

М. МЭИ

(Париж, Франция)

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ВЕЙГЕРТА

Введение. Вейгерт показал в 1919 г., что хлорсеребряная эмульсия, экспонированная сначала неполяризованным синим светом, а затем линейно-поляризованным красным светом, становится одноосной и сильно дихроичной средой [1]. Наведенная оптическая ось параллельна поляризации падающего света, а дихроизм положителен. Освещение хлористого серебра неполяризованным синим светом образует хлорсеребряную — серебряную эмульсию, имеющую широкую полосу поглощения в красной части видимого спектра, обусловленную образованием фотолитического серебра. Дополнительное экспонирование красным поляризованным светом сопровождается фотоадаптацией [2] спектра и наведением оптической анизотропии.

Однократное освещение линейно-поляризованным белым светом [3] также приводит к наведению анизотропии. Механизм этого явления широко изучался с 1919 г. [4—21]. Возможность подобных материалов восстанавливать подлинную поляризацию объекта в голографии была подчеркнута Какичашвили [22], который показал, что две когерентные световые волны с ортогональными поляризациями создадут переменную анизотропию в фоточувствительной среде в отсутствие эффекта интерференции.

Данная работа посвящена некоторым применениям эффекта Вейгерта для оптической обработки информации. После краткого описания нашего фотографического материала мы предложим теоретическую модель для процессов записи и восстановления, а также некоторые методы когерентной и некогерентной обработки оптических сигналов.

1. Приготовление хлорсеребряных эмульсий и характеристики фотонаведенной анизотропии. Используемые нами эмульсии получались из высокоразрешающих голографических пластин «Кодак 649 F». Пластину освещали до насыщения и обрабатывали обычным образом до полного превращения галондного серебра в непрозрачное металлическое серебро. Это серебро затем под действием ванны «Кодак R10» (NaCl) окислялось до прозрачного хлористого серебра, как описано в [23]. Промытая и высушенная пластина являлась хлорсеребряной эмульсией, темнеющей под действием света (исключая красный свет) и приводящей к дихроичному изображению, если падающий свет линейно поляризован.

Как указывалось выше, существуют два основных способа наведения анизотропии: однократное освещение хлорсеребряной эмульсии линейно-поляризованным белым светом и обесцвечивание хлорсеребряной — серебряной эмульсии линейно-поляризованным красным светом. Эксперименты показали, что при любом из этих способов имеется длина волны λ_0 в желтой области видимого спектра, для которой дихроизм максимален и положителен. Значение λ_0 не зависит от времени экспонирования в случае прямого окрашивания пластины линейно-поляризованным белым светом. Следовательно, проэкспонированная пластина пропустит линейно-поляризованный монохроматический свет с длиной волны λ_0 и повернет плоскость поляризации на угол ϵ вследствие дихроизма.

2. Распределение интенсивности, восстановленной пластиной после экспонирования частично линейно-поляризованным излучением. Пусть хлорсеребряная эмульсия (ХС) освещается излучением $I_T = I_P + I_N$, где

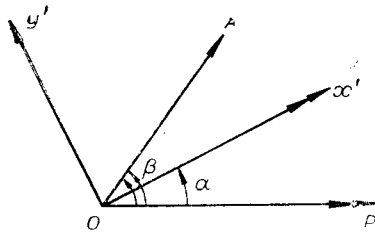


Рис. 1. Наблюдение экспонированной фотоэмульсии между поляризатором и анализатором:

Ox' и Oy' — главные оси эмульсии; OP и OA — оси поляризатора и анализатора.

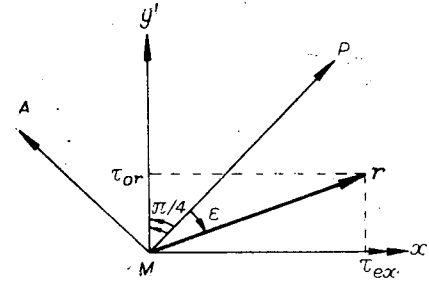


Рис. 2. Наблюдение экспонированной фотоэмульсии при освещении через поляриод P , ось которого повернута на -45° и Mx' .

Линейные колебания r после эмульсии образуют угол ϵ с осью P .

I_P — распределение линейно-поляризованной интенсивности, I_N — распределение неполяризованной интенсивности. После экспонирования в пластине можно выделить два взаимно-ортогональных направления, обозначенных Ox' (параллельно наведенной оптической оси) и Oy' . Как отмечалось выше, на длине волны λ_0 видимого спектра двулучепреломление пластины отсутствует, а дихроизм имеет положительный знак. Далее пластина освещается параллельным лучом монохроматического света λ_0 через поляриод P . Для излучения с длиной волны λ_0 ХС — чисто амплитудный материал, пропускание которого для двух взаимно-ортогональных направлений колебаний Ox' и Oy' предполагается линейной функцией экспозиции. Если σ_{EX} и σ_{OR} — соответственно коэффициенты амплитудного пропускания ХС для падающего света, поляризованного параллельно Ox' или Oy' , то они могут быть записаны в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{EX} &= \sigma_0 - kI_N - k_{EX}I_P, \\ \sigma_{OR} &= \sigma_0 - kI_N - k_{OR}I_P, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где σ_0 , k , k_{EX} и k_{OR} — константы. В случае прямого окрашивания ХС k , k_{EX} и k_{OR} положительны; в случае фотолитического обесцвечивания они отрицательны. Кроме того, $k_{OR} > k_{EX}$ в обоих случаях, так как дихроизм положителен для λ_0 .

