

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЛЬНОЙ И АЗИМУТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

П.А. Хило¹, Е.С. Петрова¹, Л.И. Краморева², Н.А. Хило³

¹Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, пр. Октября 46, 246746 Гомель, Беларусь, khilo_p@tut.by

²Гомельский медицинский университет, 246050 Гомель, ул. Ланге, 5; Беларусь,

³Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь

Бесселевы световые пучки (БСП) интенсивно исследуются в последние годы применительно к задачам линейной и нелинейной оптики. В частности, изучены особенности распространения БСП в пространственно однородных изотропных средах, предложен ряд методов их формирования из пучков гауссова типа, исследуется ряд вопросов нелинейной оптики таких пучков [1-7].

Одним из важных свойств БСП является свойство бездифракционности, состоящее в том, что изменение амплитудно-фазового профиля БСП, распространяющегося в свободном пространстве, обусловлено лишь его ограниченным поперечным размером. В связи с этим, вблизи оси пучок испытывает минимальные дифракционные искажения, что перспективно для неразрушающего контроля и профилометрии [8,9].

В последнее время появились новые возможности использования свойства бездифракционности БСП. Они связаны с применением БСП для целей удержания и управления движением холодных атомов [10].

Одним из важнейших направлений исследований в оптике бесселевых световых пучков является разработка методов управления их параметрами и, в частности, формирование бесселевых пучков ТН и ТЕ поляризаций и преобразование ТН ↔ ТЕ мод в анизотропных кристаллах. Исследование ТЕ и ТН поляризованных пучков имеет преимущество перед линейно- или циркулярно- поляризованными бесселевыми пучками, т.к. позволяет получать более высокую концентрацию светового поля в приосевой области, что перспективно для использования в фотолитографии, конфокальной микроскопии, устройствах записи-считывания информации, поляризационно-чувствительной когерентной томографии [11].

К настоящему времени предложено несколько методов получения

радиально и азимутально поляризованных световых полей: метод, основанный на использовании поляризующего свойства конической поверхности при падении света под углом Брюстера [12], метод модового конвертора за счет формирования суперпозиции двух ортогонально поляризованных Эрмит-гауссовых мод первого порядка [13], ряд внутрирезонаторных методов получения ТЕ и ТН поляризованных мод [14-17], метод трансформации циркулярно поляризованных БСП в суперпозицию ТН- и ТЕ-поляризованных БСП с помощью одномерной слоистой периодической среды с включением в виде слоя анизотропного кристалла [18].

В работе предложен новый метод формирования азимутально и радиально поляризованных векторных бесселевых световых пучков на основе коллинеарной акустооптической (АО) дифракции в обратном направлении и в прямом направлении в анизотропных кристаллах.

Рассмотрим схему коллинеарного акустооптического взаимодействия при которой падающий бесселев световой пучок нулевого порядка ($m=0$) имеет циркулярную поляризацию и распространяется вдоль оптической оси одноосного кристалла (рис.1.).

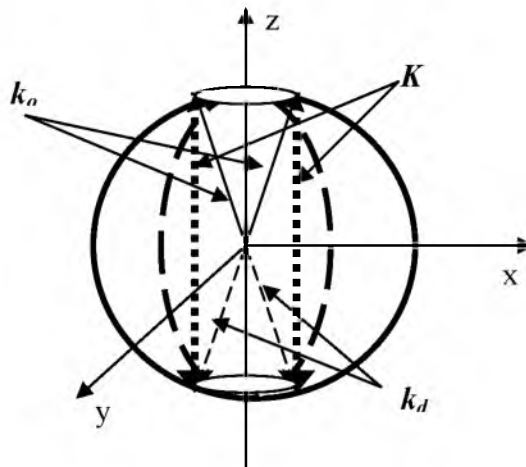


Рис.1. Схема коллинеарного акустооптического взаимодействия азимутально-поляризованного бесселева светового пучка

