

УДК 536.46, 53.517,3; 535.3: 536.42

ИЗОТРОПНАЯ БЕССЕЛЬ — ГИЛЬБЕРТ-ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЕЙ ФАЗОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

© Ю. Н. Дубнищев^{1,2,4}, В. А. Арбузов^{1,2,4}, Э. В. Арбузов^{1,3,4},
О. С. Золотухина^{1,4}

¹*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 1*

²*Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН,
630058, г. Новосибирск, ул. Русская, 41*

³*Институт математики им. С. Л. Соболева СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 4*

⁴*Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20
E-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru*

Обсуждаются метод и возможность реализации изотропной бессель — гильберт-диагностики полей фазовой оптической плотности газовых, конденсированных и реагирующих сред. Зондирующее поле в таких системах формируется в виде моно- или полихроматической конфигурации бесселевых пучков, пространственно-частотный фурье-спектр которых оптически сопряжён с концентрической фазовой структурой изотропного гильберт-фильтра, а цветовая структура соответствует спектральной чувствительности фотоматрицы видеокамеры, подключённой к компьютеру, который анализирует покадровую последовательность полученных изображений. Структура такого зондирующего поля устойчива к дифракционным возмущениям, индуцируемым исследуемой средой, и их влиянию на изотропность гильберт-визуализации фазовой оптической плотности. Область возможных приложений — экспериментальная гидро- и газодинамика, теплофизика, океанология, а также соответствующие промышленные технологии.

Ключевые слова: оптическая диагностика газовых и конденсированных сред, гильберт-оптика, бесселевы пучки, оптическая диагностика пламён.

DOI: 10.15372/AUT20210604

Введение. Оптическая диагностика газовых, конденсированных и реагирующих сред широко используется в научных исследованиях и в промышленных технологиях [1, 2]. Одно из важнейших направлений её развития основано на гильберт-визуализации и анализе полей фазовой оптической плотности [3–9]. В [10] или в более современной интерпретации [11] описан способ изотропной гильберт-визуализации полей фазовой оптической плотности, согласно которому в исследуемую среду направляется зондирующее поле и формируется фурье-спектр фазовых возмущений, индуцируемых в этом поле исследуемой средой. В [12] изотропная гильберт-фильтрация выполняется с использованием кольцевого источника и оптического фильтра Кастлера, состоящего из двух коаксиальных двулучепреломляющих фазовых пластинок, взаимная ориентация которых формирует фазочастотную характеристику в заданной спектральной полосе. Выполняется изотропное преобразование Гильберта фурье-спектра фазовых возмущений. Такой способ осложняется влиянием дифракционных искажений зондирующего поля, индуцируемых исследуемой средой, на гильберт-визуализацию полей фазовой оптической плотности. Искажение и смещение изображения кольцевого источника относительно гильберт-фильтра в частотном пространстве приводит к ошибкам в диагностике полей фазовой оптической плотности из-за нарушения изотропности фильтрации.

