

# Зависимость оптоэлектрического выпрямления в нанографитных пленках от поляризации лазерного излучения

Г.М.Михеев, В.М.Стяпшин, П.А.Образцов, Е.А.Хестанова, С.В.Гарнов

*Экспериментально исследовано оптоэлектрическое выпрямление в нанографитных пленках при различных поляризациях импульсного лазерного излучения на длине волны 1064 нм. Амплитуда импульсной разности потенциалов, возникающей в материале пленки в направлении, перпендикулярном плоскости падения, зависит как четная функция от угла между плоскостью поляризации и плоскостью падения лазерного излучения. Для направления вдоль плоскости падения эта зависимость имеет характер нечетной функции. Получены эмпирические формулы, описывающие преобразование мощности импульса света в амплитуду импульсного электрического напряжения в зависимости от параметров эллиптически поляризованного излучения лазера. Представленные результаты объясняются возбуждением поверхностных электрических токов за счет передачи квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах, а также поверхностным фотогальваническим эффектом.*

**Ключевые слова:** оптоэлектрическое выпрямление, поверхностная фотоэлектрическая ЭДС, поляризация излучения, лазерные импульсы, нанографитные пленки.

## 1. Введение

Исследование механизмов оптоэлектрического выпрямления в пленочных структурах представляет интерес с точки зрения создания быстродействующих фотоприемников и датчиков угла. Данное явление проявляет себя в виде однополярного импульсного сигнала электрического напряжения (или ЭДС), возникающего в пленке при ее облучении импульсным лазерным излучением. В работе [1] появление импульсной ЭДС в тонких (50–270 нм) металлических пленках Mo и W при их облучении импульсами лазера объяснялось анизотропным эффектом Зеебека. Электрические токи и соответствующую разность потенциалов, которые возникают при воздействии мощных лазерных импульсов на тонкие металлические пленки (Ni, Ti, Bi), нанесенные на гофрированные диэлектрические поверхности, авторы [2, 3] объясняли возникновением в плоскости пленки множества областей с большими градиентами температур (до  $10^7$  К/см), приводящими к появлению термоЭДС Бенедикса. В литературе представлено также довольно большое количество публикаций, посвященных исследованию «быстрой» ЭДС, возникающей в пленках высокотемпературных сверхпроводящих материалов под действием лазерных

импульсов наносекундной длительности (см., напр., [4–8]). Согласно [8] определяющим механизмом оптоэлектрического отклика на импульсное лазерное воздействие в таких пленках является анизотропия их термоэлектрических свойств.

В наших предыдущих работах появление импульсного напряжения наносекундной длительности в пористых нанографитных пленках при их облучении наносекундными импульсами лазера объяснялось оптическим выпрямлением на квадрупольном вкладе нелинейной восприимчивости второго порядка [9–12] аналогично случаю одномерных металлических фотонных кристаллов [13]. В то же время в системах со свободными носителями заряда импульсное электрическое напряжение, возникающее при наклонном падении излучения лазера на исследуемую поверхность, может объясняться эффектом увлечения носителей заряда, как это имеет место в пленочном висмуте [14], а также на поверхности границы гетероперехода двух полупроводниковых структур [15]. Этот альтернативный механизм увлечения использовался в работе [16] для объяснения оптоэлектрического выпрямления в мезопористых нанографитных пленках и нанопроводящих волокнах. Аналогичная зависимость импульсного оптоэлектрического сигнала от направления пучка излучения лазера по отношению к поверхности пленки со сменой полярности сигнала при изменении знака угла падения характерна и для механизма генерации поверхностных токов за счет передачи квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах [17], а также для фотогальванического эффекта в тонких пленках [18, 19]. Генерация поверхностных токов в проводящих материалах отличается специфическими особенностями в зависимости регистрируемого сигнала от поляризации падающего света [19, 20]. Однако в работах [14, 15] по наблюдению эффекта увлечения в пленочных структурах, а также в наших предыдущих работах [9–12] по оптоэлектрическому выпрямлению наносекун-

Г.М.Михеев, В.М.Стяпшин. Институт прикладной механики Уральского отделения РАН, Россия, 426067 Ижевск, ул. Т.Барамзиной, 34; e-mail: mikheev@udman.ru

П.А.Образцов. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; адрес в настоящее время: Department of Physics and Mathematics, University of Eastern Finland, Yliopistokatu, 7, 801101, Joensuu, Finland

С.В.Гарнов. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Е.А.Хестанова. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 2 февраля 2010 г.

кундных лазерных импульсов в пористых нанографитных пленках исследования такой зависимости не проводились, поэтому они стали целью данной работы.