Как известно [4], в одноосном анизотропном кристалле циркулярно-поляризованный бесселев световой пучок представляет собой суперпозицию ТН- (o -волна) и ТЕ- (e -волна) поляризованных бесселевых световых пучков с продольными составляющими волновых векторов k_{oz} и k_{ez} соответственно, которые распространяются вдоль главной кристаллографической оси Z с поперечными компонентами векторов напряженности: $E_{\perp}^o(\rho) = \vec{e}_{\varphi} J_1(q\rho) \exp[ik_{oz}z]$ и $E_{\perp}^e(\rho) = -i\vec{e}_{\rho} \cos(\gamma) J_1(q\rho) \exp[ik_{ez}z]$,

где $k_{oz} = k_0 n_0 \cos(\gamma)$, $n_0^2 = \varepsilon_o$, $k_{ez} = k_0 n_e(\gamma) \cos(\gamma)$, $n_e^2(\gamma) = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_e}{\varepsilon_o \sin^2(\gamma) + \varepsilon_e \cos^2(\gamma)}$,

$J_m(q\rho)$ – функция Бесселя m -го порядка, q – поперечная компонента волновых векторов Бесселева светового пучка, $k_0 = 2\pi/\lambda$, γ – угол конусности Бесселева пучка, ε_o и ε_e – главные значения тензора диэлектрической проницаемости.

В декартовой системе координат компоненты Бесселевых световых пучков о- и е- типа с точностью до фазового множителя $\exp(k_{o,e,z}z)$ имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{ox} &= i[J_0(q\rho) + J_2(q\rho)\exp(2i\varphi)], \\ E_{ex} &= i\cos(\gamma_e)[J_0(q\rho) - J_2(q\rho)\exp(2i\varphi)], \\ E_{oy} &= [-J_0(q\rho) + J_2(q\rho)\exp(2i\varphi)], \\ E_{ey} &= -\cos(\gamma_e)[J_0(q\rho) - J_2(q\rho)\exp(2i\varphi)], \\ E_{oz} &= 0, \\ E_{ez} &= 2\sin(\gamma_e)\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e}J_1(q\rho)\exp(i\varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\cos\varphi = x/\sqrt{x^2 + y^2}$.

Напряженность поля падающего Бесселева светового пучка внутри кристалла представим в виде

$$E_{iox} = [w(q)]^{1/2} A_{ox}(z)[J_0(q\rho) + J_2(q\rho)\exp(2i\varphi)]\exp(ik_{oz}z), \quad (2)$$

где $q = k_0 \sin(\gamma)$, $w(q) = 2\pi \int_0^{R_b} [J_0^2(q\rho) + J_2^2(q\rho)]\rho d\rho$, R_b – радиус Бесселева пучка.

Возбудим вдоль оптической оси высокочастотную продольную ультразвуковую волну

$$\vec{U} = \frac{1}{2}\vec{e}_3 U_0 \exp i(Kz - \Omega t) + k.c., \quad (3)$$

где \vec{e}_3 – единичный вектор поляризации, U_0 – амплитуда ультразвуковой волны, K и Ω – волновые числа и частота ультразвуковой волны соответственно.

В результате встречного акустооптического взаимодействия Бесселева светового пучка и акустической волны вдоль главной кристаллографической оси Z , внутри одноосного анизотропного кристалла, дифрагированный ТН-поляризованный Бесселев световой пучок с волновым вектором k_d отражается в обратном направлении.

Процесс АО дифракции определяется следующими компонентами тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$: $\Delta\varepsilon_{11} = -\varepsilon_0^2 p_{13}$, $\Delta\varepsilon_{22} = -\varepsilon_0^2 p_{23}$, где p_{13} , p_{23} – компоненты тензора фотоупругих постоянных.

Для кристаллов классов средних сингоний $p_{13} = p_{23}$ и, следовательно, эффективность дифракции компонент x и y электрического поля бesselева пучка будет одинакова.

