta_0) dx = \\ &= \frac{\Delta T_m}{2} \left[\Phi\left(\frac{\Delta\xi + 2\varphi}{2\rho\delta_0}\right) + \Phi\left(\frac{\Delta\xi - 2\varphi}{2\rho\delta_0}\right) \right], \end{aligned}$$

$$\Phi(Y) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^Y e^{-t^2/2} dt \quad | \text{ – интеграл вероятности.}$$

В свою очередь отклик $\Delta L'_{ij}$, средний по всем n элементам строки МФП, которым отвечает смещение $0 \leq \varphi \leq \delta_0/2\chi$ (и, значит, максимальный выходной отклик, возникающий на элементах этой же строки), будет пропорционален значению следующего интеграла:

$$\begin{aligned} \Delta T^* &= \frac{2}{\delta_0} \int_0^{\delta_0/2\chi} \Delta T(\varphi) d\varphi = \frac{\Delta T_m \chi}{2} \left[\left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} + \frac{1}{\chi} \right) \Phi\left(\frac{\left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} + \frac{1}{\chi} \right)}{2\rho} \right) - \right. \\ &\left. - \left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} - \frac{1}{\chi} \right) \Phi\left(\frac{\left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} - \frac{1}{\chi} \right)}{2\rho} \right) + \frac{2\sqrt{2}\rho}{\sqrt{\pi}} \left(\exp\left(-\frac{\left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} + \frac{1}{\chi} \right)^2}{8\rho^2} \right) - \exp\left(-\frac{\left(\frac{\Delta\xi}{\delta_0} - \frac{1}{\chi} \right)^2}{8\rho^2} \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\chi = a/\Delta a$, a – размер элемента МФП, Δa – шаг элементов (период выборки).

В случае использования в ТВП микросканирования [5] значение χ в (4) следует удвоить.

При этом для каждого значения χ и параметра ρ можно найти такое значение $\gamma = \Delta\xi/\delta_0$, при котором согласно определению величины $\Delta\xi$ выполняется условие $\Delta T^* = \Delta T_m/2$.

Учтем далее, что ФПМ выборки, описываемую формулой [5]

$$K_B(x) = \frac{\sin(\pi x \delta_0 / \chi)}{\pi x \delta_0 / \chi},$$

можно приближенно аппроксимировать гауссовой зависимостью вида (3) с параметром ρ_B , равным [5]

$$\rho_B = 0,282/\chi.$$

Тогда для параметра ρ_Σ результирующей ФПМ прибора (также в относительном виде)

$$K_\Sigma(x) = \exp(-2\pi^2 \rho_\Sigma^2 x^2), \quad \rho_\Sigma = \sigma_\Sigma / \delta_0$$

имеем выражение

$$\rho_\Sigma = \sqrt{\rho^2 + \rho_B^2} = \sqrt{\rho^2 + 0,08/\chi^2}.$$

При этом, как показывает анализ, для всех типовых значений $\chi \geq 0,7$ и $\rho \geq 0,5$ отношение $\rho_\Sigma/\gamma = \sigma_\Sigma/\Delta\xi$, незначительно увеличиваясь с ростом χ и ρ , изменяется лишь в пределах от 0,71 до 0,74. Это означает, что измерив согласно изложенному угловую ширину разрешения $\Delta\xi$, параметр σ_Σ , определяющий по (1) искомую ФПМ несканирующего ТВП, можно с погрешностью, не превышающей 2% (что намного меньше погрешности измерения $\Delta\xi$), рассчитать по общей простой формуле

$$\sigma_\Sigma = 0,725\Delta\xi. \quad (5)$$

При этом знания топологии МФП, используемого в исследуемом ТВП, уже не требуется. Кроме того, при большой длине щели полученные результаты практически не зависят ни от числа n задействованных элементов МФП, ни от угла наклона α этой щели, ни от ее первоначального смещения.

В частности, для сканирующего ТВП (без выборки) имеем $\chi \rightarrow \infty$, и тогда вместо (4) находим

$$\Delta T^* = \Delta T_m \Phi\left(\frac{\Delta\xi}{2\rho\delta_0}\right),$$

откуда (для $\sigma_\Sigma = \sigma$) вытекает отмеченное выше соотношение (2).

Заметим, что найденная по (5) величина σ_Σ вполне определяет эффективное значение элементарного поля зрения ТВП, являющееся одним из его основных технических параметров [3], $\delta = \sigma_\Sigma/0,55$.

Можно полагать, что полученные результаты будут полезны при аттестации несканирующих ТВП.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Driggers R.G. et al.* Laboratory measurement of sampled infrared imaging system performance // Opt. Eng. 1999. V. 38. № 5. P. 852–861.
2. *Госсорг Ж.* ИК термография. М.: Мир, 1988. 400 с.
3. *Алеев Р.М., Иванов В.П., Овсянников В.А.* Основы теории анализа и синтеза воздушной тепловизионной аппаратуры. Казань: Изд. Каз. ун-та, 2000. 252 с.
4. *Куртеев Н.Д., Смирнов А.В.* Методы измерения параметров систем тепловизор–ЭВМ // Тепловидение. М.: МИРЭА, 1998. В. 12. С. 30–37.
5. *Holst G.* Electro-optical imaging system performance. 3ed. SPIE press, 2003. 442 с.

СОГЛАСОВАНИЕ РАЗМЕРОВ КРУЖКА РАССЕЙЯНИЯ ОБЪЕКТИВА С ЭЛЕМЕНТОМ ФОТОПРИЕМНОГО УСТРОЙСТВА ТЕПЛОВИЗИОННОГО ПРИБОРА

© 2007 г. В. А. Овсянников, канд. техн. наук; В. Л. Филиппов, доктор физ.-мат. наук

НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань

Исходя из условия достижения минимального значения разрешения тепловизионного прибора на местности обосновываются требования к отношению размеров кружка рассеяния его объектива и элемента фотоприемного устройства. Показано, что практически во всех случаях это отношение целесообразно выбирать близким к двум.

Коды OCIS: 120.4640.

Поступила в редакцию 12.09.2006.

Одним из основных путей повышения эффективности тепловизионных приборов (ТВП) является уменьшение (улучшение) их углового разрешения, что достигается за счет уменьшения как углового диаметра кружка рассеяния объектива $\delta_{об}$, так и элементарного поля зрения δ_0 – углового размера элемента фотоприемного устройства (ФПУ). При этом если значение $\delta_{об}$ не может быть меньше углового диаметра дифракционного кружка рассеяния объектива, то для величины δ_0 принципиальных ограничений не существует. Однако чрезмерное уменьшение элементарного поля зрения ТВП влечет за собой недопустимое увеличение разности температур, эквивалентной шуму, что, напротив, снижает эффективность прибора. Поэтому возникает проблема рационального выбора соотношения размеров кружка рассеяния объектива и элемента ФПУ, при котором разрешение ТВП на местности, определяющее вероятность вскрытия (обнаружения или распознавания) объектов, достигает минимального значения.

Разрешение на местности (полупериод разрешаемой эквивалентной миры) находится из соответствующей температурно-частотной характеристики (ТЧХ) ТВП – зависимости разрешаемой разности температур $\Delta T_{раз}$ от угловой частоты миры ν . Для современных несканирующих ТВП, использующих матричные ФПУ, эта ТЧХ в относительных единицах хорошо аппроксимируется формулой [1]

$$\frac{\Delta T_{раз} r \alpha \chi \vartheta}{\Delta T} = 0,3 \exp(3,7x^2 + 4,35x) = E(x),$$

$$x = \nu \delta, \quad r = \sqrt{TF}, \quad \chi = a/\Delta a, \quad (1)$$

$$\vartheta = \delta/\delta_0, \quad \delta_0 = a/f,$$

где ΔT – разность температур, эквивалентная шуму; a – размер элемента ФПУ, Δa – шаг (период) элементов ФПУ, f – фокусное расстояние объектива, T – постоянная времени глаза, F – частота кадров, δ – эффективное значение элементарного поля зрения; α – коэффициент, равный 1 в отсутствие микросканирования и 2 при его наличии.

При этом для эквивалентной тепловой миры имеет место соотношение

$$\Delta T_{раз} = |\Delta T_R| \tau_a, \quad (2)$$

где $\Delta T_{раз}$ – разность радиационных температур объекта и фона, τ_a – коэффициент пропускания атмосферы на трассе.

Эффективное значение элементарного поля зрения δ – это элементарное поле зрения “нормального” ТВП, имеющего ширину функции передачи модуляции (ФПМ), равную таковой для данного ТВП. При этом под “нормальным” понимается ТВП, результирующая ФПМ которого, аппроксимируемая формулой

$$K_{\Sigma}(\nu) = \exp(-2\pi^2 \sigma_{\Sigma}^2 \nu^2), \quad (3)$$

где σ_{Σ} – параметр аппроксимации, в равной степени определяется ФПМ всех четырех его компонентов – объектива, ФПУ, усилителя и индикатора – с соответствующим параметром σ аппроксимирующей гауссовой функции, причем [1]

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{4\sigma^2} = 0,55\delta_0.$$

Учтем далее, что в реальных несканирующих ТВП имеет место выборка с ФПМ [2]

$$K_b(\nu) = \frac{\sin(\pi\nu\delta_0/\alpha\chi)}{\pi\nu\delta_0/\alpha\chi}, \quad (4)$$

также аппроксимируемой гауссовой зависимостью вида (3) с параметром $\sigma_b = 0,28\delta_0/\alpha\chi$, и смаз изображения, возникающий при использовании динамической ТЧХ, наиболее адекватно отражающей возможности несканирующего ТВП, с ФПМ, определяемой той же самой формулой (4) (т. е. с параметром аппроксимации $\sigma_c = \sigma_b$), а параметр σ_n гауссовой ФПМ индикатора составляет $\sigma_n = \sigma/\alpha\chi$. Кроме того, в действительности отношение $\alpha_{об} = \delta_{об}/\delta_0$ углового диаметра кружка рассеяния объектива $\delta_{об}$ к элементарному полю зрения δ_0 может существенно отличаться от 1. Тогда выражение для δ будет иметь вид:

$$\delta = 9\delta_0, \quad \vartheta = \frac{\sqrt{2\sigma^2 + \alpha_{об}^2\sigma^2 + \sigma_b^2 + \sigma_c^2 + \sigma_u^2}}{\sigma_\Sigma} = \sqrt{0,5 + 0,25\alpha_{об}^2 + 0,77/\alpha^2\chi^2}. \quad (5)$$

При этом значение $\alpha_{об}$ определяется формулой [2]:

$$\alpha_{об} = \delta_{об}/\delta_0 = d_{об}/a, \quad d_{об} = \sqrt{d_d^2 + d_a^2}, \quad d_d = 0,84d_0, \quad d_0 = 2,44 \times 10^{-4} \lambda/\varepsilon,$$

где λ – средняя длина волны спектрального рабочего диапазона, d_0 , d_d – номинальный и эффективный диаметры дифракционного кружка рассеяния объекта; d_a – эффективный диаметр абберационного кружка рассеяния объектива (обычно $d_a < d_d$).