## 2. Техника эксперимента

В экспериментах использовались нанографитные пленки с размерами  $25 \times 25$  мм, полученные с помощью плазмохимического осаждения из смеси метана и водорода [21]. В качестве подложек для роста пленок использовались пластины кремния. Основными структурными элементами получаемых этим методом пленок являются пластинчатые кристаллиты, состоящие из нескольких (от 5 до 50) параллельных, хорошо упорядоченных атомных слоев графита [22], преимущественно ориентированных вдоль нормали к поверхности подложки. При толщине нанокристаллитов графита от 2 до 20 нм их размер в других измерениях (высота в направлении, перпендикулярном поверхности подложки, и длина вдоль ее поверхности) составляет 1–3 мкм.

Оптоэлектрический сигнал в нанографитных пленках возбуждался импульсами длительностью  $\tau = 18$  нс одноимодового  $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазера 1 (рис.1) с пассивной модуляцией добротности [23]. Линейно поляризованное излучение лазера после прохождения четвертьволновой пластины 3 направлялось на призму Глана–Фуко 4, выполняющую роль поляризатора. Далее, после прохожде-

ния делительной пластины 5, оно попадало на исследуемую нанографитную пленку 6 (на кремниевой подложке 7), на противоположных сторонах которой закреплялись параллельные друг другу измерительные электроды DC 8, и AB 9. Электроды с помощью высокочастотного кабеля подсоединялись ко входу цифрового осциллографа 10 (Tektronix TDS7704B) с полосой пропускания 7 ГГц. При этом омическое сопротивление пленки между указанными электродами составляло около 50 Ом. Плоскость падения  $\sigma$  луча на пленку проходила через ось  $x$  прямоугольной системы координат  $xuz$ , плоскость  $xu$  которой лежала на поверхности пленки, а электроды AB и CD были направлены либо перпендикулярно (рис.1,б), либо параллельно оси  $x$  (плоскости  $\sigma$ ). Вращением поляризатора вокруг своей оси обеспечивалось изменение угла  $\Phi$  между плоскостью вектора электрического поля  $E$  и плоскостью падения  $\sigma$ , а поворот нанографитной пленки вокруг оси  $y$  позволял менять угол падения  $\alpha$  луча на поверхность пленки. Угол  $\Phi$  отсчитывался по часовой стрелке относительно направления распространения луча лазера.

Эксперименты при эллиптически поляризованном излучении проводились в отсутствие поляризатора 4. При этом лазерный луч направлялся на поверхность нанографитной пленки под углом  $\alpha = 45^\circ$ . Поляризация падающего излучения, лежащая в плоскости падения, последовательно превращалась из линейной в эллиптическую,