Представим x –компоненту дифрагированного светового поля в виде ряда Фурье-Бесселя

$$E_{dox} = \sum_{m=1}^M [w(q_{1m})]^{-1/2} A_{dox}^m (J_0(q_{1m}\rho) + J_2(q_{1m}\rho) \exp(2i\varphi)) \exp(ik_{ozm}z), \quad (4)$$

Где

$$\sum_{m=1}^M w(q_{1m}) = 2\pi \int_0^{R_b} J_0^2(q_{1m}\rho) + J_2^2(q_{1m}\rho) \rho d\rho, \quad q_{1m}, \quad k_{ozm} \quad - \quad \text{поперечные и}$$

продольные компоненты волнового вектора парциальных дифрагированных бesselевых пучков, A_{dox} – их амплитуды.

Система укороченных уравнений для полей (2) и (4) имеет вид:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M [w(q_{1m})]^{-1/2} [J_0(q_{1m}\rho) + J_2(q_{1m}\rho) \exp(2i\varphi)] \frac{dA_{dox}^m(z)}{dz} = \\ & = \beta_1 [w(q)]^{-1/2} [J_0(q\rho) + J_2(q\rho) \exp(2i\varphi)] A_{ox}(z) \exp(i\Delta k_{zm}z) \\ & [w_1(q)]^{-1/2} [J_0(q\rho) + J_2(q\rho) \exp(2i\varphi)] \frac{dA_{ox}(z)}{dz} = \\ & = \beta_2 \sum_{m=1}^M [w_1(q_{1m})]^{-1/2} [J_0(q_{1m}\rho) + J_2(q_{1m}\rho) \exp(2i\varphi) \exp(i\Delta k_{zm}z)] \frac{dA_{dox}^m(z)}{dz}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\beta_{1,2} = \frac{\omega^2}{4c^2} \frac{\varepsilon_0^2 p_{13} U_0 K}{k_{oz,omz}}$ – коэффициенты акустооптической связи

взаимодействующих бesselевых пучков, $\Delta k_{zm} = k_{oz} + K - k_{omz}$ – волновая расстройка для продольных компонент взаимодействующих полей.

Упрощение уравнений (5) осуществляется умножением первого из них на функцию $[w(q_{1n})]^{-1/2} [J_0(q_{1n}\rho) + J_2(q_{1n}\rho) \exp(-2i\varphi)]$, второго на $[w(q)]^{-1/2} [J_0(q\rho) + J_2(q\rho) \exp(2i\varphi)]$ и последующим интегрированием по радиальной и азимутальной координатам. Учитывая ортогональность бesselевых функций, соответствующих различным модовым индексам m , получим окончательно систему связанных уравнений акустооптической дифракции в обратном направлении

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} A_{dox}^m &= \beta_1 A_{ox} g_m \exp(i\Delta k_{zm}z), \\ \frac{d}{dz} A_{ox} &= \beta_2 \sum_{m=1}^M A_{dox}^m g_m \exp(-i\Delta k_{zm}z) \end{aligned}, \quad (6)$$

В (6) введены интегралы перекрытия взаимодействующих полей вида:

$$g_m = \frac{2\pi}{\sqrt{w(q)w(q_m)}} \int_0^{R_p} [J_0(q\rho)J_0(q_{1m}\rho) + J_2(q\rho)J_2(q_{1m}\rho)] \rho d\rho \quad (7)$$

Система уравнений (6) учитывает наличие фазовых расстроек, зависящих от параметра моды m . Учитывая специфику бесселевых световых пучков для азимутально согласованных взаимодействий можно принимать во внимание лишь один канал акустического взаимодействия m_0 . В этом случае интеграл перекрытия имеет резкий максимум при $m = m_0$. На рис.2. представлен график зависимости интеграла перекрытия (7) от числа дифрагированных мод при различных значениях радиуса бесселева пучка. Как видно, интеграл перекрытия имеет резкий максимум, соответствующий условию $m = m_0 = 20$ при радиусах пучка 0,25мм и 0.5мм, что соответствует парааксиальным бесселевым пучкам.