Под величинами d_a , d_d здесь понимаются диаметры окружностей, в которых сосредоточено 85% энергии гауссова пятна рассеяния объектива, эквивалентное разрешение [3] которого равно таковому для объектива с реальным распределением энергии в соответствующем пятне.

Тогда для гауссовой аппроксимации ФПМ объектива вида (3) с параметром $\sigma_{об}$ имеет место соотношение [3]:

$$\sigma_{об} = 0,26d_{об}/f = 0,26\alpha_{об}\delta_0.$$

Из (1), (2) находим выражение для разрешения на местности:

$$A = \frac{D\delta}{2x}, \quad x = E^{-1} \frac{|\Delta T_R| \tau_a r \alpha \chi \vartheta}{\Delta T}, \quad E^{-1}(m) = 0,59(\sqrt{1 + 0,78 \ln(m/0,3)} - 1), \quad (6)$$

где D – дистанция до объекта.

Входящая в (6) разность температур, эквивалентная шуму, определяется известной формулой (пространственный шум считаем пренебрежимо малым) [1, 2]:

$$\Delta T = \frac{4\sqrt{\Delta f}}{D_m^* \varepsilon^2 a K (\partial M/\partial T)}, \quad \Delta f = 1/2t_n, \quad (7)$$

где Δf – шумовая полоса пропускания, t_n – время накопления, D_m^* – удельная обнаружительная способность ФПУ в максимуме спектральной чувствительности, K – коэффициент использования излучения, $\partial M/\partial T$ – производная по температуре от энергетической светимости черного тела в спектральном рабочем диапазоне.

Предположим, что ФПУ уже выбрано и вариации отношения $\alpha_{об}$ осуществляются путем измене-

ния фокусного расстояния f . При этом считаем $\delta_{об} = \text{const}$, что реализуется, например, при $d_a \ll d_d$. Тогда, как следует из (7), при работе ФПУ в обычном режиме (D_m^* от ε не зависит) значение ΔT в (6) можно записать в виде

$$\Delta T = \alpha_{об}^2 \Delta T^*, \quad (8)$$

где ΔT^* – разность температур, эквивалентная шуму, при $\alpha_{об} = 1$.

При этом значение δ в (5) составляет

$$\delta = 9\delta_0^*/\alpha_{об}, \quad (9)$$

где δ_0^* – значение элементарного поля зрения при $\alpha_{об} = 1$, и вместо (6) получаем следующее выражение:

$$A = \frac{0,85D\delta_0^*\vartheta}{\alpha_{об} \left(\sqrt{1 + 0,78 \ln(m^* \alpha \chi \vartheta / 0,3\alpha_{об}^n)} - 1 \right)}, \quad m^* = \frac{|\Delta T_R| \tau_a r}{\Delta T^*}, \quad (10)$$

где коэффициент ϑ определяется по (5), а $n = 2$.

Найденные по (10) зависимости $\gamma = A/A^* = f(\alpha_{об})$ (A^* – значение A при $\alpha_{об} = 1$), практически общие для всех значений $0,7 \leq \alpha \chi \leq 2$, приведены в табл. 1.

Очевидно, зависимости $\gamma = f(\alpha_{об})$ имеют слабо выраженные минимумы, причем для $m^* \geq 8-12$ (что отвечает типовому значению отношения сигнал/шум $m = m^* \alpha \chi \vartheta / \alpha_{об}^2 \geq 2-3$) оптимальное значение $\alpha_{об}^2 = 2-3$.

Допустим теперь, что выбранное ФПУ работает в режиме ограничения фоном (ОФ), в котором значение D_m^* в (7) обратно пропорционально ε [1-3]. Тогда вместо (8) имеем соотношение $\Delta T = \alpha_{об} \Delta T^*$ и значение A определяется выражением (10) при $n = 1$.

Соответствующие зависимости $\gamma = f(\alpha_{об})$ представлены для тех же условий в табл. 2.

Из приведенных в таблицах данных видно, что уменьшение значения γ с увеличением отношения $\alpha_{об}$ для режима ОФ выражено более отчетливо, чем для обычного режима.

Таблица 1. Зависимости $\gamma = f(\alpha_{об})$ для ряда значений m^* (обычный режим)

$\alpha_{об}$	γ			
	$m^* = 4$	$m^* = 6$	$m^* = 8$	$m^* = 12$
1	1	1	1	1
1,5	0,88	0,89	0,85	0,83
2	0,92	0,85	0,8	0,78
2,5	1	0,88	0,8	0,76
3	1,04	0,94	0,81	0,76
3,5	—	—	0,89	0,77

Таблица 2. Зависимости $\gamma = f(\alpha_{об})$ для ряда значений m^* (режим ОФ)

$\alpha_{об}$	γ			
	$m^* = 4$	$m^* = 6$	$m^* = 8$	$m^* = 12$
1	1	1	1	1
1,5	0,84	0,8	0,79	0,78
2	0,80	0,76	0,70	0,67
2,5	0,77	0,70	0,65	0,61
3	0,81	0,69	0,62	0,58
3,5	0,83	0,69	0,6	0,56
4	0,90	0,69	0,60	0,54

Таблица 3. $\beta = f(\alpha_{об})$

$\alpha_{об}$	1	2	2,5	3	3,5	4
β	0,89	0,44	0,31	0,23	0,17	0,14

Рассмотрим теперь ситуацию, когда параметры объектива ТВП фиксированы и вариации отношения $\alpha_{об}$ реализуются за счет изменения размера элемента ФПУ. Легко показать, что зависимость $A = f(\alpha_{об})$ здесь также определяется формулой (10) при $n = 1$ как для режима ОФ, так и для обычного режима работы, чему соответствуют зависимости $\gamma = f(\alpha_{об})$, отраженные в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что в типовом для ТВП режиме ОФ оптимальное значение $\alpha_{об}$ в зависимости от отношения сигнал/шум m^* составляет $\alpha_{об} = 2-4$. Это означает, что уменьшение элементарного поля зрения ТВП (по отношению к “классическому” соотношению $\delta_0 = \delta_0^*$), реализуемое как посредством увеличения фокусного расстояния объектива, так и путем уменьшения размеров элемента ФПУ, улучшает, особенно для достаточно больших значений m^* , разрешение ТВП на местности, несмотря на сопутствующее (для режима ОФ не слишком быстрое) увеличение разности температур, эквивалентной шуму. Полученный результат вполне отвечает и рекомендациям автора работы [3], сделанным на основе несколько иных, скорее качественных, соображений, согласно которым для дифракционно-ограниченного объектива оптимальное значение отношения $Q = 10^{-4}\lambda/\epsilon a$ (для ФПУ без межэлементных зазоров) находится в интервале $Q = 1-2$. При этом для $Q = 1$ предельные значения пространственной частоты ФПМ объектива $p_0 = 10^4\epsilon/\lambda$ и элемента ФПУ $p_s = 1/a$ совпадают, обеспечивая согласование этих ФПМ. С другой стороны, при $Q = 2$ значение p_0 уже не превосходит предела Найквиста, составляющего здесь $p_H = 1/2a$, что освобождает тепловизионное изображение от артефактов, затрудняющих его дешифрирование [2, 3].

Однако чрезмерное увеличение значения $\alpha_{об}$ вызывает резкое снижение отношения сигнал/шум для точечного объекта. Учитывая, что функцию рассеяния точки объектива ТВП можно приближенно аппроксимировать формулой [4]

$$h(\varphi, \xi) = \exp\left(-\frac{\varphi^2 + \xi^2}{2\sigma_{об}^2}\right),$$

где φ, ξ – угловые координаты, это снижение можно определить как

$$\beta = \frac{m}{m_0} = \frac{\int_0^{\delta_0/2} \int_0^{\delta_0/2} h(\varphi, \xi) d\varphi d\xi}{\int_0^\infty \int_0^\infty h(\varphi, \xi) d\varphi d\xi} = \Phi^2\left(\frac{1,92}{\alpha_{об}}\right),$$

где m_0 – значение m для протяженного объекта,

$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt$ – интеграл вероятности.

Зависимость $\beta = f(\alpha_{об})$ приведена в табл. 3.

Из данных табл. 3 очевидно, что оптимальное значение $\alpha_{об} = 1$, поэтому в итоге это отношение целесообразно выбирать на основе компромиссных соображений, исходя из относительной важности вскрытия протяженных или точечных объектов.

Таким образом, эффективность ТВП при вскрытии протяженных слабоконтрастных объектов (наиболее актуальный случай) максимальна при реализации отношения диаметра кружка рассеяния объектива к стороне элемента ФПУ в пределах $\alpha_{об} = 2-3$. Однако учитывая, что с увеличением $\alpha_{об}$ снижается вероятность обнаружения ТВП малоразмерных объектов, выбор значения $\alpha_{об}$, близкого к 2 (что соответствует размеру элемента $a = 0,5d_{об}$), может считаться оправданным практически во всех ситуациях.

Можно полагать, что полученные результаты дадут разработчикам возможность более обоснованного и ответственного выбора основных технических параметров ТВП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеев Р.М., Иванов В.П., Овсянников В.А. Несканирующие тепловизионные приборы. Казань: Изд. Каз. ун-та, 2004. 228 с.
2. Holst G. Electro-optical imaging system performance. SPIE press, 2003. 442 p.
3. Fiete R.D. Image quality and $\lambda FN/p$ for remote sensing systems // Opt. Eng. 1999. V. 38. № 7. P. 1229.
4. Ллойд Д. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978. 414 с.