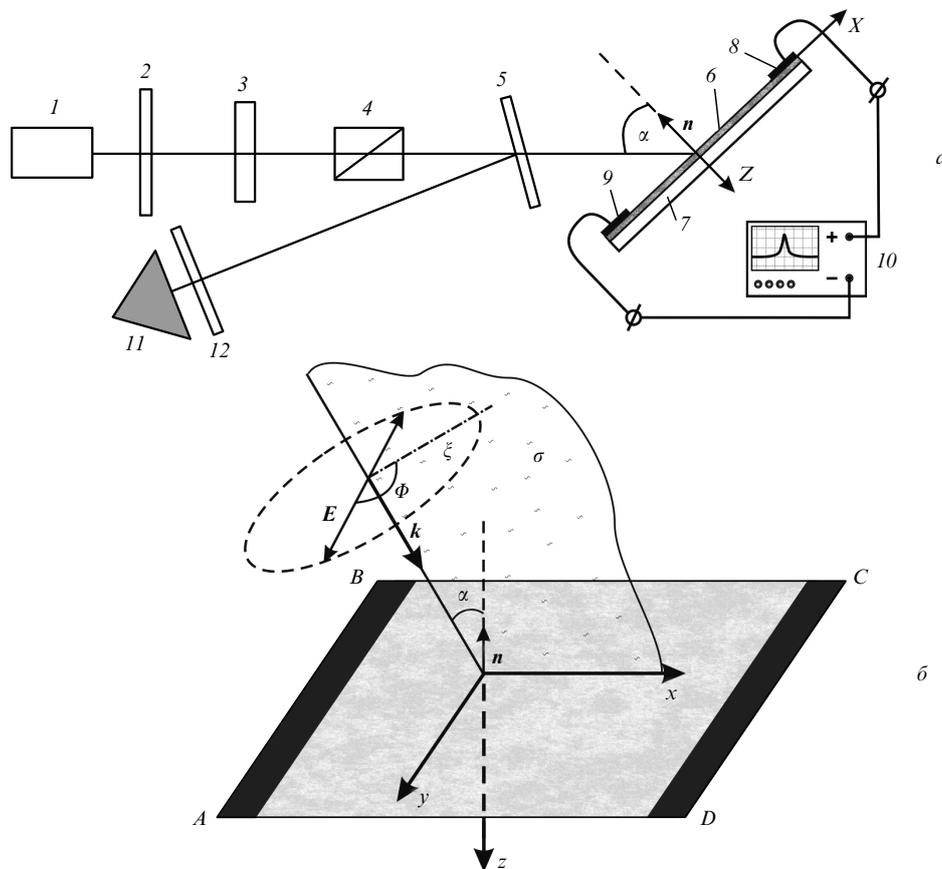


Рис.1. Схема эксперимента (а) и схематичное изображение измерительных электродов AB и CD, ориентированных перпендикулярно плоскости падения  $\sigma$  при наклонном падении луча на поверхность пленки (б):

1 – лазер; 2, 12 – нейтральные оптические фильтры НС; 3 – четвертьволновая пластина; 4 – поляризатор; 5 – делительная пластина; 6 – нанографитная пленка; 7 – подложка; 8, 9 – измерительные электроды; 10 – цифровой осциллограф; 11 – фотоприемник для измерения энергии лазерных импульсов;  $xuz$  – прямоугольная система координат;  $n$  – нормаль к поверхности пленки;  $k$  – волновой вектор падающего излучения ( $k \perp \xi$ );  $\Phi$  – угол между плоскостью падения  $\sigma$  и плоскостью колебаний вектора электрического поля  $E$ .

затем в циркулярную, а далее из циркулярной в эллиптическую и опять в линейную. Это достигалось плавным вращением по часовой стрелке относительно направления луча лазера четвертьволновой пластины вокруг своей геометрической оси, что обеспечивало монотонное возрастание от  $0$  до  $90^\circ$  угла  $\gamma$  между направлением ее оптической оси, лежащей в плоскости пластины, и плоскостью поляризации падающего излучения. При этом плоскость четвертьволновой пластины была ориентирована перпендикулярно лучу лазера. Таким образом, при  $\gamma = 0$  и  $90^\circ$  на выходе четвертьволновой пластины излучение имело линейную поляризацию с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения; при  $\gamma = 45^\circ$  – циркулярную поляризацию; при  $0 < \gamma < 45^\circ$  – эллиптическую поляризацию, характеризуемую удовлетворяющим условию  $0 < \varphi < 45^\circ$  азимутом вектора поляризации  $\varphi$ ; при  $45^\circ < \gamma < 90^\circ$  – эллиптическую поляризацию с углом  $\varphi$ , удовлетворяющим условию  $-45^\circ < \varphi < 0$ . Заметим, что азимут поляризации  $\varphi$  характеризует ориентацию эллипса поляризации и определяется как азимутальный угол большой оси эллипса.

Энергия  $\varepsilon_{in}$  падающего на графитную пленку лазерного импульса измерялась с помощью делительной пластины 5, располагавшейся под углом, близким к прямому относительно падающего луча, и заранее откалиброванного фотоприемника 11, входящего в состав многоканальной системы регистрации энергии лазерных импульсов [24]. Нейтральные фильтры 2 и 12 использовались для ослабления мощности излучения.

### 3. Результаты экспериментов

Первоначально в экспериментах при  $\alpha = 45^\circ$  исследовались амплитуды  $U_x$  и  $U_y$  импульсного электрического напряжения, которое возникает между параллельными электродами  $AB$  и  $CD$ , направленными перпендикулярно и параллельно плоскости падения  $\sigma$  (к оси  $x$ ) соответственно, в зависимости от угла  $\Phi$ . В силу линейности зависимости амплитуды сигнала от  $\varepsilon_{in}$  [9, 10] это позволяло получать зависимости коэффициентов преобразования  $\eta_x$  и  $\eta_y$  от  $\Phi$ , где  $\eta_x(\Phi) = U_x \tau / \varepsilon_{in}$ ,  $\eta_y(\Phi) = U_y \tau / \varepsilon_{in}$ . На рис.2 показаны экспериментально полученные зависимости  $\eta_x$  и  $\eta_y$  от угла поляризации  $\Phi$ . Видно, что зависимость  $\eta_x(\Phi)$  можно аппроксимировать четной функцией (кривая 1)

$$\eta_x = \eta_x^0 (c_1 + \cos 2\Phi), \quad (1)$$

где  $\eta_x^0 = 24.5$  мВ/МВт,  $c_1 = 2.35$ , а точки экспериментальной зависимости  $\eta_y(\Phi)$  хорошо ложатся на кривую, описываемую нечетной функцией (кривая 2)

$$\eta_y = \eta_y^0 \sin 2\Phi. \quad (2)$$

Здесь  $\eta_y^0 = 43.7$  мВ/МВт.