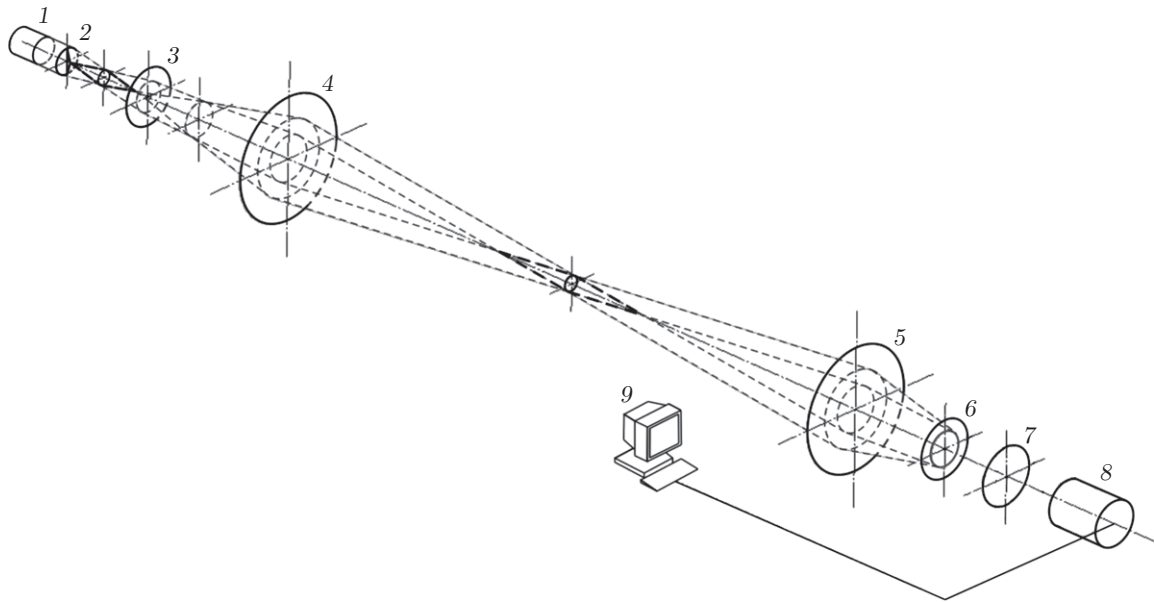


Рис. 1. Оптическая схема гильберт-визуализатора полей фазовой оптической плотности в газовых и конденсированных средах

Целью предлагаемой работы является исследование возможности исключения влияния дифракционных возмущений структуры зондирующего поля, индуцируемых исследуемой средой, на изотропную гильберт-визуализацию полей фазовой оптической плотности.

Изотропная гильберт-визуализация. Обратимся к схеме устройства на рис. 1. Устройство содержит последовательно расположенные источник светового излучения 1, аксикон 2, фурье-сопряжённые объективы 3 и 4, объектив 5, в фурье-плоскости которого установлен гильберт-фильтр 6, объектив 7, и цифровую видеокамеру (камкодер) 8, подключённую к компьютеру 9.

Визуализация осуществляется следующим образом [13]. Источник 1 формирует световой пучок, падающий на аксикон 2, структура которого удовлетворяет условию

$$\sin \theta = (n - 1) \sin \beta,$$

где θ — угловой параметр бесселева пучка $I_0(kr_1 \sin \theta)$, заданный аксиконом; β — угол между основанием и образующей конической поверхности аксикона; n — показатель преломления материала, из которого выполнен аксикон. Примем амплитуду волны единичной. Тогда комплексная амплитуда поля непосредственно за аксиконом будет иметь вид

$$S(r_1) = \exp(ikr_1\theta) \approx I_0(kr_1\theta), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны источника излучения, r_1 — полярный радиус. Здесь мы воспользовались первым членом разложения функции $\exp(ikr_1\theta)$ в ряд Фурье в приближении малого θ , $\sin \theta \approx \theta$. Комплексная амплитуда поля в передней фурье-плоскости объектива 3 описывается с точностью до комплексного множителя бесселевым пучком (1). Объектив 3 выполняет ганкель-преобразование поля, заданного в передней фурье-плоскости:

$$S(r_1) \xleftrightarrow{h} \bar{S}(w_1), \quad (2)$$

где w_1 — полярный радиус в частотной плоскости объектива, $w_1 = kr_1/f_1$ (f_1 — фокусное расстояние). Ганкель-образ $\bar{S}(w_1)$ и фурье-спектр $S(w_1)$ связаны соотношением

$$S(w_1) = 2\pi\bar{S}(w_1). \quad (3)$$

С учётом (2) и (3) находим выражение для комплексной амплитуды поля в задней фурье-плоскости объектива 3. Для этого воспользуемся преобразованием Ганкеля

$$aI_0(ar_1) \xleftrightarrow{h} \delta(w_1 - a),$$

где $\delta(w_1 - a)$ — дельта-функция. Согласно рис. 1 $a = k\theta$, следовательно,

$$\int_0^{\infty} I_0(kr_1\theta)I_0(r_1w_1)r_1 dr_1 = \frac{1}{k\theta} \delta(w_1 - k\theta). \quad (4)$$

Из (4) и (1) для комплексной амплитуды поля в задней фурье-плоскости объектива 3 с точностью до постоянного комплексного множителя имеем

$$S(w_1) = \delta(w_1 - k\theta). \quad (5)$$

Как видно из (5), в задней фурье-плоскости объектива 3 формируется кольцевая структура, радиус которой определяется из свойств дельта-функции, имеющей ненулевое значение при $w_1 = k\theta$. Объектив 4 с фокусным расстоянием f_2 выполняет обратное преобразование Ганкеля для поля с комплексной амплитудой (5):

$$S(w_1) \xleftrightarrow{h} \bar{S}(r)$$

или с учётом (5) и с точностью до постоянного комплексного множителя

$$S(r) = \int_0^{\infty} \delta(w_1 - k\theta)I_0(w_1r)w_1 dw_1. \quad (6)$$

Здесь r — полярный радиус бесселева пучка, сформированного объективом 4. Воспользовавшись фильтрующим свойством дельта-функции, находим из (6) с точностью до комплексного множителя амплитуду зондирующего поля