Пусть α — угол между осью поляриода P и наведенной оптической осью Ox' (рис. 1). Падающая волна, амплитуда которой полагается равной единице, может быть представлена в виде компонент, параллельной и перпендикулярной, оптической оси, т. е.

$$\left. \begin{aligned} x' &= \cos \alpha, \\ y' &= -\sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Каждая из этих двух волн, распространяясь через пластину, претерпевает поглощение. После прохождения пластины их амплитуды будут

$$\left. \begin{aligned} x' &= \sigma_{EX} \cos \alpha, \\ y' &= -\sigma_{OR} \sin \alpha, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где σ_{EX} и σ_{OR} задаются соотношениями (1). Если наблюдать ХС через анализатор A , ось которого составляет угол β с осью поляриода P , амплитуда света, прошедшего через A , будет пропорциональна выражению

$$U_\beta = [\sigma_{EX} \cos \alpha \cos(\beta - \alpha) - \sigma_{OR} \sin \alpha \sin(\beta - \alpha)], \quad (4)$$

которое можно переписать в виде

$$U_\beta = [(\sigma_0 - kI_N) \cos \beta - k_{EX}I_P \cos \alpha \cos(\beta - \alpha) + k_{OR}I_P \sin \alpha \sin(\beta - \alpha)]. \quad (5)$$

P и A , освещается параллельным лучом света λ_0 . Восстановленное распределение амплитуды дается соотношением (5) при $I_N = 0$. Когда оси P и A взаимно-ортогональны, восстановленное излучение пропорционально

$$\mathcal{F}_\perp(\xi, \eta) = \sin^2 2\alpha \left(\frac{k_{OR} - k_{EX}}{2} \right)^2 I_P^2(\xi, \eta) \quad (6)$$

и максимально при $\alpha = -45^\circ$. Таким образом, T восстанавливается с исходной поляризацией.

В действительности направление колебаний волны \mathbf{r} , прошедшей ХС в точке $M(\xi, \eta)$, образует угол $\varepsilon(\xi, \eta)$ с осью поляроида P (рис. 2), определяемый как

$$\pi/4 - |\varepsilon(\xi, \eta)| = \text{arctg}(\sigma_{OR}(\xi, \eta)/\sigma_{EX}(\xi, \eta)) \quad (7)$$

в случае, когда $\alpha = -45^\circ$. Этот угол характеризуется соотношением

$$\text{tg } \varepsilon(\xi, \eta) = -(k_{OR} - k_{EX})I_P(\xi, \eta) / [\sigma_0 - ((k_{OR} + k_{EX})/2)I_P(\xi, \eta)]. \quad (8)$$

Направление \mathbf{r} , таким образом, меняется на поверхности пластины от $\varepsilon = 0$ в элементарных областях ХС, где $I_P(\xi, \eta) = 0$, до $\varepsilon(\xi, \eta) = \varepsilon_{\max}$ в элементарных областях, где $I_P(\xi, \eta) = I_{P\max}$.

Из соотношения (1) очевидно, что амплитуда \mathbf{r} максимальна при $I_P = 0$ и минимальна при $I_P = I_{P\max}$ (если k , k_{OR} и k_{EX} — положительные числа), в то время как для дихроизма справедливо обратное. Предположим далее, что ось анализатора повернута на угол $\beta_0 = \pi/2 + \varepsilon_0$ относительно оси поляризатора P . Все колебания под прямым углом к оси A уничтожаются, и соответствующие области ХС становятся полностью темными. Можно показать, что восстановленная интенсивность пропорциональна

$$\mathcal{F}_{\beta_0}(\xi, \eta) = \left(\frac{k_{OR} - k_{EX}}{2} \right)^2 \frac{\sigma_0^2 [I_{OP} - I_P(\xi, \eta)]^2}{\left(\frac{k_{OR} - k_{EX}}{2} \right)^2 I_{OP}^2 + \left[\sigma_0 - \left(\frac{k_{OR} + k_{EX}}{2} \right) I_{OP} \right]^2} \quad (9)$$

(I_{OP} — излучение, соответствующее углу ε_0). Вращение оси A относительно первоначального положения под прямым углом к P приводит, таким образом, к изменению контраста восстановленного сигнала. Интересно отметить, что когда оси поляроидов ориентированы под углом $\beta_{\min} = \pi/2 + \varepsilon_{\max}$ один относительно другого, восстановленный сигнал является точным негативом исходного транспаранта T .

Иллюстрацией к вышеизложенному является рис. 3. На рис. 3, а представлен сигнал, восстановленный с анизотропной фотографической записи французской марки при скрещенных поляроидах. Негативное изображение, полученное вращением анализатора на угол ε_{\max} , показано на рис. 3, б.

3. Усредненное по времени направление световых колебаний, образованных двумя перпендикулярными и частично-когерентными световыми колебаниями. Для того чтобы навести дихроизм в ХС-эмульсии, световые колебания должны иметь определенное усредненное по времени направление. По этой причине мы рассмотрим временную зависимость колебаний $V(t)$, образованных суперпозицией двух частично-когерентных ортогональных колебаний E_x и E_y , ориентированных вдоль осей Ox и Oy



Рис. 3. Изображение французской марки, восстановленное с анизотропной фотографической записи:
 а — наблюдение велось через скрещенные поляроиды; б — изображение, восстановленное при угле β_{\min} между осями P и A .