Следовательно, коэффициент преобразования  $\eta_x$  (при фиксированном угле падения  $\alpha = 45^\circ$ ) во всем диапазоне изменения угла  $\Phi$  между плоскостью поляризации и плоскостью падения остается положительным, а при  $\Phi = 0, 180^\circ$  (р-поляризация) и  $\Phi = 90^\circ, 270^\circ$  (s-поляризация) принимает максимальное и минимальное значения соответственно, что находится в согласии с результатами [9, 10]. Коэффициент преобразования  $\eta_y$ , полученный для случая ориентации измерительных электродов

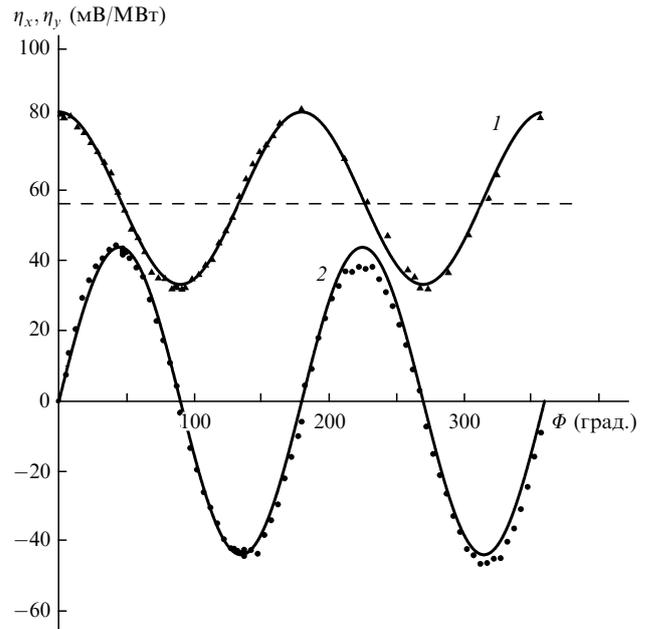


Рис.2. Экспериментальные зависимости коэффициентов преобразования мощности лазерного излучения в сигнал оптоэлектрического выпрямления  $\eta_x$  и  $\eta_y$  от угла поляризации  $\Phi$  линейно поляризованного излучения, полученные при ориентации измерительных электродов перпендикулярно ( $\blacktriangle$ ) и параллельно ( $\bullet$ ) плоскости падения при угле падения  $\alpha = 45^\circ$ ; кривые 1 и 2 – аппроксимирующие функции  $\eta_x = \eta_x^0 (c_1 + \cos 2\Phi)$  и  $\eta_y = \eta_y^0 \sin 2\Phi$  соответственно.

параллельно плоскости падения, по модулю максимален при  $\Phi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ , причем при  $\Phi = 45^\circ$  и  $225^\circ$  он принимает положительные, а при  $\Phi = 135^\circ$  и  $315^\circ$  – отрицательные значения. В точках  $\Phi = 0, 180^\circ$  (р-поляризация) и  $\Phi = 90^\circ, 270^\circ$  (s-поляризация)  $\eta_y$  обращается в нуль, что было уже установлено нами в [9, 10].

На рис.3 показаны экспериментально полученные зависимости  $\eta_x$  от угла падения  $\alpha$  для заданных  $\Phi = 0, 45^\circ$  и  $90^\circ$ , а также зависимость  $\eta_y(\alpha)$  для  $\Phi = 45^\circ$ . Видно, что все эти зависимости являются нечетными функциями от  $\alpha$ . Необходимо особо отметить, что для фиксированной поляризации  $\Phi = 45^\circ$  зависимости  $\eta_x(\alpha)$  и  $\eta_y(\alpha)$  существенно отличаются друг от друга и являются параметрически зависящими функциями от угла поляризации  $\Phi$ . Примечательная особенность зависимости  $\eta_y(\alpha, \Phi = 45^\circ)$  заключается в том, что при  $-55^\circ < \alpha < 55^\circ$  она хорошо описывается линейной функцией. Следует также добавить, что по ряду причин получение достоверных экспериментальных данных при углах падения, близких к  $\pm 90^\circ$ , не представляется возможным. Однако очевидно, что  $\eta_x$  и  $\eta_y$  должны обращаться в нуль при  $\alpha = \pm 90^\circ$  из-за полного отражения падающего излучения.