$$S(r) = I_0(kr\theta). \quad (7)$$

Расходимость зондирующего поля оценивается областью существования главного (нулевого) максимума функции Бесселя $I_0(kr\theta)$ в (7), поскольку его полуширина составляет 2,4:

$$kr\alpha = 2,4, \quad (8)$$

где $r = r_1f_2/f_1$, f_2/f_1 — поперечный коэффициент увеличения конфокальной системы, состоящей из объективов 3 и 4. Условие (8) можно записать в виде

$$kr_1 \frac{f_2}{f_1} \alpha = 2,4. \quad (9)$$

Согласно (9) радиус сечения зондирующего поля, сформированного в исследуемой среде, оценивается как радиус бесселева пучка r_1 , умноженный на коэффициент передачи (увеличения) оптической системы, состоящей из объективов 3 и 4. Соответственно угол расходимости и сходимости огибающей в продольном сечении зондирующего бесселева пучка, как следует из (7) и (8),

$$\alpha = \frac{f_1}{f_2} \theta. \quad (10)$$

Протяжённость зондирующего поля $2l$ определяется как

$$l = l_0 \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2, \quad (11)$$

где $2l_0$ — продольный размер бесселева пучка, сформированного аксиконом; $(f_2/f_1)^2$ — продольный коэффициент увеличения конфокальной системы;

$$l_0 = \frac{r_0}{\theta},$$

r_0 — радиус аксикона.

Как следует из (7), объектив 4 формирует в исследуемой среде зондирующее поле, которое с точностью до комплексного множителя описывается бесселевым пучком с плоским волновым фронтом и комплексной амплитудой

$$S(r) = I_0(kr\alpha). \quad (12)$$

Опущенный комплексный множитель пропорционален экспоненте, мнимый показатель которой является линейной функцией координат оптической оси объектива 4, формирующего зондирующее поле. Это поле возмущается фазовыми неоднородностями $\exp[i\psi(r)]$ исследуемой среды:

$$S(r, \psi) = I_0(kr\alpha) \exp[i\psi(r)]. \quad (13)$$

Объектив 5 выполняет фурье-преобразование возмущённого зондирующего поля:

$$I_0(kr\alpha) \exp[i\psi(r)] \leftrightarrow S(w). \quad (14)$$

Фурье-спектр этого поля $S(w)$ формируется в задней фурье-плоскости объектива 5. В осесимметричной оптической системе фурье-преобразование (14) реализуется через преобразование Ганкеля:

$$I_0(kr\alpha) \exp[i\psi(r)] \xrightarrow{h} \bar{S}(w),$$

где $S(w) = 2\pi\bar{S}(w)$. В приближении малых фазовых возмущений

$$\exp[i\psi(r)] \approx 1 + i\psi(r). \quad (15)$$

С учётом (15) фурье-спектр $S(w)$ с точностью до постоянного множителя пропорционален ганкель-образу возмущённого зондирующего поля:

$$S(w) = 2\pi\bar{S}(w) = 2\pi \int_0^\infty I_0(kr\alpha)[1 + i\psi(r)]I_0(wr)r dr =$$

$$= 2\pi \int_0^{\infty} I_0(kr\alpha)I_0(wr)r dr + i2\pi \int_0^{\infty} \psi(r)I_0(kr\alpha)I_0(wr)r dr. \quad (16)$$

Для первого интеграла в (16) имеем

$$\int_0^{\infty} I_0(kr\alpha)I_0(wr)r dr = \delta(w - k\alpha). \quad (17)$$

Выражение (17) описывает тонкое кольцо как ганкель-образ бесселева пучка. Кольцевая структура $\delta(w - k\alpha)$, сформированная в фурье-плоскости объектива 5, разграничивает области положительных ($w > k\alpha$) и отрицательных ($w < k\alpha$) пространственных частот. Ганкель-образ фазовых возмущений определяется вторым интегралом в (16):

$$\int_0^{\infty} \psi(r)I_0(kr\alpha)I_0(wr)r dr = \bar{\psi}(w - k\alpha). \quad (18)$$

Фурье-спектр этих возмущений пропорционален ганкель-образу (18):

$$\psi(w - k\alpha) = 2\pi\bar{\psi}(w - k\alpha). \quad (19)$$

Для визуализации полей фазовой оптической плотности (19) в частотной плоскости установлен гильберт-фильтр с когерентной передаточной функцией

$$H_{\psi}(w) = -i \operatorname{sgn}(w - k\alpha) = \exp\left\{-i\frac{\pi}{2} \operatorname{sgn}(w - k\alpha)\right\}. \quad (20)$$