соответственно (рис. 4). Это колебание $V(t)$, характеризующееся матрицей когерентности

$$J = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \quad (10)$$

с $J_{xx} = \langle E_x E_x^* \rangle$, $J_{yy} = \langle E_y E_y^* \rangle$, $J_{xy} = J_{yx}^* = \langle E_x E_y^* \rangle$, является некогерентной суперпозицией неполяризованной световой волны $V_n(t)$ с интенсивностью $2A$ и эллиптически-поляризованной $V_e(t)$, если

$$J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} \neq 0. \quad (11)$$

Матрица J может быть переписана в виде

$$J = \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} j_{xx} & j_{xy} \\ j_{yx} & j_{yy} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$j_{xx} = J_{xx} - A, \quad j_{yy} = J_{yy} - A \quad (13)$$

и

$$j_{xx}j_{yy} - j_{xy}j_{yx} = 0. \quad (14)$$

Эллиптическая волна $V_e(t)$ — результат сложения двух перпендикулярно-поляризованных и когерентных световых волн e_x и e_y , параллельных соответственно E_x и E_y . Она может быть описана через компоненты $e_{x'}$ и $e_{y'}$, параллельные соответственно Ox' и Oy' . Как показано в [25], Ox' и Ox образуют угол Θ , определяемый соотношениями

$$\operatorname{tg} 2\Theta = (J_{xy} + J_{yx}) / (J_{xx} - J_{yy}) \quad \text{и} \quad (J_{xx} - J_{yy}) / \cos 2\Theta > 0. \quad (15)$$

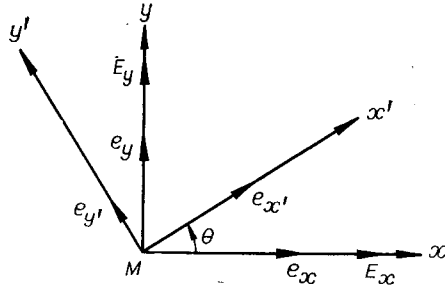


Рис. 4. Взаимодействие двух перпендикулярно-поляризованных частично-когерентных волн с эффективным фазовым сдвигом Φ .

В результате образуется частично-поляризованная световая волна, поляризованная часть которой обусловлена только e_x и e_y или $e_{x'}$ и $e_{y'}$ в квадратуре.

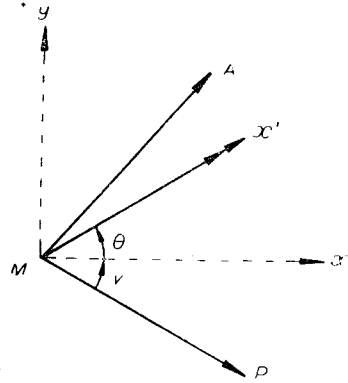


Рис. 5. Наблюдение анизотропной области эмульсии с оптической осью Mx' .

Компоненты $e_{x'}$ и $e_{y'}$ находятся в квадратуре. Их интенсивности даются соотношениями

$$j_{x'x'} = \langle e_{x'} e_{x'}^* \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} + \frac{1}{2} \frac{J_{xx} - J_{yy}}{\cos 2\theta}, \quad (16a)$$

$$j_{y'y'} = \langle e_{y'} e_{y'}^* \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} - \frac{1}{2} \frac{J_{xx} - J_{yy}}{\cos 2\theta}. \quad (16b)$$

Зависящий от времени вектор $V_e(t)$ может быть записан как

$$V_e(t) = \pm \left(\sqrt{j_{x'x'}} \cos \omega t \right) \mathbf{u}_{x'} + \left(\pm \sqrt{j_{y'y'}} \sin \omega t \right) \mathbf{u}_{y'}, \quad (17)$$

где $\mathbf{u}_{x'}$ и $\mathbf{u}_{y'}$ — единичные векторы вдоль Ox' и Oy' . Так как $j_{x'x'}$ больше, чем $j_{y'y'}$, соотношение (17) перепишем в виде

$$V_e(t) = \pm \left\{ \mathbf{u}_{x'} \left(\sqrt{j_{x'x'}} - \sqrt{j_{y'y'}} \right) \cos \omega t + \sqrt{j_{y'y'}} \left(\mathbf{u}_{x'} \cos \omega t \pm \mathbf{u}_{y'} \sin \omega t \right) \right\}. \quad (18)$$

Наконец, исходная волна $V(t)$ может быть рассмотрена как суперпозиция неполяризованной ($V_n(t)$), круговой ($V_c(t)$) и линейной ($V_p(t)$) волн с

$$\begin{aligned} V_p &= \pm \mathbf{u}_x \left(\sqrt{j_{x'x'}} - \sqrt{j_{y'y'}} \right) \cos \omega t, \\ V_c(t) &= \pm \sqrt{j_{y'y'}} \left(\mathbf{u}_{x'} \cos \omega t \pm \mathbf{u}_{y'} \sin \omega t \right). \end{aligned} \quad (19)$$

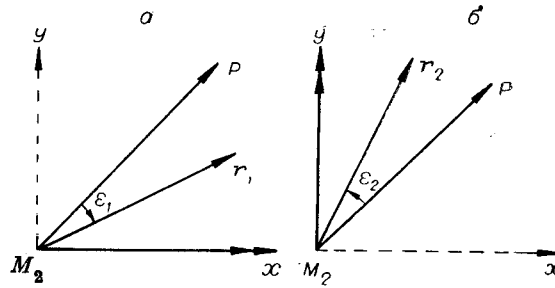
Среди этих трех волн только V_p имеет усредненное по времени направление, составляющее угол θ с направлением E_x . Ее интенсивность

$$I_p = j_{x'x'} + j_{y'y'} - 2 \sqrt{j_{x'x'} j_{y'y'}} = \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} - |J_{xy} - J_{yx}|. \quad (20)$$

Суммарная исходная интенсивность $J_{xx} + J_{yy}$ является, таким образом, суммой двух членов: линейно-поляризованного I_p , определяемого из (20), и $I_N = (J_{xx} + J_{yy}) - I_p$, не приводящего к наведению анизотропии в хлорсеребряных эмульсиях.

4. **Некогерентная оптическая обработка информации.** 4.1. *Сравнение двух оптических сигналов A и B.* Нами предложен [26] метод выделения разности интенсивностей двух оптических сигналов, суть которого состоит в следующем. Хлорсеребряная эмульсия ХС одновременно освещается

Рис. 6. Поворот плоскости поляризации освещающей эмульсию волны после прохождения областей, оптические оси которых взаимно перпендикулярны:
a — наведенная ось параллельна M_1x , *б* — наведенная ось параллельна M_1y .