УДК 535.42

ГОЛОГРАММНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

© 2007 г. А. В. Лукин, доктор техн. наук

“НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань

Рассмотрены отличительные особенности голограммных оптических элементов. Изложены принципы и методики их получения. Приведены основные параметры различных типов таких элементов и примеры их применения в оптической технологии и приборостроении.

Коды OCIS: 090.2890.

Поступила в редакцию 06.07.2006.

Голограммные оптические элементы (ГОЭ) – физические и синтезированные голограммы, выполняющие различные преобразования световых полей как аналогичные преобразованиям, осуществляемым классическими элементами, так и специфические, определяемые возможностями голографии. Получение и функционирование ГОЭ основано на реализации дифракции и интерференции света [1]. Они составляют значительную и быстро прогрессирующую часть элементной базы современного оптического приборостроения.

Отметим, что задолго до изобретения голографии вопросы преобразования пучков световых лучей при помощи дифракционных структур (амплитудных и фазовых) рассматривались в трудах Френеля, Гюйгенса, Малюса, Сорэ, Вуда и др. [2, 3], а позднее (уже одновременно со становлением голографии) – в работах М. Борна, Д. Дайсона, Г.Г. Слюсарева, А.И. Тудоровского, К. Миямото, С.М. Райского, А.Л. Дмитриева, М.А. Гана, В.П. Коронкевича и др. современных оптиков [4–12]. Следует отметить, что принципиальной физической основой “правомерности” реализации этих и других полезных свойств дифракционной оптики, по нашему мнению, являются теоремы Малюса–Дюпина (“Нормальная прямолинейная конгруэнция световых лучей остается нормальной после любого числа преломлений и отражений”) и обратная теорема Леви–Чивита (“Две любые нормальные прямолинейные конгруэнции световых лучей можно перевести друг в друга с помощью одного преломления или отражения”). Мы воспроизвели здесь полные формулировки обеих этих теорем, приведенных в монографии [3] (стр. 158–161), поскольку, к сожалению, ссылки на них трудно отыскать в современ-

ной оптической литературе¹. Мы исходим из того, что обе они справедливы (с некоторыми уточнениями, которые будут приведены ниже) и для случая дифрагированных лучей. Тогда концовки этих теорем должны звучать так: у теоремы Малюса–Дюпина – “...преломлений, отражений и дифрагирований”; у теоремы Леви–Чивита – “...преломления, отражения или дифрагирования”.

Рассмотрим отличительные особенности дифрагированных волн. Прежде всего коснемся термина “волновой фронт”. В данном случае его следует понимать только как поверхность, ортогональную к дифрагированным лучам (“геометрический” волновой фронт – область нормальной прямолинейной конгруэнции лучей [3]). На эти обстоятельства до сих пор в литературе не обращалось сколько-нибудь значимого внимания, несмотря на то что, например, вся голографическая интерферометрия зиждется на признании де-факто справедливости этого положения (см., например, [1, 3]).

Отсюда следует, в частности, что одиночная голограмма в силу нарушения условия изохронности (принципа равного оптического пути [3]) не способна “восстанавливать”, “преобразовывать” или “делить” волновой фронт в прямом смысле этого термина, который определяется как “геометрическое место точек, до которых в данный момент дошло световое возмущение” [14]. Это различие, несущее-

¹ Друде П. ([13], стр. 24–25) приводит теорему Е. Малюса в несколько иной форме: “Ортомическая система лучей остается ортомической и после любого числа отражений и преломлений”. Под ортомической понимается такая система геометрических лучей, для которой существует некая поверхность, которую все лучи пересекают под прямым углом.

ственное при работе с непрерывными и импульсно-периодическими (с относительно большой длительностью импульсов) источниками излучения, может заметно сказаться при использовании ГОЭ в оптических системах с ультракороткими импульсными источниками света [15–17].

Однако в подавляющем большинстве практически важных и интересных случаев нормальная прямолинейная конгруэнция дифрагированных лучей ведет себя ничем не хуже, чем конгруэнции преломленных или отраженных лучей [7–12, 16]. Именно это обстоятельство и является основополагающим во всех применениях голограмм в качестве оптических элементов, осуществляющих определенные виды преобразований световых пучков монохроматического (лазерного) и немонахроматического (теплого) излучения в различных типах приборов и устройств.

Физические голограммные оптические элементы (ФГОЭ)

ФГОЭ получают путем регистрации на высоко-разрешающих светочувствительных материалах интерференционных картин от двух когерентных световых волн. Они включают: отражательные и пропускающие дифракционные решетки, внеосевые и осевые голограммные линзы, селективные зеркала, узкополосные фильтры, светоделители и мультипликаторы лазерных пучков.

Голограммные дифракционные решетки (ГДР) являются наиболее многочисленным представителем ФГОЭ. Они отличаются от классических аналогов, получаемых методами гравирования с помощью специальных алмазных резцов на уникальных делительных машинах, прежде всего тем, что полностью свободны от “духов”, обусловленных погрешностями деления, и имеют значительно меньший уровень рассеянного света. В качестве светочувствительных материалов для ГДР используются, как правило, халькогенидные стеклообразные полупроводники, которые наносятся на плоские и вогнутые (в том числе асферические) рабочие поверхности

подложек путем вакуумного напыления [18–21]. При их записи удается эффективно корректировать различные типы аберраций [22]. Следует отметить, что на возможность получения дифракционных решеток методами голографии впервые указал Ю.Н. Денисюк [23]. Голограммные решетки могут быть изготовлены значительно больших размеров и пространственных частот, чем классические нарезные решетки, у которых предельные значения этих параметров ограничены фактором износа алмазного резца. Копии с рельефно-фазовых ГДР получают аналогично получению реплик нарезных решеток. В большинстве случаев ГДР имеют квазисинусоидальный профиль штрихов. Для получения ГДР с “пилообразным” профилем штрихов используют схемы записи во встречных пучках или специальные методы обработки их рельефно-фазовых структур после проявления. Чаще всего применяются методы ионного травления [24]. Основные параметры отражательных ГДР, изготавливаемых в ГИПО, приведены в табл. 1.

Особое место среди ГДР занимают пропускающие объемно-фазовые решетки, изготавливаемые на слоях бихромированной желатины (БХЖ). Здесь спектральное распределение энергии определяется известным условием Брэгга [25]. В табл. 2 приведены основные характеристики пропускающих ГДР

Таблица 1. Основные параметры рельефно-фазовых отражательных голограммных решеток

Параметр	Тип решетки	
	плоская	вогнутая
Размер заготовки, мм	до 320×220×40	Ø25–120
Рабочая зона, мм	до 300×200	св. Ø20–110
Число штрихов на мм	30–4000	30–4000
Рабочий спектральный диапазон, нм	50–2500	150–2500
Относительная дифракционная эффективность для рабочей длины волны, %	до 90	до 90
Разрешающая способность в первом порядке (от теоретического значения), не менее	0,9	0,9

Таблица 2. Основные характеристики пропускающих голограммных решеток на БХЖ

Тип решетки	Параметр				
	Пространственная частота, мм ⁻¹	Спектральный диапазон, нм	ДЭ _{max} , %	ДЭ на краях, %	Угол падения излучения
Решетки для видимой и ближней ИК областей спектра	150–500	400–1000	> 55	≥ 30	Брэгга или другой
Решетки с малой дисперсией для ближней ИК области спектра	50–200	900–1700 1000–2400	> 55 > 50	≥ 40 ≥ 20	Брэгга или другой
Решетки для телекоммуникаций	250–300	1520–1570	> 85	≥ 80	Брэгга

ДЭ – дифракционная эффективность

Таблица 3. Основные характеристики узкополосных голограммных фильтров (Notch-filters) на слоях БХЖ

Параметр	Тип фильтра			
	Notch	Notch plus	Super Notch	Super Notch Plus
Оптическая плотность (логарифм коэффициента подавления лазерного излучения)	> 4,0	> 6,0	> 4,0	> 6,0
ДЭ для отраженного пучка, %	> 90	> 90	> 90	> 90
Спектральная ширина полосы подавления в волновых числах между точками 50%-ного пропускания, см ⁻¹	< 500	< 500	< 350	< 350
Спектральная ширина крыльев (стоксовская ветвь) в волновых числах между точками с оптической плотностью 0,3 и 4,0, см ⁻¹	< 250	< 250	< 120	< 120
Пропускание вне полосы подавления в диапазоне 469–1500 нм, %	> 80	> 80	> 85	> 85
Рабочий спектральный диапазон, нм	400–1200	450–1200	450–1200	450–1200
Стандартные длины волн, нм	355; 441,6; 488; 514; 532; 633; 690; 785; 1064; 1554			
Лучевая прочность, Вт/см ²	> 10	> 10	> 10	> 10
Максимальный размер, мм	Ø70	Ø60	Ø60	Ø60

на слоях БХЖ. У этих решеток поляризационные эффекты сведены к минимуму. Их наибольший световой диаметр порядка 100 мм.

Селективные голограммные зеркала и узкополосные фильтры (Notch-filters) изготавливаются на “толстых” слоях БХЖ с экспонированием по схеме Ю.Н. Денисюка. Селективные зеркала находят применение в качестве дихроичных светоделителей, в частности, в системах отображения визуальной информации в видимой области спектра. Notch-фильтры применяются в лазерной (рамановской) спектроскопии, а также для защиты фотоприемных устройств оптико-электронной аппаратуры различного назначения и органов зрения операторов от воздействия мощных лазерных пучков в ультрафиолетовой (УФ), видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра [25]. В табл. 3 представлены основные характеристики таких фильтров, разработанных и изготавливаемых в ГИПО.

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведена спектральная кривая пропускания типичного Super

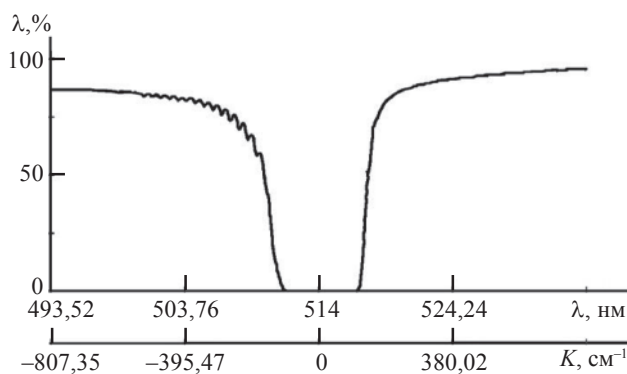


Рис. 1. Типичная спектральная характеристика голограммного узкополосного фильтра.