Формула (20) описывает фазочастотную характеристику (ФЧХ) гильберт-фильтра при амплитудно-частотной характеристике (АЧХ), равной единице. Фурье-спектр поля непосредственно за гильберт-фильтром определяется произведением фурье-спектра фазовых возмущений (16) на когерентную передаточную функцию (20) с учётом (17) и (18):

$$\begin{aligned} \hat{S}(w) &= S(w)H_{\psi}(w) = 2\pi[\delta(w - k\alpha) + i\psi(w - k\alpha)][-i \operatorname{sgn}(w - k\alpha)] = \\ &= -i2\pi\delta(w - k\alpha) \operatorname{sgn}(w - k\alpha) + 2\pi\psi(w - k\alpha) \operatorname{sgn}(w - k\alpha). \end{aligned} \quad (21)$$

Согласно дельта-функции

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(w - k\alpha) \operatorname{sgn}(w - k\alpha) dw = \operatorname{sgn}(0) = 0,$$

где 2ε — толщина границы раздела положительных и отрицательных пространственных частот в структуре гильберт-фильтра. Отсюда в (21)

$$i\delta(w - k\alpha) \operatorname{sgn}(w - k\alpha) = 0. \quad (22)$$

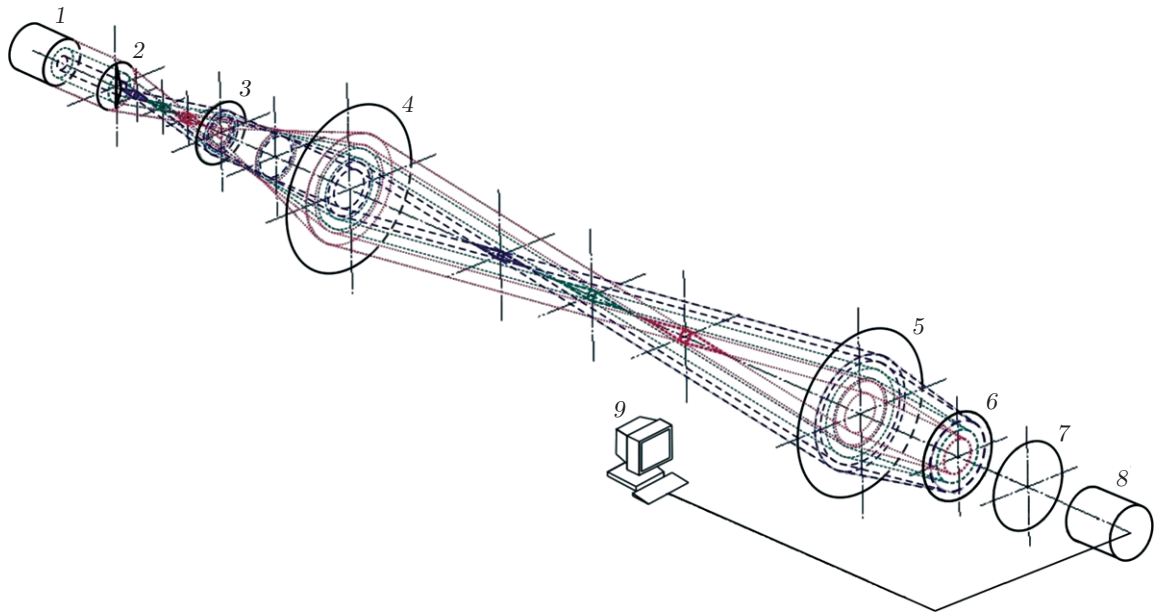


Рис. 2. Оптическая схема гильберт-визуализатора rgb -полей фазовой оптической плотности в газовых и конденсированных средах

С учётом (22) фурье-спектр поля непосредственно за гильберт-фильтром является гильберт-сопряжённым фурье-спектром фазовых возмущений, индуцированных исследуемой средой:

$$\hat{S}(w) = 2\pi\psi(w - k\alpha) \operatorname{sgn}(w - k\alpha) = \hat{\psi}(w - k\alpha).$$

Здесь $\hat{\psi}(w - k\alpha)$ — гильберт-спектр фазовых возмущений.