Из анализа экспериментальных данных, приведенных на рис.2 и 3, следует, что при линейно поляризованном излучении лазера коэффициенты преобразования  $\eta_x$  и  $\eta_y$  зависят от угла падения  $\alpha$  и угла поляризации  $\Phi$  следующим образом:

$$\eta_x = \eta_x^0 F_x(\alpha, \Phi) (c_1 + \cos 2\Phi), \quad (3)$$

$$\eta_y = \eta_y^0 F_y(\alpha, \Phi) \sin 2\Phi, \quad (4)$$

где  $F_x(\alpha, \Phi)$  и  $F_y(\alpha, \Phi)$  – нечетные функции от  $\alpha$ , принимающие нулевые значения при  $\alpha = 0$  и  $\pm 90^\circ$  и слабо зависящие от  $\Phi$ .

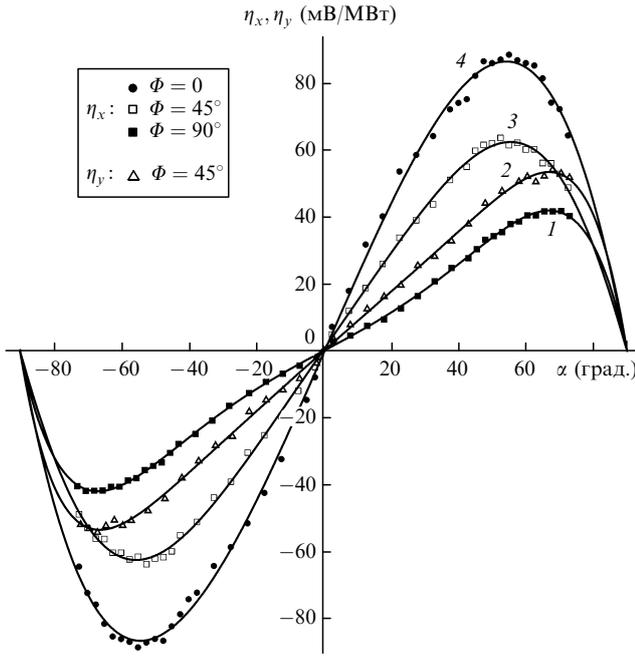


Рис.3. Экспериментальные зависимости коэффициентов  $\eta_x$  и  $\eta_y$  от угла падения  $\alpha$  при различных углах поляризации  $\Phi$  для ориентации измерительных электродов перпендикулярно ( $\eta_x - \Phi = 0$  (●),  $45^\circ$  (□),  $90^\circ$  (■)) и параллельно ( $\eta_y - \Phi = 45^\circ$  (△)) плоскости падения; кривые 1-4 – соответствующие аппроксимирующие (полиномиальные) функции.

Экспериментально полученные кривые, приведенные на рис.4, иллюстрируют влияние угла  $\gamma$ , определяющего степень эллиптичности, на коэффициенты оптоэлектрического преобразования  $\eta_x$  и  $\eta_y$  при угле падения  $\alpha = 45^\circ$ . Из рисунка следует, что зависимости  $\eta_x(\gamma)$  и  $\eta_y(\gamma)$  можно аппроксимировать функциями

$$\eta_x = \eta_x^{0\gamma} (c_2 + \cos 4\gamma), \tag{5}$$

$$\eta_y = \eta_y^{0\gamma} \sin 4\gamma, \tag{6}$$

где  $\eta_x^{0\gamma} = 14.5$  мВ/МВт;  $\eta_y^{0\gamma} = 24$  мВ/МВт;  $c_2 = 4.7$ . Видно, что  $\eta_y$  принимает нулевые значения при  $\gamma = 0, 45^\circ$  и  $90^\circ$ . Нулевой коэффициент преобразования  $\eta_y$ , полученный при  $\gamma = 0, 90^\circ$ , когда р-поляризованное излучение лазера ( $\Phi = 0$ ) проходит через четвертьволновую пластину без изменения своей поляризации, совпадает с результатом, представленным кривой 2 рис.2. При  $\gamma = 45^\circ$  на выходе четвертьволновой пластины возникает циркулярно поляризованное излучение, взаимодействие которого с нанографитной пленкой не приводит к возникновению сигнала оптоэлектрического выпрямления. Ход экспериментальной зависимости  $\eta_y(\gamma)$  показывает, что полярность сигнала при эллиптически поляризованном излучении не зависит от направления вращения вектора электрического поля, а определяется азимутом поляризации  $\varphi$ .