Notch-Plus-фильтра на рабочую длину волны дугевого аргонового лазера $\lambda_0 = 514$ нм. Видно, что она, в отличие от случая классического многослойного фильтра, практически свободна от паразитных осцилляций и имеет высокую крутизну “крыльев”. Оптическая плотность фильтра на λ_0 превышает 6.

Синтезированные голограммные оптические элементы (СГОЭ)

СГОЭ получают путем отображения на подложках высокого оптического качества расчетной структуры голограммы. Методы расчета осевых СГОЭ разработаны нами на основе представления о “дифрагированном” луче [16]. Они позволяют вычислить координаты колец или полос интерференционной картины, которая образовалась бы в плоскости голограммы в результате суперпозиции заданных аналитически опорного и объектного геометрических волновых фронтов.

Осевые синтезированные голограммы выполняют функции образцовых, силовых и корректирующих оптических элементов. На их основе в 1970–1980 годах в ГИПО было достигнуто кардинальное решение важнейшей проблемы оптической технологии – обеспечение контроля с интерферометрической точностью всех видов асферической оптики [26, 27]. Тогда же был разработан действующий до сих пор сборник ОСТ, регламентирующий практическую реализацию методов и средств контроля асферики с помощью СГОЭ [28].

На рис. 2 приведен фрагмент одного из вариантов принципиальной оптической схемы контроля вогнутой асферической поверхности. Здесь нормальная прямолинейная конгруэнция лучей от мо-

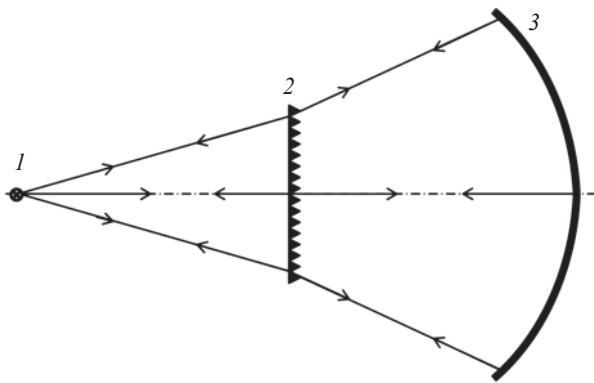


Рис. 2. Принципиальная схема контроля вогнутой асферической поверхности. 1 – монохроматический точечный источник света, 2 – синтезированная голограмма-компенсатор, 3 – асферическая поверхность.

нохроматического точечного источника 1 преобразуется синтезированной голограммой 2 (выполняющей в данном случае функцию оптического компенсатора) в расчетную нормальную конгруэнцию лучей – нормалей к заданной асферической поверхности 3. Отметим, что это хороший наглядный пример практической реализации предложенного выше обобщения теоремы Леви–Чивита на случай дифрагированных лучей.

Особый практический интерес представляют найденные в ГИПО технические решения интерферометрического контроля выпуклых крупногабаритных асферических поверхностей на основе реализации принципа обращения волнового фронта [29, 30]. Здесь используются одновременно два ГОЭ: осевая синтезированная голограмма в качестве образцового оптического элемента, формирующего конгруэнцию лучей-нормалей к заданной оптической асферической поверхности, и физическая внеосевая голограмма, обеспечивающая практически полную коррекцию дефектов формирующей оптики интерферометра. Иными словами, СГОЭ здесь осуществляет имитацию лучей-нормалей к выпуклой асферической поверхности, а физическая голограмма – обращение волнового фронта, устраняя тем самым влияние остаточных aberrаций и технологических дефектов формирующей оптики².

Вопросы расчета, изготовления и аттестации осевых СГОЭ, а также примеры применения их в различных типах контрольно-измерительных приборов и устройств достаточно полно изложены в

² По вопросам голографического контроля выпуклых асферических поверхностей, в том числе и по затронутым здесь, нами подготовлена для “Оптического журнала” обстоятельная статья, которая, предположительно, будет опубликована в одном из его ближайших номеров.

нашей статье [31]. Здесь, как правило, используются бинарные (двухуровневые) СГОЭ, дифракционная эффективность которых составляет 35–40%, что вполне удовлетворяет потребности практики и при этом обеспечивается наибольшая точность формирования заданных геометрических волновых фронтов (конгруэнций световых лучей) [31–33].

Далее мы рассмотрим некоторые аспекты применения осевых СГОЭ в качестве силовых и корригирующих элементов. В этих применениях дифракционная эффективность СГОЭ должна быть существенно выше. Ее увеличение (теоретически 100%) достигается путем перехода от бинарной формы штрихов к многоуровневой, а в пределе – к пилообразной [16, 34]. Такие СГОЭ часто называют киноформами [5, 6]. В табл. 4 приведены основные характеристики осевых СГОЭ, которые могут быть изготовлены на имеющемся в ГИПО технологическом оборудовании, включающем три круговые делительные машины (МДА-9, МДА-10 и МДГ) [28, 31].

Киноформы, в частности, являются уникальным средством коррекции хроматических aberrаций линзовых центрированных систем (объективов), что особенно ценно для УФ и ИК областей спектра в силу ограниченности номенклатуры имеющихся здесь оптических материалов. В данном случае реализуются два давно и хорошо известных свойства дифракционных структур: во-первых, их дисперсия обратна дисперсии традиционных оптических материалов, и, во-вторых, она может варьироваться в широких пределах, недостижимых для применяемых оптических стекол и кристаллов. Следует отметить, что впервые (1957 г.) на эту уникальную возможность использования дифракционных структур указал и обосновал ее Слюсарев Г.Г. [7].

Возможности “расширения” и “сжатия” спектральной рабочей области СГОЭ. Если при работе с монохроматическими лазерными источниками излучения относительно высокая спектральная

Таблица 4. Основные параметры СГОЭ

Параметр	Значение	Примечание
Наибольший световой диаметр, мм	500	Синтез на делительной машине МДГ
Пространственная частота, мм ⁻¹	1500	Синтез на делительной машине МДА-9 или МДА-10
ДЭ, %	более 95	“Пилообразные” или ступенчатые СГОЭ с числом уровней свыше 8
Погрешность формирования заданной волновой поверхности, λ	до 0,05	При наибольшей пространственной частоте до 100 мм ⁻¹

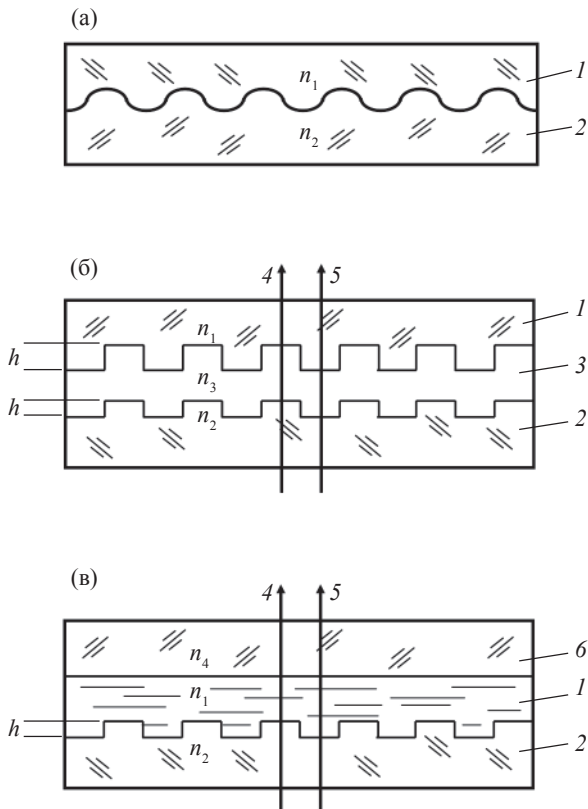


Рис. 3. О расширении рабочей спектральной области рельефно-фазовых голограмм. а – синусоидальная модуляция; б, в – ступенчатая модуляция. (Пояснения в тексте.)

селективность СГОЭ не причиняет особых хлопот (а иногда даже полезна), то в некоторых их применениях, например, в перестраиваемых монохроматорах с источниками сплошного или линейного спектра эта особенность выступает как серьезный недостаток.

Нами был предложен метод регулирования спектральной селективности рельефно-фазовых СГОЭ. Его сущность состоит в подборе двух прозрачных материалов с определенными различиями зависимости их показателей преломления от длины волны [35, 36].

На рис. 3 представлены три варианта его реализации. На рис. 3а показан случай синусоидальной рельефно-фазовой модуляции, когда голограммный элемент представляет собой две соединенные встречно рабочими поверхностями фазовые голограммы с противофазными структурами, выполненными в материалах с разными показателями преломления n_1 и n_2 . На рис. 3б две бинарные голограммы 1 и 2 соединены прозрачным склеивающим материалом с показателем преломления n_3 , а на рис. 3в используется одиночная голограмма 2, соединенная через прозрачную среду 1 с показателем преломления n_1 с защитной пластинкой б с показателем преломления n_4 .

Разность фаз между лучами 4 и 5, проходящими на расстоянии половины периода рельефной структуры друг относительно друга, можно записать в виде

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} h [n_2(\lambda) - n_1(\lambda)].$$

Максимальное значение $\eta(\lambda) = \eta_{\max}$ достигается при разности фаз $\Delta\varphi_{\text{опт}}$, величина которой зависит от формы микрорельефа [16, 34]. Так, например, в случае синусоидальной формы (рис. 4а) $\Delta\varphi = 1,85$ рад; при этом наибольшая эффективность в первом порядке дифракции составляет 33,9%. Для ступенчатой двухуровневой формы рельефа при скважности, равной 2 (рис. 4б, 4в), $\Delta\varphi = 1,57$ рад и $\eta_{\max} = 40,5\%$.