Объектив 7 выполняет обратное фурье-преобразование спектра фазовых возмущений:

$$\hat{\psi}(w - k\alpha) \leftrightarrow \hat{\psi}(R) \exp(ikR\alpha).$$

Здесь R — полярный радиус цилиндрической системы координат в плоскости фотоматрицы видеокамеры, регистрирующей гильберт-изображение $I(R)$ поля оптической фазовой плотности исследуемой среды:

$$I(R) = |\hat{S}(R)|^2 = |\hat{\psi}(R)|^2. \quad (23)$$

Гильберт-изображение поля фазовых возмущений (23), регистрируемое видеокамерой, обрабатывается компьютером, подключённым к ней.

Обратимся к рис. 2. Здесь источник формирует концентрическую кольцевую r , g и b структуры излучения. Устройство содержит такую же, как и на рис. 1, конфигурацию последовательно расположенных элементов: источник светового излучения 1, аксикон 2, объективы 3 и 4, фурье-объектив 5, гильберт-фильтр 6, фурье-объектив 7 и видеокамера 8, подключённая к компьютеру 9. Аксикон 2 в этом устройстве преобразует, как показано на рис. 3, падающие на него поля с концентрической кольцевой r , g и b структурами излучения в соосную последовательность r , g и b бесселевых пучков. Для суперпозиции таких rgb -компонент, сформированных аксиконом, с точностью до комплексных по аналогии с (1) множителей имеем

$$S(r_1) = I_0(k_r r_1 r \theta_r) + I_0(k_g r_1 g \theta_g) + I_0(k_b r_1 b \theta_b). \quad (24)$$

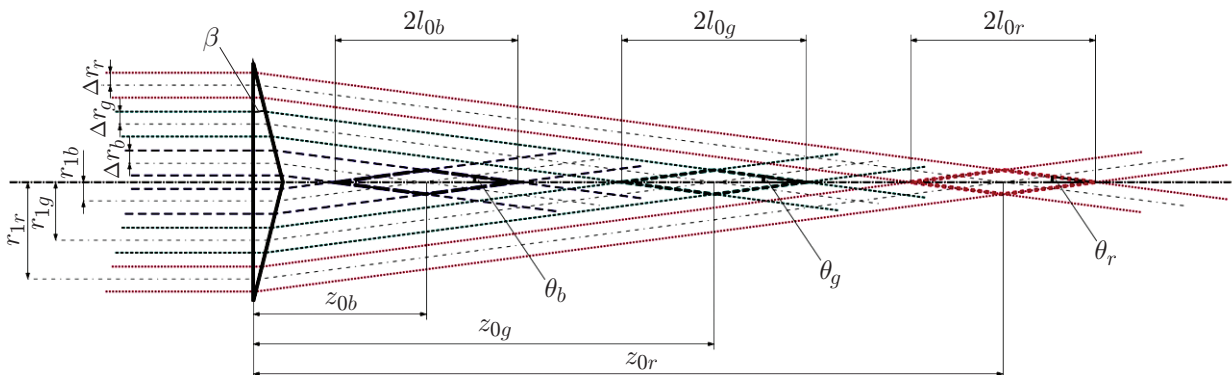


Рис. 3. Схема аксиконного формирователя *rgb*-бесселевых пучков

В (24) индексы *r*, *g* и *b* указывают на соответствие параметров бесселевых пучков *r*, *g* и *b* спектральным интервалам. Центральные сечения этих бесселевых пучков расположены на расстояниях z_{0r} , z_{0g} и z_{0b} от аксикона:

$$z_{0r} = \frac{r_{1r}}{\theta_r}, \quad z_{0g} = \frac{r_{1g}}{\theta_g}, \quad z_{0b} = \frac{r_{1b}}{\theta_b}.$$

Здесь θ_r , θ_g и θ_b — угловой параметр бесселева пучка, заданный аксиконом с учётом дисперсии. Размеры бесселевых пучков вдоль оптической оси равны $2l_{0r}$, $2l_{0g}$ и $2l_{0b}$ соответственно, где

$$l_{0r} = \frac{\Delta r_r}{\theta_r}; \quad l_{0g} = \frac{\Delta r_g}{\theta_g}; \quad l_{0b} = \frac{\Delta r_b}{\theta_b};$$

Δr_r , Δr_g и Δr_b — радиусы бесселевых пучков (красного, зелёного и синего соответственно). В задней фурье-плоскости объектива 3 формируются фурье-спектры комплексных амплитуд данных бесселевых пучков. По аналогии с (5) с точностью до комплексных множителей имеем

$$S(w_1) = \delta(w_{1r} - k_r \theta_r) + \delta(w_{1g} - k_g \theta_g) + \delta(w_{1b} - k_b \theta_b). \quad (25)$$