Таким образом, если измерительные электроды ориентированы параллельно плоскости падения, то при р- и s-поляризациях, а также при циркулярной поляризации излучения лазера сигнал оптоэлектрического выпрямления отсутствует. Заметим, что в соответствии с кривой 1 рис.4 коэффициент преобразования  $\eta_x$ , полученный при ориентации измерительных электродов перпендикулярно

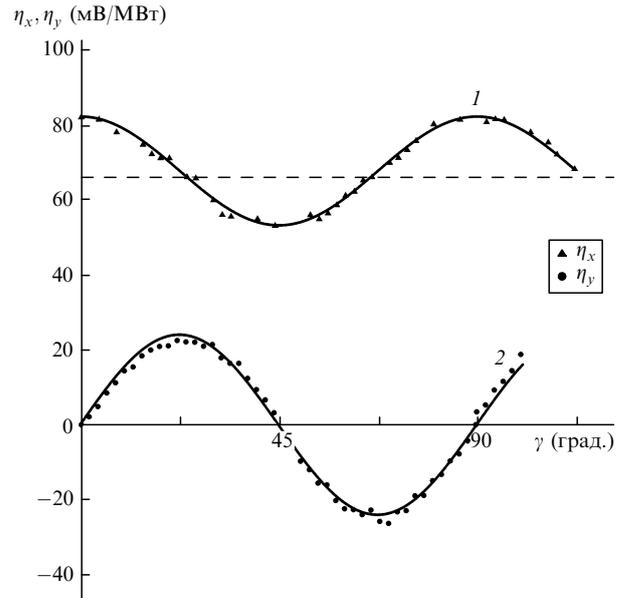


Рис.4. Экспериментальные зависимости коэффициентов  $\eta_x$  и  $\eta_y$  от угла  $\gamma$  поворота оптической оси четвертьволновой пластины относительно плоскости поляризации р-поляризованного излучения, полученные при ориентации измерительных электродов перпендикулярно ( $\eta_x - \blacktriangle$ ) и параллельно ( $\eta_y - \bullet$ ) плоскости падения при угле падения  $\alpha = 45^\circ$ ; кривые 1 и 2 – аппроксимирующие функции  $\eta_x = \eta_x^{0\gamma} (c_2 + \cos 4\gamma)$  и  $\eta_y = \eta_y^{0\gamma} \sin 4\gamma$  соответственно.

но плоскости падения, также становится минимальным для циркулярно поляризованного излучения лазера.

#### 4. Обсуждение полученных результатов

Экспериментально полученные результаты, представленные выше, могут найти объяснение в рамках механизмов генерации тока при поверхностном фотогальваническом эффекте, а также передачи квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах. В соответствии с [19] при наклонном падении света на изотропный кристалл может возникать электрический ток вдоль поверхности за счет фотогальванического эффекта. Такой поверхностный ток наблюдался в указанной работе на эпитаксиальных слоях GaAs при  $T = 1.6$  и  $4.2$  К и объяснялся различием скоростей релаксаций импульса электронов и дырок при межзонных оптических переходах в объеме кристалла и на его поверхности. В предположении, что  $n^2 \gg 1$  ( $n$  – показатель преломления), с учетом формул Френеля для линейно поляризованного излучения в [19] получены выражения для плотностей поверхностных токов  $J_x$  и  $J_y$  вдоль направлений, лежащих в плоскости падения и в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света соответственно, в зависимости от углов  $\alpha$  и  $\Phi$ :

$$J_x = aI \frac{\sin 2\alpha \cos \alpha (1 + \cos 2\Phi)}{2(n \cos \alpha + 1)^2}, \tag{7}$$

$$J_y = aI \frac{\sin 2\alpha \cos \alpha \sin 2\Phi}{4(n \cos \alpha + 1)(n + \cos \alpha)}, \tag{8}$$

где  $a$  – скалярная функция, зависящая от частоты излучения;  $I$  – интенсивность падающего света.

В соответствии с [20] фотомагнетизм, обнаруженный в поликристаллической медной пластине ( $T = 4.2$  К) при

наклонном падении линейно поляризованного лазерного излучения на исследуемый образец, может быть обусловлен вкладами поверхностных токов, возникающих при фотогальваническом эффекте и передаче квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах. Для плотностей поверхностных токов  $J_x$  и  $J_y$ , возникающих за счет фотогальванического эффекта, получены следующие выражения:

$$J_x = \frac{b}{2} |E_0|^2 \operatorname{Re}(\varepsilon^{-1}) \sin 2\alpha (1 + \cos 2\Phi), \quad (9)$$

$$J_y = \frac{b}{2} |E_0|^2 \operatorname{Re}(\varepsilon^{-1}) \sin \alpha \sin 2\Phi, \quad (10)$$

где  $b$  – фактор, зависящий от электронного спектра и частоты падающего излучения;  $E_0$  – амплитуда напряженности электрического поля;  $\varepsilon$  – комплексная диэлектрическая восприимчивость. В [20] также представлены выражения для плотностей токов  $J_x$  и  $J_y$ , найденных исходя из механизма, обусловленного передачей квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах:

$$J_x \propto (\operatorname{const} + \cos 2\Phi), \quad (11)$$

$$J_x \propto \sin 2\Phi. \quad (12)$$

Они получены для простейшей модели электронного спектра [17] в приближениях  $l \gg \delta$  и  $|\varepsilon| \gg 1$ , где  $l$  – длина свободного пробега электронов и  $\delta$  – глубина проникновения света в материал.