Из приведенного соотношения видно: чтобы расширить рабочую область спектра СГОЭ, необходимо ослабить (в идеале – исключить) зависимость $\Delta\varphi$ от λ . Этого можно достичь путем использования пары оптических материалов, для которых $\Delta n(\lambda) = n_2(\lambda) - n_1(\lambda)$ изменяется пропорционально длине волны

$$n_2(\lambda) - n_1(\lambda) = a\lambda + b,$$

где a и b – параметры, определяемые оптическими свойствами выбранных материалов, причем желательно, чтобы в рабочей области спектра $a\lambda \gg b$. Высота h рельефа голограммы выбирается из приведенного выше соотношения для $\Delta\varphi(\lambda) = \Delta\varphi_{\text{опт}}(\lambda_0)$, где λ_0 – длина волны, при которой достигается максимальная дифракционная эффективность.

В том случае, когда одна голограмма получена на основе твердотельного материала, вторая может быть выполнена путем заполнения рельефной структуры первой голограммы жидким прозрачным материалом с последующим отверждением, например, путем полимеризации. Может быть использован и незатвердевающий материал, тогда он должен быть загерметизирован прозрачной пластиной б (рис. 3в). Если обе голограммы, образующие СГОЭ, выполнены из твердотельных оптических материалов, они могут быть соединены с помощью прозрачного склеивающего вещества.

Для реализации рассмотренного метода расширения рабочей спектральной области СГОЭ необходимо обеспечить возможность формирования расчетных рельефно-фазовых структур голограмм в различных оптических материалах с широким диапазоном значений показателя преломления и дисперсии [36].

На рис. 4а приведена рассчитанная нормированная зависимость $\eta(\lambda)$ для СГОЭ, выполненного из пары оптических стекол ТФ8 и СТК19 (кривая 1); глубина рельефа $h = 5,6$ мкм, $\lambda_0 = 632,8$ нм. На этом же рисунке приведена зависимость для “обычного”

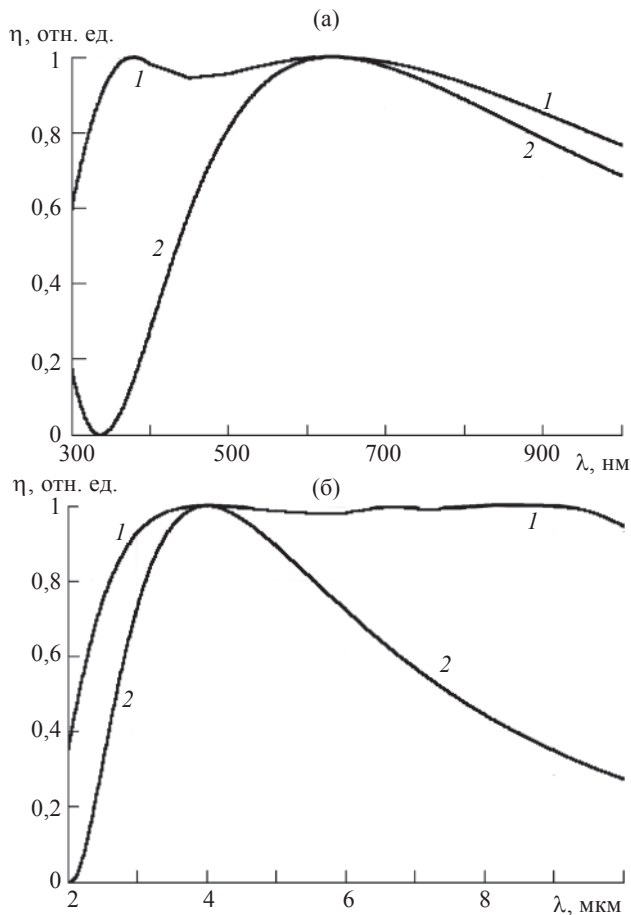


Рис. 4. Спектральные кривые нормированной дифракционной эффективности. а – для пары оптических стекол ТФ8–СТК (кривая 1), одиночное стекло СТК-19 (кривая 2); б – для пары кристаллов LiF–BaF₂ (кривая 1), одиночный кристалл BaF₂ (кривая 2).

СГОЭ (кривая 2), выполненного только из стекла СТК19 ($h = 0,43$ мкм, $\lambda_0 = 632,8$ нм). Видно, что дифракционная эффективность составного СГОЭ во всем видимом диапазоне спектра от $\lambda = 350$ нм до $\lambda = 770$ нм снижается менее чем на 5%, тогда как для “контрольного” образца (кривая 2) это имеет место в значительно более узком интервале длин волн (от $\lambda = 570$ нм до $\lambda = 740$ нм).

На рис. 4б приведена спектральная кривая 1 для пары оптических кристаллов фтористый литий–фтористый барий, которые, как известно (см., например, [37]), имеют хорошее пропускание в дальней ИК области спектра. Глубина рельефа $h = 18,6$ мкм, $\lambda_0 = 4$ мкм. Там же приведена зависимость $h(\lambda)$ для СГОЭ, выполненного только из одного материала (BaF₂). Глубина рельефа $h = 4,4$ мкм, $\lambda_0 = 4$ мкм. Видно, что здесь рабочая область спектра составной голограммы простирается от $\lambda = 3,1$ мкм до $\lambda = 10$ мкм; у “одиночного” же СГОЭ она в 7 раз уже (от $\lambda = 3,5$ мкм до $\lambda = 4,5$ мкм). Таким образом, подходящим подбором пар оптических материалов путем соединения двух рельефно-фазовых голограмм

с противофазными структурами можно существенно расширить рабочую спектральную область СГОЭ, предназначенных для работы на пропускание.

В некоторых случаях высокая спектральная селективность СГОЭ может быть весьма полезно использована. Так, например, в фокусирующих системах, работающих в ограниченном спектральном диапазоне в условиях высокого уровня фоновых засветок (например, солнечно-“слепые” оптические системы в области длин волн 250–350 нм), это свойство голограмм позволяет существенно увеличить отношение сигнал/фон на входе фотоприемного устройства.

Эту особенность СГОЭ можно усилить двумя путями. Первый путь заключается в подборе пары материалов, у которых разность показателей преломления $n(\lambda)$ уменьшается с ростом λ . При этом чем быстрее она уменьшается, тем лучше. Реализация этого варианта в принципе аналогична рассмотренному выше способу расширения рабочей спектральной области СГОЭ.

Второй путь базируется на реализации зависимости дифракционной эффективности ступенчатых СГОЭ от глубины фазовой модуляции путем значительного “дозированного” увеличения глубины микрорельефа [16, 34].

На рис. 5 представлено (в двух масштабах по длинам волн) семейство спектральных кривых 8-уровневого пропускающего СГОЭ, рассчитанных

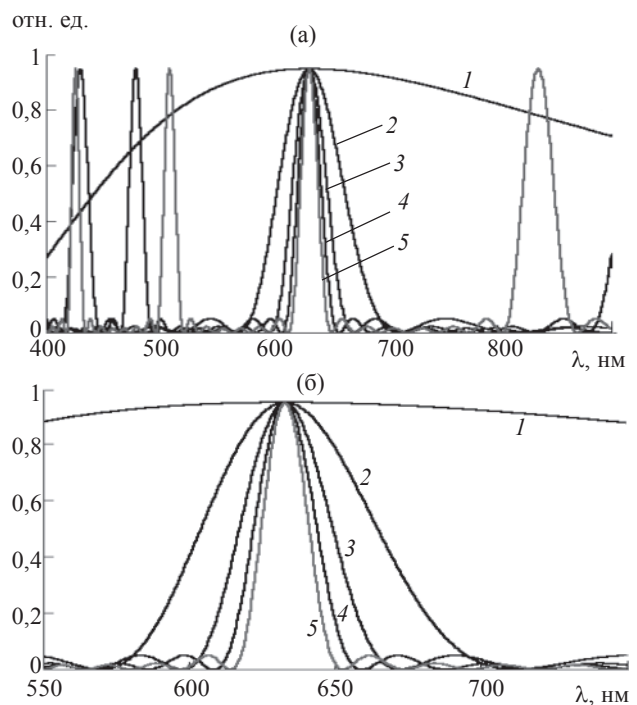


Рис. 5. “Сжатие” рабочей спектральной области СГОЭ путем увеличения глубины рельефа H . 1 – $H^* = \lambda_0$, 2 – $H^* = 9\lambda_0$, 3 – $H^* = 17\lambda_0$, 4 – $H^* = 25\lambda_0$, 5 – $H^* = 33\lambda_0$ ($\lambda_0 = 632,8$ нм, $H^* = H(n - 1)$, $n = 1,5146$).

для пяти различных значений глубины фазового рельефа H : $1 - H^* = \lambda_0$, $2 - H^* = 9\lambda_0$, $3 - H^* = 17\lambda_0$, $4 - H^* = 25\lambda_0$, $5 - H^* = 33\lambda_0$ ($\lambda_0 = 632,8$ нм, $H^* = H(n - 1)$, $n = 1,5146$). Видно, что с изменением длины волны дифракционная эффективность проходит через ряд чередующихся вторичных максимумов и минимумов, ширина которых последовательно уменьшается с уменьшением λ . Поэтому если существует возможность формирования достаточно “глубоких” микроструктур, то для заданного λ_0 можно достичь многократного уменьшения полуширины. При этом, однако, необходимо обеспечить подавление “паразитных” вторичных максимумов пропускания слева и справа от λ_0 . Таким образом, голограммный оптический элемент в данном случае способен выполнять одновременно две функции: 1) оптического корректора или фокусатора и 2) полосового спектрального фильтра.

Заключение

На основе использования ГОЭ в ГИПО разработаны разнообразные приборы, устройства и компоненты, нашедшие применение при решении ряда актуальных проблем науки, техники и промышленности: упоминавшийся выше комплекс методов и средств для оптической технологии и приборостроения [28, 31], голограммные селекторы и решетки для перестраиваемых лазеров [25] и др., унифицированный ряд интерференционно-теневых приборов для оснащения исследовательских стендов экспериментальной газодинамики и баллистики [38].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. С. 175–189.
2. Вуд Р. Физическая оптика. М.: Гл. ред. общетехн. лит., 1936. С. 895–911.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 856–859.
4. Ган М.А. Моделирование на ЭВМ процесса голографической коррекции аберраций оптических систем // Опт. и спектр. 1976. Т. 41. В. 4. С. 652–689.
5. Jordan J.A., Hirsch P.M., Lesem L.B., Van Rooy D.L. Kinoform lenses // Appl. Opt. 1970. V. 9. № 8. P. 1883–1887.
6. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Пальчикова И.Г., Полеицук А.Г., Седухин А.Г., Чуринов Е.Г., Юрлов Ю.И. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия. 1985. № 1. С. 4–25.
7. Слюсарев Г.Г. Оптические системы с фазовыми слоями // ДАН СССР. 1957. Т. 113. № 4. С. 780–783.