Объектив 4 выполняет обратное преобразование Ганкеля фурье-спектров бесселевых пучков (25):

$$S(r) = \int_0^{\infty} \delta(w_{1r} - k_r \theta_r) I_0(w_{1r} r) w_{1r} dw_{1r} + \\ + \int_0^{\infty} \delta(w_{1g} - k_g \theta_g) I_0(w_{1g} r) w_{1g} dw_{1g} + \int_0^{\infty} \delta(w_{1b} - k_b \theta_b) I_0(w_{1b} r) w_{1b} dw_{1b}$$

или

$$S(r) = I_0(k_r r \theta_r) + I_0(k_g r \theta_g) + I_0(k_b r \theta_b). \quad (26)$$

Как видно из (26), зондирующее поле представляет собой суперпозицию трёх последовательно расположенных бесселевых пучков с амплитудами $I_0(k_r r \theta_r)$, $I_0(k_g r \theta_g)$ и $I_0(k_b r \theta_b)$.

Волновые фронты этих пучков в пространственных пределах, ограниченных главным максимумом хроматических компонент, которые описываются функциями Бесселя нулевого порядка, плоские. Поперечный размер зондирующего поля находится из условий, аналогичных (11):

$$k_r r_r \alpha_r = k_r r_{1r} \frac{f_2}{f_1} \alpha_r = 2,4, \quad k_g r_g \alpha_g = k_g r_{1g} \frac{f_2}{f_1} \alpha_g = 2,4, \quad k_b r_b \alpha_b = k_b r_{1b} \frac{f_2}{f_1} \alpha_b = 2,4.$$

Здесь, как и в (9), f_2/f_1 — коэффициент увеличения конфокальной системы, состоящей из объективов 3 и 4 с фокусными расстояниями f_1 и f_2 . Отсюда находим радиусы максимальных сечений r , g и b зондирующих полей:

$$r_r = \frac{2,4}{k_r \alpha_r}, \quad r_g = \frac{2,4}{k_g \alpha_g}, \quad r_b = \frac{2,4}{k_b \alpha_b}.$$

Продольные размеры r , g и b зондирующих полей $2l_r$, $2l_g$ и $2l_b$, сформированных объективами 3 и 4, определяются согласно (10) и (11) формулами:

$$l_r = \frac{\Delta r_r}{\theta_r} \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2, \quad l_g = \frac{\Delta r_g}{\theta_g} \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2, \quad l_b = \frac{\Delta r_b}{\theta_b} \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2.$$

Соответственно для углов расходимости зондирующих пучков по аналогии с (10) имеем:

$$\alpha_r = \frac{f_1 \theta_r}{f_2}, \quad \alpha_g = \frac{f_1 \theta_g}{f_2}, \quad \alpha_b = \frac{f_1 \theta_b}{f_2}.$$

Объектив 4 формирует в исследуемой среде r , g и b зондирующие поля, которые с точностью до комплексных множителей описываются, как и в (12), бесселевыми пучками:

$$S_r(r) = I_0(k_r r \alpha_r), \quad S_g(r) = I_0(k_g r \alpha_g), \quad S_b(r) = I_0(k_b r \alpha_b).$$

Исследуемая среда индуцирует фазовые возмущения rgb -структуры зондирующего поля. Возмущенное исследуемой средой зондирующее поле по аналогии с (13) можно с точностью до постоянных комплексных множителей описать выражением

$$S(r) = I_0(k_r r \alpha_r) \exp[i\psi_r(r)] + I_0(k_g r \alpha_g) \exp[i\psi_g(r)] + I_0(k_b r \alpha_b) \exp[i\psi_b(r)].$$

Фурье-спектр возмущенного зондирующего поля формируется в задней фурье-плоскости объектива 5:

$$S(r) \leftrightarrow 2\pi[\bar{S}_r(w_r) + \bar{S}_g(w_g) + \bar{S}_b(w_b)],$$

где $\bar{S}_r(w_r)$, $\bar{S}_g(w_g)$ и $\bar{S}_b(w_b)$ — ганкель-образы возмущенных rgb -компонент:

$$I_0(k_r r \alpha_r) \exp[i\psi_r(r)] \xleftrightarrow{h} \bar{S}_r(w_r);$$

$$I_0(k_g r \alpha_g) \exp[i\psi_g(r)] \xleftrightarrow{h} \bar{S}_g(w_g); \tag{27}$$