двумя некогерентными и перпендикулярно-поляризованными сигналами A и B , интенсивности которых $a^2(\xi, \eta)$ и $b^2(\xi, \eta)$ меняются в пространстве. Пусть Ox и Oy — соответственно направления поляризации A и B . В каждой точке $M(\xi, \eta)$ эмульсии зависящая от времени падающая световая волна $V_M(t)$ не поляризована или частично поляризована в зависимости от разности $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)$. Если $a^2(\xi, \eta) = b^2(\xi, \eta)$, $V_M(t)$ будет неполяризованной. Если $a^2(\xi, \eta)$ отлично от $b^2(\xi, \eta)$, то $V_M(t)$ будет некогерентной суперпозицией двух световых волн: неполяризованной, интенсивность которой либо $2a^2(\xi, \eta)$, если $a^2 < b^2$, либо $2b^2(\xi, \eta)$, если $a^2 > b^2$, и линейно-поляризованной, интенсивность которой $|a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)|$, а ориентация параллельна либо Ox (если $a^2 > b^2$), либо Oy (если $a^2 < b^2$). После экспонирования на ХС возникает спроецированное изображение с пространственно-меняющейся анизотропией, характеризующейся наведенной оптической осью, взаимно параллельной или перпендикулярной в зависимости от локального знака $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)$. ХС освещается параллельным лучом света λ_0 и наблюдается между поляроидами P и A , оси которых взаимно повернуты на угол β . Ось P повернута на угол V (рис. 5) относительно Mx , которая параллельна поляризации сигнала A во время записи; Θ — угол между Mx и локальной наведенной оптической осью. Интенсивность каждой восстановленной точки $M(\xi, \eta)$ равна

$$\mathcal{I}_\beta(\xi, \eta) = \{[\sigma_0 - kI_N(\xi, \eta)] \cos \beta - k_{EX}[a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)] \cos(\Theta + V) \cos(\beta - \Theta - V) + k_{OR}|a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)| \sin(\Theta + V) \sin(\beta - \Theta - V)\}^2 \quad (21)$$

Здесь $I_N(\xi, \eta) = 2a^2(\xi, \eta)$ и $\Theta = 90^\circ$ для $a^2(\xi, \eta) < b^2(\xi, \eta)$, $I_N(\xi, \eta) = 2b^2(\xi, \eta)$ и $\Theta = 0^\circ$ для $a^2(\xi, \eta) > b^2(\xi, \eta)$.

Из уравнения (21) видно, что, когда оси P и A взаимно перпендикулярны ($\beta = 90^\circ$), восстановленное излучение

$$\mathcal{I}_\perp(\xi, \eta) = [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 [a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta)]^2 \sin^2 2V \quad (22)$$

максимально при $V = -45^\circ$ и не зависит от локальной ориентации наведенных оптических осей. Пластина ХС, наблюдаемая после экспонирования между скрещенными поляроидами, показывает, таким образом, квадрат модуля разницы интенсивностей исходных сигналов A и B . Области, соответствующие $\Theta = 0$ либо $\Theta = 90^\circ$, нельзя отличить друг от друга.

Рассмотрим сейчас детально поляризацию волны r на выходе ХС, освещенной волной, поляризованной под углом $V = -45^\circ$ к оси Ox . Необходимо последовательно проанализировать два случая: $\Theta = 0$ и $\Theta = 90^\circ$.

Пусть для элементарной области ХС, расположенной в точке $M_1(\xi_1, \eta_1)$, $a^2(\xi_1, \eta_1) > b^2(\xi_1, \eta_1)$. Наведенная оптическая ось параллельна Ox , и r_1 ориентирована как показано на рис. 6, *a*, так как дихроизм положительный. Для другой элементарной области, расположенной в точке $M_2(\xi_2, \eta_2)$ (рис. 6, *б*), где $b^2(\xi_2, \eta_2) > a^2(\xi_2, \eta_2)$, r_2 поворачивается к наведенной оптической оси Oy относительно оси P . В результате все волны r_i , соответствующие $a^2(\xi, \eta) > b^2(\xi, \eta)$, повернуты к оси P на углы $\epsilon_i(\xi, \eta)$,