В уравнениях (6) в правой части можно сохранить только одно слагаемое, что позволяет решить систему связанных уравнений точно при любой эффективности акустической дифракции. Вводя парциальные амплитуды $a_{dox}^m = A_{dox}^m \exp(i\Delta k_z z)$ получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2 a_{dox}^m}{dz^2} - i\Delta k_z \frac{da_{dox}^m}{dz} = \beta_1 \beta_2 g_m \sum_{s=1}^M g_s a_{xod}^s \quad (8)$$

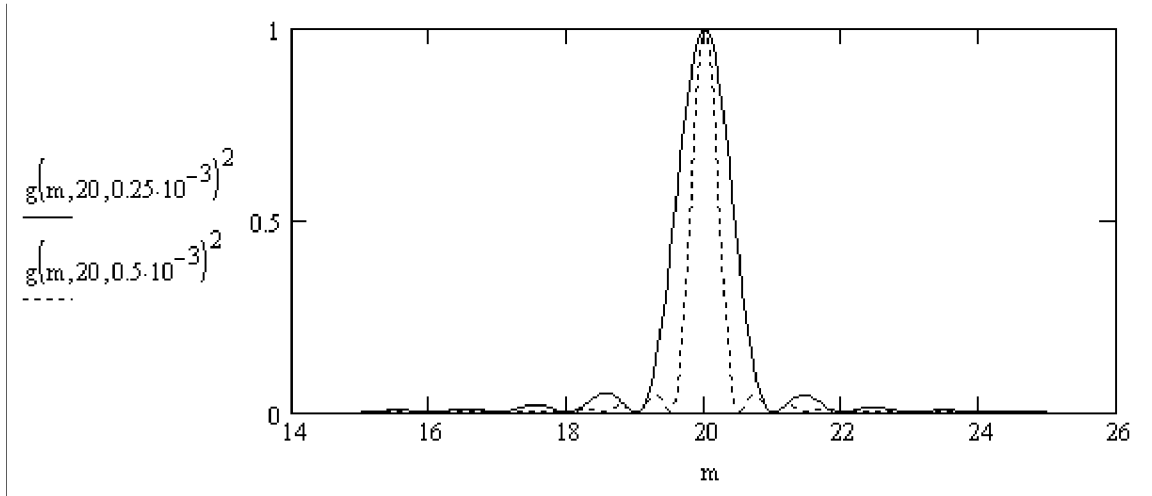


Рис.2. Зависимость интеграла перекрытия от числа мод

Умножая каждое из уравнений на g_m и суммируя правые и левые части уравнений для функций $B(z) = \sum_{m=1}^M g_m a_{dox}^m$ имеем:

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} - i\Delta k_z \frac{dB(z)}{dz} - \beta_1 \beta_2 \sum_{m=1}^M g_m^2 B(z) = 0. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) с учетом граничного условия $B(L)=0$ имеет вид

$$B(z) = B_0 \exp(i\Delta k_z / 2) \exp(pL) \text{sh}(L - z),$$

где $p = \sqrt{\frac{-\Delta k_z^2}{4} + b^2}$, $b = \beta_1 \beta_2 \sum_{m=1}^M g_m^2$, L - длина акустического взаимодействия, а амплитуда дифрагированного бesselева пучка находится из соотношения:

$$A_{dox}^m = \frac{\beta_1 A_{iox}(0) g_m \exp(-i\Delta k_z/2)}{(i\Delta k_z/2)shL + pchL} sh(z-L). \quad (10)$$

