

## Нелинейная отражательная эллипсометрия для анизотропного одноосного кристалла в случае, когда оптическая ось лежит в плоскости падения

Н.А. Матвеева, Р.В. Щелоков, В.В. Яцышен

Волгоградский государственный университет  
400062, Российская Федерация, г. Волгоград  
Университетский пр., 100

В данной статье рассматривается новый метод эллипсометрии – «Нелинейная эллипсометрия», позволяющий определить нелинейные характеристики вещества. Рассчитаны и построены угловые спектры нелинейной отражательной и пропускательной эллипсометрии для одноосных кристаллов ( $\beta$ -борат бария, ниобат лития, прустит) при различной ориентации оптической оси. Показана высокая чувствительность метода при диагностике параметров кристалла.

*Ключевые слова:* нелинейная оптика, нелинейная эллипсометрия, анизотропный одноосный кристалл, вторая гармоника.

### Введение

В настоящее время актуальным предметом исследования являются оптически изотропные и анизотропные среды (одноосные кристаллы), тонкие пленки на их поверхности, оптически активные среды [1; 2].

Возможности получения сильных нелинейных эффектов в кристаллах в значительной мере связаны с большой концентрацией частиц и наличием широкого класса оптических материалов без центра инверсии, допускающих существование нелинейных эффектов, квадратичных по полю.

На сегодняшний день линейная эллипсометрия является признанным методом диагностики материалов, поскольку использует векторный характер светового поля [2]. Однако для более детального анализа свойств вещества широко применяют нелинейно-оптические методы или нелинейную оптическую спектроскопию [3], которая во многих областях также хорошо себя зарекомендовала. Тем не менее остается неразработанным метод нелинейной эллипсометрии.

В этой связи целью данной работы является проведение эллипсометрических исследований анизотропных кристаллов новым методом – нелинейной эллипсометрией отраженной второй гармоники.

### Расчет отраженной второй гармоники для в случае, когда на границу раздела падает р-поляризованная электромагнитная волна

Займемся выводом основных соотношений для расчета энергетического коэффициента отражения одноосного кристалла с различной ориентацией оптической оси в случае генерации второй гармоники.

Пусть на границу раздела двух сред воздух – нелинейный одноосный кристалл – плоскость  $z = 0$  распространяется р-поляризованная волна. Нас интересует распространение волн в кристалле.

Нелинейное волновое уравнение, которое описывает распространение световой волны в среде (1), имеет следующий вид:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}^L}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Вектор нелинейной индукции  $\vec{D}$  дается выражением [4]:

$$\vec{D} = \vec{D}^L + 4\pi \vec{P}^{NL}. \quad (2)$$

Для анизотропной среды каждая компонента вектора  $\vec{D}$  связана линейно с компонентами поля  $\vec{E}$  через тензор диэлектрической проницаемости [5].

При учете нелинейности в среде возникает взаимодействие волн. Простейший случай взаи-

модействия световых волн реализуется при нелинейно-оптических эффектах второго порядка [6].

В случае когда оптическая ось лежит в плоскости падения, тензор диэлектрической проницаемости для одноосного кристалла имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости в выражении (3) имеют вид [7]

$$\begin{cases} \epsilon_{xx} = \epsilon_o \cos^2 \alpha + \epsilon_e \sin^2 \alpha, \\ \epsilon_{xz} = (\epsilon_e - \epsilon_o) \sin \alpha \cos \alpha, \\ \epsilon_{yy} = \epsilon_e, \\ \epsilon_{zz} = \epsilon_o \sin^2 \alpha + \epsilon_e \cos^2 \alpha. \end{cases} \quad (4)$$

Тогда в соответствии с (3) соотношение для вектора  $\vec{D}$  запишется в виде

$$\begin{cases} D_x^L = \epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xz} E_z, \\ D_y^L = \epsilon_{yy} E_y, \\ D_z^L = \epsilon_{xz} E_x + \epsilon_{zz} E_z. \end{cases} \quad (5)$$

Подставим первое уравнение системы (5) в волновое уравнение (1), предварительно спроецировав его на оси главной системы координат, в результате получим для проекции на ось  $x$ :

$$\begin{aligned} (\text{rot rot } \vec{E})_x + \frac{\epsilon_{xx}}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \frac{\epsilon_{xz}}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \\ = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_x^{NL}}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Вид нелинейной поляризации с учетом падающей плоской волны

$$\vec{P}^{NL} \propto \hat{\chi}^{(2)} : E_0^2 e^{i2k_{\parallel}x} \cdot e^{i2k_z^{(1)}z} e^{-i2\omega t}. \quad (7)$$