$$I_0(k_b r \alpha_b) \exp[i\psi_b(r)] \xleftrightarrow{h} \bar{S}_b(w_b).$$

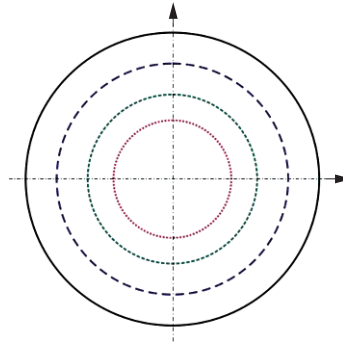


Рис. 4. Полихроматический *rgb*-гильберт-фильтр

В приближении малых фазовых возмущений для фурье-спектров *rgb*-полей фазовой оптической плотности (27) имеем

$$\begin{aligned} S_r(w_r) &= 2\pi\bar{S}_r(w_r) = 2\pi\delta(w_r - k_r\alpha_r) + i\psi(w_r - k_r\alpha_r); \\ S_g(w_g) &= 2\pi\bar{S}_g(w_g) = 2\pi\delta(w_g - k_g\alpha_g) + i\psi(w_g - k_g\alpha_g); \\ S_b(w_b) &= 2\pi\bar{S}_b(w_b) = 2\pi\delta(w_b - k_b\alpha_b) + i\psi(w_b - k_b\alpha_b). \end{aligned} \quad (28)$$

Дельта-функции в (28) означают разграничение областей положительных ($w_r > k_r\alpha_r$, $w_g > k_g\alpha_g$ и $w_b > k_b\alpha_b$) и отрицательных ($w_r < k_r\alpha_r$, $w_g < k_g\alpha_g$ и $w_b < k_b\alpha_b$) пространственных частот в фурье-плоскости \mathcal{b} . Функции $i\psi(w_r - k_r\alpha_r)$, $i\psi(w_g - k_g\alpha_g)$ и $i\psi(w_b - k_b\alpha_b)$ описывают фурье-спектры фазовых возмущений, индуцированных исследуемой средой в зондирующих полях, сформированных *r*, *g* и *b* бесселевыми пучками (26). Для визуализации полей фазовой оптической плотности (28) в частотной плоскости \mathcal{b} устанавливается гильберт-фильтр с когерентной передаточной функцией, которая описывается выражением

$$H_\psi(w) = -i \operatorname{sgn}(w_r - k_r\alpha_r) - i \operatorname{sgn}(w_g - k_g\alpha_g) - i \operatorname{sgn}(w_b - k_b\alpha_b). \quad (29)$$

Полихроматическая структура гильберт-фильтра, реализующего изотропную гильберт-фильтрацию с когерентной передаточной функцией (28), показана на рис. 4. Фурье-спектр поля непосредственно за гильберт-фильтром определяется произведением фурье-спектра фазовых возмущений (28) на когерентную передаточную функцию гильберт-фильтра (29):

$$\begin{aligned} \hat{S}(w) &= 2\pi[\bar{S}_r(w_r) + \bar{S}_g(w_g) + \bar{S}_b(w_b)]H_\psi(w) = \\ &= 2\pi[\psi(w_r - k_r\alpha_r) \operatorname{sgn}(w_r - k_r\alpha_r) + \psi(w_g - k_g\alpha_g) \operatorname{sgn}(w_g - k_g\alpha_g) + \\ &+ \psi(w_b - k_b\alpha_b) \operatorname{sgn}(w_b - k_b\alpha_b)] = \hat{\psi}(w_r - k_r\alpha_r) + \hat{\psi}(w_g - k_g\alpha_g) + \hat{\psi}(w_b - k_b\alpha_b). \end{aligned} \quad (30)$$

Волновые числа *r*, *g* и *b* зондирующих световых полей при гильберт-визуализации должны удовлетворять соотношениям $k_r/k_g = 3/4$, $k_g/k_b = 3/4$ [14] и соответствовать *rgb*-компонентам чувствительности пиксельной структуры фотоматрицы камеры 8. Фурье-объектив 7 выполняет обратное фурье-преобразование гильберт-сопряженных фурье-спектров фазовых возмущений (30):

$$\begin{aligned} &[\hat{\psi}(w_r - k_r\alpha_r) + \hat{\psi}(w_g - k_g\alpha_g) + \hat{\psi}(w_b - k_b\alpha_b)] \leftrightarrow \\ \leftrightarrow &[\hat{\psi}_r(R) \exp(ik_r R\alpha_r) + \hat{\psi}_g(R) \exp(ik_g R\alpha_g) + \hat{\psi}_b(R) \exp(ik_b R\alpha_b)]. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь R — полярный радиус в координатной плоскости фотоматрицы 8. Фотоматрица видеокамеры 8 регистрирует изображения гильберт-визуализированных полей фазовой оптической плотности исследуемой среды (31), локализованных в пределах зондирующих r , g и b бесселевых пучков:

$$I(R) = |S(R)|^2 = |\hat{\psi}_r(R)|^2 + |\hat{\psi}_g(R)|^2 + |\hat{\psi}_b(R)|^2.$$