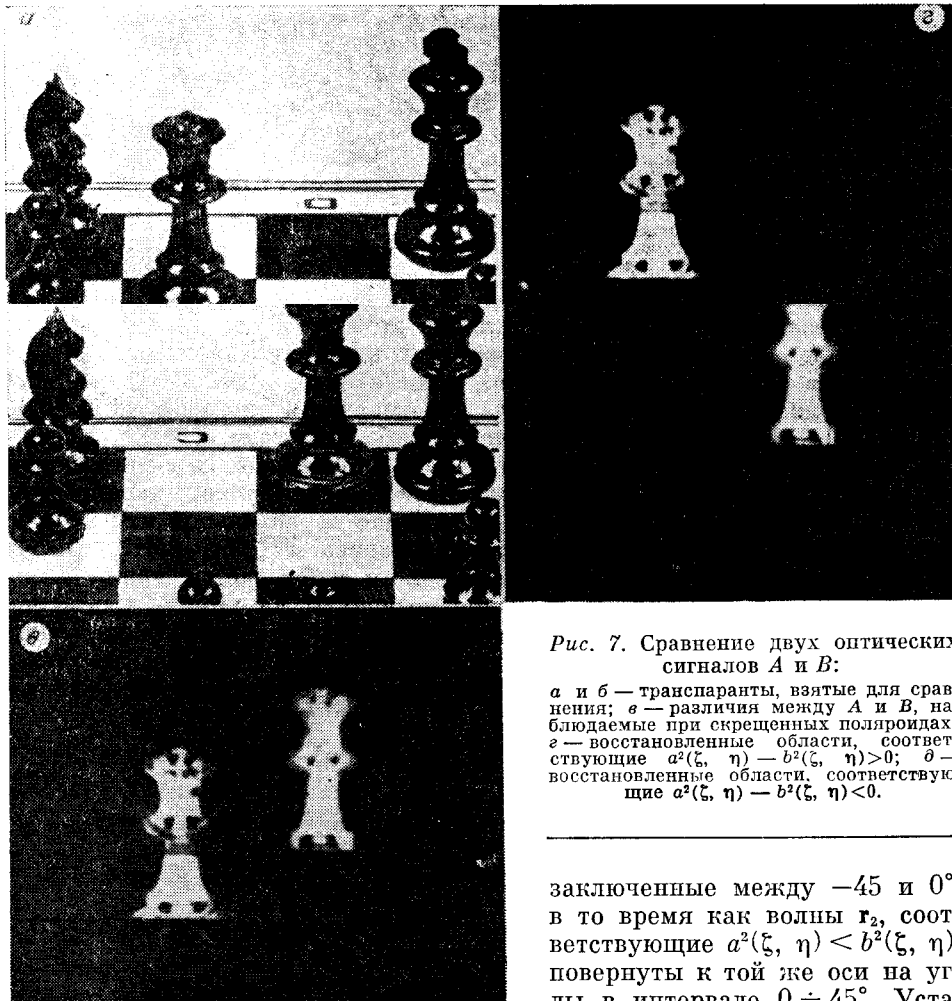


Рис. 7. Сравнение двух оптических сигналов A и B :

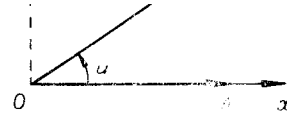
a и b — транспаранты, взятые для сравнения; c — различия между A и B , наблюдаемые при скрещенных поляроидах; g — восстановленные области, соответствующие $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta) > 0$; d — восстановленные области, соответствующие $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta) < 0$.

заклученные между -45 и 0° , в то время как волны r_2 , соответствующие $a^2(\xi, \eta) < b^2(\xi, \eta)$, повернуты к той же оси на углы в интервале $0 \div 45^\circ$. Установление оси A ортогонально к одной из волн r_i приводит к

убиранию постоянной интенсивности для всех областей, где $a^2(\xi, \eta) > b^2(\xi, \eta)$, и добавлению той же самой интенсивности для всех областей, где $a^2(\xi, \eta) < b^2(\xi, \eta)$. Следовательно, поворот оси A относительно начального, перпендикулярного к оси P положения вызывает изменение контраста восстановленных различий: части ХС, для которых $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta) > 0$, с одной стороны, и те, для которых $a^2(\xi, \eta) - b^2(\xi, \eta) < 0$ — с другой, окажутся с обращенными поляризациями. Видность будет максимальной, если ось A повернуть на $\epsilon_{1\max}$ или $\epsilon_{2\max}$.

Экспериментальные результаты показаны на рис. 7. На рис. 7, a , b представлены два транспаранта, используемые для сравнения; на рис. 7, c показан сигнал, восстановленный между скрещенными поляроидами, а на рис. 7, g , d изображены сигналы, полученные после поворота оси A на $\epsilon_{1\max}$ и $\epsilon_{2\max}$.

нахождения одномерной производной транспаранта с использованием некогерентного света. Сигнал T направляется на ХС через подходящую двулучепреломляющую пластину, которая дает два несколько смещенных некогерентных и с ортогональными поляризациями изображений T . Скорость наведения анизотропии пропорциональна разнице интенсивностей между этими изображениями, которая представляет собой пространственную одномерную производную T , если смещение изображений достаточно мало. Кроме того, данная методика может обеспечить простые способы улучшения качества расплывчатого изображения, полученного при расфокусировке или прямолинейном движении камеры во время съемки. Оба метода заключаются в одновременной записи на ХС-эмульсию двух некогерентных изображений входного расплывчатого сигнала, перпендикулярно-поляризованных и соответственно слегка сдвинутых с помощью двулучепреломляющей пластины. Тогда величина фотонаведенной анизотропии будет пропорциональна производной входного сигнала. В случае дефокусировки изображения радиально смещаются. Если деградация обусловлена неоднородным прямолинейным движением, они смещаются в направлении движения.



4.2. *Хранение информации.* Такой фотографический материал позволяет записать одновременно два некогерентных сигнала и по отдельности восстановить их после экспонирования [29].

A и B представляют сейчас два некогерентных сигнала, линейно-поляризованных под углом u один относительно другого (рис. 8). Направление поляризации A , как и ранее, принимается за опорное направление (ось Ox). ХС-эмульсия освещается обоими сигналами. Световая волна $V(t)$, падающая на произвольную точку $M(\zeta, \eta)$ эмульсии, характеризуется матрицей когерентности (10) с

$$\left. \begin{aligned} J_{xx} &= a^2(\zeta, \eta) + b^2(\zeta, \eta) \cos^2 u, \\ J_{yy} &= b^2(\zeta, \eta) \sin^2 u, \\ J_{xy} &= J_{xy}^* = b^2(\zeta, \eta) \cos u \sin u. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Непосредственно используя результаты п. 3, можно убедиться, что пространственно модулированное усредненное по времени направление $V(t)$ характеризуется

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\Theta &= b^2(\zeta, \eta) \sin 2u / [a^2(\zeta, \eta) + b^2(\zeta, \eta) \cos 2u], \\ \cos \Theta & / [a^2(\zeta, \eta) + b^2(\zeta, \eta) \cos 2u] > 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, фотонаведенная оптическая ось в точке M образует угол Θ с опорным направлением Ox . После экспонирования ХС-пластина наблюдается через скрещенные поляриды, V — угол между осью P и направлением Ox (см. рис. 6). Область, расположенная в точке $M(\zeta, \eta)$, восстанавливается с интенсивностью, пропорциональной

$\mathcal{F}_\perp(\zeta, \eta) = ((k_{or} - k_{ex})/2)^2 [a^2(\zeta, \eta) \sin 2V + b^2(\zeta, \eta) \sin(2u + 2V)]^2$. (25)
Из (25) можно получить, что при $V = -u$ пластинка ХС восстановит транспарант A с интенсивностью

$$\mathcal{F}_A(\zeta, \eta) = [(k_{or} - k_{ex})/2]^2 a^4(\zeta, \eta) \sin^2 2u, \quad (26)$$

которая максимальна при $u = +45^\circ$. Таким же образом при $V = 0$ восстанавливается только сигнал B с интенсивностью

$$\mathcal{F}_B(\xi, \eta) = [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 b^4(\xi, \eta) \sin^2 2u, \quad (27)$$

которая максимальна при $u = 45^\circ$.