Пусть напряженность электрического поля  $\vec{E}$  в дифференциальном уравнении (6) представлена в виде плоской волны:

$$\vec{E} = \vec{E}(z) e^{-i2\omega t} e^{i2k_{\parallel}x} \quad (8)$$

С учетом дифференциального оператора Лапласа  $\Delta$  в декартовой системе координат и с учетом вида волнового вектора, согласно рис. 1, оператор  $\text{rot rot } \vec{E}$  примет следующий вид:

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}. \quad (9)$$

Подставив (8) и (9) в уравнение (6), выполнив необходимые преобразования, приведя подобные и учтя  $k_0 = \omega/c$ , получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \epsilon_{xx} - k_{\parallel}^2) E_x(z) + 4k_0^2 \epsilon_{xz} E_z(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_x^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}. \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогично получаются выражения для  $y$ - и  $z$ -компонент. Таким образом получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \epsilon_{xx} - k_{\parallel}^2) E_x(z) + 4k_0^2 \epsilon_{xz} E_z(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_x^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}, \\ \frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \epsilon_{yy} - k_{\parallel}^2) E_y(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_y^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}, \\ \frac{\partial^2 E_z(z)}{\partial z^2} + 4k_0^2 \epsilon_{xz} E_x(z) + 4(k_0^2 \epsilon_{zz} - k_{\parallel}^2) E_z(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_z^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}. \end{cases} \quad (11)$$

В случае  $p$ -поляризации система уравнений (11) переписывается в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \epsilon_{xx} - k_{\parallel}^2) E_x(z) + 4k_0^2 \epsilon_{xz} E_z(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_x^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}, \\ \frac{\partial^2 E_z(z)}{\partial z^2} + 4k_0^2 \epsilon_{xz} E_x(z) + 4(k_0^2 \epsilon_{zz} - k_{\parallel}^2) E_z(z) = \\ = -16\pi k_0^2 P_z^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z}. \end{cases} \quad (12)$$

Общее решение системы (12) имеет вид (13)

$$\begin{cases} E_x(z) = E_x e^{-i\lambda_1 z} + E_x e^{i\lambda_1 z} + \\ + \frac{4\pi k_0^2 (nP_z^{NL} - mP_x^{NL})}{ml - n^2} e^{i2k_z^{(1)}z}, \\ E_z(z) = E_z e^{-i\lambda_2 z} + E_z e^{i\lambda_2 z} + \\ + \frac{4\pi k_0^2 (nP_x^{NL} - lP_z^{NL})}{ml - n^2} e^{i2k_z^{(1)}z}, \end{cases} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_1 = \pm i \{ [k_0^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2 - \\ - ((k_0^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2)^2 - 4(k_0^4 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2) - \\ - k_0^2 k_{\parallel}^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) + k_{\parallel}^4))^{1/2} / 2]^{1/2}, \\ \lambda_2 = \pm i \{ [k_0^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2 + \\ + ((k_0^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2)^2 - 4(k_0^4 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2) - \\ - k_0^2 k_{\parallel}^2 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) + k_{\parallel}^4))^{1/2} / 2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Запишем граничные условия для полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Тангенсальные компоненты  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  непрерывны на границе раздела:

$$\begin{cases} E_x(2\omega)|_{z=0^-} = E_x(2\omega)|_{z=0^+}, \\ H_y(2\omega)|_{z=0^-} = H_y(2\omega)|_{z=0^+}. \end{cases} \quad (15)$$

Для известной напряженности электрического поля  $\vec{E}$  из уравнений Максвелла легко можно найти выражение для напряженности магнитного поля  $\vec{H}$

$$H_y = \frac{c}{2\lambda} i \left( \lambda_1 E_x e^{i\lambda_1 z} + \frac{8\pi k_0^2 k_z^{(1)} (nP_z^{NL} - mP_x^{NL})}{ml - n^2} e^{i2k_z^{(1)} z} \right). \quad (16)$$

Далее, подставив (13) и (16) в граничные условия (15), соответственно получим систему уравнений и, разрешив ее относительно амплитуд  $E_R^p$  и  $E_t^p$ , приведем ее к следующему виду:

$$\begin{cases} E_R^p = \frac{\beta_2(2k_z^{(1)} - \lambda_1)}{\eta_1 - \lambda_1}, \\ E_t^p = \frac{\beta_2(2k_z^{(1)} - \eta_1)}{\eta_1 - \lambda_1}, \end{cases} \quad (17)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{cases} \beta_2 = \frac{4\pi k_0^2 (nP_z^{NL} - mP_x^{NL})}{ml - n^2}, \\ \eta_1 = \sqrt{k_0^2 - k_{||}^2}. \end{cases} \quad (18)$$

В случае s-поляризации в системе (11) остается только второе уравнение.