Из полученного выражения следует, что коэффициент отражения бesselева светового пучка, определенный как $R = \left| \frac{A_{dox}(0)}{A_{iox}(0)} \right|^2$ определяется следующим множителем

$$R = \frac{\beta_1^2 g_m^2 sh^2(pL)}{p^2 ch^2(pL) + (\Delta k_z/2) sh^2(pL)}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлен график зависимости значений коэффициента отражения R (11) от величины угла конусности падающего БСП при фиксированной длине акустического взаимодействия $L=2$ см в кристалле $LiNbO_3$. Как показывает численная оценка (см. рис. 3.), для углов конусности больших 2 градусов наличие компоненты поля с ортогональной поляризацией в дифрагированной волне минимально, что фактически означает высокую эффективность дифракции в $o-o$ канале в условиях фазового согласования.

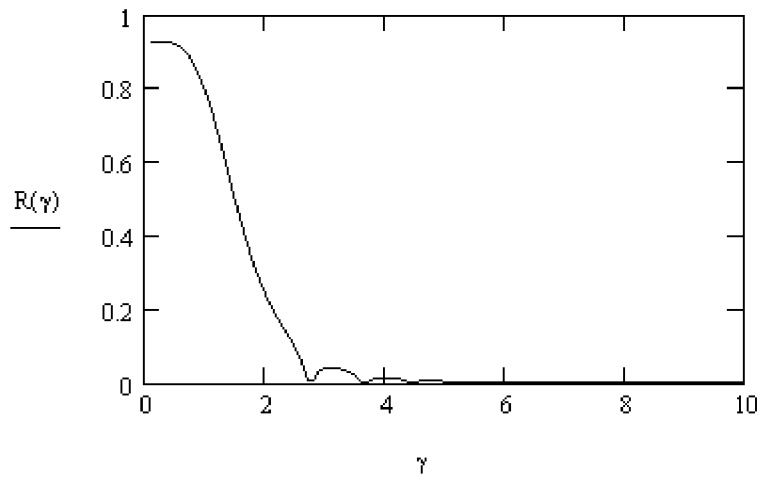


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения радиально поляризованной компоненты БСП от угла конусности падающего на кристалл пучка

Как видно, дифракция $o-e$ канале несущественна уже при угле конусности около 3 градусов. Это означает, что АО дифракция в обратном направлении обладает достаточно высокой селективностью по

поляризации даже при БСП с относительно небольшими углами конусности.

Аналитические расчеты для схемы АО дифракции в прямом направлении показывают, что доля энергии, которая переходит из x – компоненты азимутально поляризованного бesselева светового пучка в x – компоненту радиально поляризованного бesselева светового пучка при акустооптическом взаимодействии, определяется следующим соотношением

$$t = \frac{b^2}{b^2 + (\Delta k_z/2)^2} \sin^2 \sqrt{b^2 + (\Delta k_z/2)^2} z. \quad (12)$$

Максимальная доля энергии, которой могут обменяться соответствующие компоненты бesselева светового пучка составляет величину $b^2/b^2 + (\Delta k_z/2)^2$, причем при Δk_z значительно превышающем b она становится небольшой. Передача всей энергии возможна если выполняется условие фазового синхронизма, которое достигается подбором соответствующей частоты ультразвуковой волны. Зависимости коэффициента t от длины акустооптического взаимодействия L для кристалла $LiNbO_3$ при $\beta_1\beta_2 \approx 10^4$, что соответствует интенсивности ультразвуковой волны 1 Вт/мм^2 , приведена на рис.4. Как следует из рис.4, при длине акустооптического взаимодействия равной 1.5 см происходит полное преобразование компонент электрического поля бesselева светового пучка и, соответственно, преобразование поляризации радиально поляризованного бesselева светового пучка в азимутально поляризованный.