Кроме того, при $V = -u/2$ восстановленная интенсивность пропорциональна

$$\mathcal{F}_D(\xi, \eta) = [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 [b^2(\xi, \eta) - a^2(\xi, \eta)]^2 \sin^2 u, \quad (28)$$

тогда как при $V = -u/2 + 45^\circ$ она дается выражением

$$\mathcal{F}_S(\xi, \eta) = [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 [b^2(\xi, \eta) + a^2(\xi, \eta)]^2 \cos u. \quad (29)$$

В результате вращения между скрещенными поляроидами такой анизотропной фотографической записи двух некогерентных сигналов позволяет последовательно наблюдать их линейную комбинацию, включая каждый сигнал по отдельности, разность и сумму распределений их интенсивностей.

5. Интерферограммы, образованные двумя перпендикулярно-поляризованными волнами частично-когерентного света. Как было показано в п. 3, световая волна, образованная двумя перпендикулярными и частично-когерентными колебаниями E_x и E_y , эквивалентна в широком временном интервале линейным колебаниям V_P , образующим угол Θ с Ox и имеющим интенсивность I_P (20). Фотодихроизм, наведенный этими двумя волнами в ХС-эмульсиях, определяется, таким образом, локальными значениями Θ и I_P . После экспонирования ХС-пластина освещается монохроматическим (λ_0) светом, поляризованным линейно под углом V к Ox . С помощью уравнений (5), (15) и (20) можно показать, что при наблюдении ХС через скрещенные поляроиды прошедшая интенсивность равна

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\perp = & [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 \{ \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} - |J_{xy} - J_{yx}| \}^2 \times \\ & \times [(J_{xy} + J_{yx}) \cos 2V + (J_{xx} - J_{yy}) \sin 2V] / [(J_{xx} - J_{yy})^2 + (J_{xy} + J_{yx})^2]. \end{aligned} \quad (30)$$

E_x и E_y , интенсивности которых соответственно a^2 и b^2 , полагаются постоянными ($a^2 > b^2$), характеризуются степенью когерентности γ и эффективным меняющимся в пространстве фазовым сдвигом Φ , входящим в соотношение

$$J_{xy} = \langle E_x E_y^* \rangle = \gamma a b e^{i\Phi}. \quad (31)$$

Значение Θ , определяемое из

$$\operatorname{tg} 2\Theta = (2\gamma ab \cos \Phi) / (a^2 - b^2), \quad (32)$$

заключено между -45 и $+45^\circ$, так как $a^2 > b^2$. Максимальное значение Θ_M дается соотношением

$$\operatorname{tg} 2\Theta_M = (2\gamma ab) / (a^2 - b^2). \quad (33)$$

Соотношение (30) теперь может быть переписано в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_\perp = & [(k_{OR} - k_{EX})/2]^2 \{ \sqrt{(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2} - 2\gamma ab |\sin \Phi| \}^2 [(a^2 - b^2) \sin 2V - \\ & - 2\gamma ab \cos \Phi \cos 2V] / [(a^2 - b^2)^2 + 4\gamma^2 a^2 b^2 \cos^2 \Phi]. \end{aligned} \quad (34)$$

\mathcal{F}_\perp является периодической функцией V , период которой равен 90° . Мы будем рассматривать только значения V , заключенные между -45 и 45° .

5.1. $-\Theta_M \leq V \leq +\Theta_M$. Для значения V_0 из V существуют области на ХС, оптическая ось которых параллельна оси P . Это направление характеризует значение Φ_0 из Φ , определяемое из

$$\cos \Phi_0 = [(a^2 - b^2) / 2\gamma ab] \operatorname{tg} 2V_0. \quad (35)$$

В результате ХС воспроизводит интерферограмму колебаний E_x и E_y , период которой как функции Φ равен 2π . Две темные полосы на период характеризуют линии Φ_0 и $2\pi - \Phi_0$. Если $V = -\Theta_M$ (или Θ_M), будет толь-

Рис. 9. Интенсивность, наблюдаемая через скрещенные поляриды для вариантов зависимостей Φ и разных значений V .

ко одна темная полоса на период (рис. 9), соответствующая $\Phi_0 = 0$ ($V = -\Theta_M$) или $\Phi_0 = \pi$ ($V = \Theta_M$).

В особом случае, когда $V = 0$, оптические оси для Φ и $\Phi + \pi$ расположены симметрично относительно оси P . Период восстановленной интерферограммы, таким образом, равен π и темные полосы соответствуют линиям $\Phi = (2p + 1)(\pi/2)$, где p — целое.

На рис. 10, а приведена мало-контрастная интерферограмма, воспроизведенная в поляризационном интерферометре $P1$, освещенном протяженным источником и помещенном между скрещенными поляроидами таким образом, что его главные оси колебаний образуют углы с осями поляридов, отличные от 45° .