Общее решение данного волнового уравнения имеет вид

$$E_y(z) = E_y e^{-i2\sqrt{(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{||}^2)}z} + E_y e^{i2\sqrt{(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{||}^2)}z} - \frac{4\pi k_0^2 P_y^{NL}}{k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{||}^2 - k_z^2} e^{i2k_z^{(1)} z}. \quad (19)$$

С учетом граничных условий аналогично случаю р-поляризации получим амплитуды волн отраженной и прошедшей компонент:

$$\begin{cases} E_R^s = \frac{\beta_1(\eta_2 - 2k_z^{(1)})}{\eta_1 - \eta_2}, \\ E_t^s = \frac{\beta_1(\eta_1 - 2k_z^{(1)})}{\eta_1 - \eta_2}. \end{cases} \quad (20)$$

В системе (20) введены обозначения:

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{4\pi k_0^2 P_y^{NL}}{k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{||}^2 - k_z^2}, \\ \eta_1 = \sqrt{k_0^2 - k_{||}^2}, \\ \eta_2 = 2\sqrt{(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{||}^2)}. \end{cases} \quad (21)$$

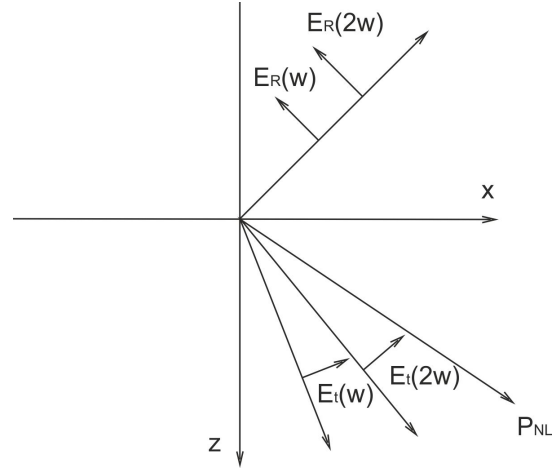


Рис. 1. Волны на границе среды, поляризованные в плоскости отражения

Для дальнейшего расчета необходимо ввести зависимость как выглядит вектор нелинейной поляризации.

Когда падают две волны одинаковой частоты, для случая генерации второй гармоники нелинейная поляризация имеет вид [4]

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Для дальнейшего расчета необходимо учесть ориентацию оси кристалла, поэтому необходимо повернуть оптическую ось относительно оси z главной системы координат с использованием матрицы поворота, приведенной в книге [8]:

$$\begin{pmatrix} P_x^{NL} \\ P_y^{NL} \\ P_z^{NL} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x^{NL} \\ P_y^{NL} \\ P_z^{NL} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Далее займемся расчетом эллипсометрических параметров отраженного света.

Пусть на полуграниченную среду падает поляризованная электромагнитная волна (рис. 1) с длиной волны 1.06 мкм, соответственно, отраженная вторая гармоника имеет длину волны 0.53 мкм.

В случае нелинейной отражательной эллипсометрии с учетом (17) и (20) выражения для р,

которое входит в состав основного уравнения эллипсометрии [9],

$$\rho = R_p/R_s, \quad (24)$$

или часто бывает удобнее записывать  $\rho$  в виде

$$\rho = \operatorname{tg}\psi e^{i\Delta}, \quad (25)$$

примет следующий вид:

$$\rho = \frac{\beta_2(2k_z^{(1)} - \lambda_1)/\eta_1 - \lambda_1}{\beta_1(\eta_2 - 2k_z^{(1)})/\eta_1 - \eta_2}, \quad (26)$$

где

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{4\pi k_0^2 P_y^{NL}}{k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{\parallel}^2 - k_z^2}, \\ \eta_1 = \sqrt{k_0^2 - k_{\parallel}^2}, \\ \eta_2 = 2\sqrt{(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{\parallel}^2)}, \\ \beta_2 = \frac{4\pi k_0^2 (nP_z^{NL} - mP_x^{NL})}{ml - n^2}. \end{cases} \quad (27)$$