8. Dyson J. Curcular and spiral diffraction gratings // Proc. Roy. Soc. (London). 1958. A248. P. 93–106.
9. Тудоровский А.И. Объектив с фазовой пластинкой // Опт. и спектр. 1959. Т. 6. В. 2. С. 198–210.
10. Miyamoto K. The Phase Fresnel Lens // JOSA. 1961. V. 51. № 1. P. 17–24.
11. Райский С.М. Зонные пластинки Френеля // УФН. 1954. Т. 17. В. 4. С. 25–33.
12. Дмитриев А.Л. Разрешающая способность синусоидальной зонной пластинки Френеля // Опт. и спектр. 1973. Т. 34. № 5. С. 982–986.
13. Друде П. Оптика. М.: ОНТИ, 1935. С. 24–25.
14. Физическая оптика. Терминология. В. 79. М.: Наука, 1970. С. 365–366.
15. Caulfield H.J., Hirschfeld T. Propagation of ultrashort pulses through lenses // Appl. Opt. 1977. V. 16. № 5. P. 1161–1183.
16. Лукин А.В. Синтезированные голограммы и их применение в оптическом приборостроении // Межвузовский сборник “Оптическая запись и обработка информации”. Куйбышев: КуАИ, 1986. С. 5–16.
17. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
18. Лукин А.В., Макаров А.С., Саттаров Ф.А., Селезнев В.А., Скочилов А.Ф. Крупногабаритные голограммные решетки на слоях халькогенидных стеклообразных полупроводников высокого оптического качества // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 12. С. 58–62.
19. Lukashovich Ya.K., Lukin A.V., Sattarov F.A. High-Efficiency Diffraction Gratings for Tunable Visible and IR Lasers // Proc. SPIE. 2003. V. 5481. P. 129–131.
20. Lukin A.V., Makarov A.S., Sattarov F.A. et al. Hologram Blazed Diffraction Gratings for Wide High Spatial Frequency // Proc. SPIE. 1997. V. 3317. P. 191–195.
21. Вандюков Е.А., Знаменский М.Ю., Лукин А.В., Саттаров Ф.А. и др. Природа фотостимулированных процессов в слоях As_2Se_3 , используемых при изготовлении элементов дифракционной оптики // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 2. С. 56–60.
22. Павлычева Н.К. Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. 198 с.
23. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. 1962. Т. 144. С. 1275–1278.
24. Первеев А.Ф. Ионная обработка оптических материалов и покрытий // Труды ГОИ. 1983. Т. 52. В. 186. С. 58–74.
25. Вуинов Г.Н., Лукин А.В., Лукина Т.А., Сидорова Т.В., Скочилов А.Ф. Diffraction optical elements on thick layers of dichromated gelatin // Proc. SPIE. 1997. V. 3317. P. 178–184.
26. Буйнов Г.Н., Лукин А.В., Мирумянц С.О., Мустафин К.С. // А. с. № 277269. Бюл. изобр. 1971. № 1.

27. Буйнов Г.Н., Ларионов Н.П., Лукин А.В., Мустафин К.С., Рафигов Р.А. Голографический интерференционный контроль асферических поверхностей // ОМП. 1971. № 4. С. 6–11.
28. Сборник ОСТ. Детали оптические с асферическими поверхностями. Метод контроля с помощью синтезированных голограмм (ОСТ 3-4730-80 – ОСТ 3-4732-80).
29. Ибрагимов Р.А. Ларионов Н.П., Лукин А.В., Мустафин К.С. Интерферометр для контроля формы оптических поверхностей // А. с. № 996857. Бюл. изобр. 1983. № 6.
30. Городецкий А.А., Ларионов Н.П., Лукин А.В., Мустафин К.С. Голографический контроль выпуклых поверхностей на основе обращения волнового фронта // ОМП. 1983. № 12. С. 53–54.
31. Агачев А.А., Ларионов Н.П., Лукин А.В., Миронова Т.А., Ньюшкин А.А., Протасевич Д.В., Рафигов Р.А. Синтезированная голограммная оптика // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 12. С. 23–32.
32. Ларионов Н.П., Лукин А.В., Рафигов Р.А. Имитатор главного зеркала телескопа на основе синтезированной голограммы // ОМП. 1980. № 1. С. 39–41.
33. Ларионов Н.П., Лукин А.В., Рафигов Р.А. Моделирование аберраций оптических систем с помощью синтезированных голограмм // ОМП. 1980. № 9. С. 16–17.
34. Скочиллов А.Ф. К расчету дифракционной эффективности рельефных отражательных решеток в области аномалий Вуда // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. В. 3. С. 539–540.
35. Lukin A.V., Protasevich D.V., Znamenskii M.Yu. Computer-generated Hologram Optical Elements with High Spatial Frequency // Proc. SPIE. 1997. V. 3317. P. 185–190.
36. Лукин А.В., Мустафин К.С., Рафигов Р.А. Голограммный оптический элемент // Патент России № 1271240. 1985.
37. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1932–1976.
38. Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н., Мустафина Р.Т., Разумовская А.И., Спорник Н.М., Черных В.Т. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979. 287 с.

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 535.243:543.42

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЕРМАНИЯ В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА ОТ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

© 2007 г. **И. М. Несмелова**, доктор физ.-мат. наук; **Н. И. Астафьев**, канд. физ.-мат. наук;
Е. А. Несмелов, доктор физ.-мат. наук

НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань

E-mail: eugene@mi.ru

Теоретически рассмотрена зависимость коэффициента поглощения монокристаллического германия, используемого в качестве оптической среды в ИК области спектра, от его удельного сопротивления. Показано, что эта зависимость описывается монотонной кривой, а для получения достоверных значений пропускания образцов германия необходимо, кроме удельного сопротивления, определять и подвижность носителей заряда. Рассмотрены изменения коэффициента поглощения и удельного сопротивления в интервале температур 210–330 К. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными на образцах германия марок ГМО и ГЭС.

Коды OCIS: 160.0160, 160.4760.

Поступила в редакцию 19.06.2006.

Максимальная прозрачность оптических деталей достигается оптимизацией оптических характеристик материала и снижением потерь на отражение излучения от поверхности деталей. Для оптики видимого диапазона спектра эти вопросы успешно решаются. Для инфракрасной (ИК) области спектра, в которой в основном используются полупроводниковые материалы, до настоящего времени имеется ряд нерешенных проблем и в первую очередь отсутствуют критерии отбора материала с минимальным коэффициентом поглощения.

Известно, что основным материалом для оптического приборостроения на области спектра 3–5 и 8–14 мкм является монокристаллический германий n -типа проводимости. В работе [1] сообщается, что за краем основной полосы поглощения на длине волны 10,6 мкм заводской высокоомный монокристаллический германий имеет коэффициент поглощения $\alpha \approx (4 \pm 2) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и только специальные методы очистки сырья и усовершенствование технологии позволяют получать образцы с $\alpha \approx 2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Определение столь малой величины α по измерению пропускания, определяемого на обычных спектральных приборах, связано с необходимостью использования толстых образцов [2]. Из-за высокого показателя преломления германия ($n = 4$) измерение пропускания толстых образцов

сопряжено с расфокусировкой излучения в спектральных приборах и, как следствие, с ошибками в определении пропускания [3]. Корректное определение α может быть выполнено иными методами на специальном оборудовании [4], однако это не всегда доступно. На практике при формировании требований к оптическому германию пользователи руководствуются экспериментальной зависимостью α от удельного сопротивления ρ .

В литературе представлены различные зависимости $\alpha(\rho)$ как по форме, так и по положению α_{\min} . В работах [5–7] зависимости $\alpha(\rho)$ проходят через α_{\min} при значениях ρ от 4 до 15 Ом см. Из недавно опубликованной работы [8] следует, что максимальной прозрачностью в диапазоне 2,3–14 мкм обладают монокристаллы германия n -типа проводимости с удельным сопротивлением 2–20 Ом см, а в области использования германия для ИК оптики удельное сопротивление может находиться в пределах 1,5–45 Ом см при концентрации донорной примеси $4 \times 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Большой разброс значений удельного сопротивления, соответствующий наибольшей прозрачности монокристаллического германия, не позволяет провести отбор материала для качественной ИК оптики и определяет необходимость изучения корреляции между α и ρ .

Целью настоящей работы является изучение зависимости коэффициента поглощения и удельного сопротивления монокристаллического германия n -типа проводимости от концентрации свободных носителей заряда и примесей (как доноров, так и акцепторов) при 300 К и $\lambda = 10,6$ мкм с учетом поглощения, обусловленного межподзонами переходами дырок в валентной зоне. Рассмотрены изменения значений α и ρ в интервале температур от -60 до $+60$ °С. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Коэффициент поглощения реальных образцов германия на длине волны 10,6 мкм складывается из составляющих, описывающих различные механизмы поглощения излучения. Мы ограничились рассмотрением только тех механизмов, которые связаны с рассеянием свободных носителей заряда на колебаниях решетки и ионизованных примесях. При этом полагали, что примесные центры с энергией ионизации порядка 0,1 эВ отсутствуют и примесное поглощение на длине волны 10,6 мкм пренебрежимо мало. Решеточное поглощение, обусловленное взаимодействием излучения с колебанием кристаллической решетки, нами также не учитывалось, так как в германии оно наблюдается на $\lambda = 12-25$ мкм, т. е. вне рассматриваемой нами спектральной области. Вне нашего рассмотрения находится и ослабление света, связанное с рассеянием проходящего через образец излучения различными типами дефектов кристаллической решетки [9–11], т. е. с оптической неоднородностью материала. Поскольку неоднородность индивидуальна для каждого образца и зависит в первую очередь от технологии получения материала, то это ослабление света трудно поддается расчету. Оптической неоднородностью считается область кристалла, имеющая отличное от основного материала значение показателя преломления. Отметим, что появление такой неоднородности с размерами порядка или больше длины волны в материале оптического элемента приводит к значительному искажению качества изображения, получаемого с помощью этого элемента. Дефекты очень малого размера, какими могут быть вакансии и примеси, не объединенные в кластеры, не являются оптически неоднородностями. Вопросы влияния неоднородности полупроводникового материала на его оптические свойства были рассмотрены в работе [12].