Колебания E_x и E_y на выходе $P1$ одновременно записывались на ХС-эмульсию. На рис. 10, б показана интерферограмма, воспроизведенная ХС-пластиной, помещенной между поляроидами, оси которых параллельны соответственно E_x и E_y . Контраст интерферограммы максимален, а пространственная частота удвоена по сравнению с интерферограммой на рис. 10, а. Интерферограммы на рис. 10, в и г были получены вращением ХС между скрещенными поляроидами. На рис. 10, в темные полосы соответствуют линиям $\Phi = \Phi_0 + 2p\pi$ и $(2\pi - \Phi_0) + 2p\pi$, в то время как на рис. 10, г — линиям $\Phi = 2p\pi$.

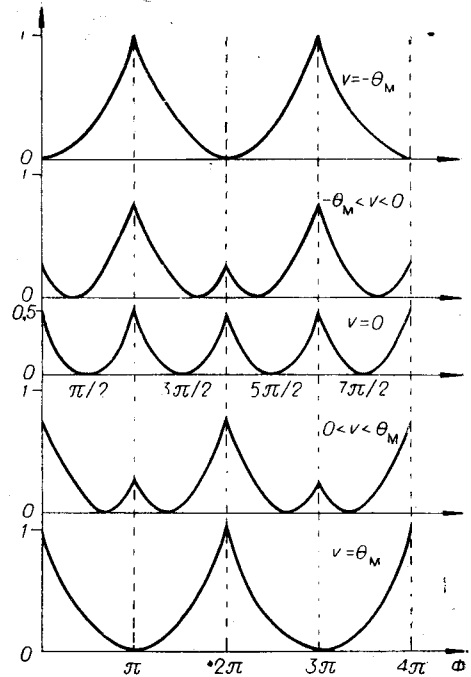
Анизотропная фотографическая запись двумя частично-когерентными и перпендикулярно-поляризованными световыми волнами E_x и E_y позволяет, таким образом, восстанавливать интерферограммы, на которых положение темных полос и расстояние между ними меняются в зависимости от угла между осью поляроида P и направлением поляризации E_x . Частичная когерентность влияет только на среднюю интенсивность восстановленной интерферограммы. Отметим, что в особом случае, когда $a = b$, $\text{tg } 2\Theta$ обращается в бесконечность, а $\Theta = +45^\circ$ или -45° в зависимости от знака $\cos \Phi$. Оптические оси любых двух элементарных областей ХС параллельны или перпендикулярны, и на выходе скрещенных поляридов наблюдается интенсивность

$$\mathcal{I}_\perp = 4a^2b^2\gamma^2(1 - |\sin \varphi|)^2 \cos^2 2V. \quad (36)$$

Независимо от значения V период восстановленной интерферограммы всегда равен π , а ее интенсивность максимальна при $V = 0$.

5.2. $-45^\circ < V < -\Theta_M$ и $\Theta_M < V < 45^\circ$. В этом случае на пластине не будет наведенной оптической оси, совпадающей с осью поляроида P . Следовательно, полосы на восстановленной интерферограмме не будут темными, и их контраст не максимален.

Заключение. В работе описаны некоторые применения эффекта Вейгерта для оптической обработки информации как в некогерентном, так и в когерентном свете. В обоих случаях сигналы кодируются направлением их поляризации во время записи, процесс восстановления может



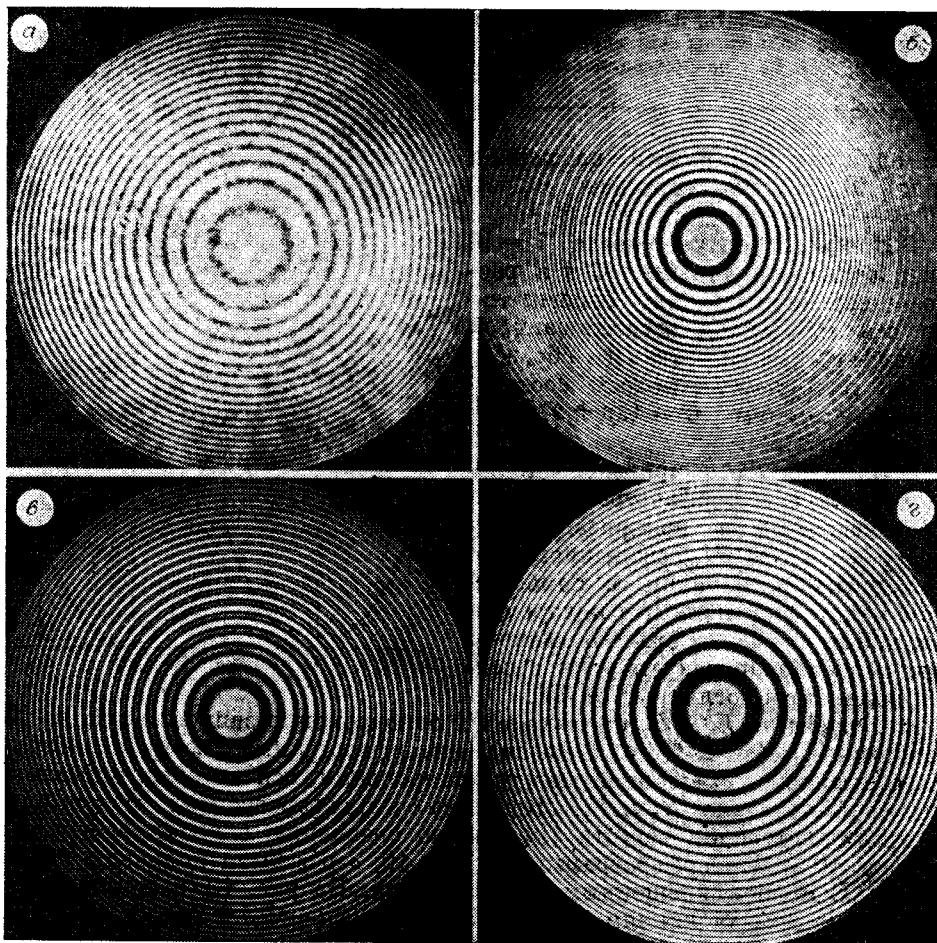


Рис. 10. Интерферограммы, образованные двумя перпендикулярно-поляризованными волнами частично-когерентного света:

a — малококонтрастные синусоидальные полосы, образованные в поляризационном интерферометре, освещенном протяженным источником; *б* — интерферограмма, восстановленная с эмульсии, освещенной волной, линейно-поляризованной параллельно E_x ($V=0$); *в* и *г* — полосы, воспроизведенные эмульсией, освещенной линейно-поляризованной волной, повернутой к Ox на угол α ($\alpha - 0 < V_0 < \Theta_M$, $\alpha - V_0 = \Theta_M$).