Соответственно, в (27) введены следующие обозначения:  $k_0$  – волновое число;  $P_x^{NL}$ ,  $P_y^{NL}$ ,  $P_z^{NL}$  – компоненты вектора нелинейной поляризации; константы  $l$ ,  $m$ ,  $n$  определяются из выражения

$$\begin{cases} l = k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_{\parallel}^2 - k_z^2, \\ m = k_0^2 \varepsilon_{zz} - k_{\parallel}^2 - k_z^2, \\ n = k_0^2 \varepsilon_{xz}; \end{cases} \quad (28)$$

$$k_{\parallel} = k_0 n_1 \sin \theta; \quad (29)$$

$$k_z = \eta_1 = \sqrt{k_0^2 - k_{\parallel}^2}. \quad (30)$$

Данные одноосные кристаллы ( $\beta$ -борат бария (ВВО), ниобат лития, прустит) принадлежат к симметрии  $3m$  [10]:

Известные компоненты тензора нелинейной восприимчивости для кристалла ( $\beta$ -борат бария (ВВО):

$$d_{22}(1.06 \text{ мкм}) = 5.5 \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС},$$

$$d_{31}(1.06 \text{ мкм}) = 0.4 \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС};$$

для ниобата лития –

$$d_{22}(1.06 \text{ мкм}) = (5.0 \pm 0.50) \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС},$$

$$d_{31}(1.06 \text{ мкм}) = (-10.39 \pm 1.05) \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС},$$

$$d_{33}(1.06 \text{ мкм}) = (-65 \pm 6.4) \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС};$$

для прустита –

$$d_{22}(10.6 \text{ мкм}) = (39.6 \pm 6) \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС},$$

$$d_{31}(10.6 \text{ мкм}) = (24.8 \pm 5.3) \cdot 10^{-9} \text{ ед. СГС} [10].$$

Тензор диэлектрической проницаемости для одноосного кристалла имеет вид (3).

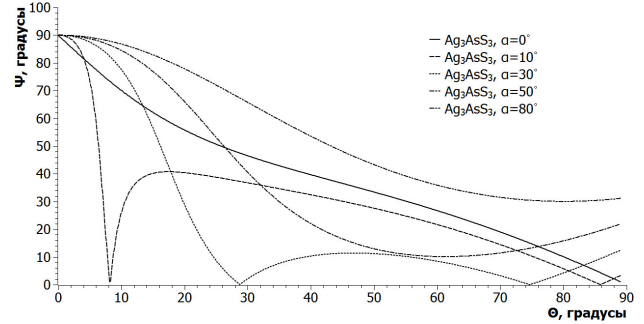


Рис. 2. Зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  от угла падения  $\theta$  для кристалла прустит при ориентации оптической оси на угол  $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 80^\circ$

Численные значения показателей преломления обыкновенной и необыкновенной световых волн, для представленных одноосных кристаллов:

ВВО –

$$n_o(1,06 \text{ мкм}) = 1,65451, \quad n_e(1,06 \text{ мкм}) = 1,53919;$$

ниобат лития –

$$n_o(1,06 \text{ мкм}) = 2,23339, \quad n_e(1,06 \text{ мкм}) = 2,14386;$$

прустит –

$$n_o(10,6 \text{ мкм}) = 2,6966, \quad n_e(10,6 \text{ мкм}) = 2,5033.$$

Рассчитаем для данных кристаллов эллипсометрические зависимости при различной ориентации оптической оси. При расчете воспользуемся формулами (24)–(25), где  $\rho$  находится из формулы (26). Ниже построим зависимости для значений угла ориентации оптической оси  $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, 80^\circ$  соответственно. Угол падения будем менять в пределах от 0 до 90°. Для эллипсометрического угла  $\psi$  данная зависимость от угла падения  $\theta$  представлена на рис. 2.

Зависимость, изображенная на рис. 2, носит затухающий характер с явно выделенными минимумами  $\theta = 8^\circ$  и  $86^\circ$  для ориентации оси на угол  $\alpha = 10^\circ$ ,  $\theta = 28,6^\circ$  и  $74,5^\circ$  для ориентации оси на угол  $\alpha = 30^\circ$ . Для значения угла  $\alpha = 80^\circ$  зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  убывает до  $30^\circ$  при  $\theta = 80^\circ$  и, далее, возрастает до  $31^\circ$ ; для значения угла  $\alpha = 50^\circ$  зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  убывает до  $10^\circ$  при  $\theta = 57,5^\circ$  и, далее, возрастает до  $21^\circ$ .