Таким образом, коэффициент поглощения определяется следующим выражением:

$$\alpha = \alpha_n + \alpha_p + \alpha_{V1V2}. \quad (1)$$

Первые два члена описывают поглощение, обусловленное рассеянием свободных носителей (электронов α_n и дырок α_p) на колебаниях решетки и ионизованных примесях. По классической теории Друде

$$\alpha_n = \frac{e^3 \lambda^2 N}{\pi c^3 n \mu_n m_n^2}, \quad \alpha_p = \frac{e^3 \lambda^2 P}{\pi c^3 p \mu_p m_p^2}, \quad (2)$$

где N и P – концентрации электронов и дырок; μ_n и μ_p , m_n и m_p – их подвижности и эффективные массы соответственно.

Третий член уравнения (1), α_{V1V2} , определяет поглощение, связанное с межподзонами переходами дырок в валентной зоне, и записывается как

$$\alpha_{V1V2} = \sigma_p P, \quad (3)$$

где σ_p – сечение поглощения фотона дырками при 300 К и $\lambda = 10,6$ мкм, равно $5,6 \times 10^{-16}$ см² [13]. Известно, что в германии σ_p (особенно в области $\lambda = 10,6$ мкм) почти на порядок больше сечения поглощения фотона электронами [14].

Наиболее важной особенностью реального полупроводника является неизбежное присутствие в нем нескольких типов примесей. Специальные методы очистки могут уменьшить влияние неконтролируемых (фоновых) примесей, но ни один из них не исключает их полностью. Даже в особо чистых кристаллах германия имеется заметное количество термоакцепторов с концентрацией порядка 10^{14} см⁻³ [9]. В качестве исходного материала при выращивании монокристаллического германия обычно используется зонно-очищенный поликристаллический германий марки ГПЗ. Анализ имеющихся в нашем распоряжении образцов ГПЗ, проведенный в Институте геохимии и аналитической химии (Москва) методом лазерной спектроскопии, показал, что в образцах германия этой марки содержится медь в количестве $(3-7) \times 10^{15}$ см⁻³. При выращивании монокристаллов германия электронного типа проводимости акцепторная примесь (N_a) должна быть закомпенсирована донорной примесью (N_d), например, сурьмой, мышьяком. Для компенсации меди – трехзарядного акцептора – концентрация однозарядной донорной примеси должна быть $N_d > 3N_a$, т. е. N_d в монокристалле германия может быть до 2×10^{16} см⁻³ в зависимости от условий (среды) выращивания.

В случае компенсированного полупроводника для температур выше 100 К, где доноры и акцепторы полностью ионизованы, концентрации свободных электронов и дырок определяются из решения уравнения электрической нейтральности [15]:

$$N = \left[\frac{(N_d - N_a)^2}{4} + n_i^2 \right]^{1/2} + \frac{N_d - N_a}{2}, \quad (4)$$

$$P = \left[\frac{(N_d - N_a)^2}{4} + n_i^2 \right]^{1/2} - \frac{N_d - N_a}{2}, \quad (5)$$

где n_i – собственная концентрация носителей заряда в германии при 300 К. Так как величина N_d зара-

нее не известна и зависит как от степени очистки исходного материала, так и от самого процесса выращивания кристалла, то количество компенсирующей примеси N_d обычно подбирается экспериментально для получения кристалла n -типа проводимости с заданной концентрацией электронов.

Подвижность свободных электронов и дырок (выраженная в $[\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}]$ при их рассеянии на акустических и оптических фононах для интересующего нас интервала температур хорошо аппроксимируется простыми зависимостями [16]:

$$\mu_{n\phi} = 3800 \left(\frac{T}{300} \right)^{-1,66} \quad \text{для электронов и} \quad (6)$$

$$\mu_{n\phi} = 1800 \left(\frac{T}{300} \right)^{-2,33} \quad \text{для дырок.} \quad (7)$$

Подвижность носителей заряда при их рассеянии на ионизованных примесях вычислялась по формуле [17]:

$$\mu_i = \frac{2^{7/2} (4\pi n^2)^2 (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^3 \sqrt{m^*} N_i \left[\ln(1 + \beta) - \frac{\beta}{1 + \beta} \right]}. \quad (8)$$

Здесь $\beta = \frac{2m_n n^2 (kT)^2}{\pi \hbar^2 e^2 N}$ для электронов (подобное выражение для β запишется и для дырок), m^* – эффективная масса носителей заряда (мы приняли $m_n = 0,12m_0$ и $m_p = 0,37m_0$), N_i – концентрация ионов примеси конкретного вида, Z – заряд примесных центров.

Подвижности электронов μ_{ni} и дырок μ_{pi} при их рассеянии на ионизованных примесях после подстановки значений известных параметров определялись как

$$\mu_{ni} = \frac{244,606 \times 10^{19} \left(\frac{T}{100} \right)^{3/2}}{N_{np} \left[\ln(1 + \beta) - \frac{\beta}{1 + \beta} \right]}, \quad (9)$$

$$\mu_{pi} = \frac{139,301 \times 10^{19} \left(\frac{T}{100} \right)^{3/2}}{N_{np} \left[\ln(1 + \beta_1) - \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} \right]}, \quad (10)$$

$$\text{где } \beta = \frac{24,96 \times 10^{16}}{N} \left(\frac{T}{100} \right)^2, \quad \beta_1 = \frac{76,96 \times 10^{16}}{P} \left(\frac{T}{100} \right)^2.$$

В компенсированном полупроводнике n -типа наряду с ионами доноров находятся также ионы акцеп-

торов. В выражениях (9) и (10) N_{np} – полная концентрация ионов, которая определяется соотношением:

$$N_{np} = \sum_k Z_k^2 N_{dk} + \sum_j Z_j^2 N_{aj},$$

где Z_j – заряд акцепторной примеси типа N_{aj} , Z_k – заряд донорной примеси типа N_{dk} .

Окончательное значение подвижностей для свободных электронов и дырок запишется в виде:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n\phi} \mu_{ni}}{\mu_{n\phi} + \mu_{ni}}, \quad (11)$$

$$\mu_p = \frac{\mu_{p\phi} \mu_{pi}}{\mu_{p\phi} + \mu_{pi}}. \quad (12)$$

Расчет удельного сопротивления проводился по формуле:

$$1/\rho = e(N\mu_n + P\mu_p). \quad (13)$$

На рис. 1 показана расчетная зависимость удельного сопротивления и коэффициента поглощения от концентрации свободных электронов для трех значений суммарной концентрации примесей.

Из рис. 1 следует, что в зависимости от суммарной концентрации примеси как удельное сопротивление, так и коэффициент поглощения при фиксированных значениях N значительно изменяются. Концентрация свободных носителей, измеренная по эффекту Холла вблизи комнатной температуры, является, по сути, разностной концентрацией ($N_d - N_a$) и может иметь одно и то же значение при различных суммарных величинах примесей ($N_d + N_a$), т. е. различных значениях N_d и N_a . Подвижности, входящие в соотношения (2), зависят от суммарной кон-

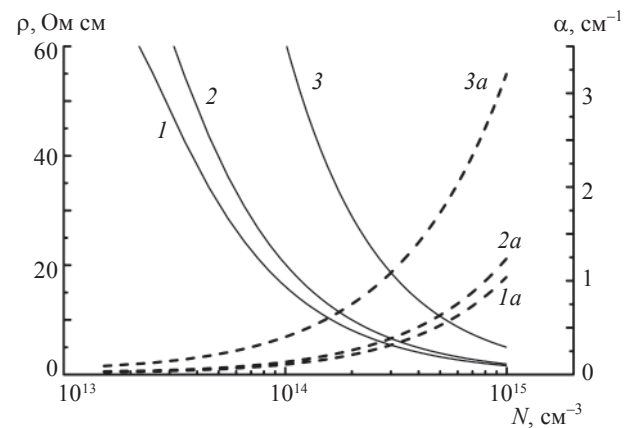


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления (сплошная кривая) и коэффициента поглощения (штриховая кривая) от концентрации свободных электронов N_{np} , см^{-3} : 5×10^{15} (1, 1a), 5×10^{16} (2, 2a), 5×10^{17} (3, 3a). $T = 300 \text{ К}$, $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$.

центрации примеси. Таким образом, α и ρ являются функциями двух переменных и невозможно измеренному значению удельного сопротивления сопоставить определенное значение коэффициента поглощения материала.

Этот вывод с очевидностью следует и из рис. 2, где представлена рассчитанная нами зависимость $\alpha(\rho)$ для тех же значений N_{np} , что и на рис. 1. Кривые 1, 2, 3 на рис. 2 фактически относятся к соответствующим подвижностям. Нетрудно видеть, что коэффициент поглощения германия может быть однозначно определен, если данные об удельном сопротивлении дополнить сведениями о подвижности носителей заряда.

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы:

- с увеличением ρ наблюдается монотонное уменьшение α ,

- образцы монокристаллического германия с малым значением α имеют $N_{np} < 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N < 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\rho > 30 \text{ Ом см}$.

- для образцов с $N_{np} > 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ коэффициент поглощения образцов германия по значению удельного сопротивления однозначно не определяется.

По всей вероятности, зависимости $\alpha(\rho)$, представленные в опубликованных ранее работах, получены без учета суммарной концентрации примесей в образцах. Не последнюю роль в виде зависимости $\alpha(\rho)$ играют условия и точность измерения пропускания монокристаллов германия.

Нами были измерены коэффициент поглощения при $T = 300 \text{ К}$ и $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, удельное сопротивление и постоянная Холла (R_H) в интервале температур 80–340 К для образцов германия n -типа проводимости марок ГМО (2 образца) и ГЭС (2 образца). Результаты измерений α и ρ при 300 К и $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ этих образцов германия представлены на рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными кривыми показало, что образцы марки ГМО имеют меньшую суммарную концентрацию примесей (порядка $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), чем образцы марки ГЭС (порядка $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Для всех образцов наклон кривых $R_H(T)$ вблизи комнатной температуры характеризовался энергией (0,24–0,26) эВ, что практически совпадает с энергией ионизации трехкратно заряженных атомов меди. Подвижность электронов изменялась с температурой слабее, чем при рассеянии на акустических фононах.