быть сделан в некогерентном свете, так как отсутствует фурье-фильтрация.

Имеются другие фоточувствительные материалы, подобные щелочно-галоидным кристаллам, легированным анизотропными центрами окраски, в которых наводится анизотропия при освещении линейно-поляризованным светом. Эти материалы, однако, необходимо экспонировать светом, поляризация которого ориентирована определенным образом относительно кристаллографических осей. Кроме того, у хлорсеребряных фотографических эмульсий наблюдаются интересные свойства фотоадаптации, применение которых для обработки цветных сигналов в настоящее время изучается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weigert F.— Verh. Dtsch. Physik. Ges., 1919, Bd 21, S. 479.
2. La Lumière/Ed. Besquerel. Paris: Dldot frères fills et Cie, 1867, p. 176.
3. Tcherdynceev S.— Sci. et Ind. Phot., 1935, vol. 6, p. 285.
4. Richard L.— Rev. Opt., 1928., vol. 7, p. 477.

5. Weigert F., Elvegard E. and Nakashima M.—Zeitsphys. Chem. (B), 1929, Bd 3, S. 377; 1929, Bd 4, S. 599.
6. Cotton A.—C. R. Acad. Sci. (Paris), 1929, vol. 189, p. 599.
7. Mathieu J. P.—Rev. Opt., 1930, vol. 9, p. 353.
8. Weigert F. and Shidei J.—Naturwiss., 1930, Bd 18, S. 532.
9. Weigert F. and Shidei J.—Zeits. Phys. Chem. (B), 1930, Bd 9, S. 329.
10. Weigert F. and Stibel F.—Zeits. Wiss. Phot., 1931, Bd 30, S. 95, 177.
11. Weigert F.—Phot. Korr., 1934, vol. 70, p. 41.
12. Cameron A. E. and Taylor A. M.—J. Opt. Soc. Am., 1934, vol. 24, p. 316.
13. Freundlich H.—Phot. J., 1936, vol. 76, p. 395.
14. Nikitine S.—C. R. Acad. Sci. (Paris), 1937, vol. 204, p. 973.
15. Weigert F.—Phot. J., 1939, vol. 79, p. 121.
16. Kamiya I.—Bull. Chem. Soc. Jap., 1957, vol. 30, p. 294.
17. Matulis Y. Y. and Yanishevichene Y. A.—Zh. Nauch. Prikl. Fot. Kinc, 1957, Bd 2, S. 91.
18. Bezrychko V. M., Bodryagin V. I., Shalotov A. A.—Sov. Phys.-Solid State, 1970, vol. 12, p. 853.
19. Cherkashin V. P.—Sov. Phys.-Solid State, 1971, vol. 13, p. 264; 1972, vol. 14, p. 1083.
20. Ageev L. A., Milaslavskii V. K., Shklyarevskii I. N.—Opt. Spectrosc. (USSR), 1976, vol. 40, p. 589.
21. Anikin A. A., Malinovsky V. K., Zhdanov V. G.—J. Optics (Paris), 1981, vol. 12, p. 115—121.
22. Kakichashvili Sh. D.—Opt. Spectrosc. (USSR), 1972, vol. 33, p. 171.
23. McMahon D. H., Maloney W. T.—Appl. Opt., 1970, vol. 9, p. 1363.
24. Jonathan J. M., May M.—Opt. Comm., 1979, vol. 28, p. 30.
25. Born M., Wolf E. Principles of Optics. N.-Y.: Pergamon, 1965, p. 544.
26. Jonathan J. M., May M.—Opt. Comm., 1979, vol. 28, p. 295.
27. Debrus S., Jonathan J. M.—J. Optics (Paris), 1979, vol. 10, p. 129.
28. Henriot M. P., May M.—Appl. Opt. (in press.).
29. Jonathan J. M., May M.—Opt. Eng., 1980, vol. 19, p. 828.

Поступила в редакцию 24 марта 1981 г.

УДК 535.317.1 : 535.8

Ж.-Ш. ВЬЕНО, Ж.-П. ГОДЖЕБЕР
(Безансон, Франция)

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ОПТИКА В МЕТРОЛОГИИ И ОБРАБОТКЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ *

Цель работы — сообщить читателю основные принципы и методы пространственно-временной оптики как нового направления. В последнее время по рассматриваемой проблеме опубликовано много работ, список которых приводится в конце статьи.

Общие принципы. Как известно, при записи обычной голограммы световые монохроматические волны, идущие от опорного источника и объекта, интерферируют в плоскости регистрации. Такая голограмма представляет собой некоторое пространственное распределение интенсивности в том смысле, что информация об объекте закодирована главным образом в виде функции пространственных переменных. Однако возможен и другой вид кодирования, в котором информация представлена временной функцией (это напоминает процесс передачи ее с помощью радиоволн). В обоих случаях необходимо ввести модуляцию для того, чтобы закодировать информацию, подлежащую передаче и обработке. Это иллюстрируется рис. 1, где на входе имеется одиночный импульс

* Текст доклада на III Всесоюз. конф. по голографии (г. Ульяновск, 1978 г.).