Необходимо отметить, что для некоторых значений ориентации оптической оси имеется по два псевдобрюстеровских угла, что отличает нелинейную эллипсометрию от линейной. По линейной эллипсометрии в настоящее время существует целый ряд публикаций – тезисов, статей, монографий [9].

Зависимость для эллипсометрического угла  $\Delta$  не будем приводить, так как она является мало информативной. Отметим, лишь то, что вблизи

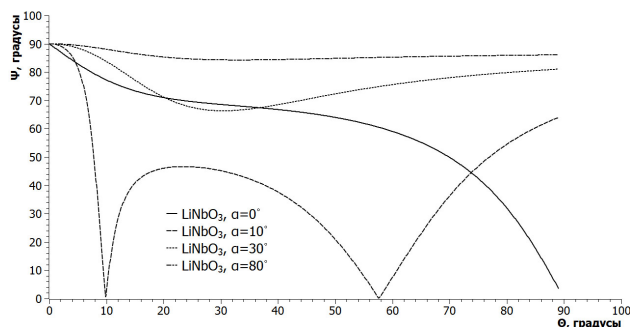


Рис. 3. Зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  от угла падения  $\theta$  для кристалла ниобат лития при ориентации оптической оси на угол  $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ, 80^\circ$

псевдобрюстеровских углов значение эллипсометрического угла  $\Delta$  меняется на  $\pi$ .

Там, где значение эллипсометрического угла  $\Delta$  остается постоянным и равно нулю или 180 градусам, поляризация не меняется.

В общем случае падения эллиптически поляризованной волны в местах, где фаза меняется на  $\pi$ , отраженная вторая гармоника будет иметь линейную поляризацию.

Далее на рис. 3 представлена зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  для кристалла ниобат лития от угла падения.

Данная зависимость имеет схожий характер с зависимостью эллипсометрического угла  $\psi$  для кристалла прустит (см. рис. 2).

Приведенная зависимость имеет явно выделенные минимумы  $\theta = 10^\circ$  и  $57,5^\circ$  для ориентации оси на угол  $\alpha = 10^\circ$ . Для значения угла  $\alpha = 30^\circ$  зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  убывает до  $66^\circ$  при  $\theta = 30^\circ$  и, далее, возрастает до  $82^\circ$ .

На рис. 4 представлены зависимости эллипсометрического угла  $\psi$  для кристалла  $\beta$ -борат бария.

Данные зависимости имеют схожий характер. Отличие состоит в том, что при любой рассмотренной ориентации оси  $y$  эллипсометрических зависимостей угла  $\psi$  от угла падения для данного кристалла (см. рис. 4) имеется псевдобрюстеровский угол  $\theta = 47,5^\circ$ . Соответственно, фаза вблизи этого значения скачком меняется на  $\pi$ .

### Заключение

В данной работе проведены эллипсометрические исследования анизотропных кристаллов новым методом, нелинейной эллипсометрией отраженной второй гармоники. В рамках данного исследования получены соотношения отражательной нелинейной эллипсометрии в случае, когда оптическая ось лежит в плоскости падения.

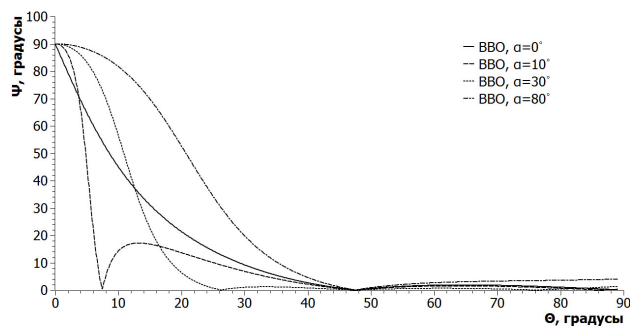


Рис. 4. Зависимость эллипсометрического угла  $\psi$  от угла падения  $\theta$  для кристалла  $\beta$ -борат бария при ориентации оптической оси на угол  $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ, 80^\circ$

Рассчитаны параметры и угловые спектры нелинейной отражательной эллипсометрии для одноосных кристаллов ( $\beta$ -борат бария, ниобат лития, прустит) с различной ориентацией оптической оси.

Для некоторых значений ориентации оптической оси имеется по два псевдобрюстеровских угла, что отличает нелинейную эллипсометрию от линейной.