При сравнении результатов экспериментов настоящей работы с перечисленными выше зависимостями прежде всего необходимо отметить, что множители выражений (7), (8) и (9), (10) для зависимостей  $J_x(\alpha)$  и  $J_y(\alpha)$  были получены теоретически без учета коэффициента отражения излучения от поверхности [20] или с учетом формул Френеля при  $n^2 \gg 1$  [19]. Данные приближения не являются справедливыми для поглощающей нанографитной пленки, исследованной в настоящей работе. Однако множители выражений (8), (10) и (12) для плотностей тока  $J_y$ , описывающих теоретическую зависимость амплитуды сигнала от угла поляризации  $\Phi$ , совпадают с соответствующим экспериментально полученным результатом, представленным формулой (4). При этом зависимость вида (12) характерна и для поверхностного фотогальванического эффекта, и для поверхностного тока, возникающего при передаче квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах. Экспериментально полученный множитель, описывающий влияние угла поляризации  $\Phi$  на сигнал оптоэлектрического выпрямления при ориентации измерительных электродов перпендикулярно плоскости падения, в формуле (3) также совпадает с соответствующим множителем в формуле (11), полученным теоретически в [20]. Заметим, что в соответствии с формулами (7) и (9) зависимость  $J_x(\Phi)$ , полученная для поверхностного фотогальванического эффекта, является частным случаем зависимости (11), полученной в работе [20] для поверхностного тока, обусловленного передачей квазиимпульса света электронам. Таким образом, при линейно поляризованном излучении лазера экспериментальные зависимости  $\eta_x(\Phi)$  и  $\eta_y(\Phi)$ , представленные выражениями (3) и (4), совпадают с теоретически полученными зависимостями (11) и (12) соответственно.

Проведенные нами дополнительные эксперименты показали, что зависимости (3) и (4) справедливы также для резистивных пленок на основе серебра и палладия, обладающих схожим свойством оптоэлектрического выпрямления [25]. Вполне вероятно, что зависимости типа (3) и (4) можно было получить при повторении экспериментов в пленочном висмуте [14] и на поверхности границы гетероперехода двух полупроводниковых структур [15].

Насколько нам известно, в литературе отсутствует рассмотрение упомянутых эффектов, приводящих к генерации поверхностных токов, при произвольной эллиптической поляризации излучения. Однако анализ представленных на рис.4 экспериментальных результатов с учетом формул (3) и (4) позволяет найти коэффициенты преобразования  $\eta_x$  и  $\eta_y$  при эллиптически поляризованном излучении. Для фиксированного угла падения  $\alpha$

$$\eta_x = \eta_x^{0\alpha} \left( c_2 + \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \right) \cos 2\varphi, \quad (13)$$

$$\eta_y = \eta_y^{0\alpha} \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \sin 2\varphi, \quad (14)$$

где  $\eta_x^{0\alpha}$ ,  $\eta_y^{0\alpha}$  – коэффициенты преобразования, зависящие от угла падения  $\alpha$ ;  $a$  и  $b$  – большая и малая оси эллипса поляризации;  $\varphi$  – азимутальный угол большой оси эллипса поляризации. Дополнительные эксперименты с эллиптической поляризацией, полученной при различных углах  $\Phi$  падающего на четвертьволновую пластину линейно поляризованного излучения, показали, что формулы (13) и (14) хорошо описывают экспериментальные результаты.

Следует добавить, что появление импульсного электрического напряжения  $U_x$  и  $U_y$ , возникающего между измерительными электродами  $AB$  и  $CD$ , расположенными перпендикулярно и параллельно плоскости падения  $\sigma$  соответственно, свидетельствует о возникновении круговых токов на поверхности пленки в режиме холостого хода, т. е. в отсутствие электродов, соединенных в электрическую цепь. В соответствии с экспериментальными результатами, представленными на рис.2 и 3, такие круговые токи в зависимости от угла поляризации  $\Phi$  могут протекать как по часовой, так и против часовой стрелки и должны исчезать при  $p$ -,  $s$ -поляризациях, а также при циркулярно поляризованном излучении лазера.