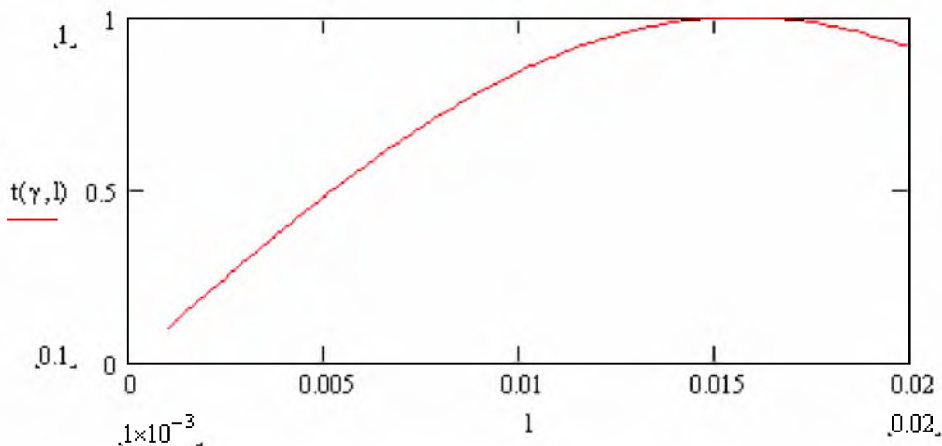


Рис.4. Зависимости коэффициента t от длины акустооптического взаимодействия L

На основе предложенных схем АО взаимодействия возможно создание коллинеарного поляризационного фильтра, позволяющего

реализовать разделение ТН- и ТЕ- поляризованных конических пучков с переключением состояния поляризации на выходе фильтра [19].

На рис. 5 показан общий вид устройства. Устройство состоит из источника когерентного циркулярно-поляризованного света 1, коллиматора 2, аксикона 3, разделительной призмы-куба 4, экранов 5 и 5а на выходах устройства, одноосного анизотропного кристалла 6 с оптически прозрачным пьезопреобразователем 7 с возможностью изменения диапазона частот ультразвука.

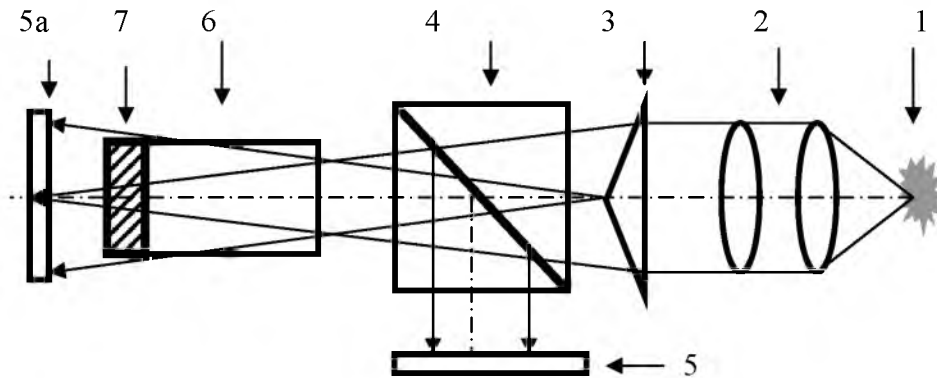


Рис.5. Оптическая схема акустооптического фильтра

Коллимированный циркулярно-поляризованный световой пучок пропускают через аксикон 3 и получают конический световой пучок с радиальным распределением интенсивности $S(\rho)$, соответствующим функции Бесселя нулевого порядка $S(\rho) = J_0^2(q\rho)$. Циркулярно-поляризованный бесселев световой пучок через разделительную призму-куб 4 и оптически прозрачный пьезопреобразователь 7 направляют в одноосный анизотропный кристалл 6 вдоль главной кристаллографической оси Z , которая совпадает с оптической осью анизотропного кристалла. В одноосном анизотропном кристалле вдоль главной кристаллографической оси Z оптически прозрачным пьезопреобразователем 7 возбуждают продольную ультразвуковую волну. В результате встречного акустооптического взаимодействия бесселева светового пучка и акустической волны вдоль главной кристаллографической оси Z дифрагированный ТН-поляризованный бесселев световой пучок с волновым вектором k_d отражается в обратном направлении. С помощью разделительной призмы 4 ТН-поляризованный бесселев световой пучок направляют на экран 5. ТЕ-поляризованный бесселев пучок не взаимодействует с акустической волной из-за невыполнения условия продольного фазового синхронизма при акустооптическом взаимодействии и проходит через анизотропный кристалл 6, после чего световой пучок направляют на экран 5а.