У всех представленных зависимостей вблизи псевдобрюстеровских углов значение эллипсометрического угла  $\Delta$  меняется на  $\pi$ . Там, где значение эллипсометрического угла  $\Delta$  остается постоянным и равно нулю или 180 градусам, поляризация не меняется.

Для представленных кристаллов эллипсометрические зависимости имеют схожий характер. Это связано с характерным для них видом тензора нелинейной восприимчивости. Также можно видеть различия в методах линейной и нелинейной эллипсометрии, которые четко подчеркивают ориентацию оптической оси. В линейном случае данный эффект проявляется слабо и зависит только от ориентации оптической оси. В случае нелинейной эллипсометрии данный эффект ярко выражен.

При угле падения  $\theta = 0^\circ$  значение эллипсометрического угла  $\psi$  равно  $90^\circ$ . Это говорит о том, что поляризация отраженной волны меняет свой азимут на  $90^\circ$  (рис. 4) независимо от того, какую поляризацию имеет падающая волна.

### Список литературы

1. Хасанов Т.А. Поляриметрия и эллипсометрия в исследованиях поляризующих оптических систем: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 2010. 32 с.
2. Григорьева Т.И., Хасанов Т.А. Оптические постоянные наноразмерных пленок оптического титана // Опт. и спектр. 2010. Т. 108. № 4. С. 629–636.

3. Нелинейные волны' 2006 / отв. ред. А.В. Гапонов-Грехов, В.И. Некоркин. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2007. 576 с.      электрика с учетом температурных эффектов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2005. Т. 8. № 1. С. 22.
4. Boyd W.R. Nonlinear Optics. N.-Y.: Academic Press, 2003. 578 p.      8. Голдстейн Г. Классическая механика. М.: Гостехиздат, 1957. 413 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.      9. Аззам Р.М., Башара Н.М. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
6. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики: пер. с англ. / под ред. С.А. Ахманова. М.: Наука, 1989. 560 с.      10. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. N.-Y.: Springer, 1999. 413 p.
7. Хоружий Д.Н., Яцышен В.В. Применение метода характеристических матриц при расчете оптических свойств ди-

## Nonlinear reflection ellipsometry for an anisotropic uniaxial crystal then optical axis lies in the plane of incidence

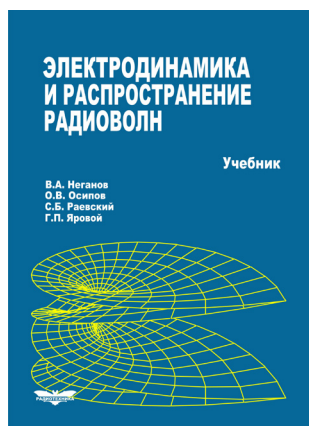
*N.A. Matveeva, R.V. Schelokov, V.V. Yatsishen*

A new method of ellipsometry was considered – «Nonlinear ellipsometry», allowing to determine nonlinear characteristic of a medium. Angular spectra of nonlinear reflection ellipsometry for uniaxial crystals such as Beta-Barium Borate, Lithium Niobate, Proustite were calculated and plotted at different orientations of the optical axis. Also the high sensitivity of method in the diagnosis of the crystal parameters was showed.

*Keywords:* nonlinear optics, nonlinear ellipsometry, anisotropic uniaxial crystal, the second harmonic.

**Неганов, В.А.**

**Электродинамика и распространение радиоволн:** учебник / В.А. Неганов [и др.]; под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. – Изд. 4-е, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2009. – 744 с.



**ISBN 978-5-88070-154-4**

УДК 537.87(075.3)  
ББК 22.3  
Н 41

Книга написана активно работающими в области электродинамики учеными. Излагаются теория электромагнитного поля с акцентом на радиотехническую электродинамику и анализ волновых процессов; рассматриваются отражение и преломление волн, излучение и дифракция; описываются основные закономерности распространения электромагнитных волн в различных безграничных средах (изотропных, анизотропных, диспергирующих, неоднородных), в направляющих и резонансных структурах, в природных условиях. Осуждаются методы математического моделирования в электродинамике, опирающегося на применение ЭВМ.

Отличительной особенностью книги является обсуждение современных проблем электродинамики: расчет электромагнитных волн в ближних зонах излучающих структур (самосогласованный метод расчета), комплексных волн в волноведущих структурах и др.

*Предназначается для студентов радиотехнических и радиофизических специальностей вузов, а также инженеров-радиотехников и радиофизиков.*