Изображения визуализированных полей фазовой оптической плотности исследуемой среды в пространственных фрагментах, ограниченных зондирующими rgb -бесселевыми пучками, обрабатываются компьютером 9, подключённым к видеокамере.

Конфигурация и взаимная локализация зондирующих полей могут задаваться ступенчатой структурой аксикона.

Заключение. В данной работе исследована возможность изотропной бессель — гильберт-визуализации полей фазовой оптической плотности газовых, конденсированных и реагирующих сред. Результат достигается тем, что зондирующее поле в исследуемой среде формируется в виде пространственно сконфигурированных монохроматических или полихроматических бесселевых пучков, фурье-спектр которых оптически сопряжён с фазовой структурой изотропного гильберт-фильтра, а цвет соответствует спектральной чувствительности фотоматрицы видеокамеры. Повышение точности визуализации фазовых возмущений в исследуемой среде обеспечивается низкой расходимостью волнового фронта бесселевых пучков, образующих структуру зондирующего поля. Отсюда следует преимущество бессель — гильберт-визуализации по сравнению с устройствами, в которых зондирующее поле формируется гауссовыми или апертурно ограниченными пучками, дифракционная расходимость которых выше расходимости бесселевых пучков.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-38-90195).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белозёров А. Ф. Оптические методы визуализации потоков. Казань: Изд-во КГТУ, 2007. 747 с.
2. Smits A., Lim T. Flow Visualization: Techniques and Example. Imperial College Press, 2010. 396 p.
3. Lowental S., Belvaux Y. Observation of phase objects by optically processed Hilbert transform // Appl. Phys. Lett. 1967. **11**, N 2. P. 49.
4. Lowental S., Belvaux Y. White light Hilbert transform // Appl. Opt. 1971. **10**, N 3. P. 676–677.
5. Сороко Л. М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 159 с.
6. Ojeda-Castaneda J., Jara E. Isotropic Hilbert transform by anisotropic spatial filtering // Appl. Opt. 1986. **25**, N 22. P. 4035–4038.
7. Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н. Методы гильберт-оптики в измерительных технологиях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. 316 с.
8. Арбузов В. А., Арбузов Э. В., Дубнищев Ю. Н. и др. Оптическая диагностика фронта кристаллизации, индуцированного температурным градиентом на верхней границе горизонтального слоя жидкости // Автометрия. 2017. **53**, № 2. С. 39–44. DOI: 10.15372/AUT20170204.
9. Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н., Лукашов В. В. и др. Исследование струйного горения водорода с помощью гильберт-диагностики // Автометрия. 2019. **55**, № 1. С. 21–25. DOI: 10.15372/AUT20190103.
10. Eu J. K. T., Lohmann A. W. Isotropic Hilbert spatial filtering // Opt. Commun. 1973. **9**, N 3. P. 257–262.

11. **Ананьин М. А., Хонина С. Н.** Моделирование оптической обработки изображений с использованием вихревого пространственного фильтра // Компьютерная оптика. 2009. **33**, № 4. С. 466–472.
12. **Арбузов В. А., Фёдоров В. А.** Оптическая реализация изотропного преобразования Гильберта // Автометрия. 1975. № 5. С. 27–37.
13. **Пат. № 2752283 РФ.** Способ визуализации полей фазовой оптической плотности в газовых и конденсированных средах и устройство для его осуществления /Ю. Н. Дубнищев, В. А. Арбузов, Э. В. Арбузов, О. С. Золотухина. Оpubл. 26.07.2021. БИ № 21.
14. **Пат. № 2681672 РФ.** Способ визуализации полей фазовой оптической плотности в газовых и конденсированных средах /Ю. Н. Дубнищев, В. А. Арбузов, Э. В. Арбузов, В. В. Сотников. Оpubл. 12.03.2019. БИ № 8.

Поступила в редакцию 08.09.2021

После доработки 18.10.2021

Принята к публикации 19.10.2021