## 5. Заключение

Таким образом, при регистрации сигнала оптоэлектрического выпрямления лазерных импульсов ( $\lambda = 1064$  нм) в нанографитных пленках с помощью двух измерительных электродов, ориентированных параллельно плоскости падения, было обнаружено, что амплитуда сигнала зависит от угла поляризации  $\Phi$  как синус двойного угла, так что при  $\Phi = 0$  ( $p$ -поляризация) и  $\Phi = 90^\circ$  ( $s$ -поляризация) сигнал отсутствует, а при  $\Phi = 45^\circ$  амплитуда сигнала максимальна. При ориентации измерительных электродов перпендикулярно плоскости падения амплитуда сигнала состоит из постоянной составляющей, не зависящей от угла поляризации, и переменной составляющей, зависящей от угла  $\Phi$  как косинус двойного угла. Причем в случае фиксированного угла падения поляр-

ность сигнала с изменением угла  $\Phi$  не меняется, а амплитуда сигнала максимальна для р-поляризации и минимальна для s-поляризации. При эллиптически поляризованном излучении лазера сигнал существенно зависит от степени эллиптичности, азимута поляризации и ориентации измерительных электродов относительно плоскости падения. При ориентации измерительных электродов параллельно плоскости падения и циркулярной поляризации сигнал отсутствует. Для линейно поляризованного излучения лазера с углом поляризации  $\Phi = 45^\circ$  зависимости амплитуды сигнала от угла падения  $\alpha$  существенно отличаются друг от друга при расположении измерительных электродов параллельно и перпендикулярно плоскости падения. Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены поверхностным фотогальваническим эффектом и явлением передачи квазиимпульса света электронам при его поглощении нанографитным материалом.

Авторы выражают благодарность Т.Н. Могилевой за ценные замечания и помощь в проведении части экспериментов, а также А.Н. Образцову и Ю.П. Свирко за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-91755, 10-02-96017-р\_урал) и Финской Академии (проекты № 123252, 133359).

1. Von Gutfeld R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 206 (1973).
2. Конов В.И., Никитин П.И., Сатюков Д.Г., Углов С.А. *Изв. АН СССР. Сер. Физич.*, **55**, 1343 (1991).
3. Grigorenko A.N., Nikitin P.I., Jelski D.A., George T.F. *J. Appl. Phys.*, **69**, 3375 (1991).
4. Chang C.L., Kleinhammers A., Moulton W.G., Testardi L.R. *Phys. Rev. B*, **41**, 11564 (1990).
5. Никишин В.А., Севенюк А.А., Сухов А.В. *Квантовая электроника*, **18**, 1103 (1991).
6. Kwok H. S., Zheng J.P. *Phys. Rev. B*, **50**, 14561 (1994).
7. Zeuner S., Prettl W., Lengfellner H. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1833 (1995).
8. Снарский А.А., Пальти А.М., Ашеулов А.А. *ФТП*, **31**, 1281 (1997).
9. Mikheev G.M., Zonov R.G., Obraztsov A.N., Svirko Yu.P. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4854 (2004).
10. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П. *ЖЭТФ*, **126**, 1083 (2004).
11. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. *Письма в ЖТФ*, **31**, (3), 11 (2005).
12. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. *ПТЭ*, **3**, 84 (2005).
13. Hatanoto T., Nishikawa B., Iwanaga M., Ishihara T. *Opt. Express*, **16**, 8236 (2008).
14. Берегулин Е.В., Валов П.М., Рывкин С.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 113 (1977).
15. Берегулин Е.В., Воронов П.М., Иванов С.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **59**, 83 (1994).
16. Obraztsov A.N., Lyashenko D.A., Fang S., et al. *Appl. Phys.*, **94**, 23112 (2009).
17. Gurevich V.L., Laiho R. *Phys. Rev. B*, **48**, 8307 (1993).
18. Магарилл Л.И., Энтин М.В. *ФТТ*, **21**, 1280 (1979).
19. Альперович В.Л., Белиничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.С. *ЖЭТФ*, **80**, 2298 (1981).
20. Gurevich V.L., Laiho R. *Phys. Sol. State*, **42**, 1807 (2000).
21. Золотухин А.А., Образцов А.Н., Устинов А.О., Волков А.П. *ЖЭТФ*, **124**, 1291 (2003).
22. Образцов А.Н., Павловский И.Ю., Волков А.П. *ЖТФ*, **71**, 89 (2001).
23. Михеев Г.М., Малеев Д.И., Могилева Т.Н. *Квантовая электроника*, **19**, 45 (1992).
24. Михеев Г.М., Могилева Т.Н., Попов А.Ю. и др. *ПТЭ*, **2**, 101 (2003).
25. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Александров В.А. и др. Патент РФ на изобретение № 2365027 с приоритетом от 20.08. 2009.