Изменение частоты ультразвука используют для переключения состояния поляризации на каждом из двух выходов коллинеарного поляризационного фильтра.

Предлагаемый коллинеарный поляризационный фильтр позволяет реализовать пространственное разделение ТН- и ТЕ-поляризованных конических пучков.

Таким образом, рассмотренные схемы акустооптического взаимодействия позволяют реализовать разделение ТН- и ТЕ-поляризованных конических пучков с возможностью переключения состояния поляризации на выходе устройства за счет акустооптического взаимодействия в одноосном анизотропном кристалле, что в настоящее время является актуальной задачей в области поляризационно-чувствительной томографии и профилометрии.

1. *Durnin J.* // JOSA. 1985. Vol.2A. P. 110; 1987. Vol.4A. P.651-654.
2. *Herman R.M., Wiggins T.A.* // JOSA. 1991. Vol.8A. P.932-942.
3. *Lin Y., Seka W., Eberly J.H., et al.* // Appl. Opt. 1992. Vol.31. P.2708-2713.
4. *Tewari S.P., Huang H., Boyd R.W.* // Phys.Rev. 1996. Vol 54A. P. 2314-2325.
5. *Gadonas R., Marcinkevičius A., Piskarskas A., et al.* // Opt. Commun. 1998. Vol. 146. P. 253-256.
6. *Bouchal Z. and Olivik M.* // J. Mod. Opt. 1995. Vol.42. P.1555-1566.
7. *Е.С. Петрова, Н.А. Хило*, Весці НАНБ, Сер. ф-м. навук. №1, 91 (2001).
8. *S. Brinkman, R. Schreiner, T. Dresel, J. Schwider*, Opt. Eng., 2506 (1998).
9. *Хило Н.А., Краморева Л.И., Петрова Е.С.* // ЖПС, Т.72, №5, с.664–669, (2005).
10. *Arlt J., Dholakia K.*, Optics Comms. 177, 297 (2000).
11. *J.F. de Boer, T.E. Milner, J.S. Nelson*, Opt. Lett. 24, 300 (1999).
12. *S. C. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura*, Appl. Opt. 29, 2234 (1990).
13. *J.J. Wynne*, IEEE Journal of Quantum Electronics QE-10, 125 (1974).
14. *M.E. Maric, E. Garmire*, Appl. Phys. Lett. 38, 743 (1981).
15. *D.J. Armstrong, M.C. Phillips, A.V. Smith*, Appl. Optics 42, 3550 (2003).
16. *A.V. Nesterov et. al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 32, 2871 (1999).
17. *В.Н. Бельй, Н.С. Казак, Н.А. Хило*, Квантовая электроника. 30, 753 (2000).
18. *Н.С. Казак, В.Н. Бельй, С.Н. Курилкина, Н.А. Хило* Ковариантные методы в физике. Оптика и акустика, Минск с.6-14 (2005).
19. Коллинеарный поляризационный фильтр: пат.4256 Респ. Беларусь, МПК G 02F1/00 / Краморева Л.И., Хило П.А., Хило Н.А., Петрова Е.С.; УО «ГГМУ» – № u20070622; заявл.03.09.2007//Афіцыйны бюл./ Нац. Цэнтр інтэлектуал. уласнасці.– 2007.– №1.– с.225.