Наряду с требованием высокой прозрачности ИК оптики немаловажным является требование неизменности ее оптических характеристик в интервале температур от -60 до $+60 \text{ }^\circ\text{C}$. На рис. 3 показано изменение удельного сопротивления и коэффициента поглощения в интервале температур 210–330 К для германия с $N_{300\text{К}} = 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и двух значений

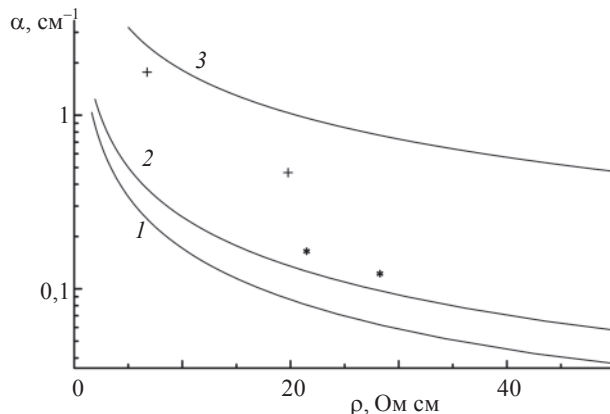


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от удельного сопротивления при тех же значениях N_{np} , что и на рис. 1. $T = 300 \text{ К}$, $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. Образцы ГМО – *, образцы ГЭС – +.

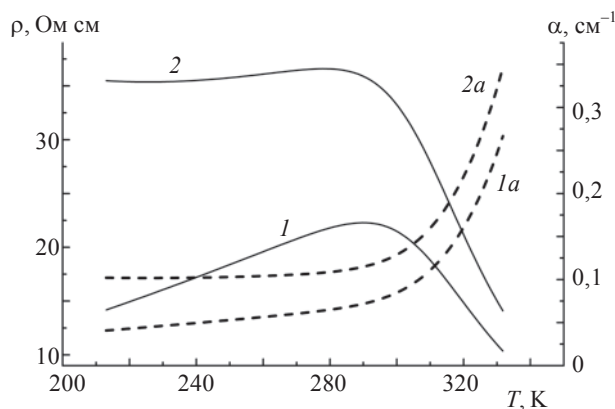


Рис. 3. Расчетные температурные зависимости удельного сопротивления (сплошные кривые) и коэффициента поглощения (штриховые кривые) монокристаллического германия. $T = 300 \text{ К}$, $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. Концентрация свободных электронов $N_{300\text{К}} = 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. 1, 1a – $N_{np} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 2, 2a – $N_{np} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

суммарной концентрации примеси (при слабом и сильном легировании).

На рис. 3 видно, что коэффициент поглощения при $T > 300 \text{ К}$ экспоненциально возрастает. С понижением температуры значения α и ρ уменьшаются, причем скорость их снижения для сильно легированных кристаллов значительно меньше, чем для слабо легированных кристаллов. Таким образом, некоторой термостабильности материала при $T = \pm 60 \text{ }^\circ\text{C}$ можно достигнуть лишь для образцов с повышенной суммарной концентрацией примесей, однако такие кристаллы имеют значительное поглощение.

Таким образом, проведено детальное теоретическое рассмотрение зависимости коэффициента

поглощения от удельного сопротивления монокристаллического германия, используемого в качестве оптической среды для ИК области спектра. Показано, что зависимость $\alpha(\rho)$ описывается монотонной кривой. Для получения достоверных сведений о пропускании образцов германия по электрофизическим параметрам необходимо кроме измерения удельного сопротивления иметь величину подвижности носителей заряда. Наибольшей прозрачностью обладают монокристаллы германия *n*-типа проводимости с концентрацией примесей менее $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (подвижность носителей заряда более $3600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) и удельным сопротивлением $\rho > 30 \text{ Ом см}$. Проведено сравнение теоретических данных с экспериментальными значениями, полученными на образцах марок ГМО и ГЭС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов И.В., Сисакян Е.В. Оптические материалы для CO_2 -лазеров // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1631–1638.
2. Несмелова И.М., Астафьев Н.И. Оптические характеристики монокристаллического германия // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 1. С. 68–72.
3. Курик М.В. О точности определения коэффициента поглощения полупроводников // Опт. и спектр. 1965. Т. 19. № 6. С. 964–967.
4. Чудаков В.С., Пправе Г.Г., Янусова Л.Г. Фотоупругий метод исследования слабого оптического поглощения в кристаллах при параллельном прохождении лучей // Кристаллография. 1987. Т. 31. № 6. С. 1445–1448.
5. Capron E.D., Brill O.L. Absorption Coefficient as a Function of Resistance for Optical Germanium at $10,6 \mu\text{m}$ // Appl. Opt. 1973. V. 12. № 3. P. 569–572.
6. Bishop P.J., Gibson A.F. Absorption coefficient of Germanium at $10,6 \mu\text{m}$ // Appl. Opt. 1973. V. 12. № 11. С. 2549–2550.
7. Hutchison C.J., Lewis C., Savage J.A., Pitt A. Surface and bulk absorption in germanium at $10,6 \mu\text{m}$ // Appl. Opt. 1982. V. 21. № 8. P. 1490–1495.
8. Каплунов И.А., Смирнов Ю.М., Колесников А.И. Оптическая прозрачность кристаллического германия // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 2. С. 61–68.
9. Калинушкин В.П. Исследование примесных дефектов в полупроводниках методом рассеяния лазерного излучения ИК диапазона // Тр. ИОФ АН СССР. 1986. Т. 4. С. 3–59.
10. Маколкина Е.Н., Пржевуский А.К. Влияние структурных дефектов на оптические параметры кристаллов германия // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 11. С. 64–67.
11. Каплунов И.А., Колесников А.И., Шайович С.Л., Талызин И.В. Рассеяние света монокристаллами парателлуриата и германия // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 3. С. 51–56.
12. Несмелова И.М. Оптические свойства узкощелевых полупроводников. Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1992. 158 с.
13. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962. 558 с.
14. Kaiser W., Collins R.J., Fan H.Y. Infra-red absorption in *p*-type germanium // Phys. Rev. 1954. V. 91. № 6. P. 1380–1383.
15. Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М.: ИЛ, 1962. 253 с.
16. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев: Наукова думка, 1975. 704 с.
17. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.

ИНФОРМАЦИОННОЕ СООБЩЕНИЕ

18 октября 2006 г. в Санкт-Петербурге состоялся Седьмой съезд Оптического общества им. Д.С. Рождественского (ООР).

Обсудив результаты работы Общества, Седьмой съезд положительно оценил работу президиума и исполнительной дирекции Общества по основным направлениям деятельности ООР: международному сотрудничеству, издательской деятельности, работе с молодежью, присуждению наград и памятных медалей.

Особо были отмечены успехи ООР в проведении крупных научно-технических мероприятий. За 16 лет своего существования Оптическое общество им. Д.С. Рождественского приняло участие в организации и проведении 68 крупных научно-технических мероприятий, в том числе 32 мероприятий международного масштаба, результаты которых освещены в публикациях как отдельными изданиями, так и в “Оптическом журнале” и бюллетене Общества “Оптический вестник”. В последние годы Оптическое общество им. Д.С. Рождественского активно участвует в организации и проведении таких ежегодных мероприятий международного масштаба, как международные оптические конгрессы “Оптика–XXI век” (проводятся по четным годам) и Международные конференции молодых ученых и специалистов (проводятся по нечетным годам), которые собирают специалистов-оптиков разных государств и разных поколений.

Съезд принял Постановление, в котором к числу первоочередных отнесены задачи более широкого привлечения молодежи к деятельности Общества и повышения уровня образования в области оптики. В связи с этим съезд, в частности, поручил избранному президиуму и исполнительной дирек-

ции ООР совместно с представителями работодателей и вузов Учебно-методического объединения по образованию в области приборостроения и оплотехники

- начать работу по формированию принципов и механизмов внешнего оценивания качества подготовки специалистов по оптическим образовательным направлениям, включая общественную аккредитацию образовательных программ, установление их рейтингов, сертификацию выпускников вузов;

- принять участие в формировании материалов, необходимых для разработки Государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования (ГОС ВПО) нового поколения и инновационных образовательных программ вузов в области оптического приборостроения;

- продолжить традицию Оптического общества им. Д.С. Рождественского по проведению мероприятий, посвященных памяти известных ученых-оптиков, считая, что такие традиционно проводимые ООР научно-технические мероприятия имеют большое воспитательное значение для молодого поколения оптиков: студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов.

Съезд избрал новым Президентом Оптического общества им. Д.С. Рождественского ректора Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики профессора В.Н. Васильева.

Более подробно ознакомиться с материалами съезда можно в бюллетене ООР “Оптический вестник”.

**Главный ученый секретарь Общества
Забелина И.А.**



Вышла из печати коллективная монография “Оптика наноструктур”

Книга известных специалистов в области физики низкоразмерных систем посвящена оптическим свойствам твердотельных гетероструктур с характерными масштабами пространственных неоднородностей от сотен до единиц нанометров. Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований таких важных объектов, как фотонные кристаллы, квантовые ямы и сверхрешетки, квантовые точки и металлические наночастицы. Книга предназначена для студентов старших курсов физических факультетов, а также аспирантов и научных работников, специализирующихся в области оптики твердого тела.

С. В. Гапоненко, Н. Н. Розанов, Е. Л. Ивченко, А. В. Федоров, А. М. Бонч-Бруевич, Т. А. Варганын, С. Г. Пржибельский. Оптика наноструктур. Под редакцией А. В. Федорова: СПб. “Недра”, 2005 г. – 326 с.

Книгу можно получить по почте, заказав через редакцию “Оптического журнала”. Оплата (цена книги 200 руб.) может быть произведена либо наложенным платежом, либо безналично по счету, выставленному одним из издателей книги – НПК “ГОИ им. С.И. Вавилова”.

ВНИМАНИЕ!

Если Вы опоздали подписаться на очередной номер нашего журнала или хотите получить дополнительные экземпляры какого-либо нашего выпуска, Вы можете обратиться в редакцию “Оптического журнала” и мы постараемся выслать Вам необходимые экземпляры почтой по указанному Вами адресу. Оплату по цене каталога “Роспечать” можно произвести либо наложенным платежом, либо по безналичному расчету.