

13,09

Циркулярный фототок в резистивных пленках Ag/Pd при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами

© Г.М. Михеев¹, А.С. Саушин¹, В.В. Ванюков², К.Г. Михеев¹, Ю.П. Свирко²

¹ Институт механики УрО РАН,
Ижевск, Россия

² Институт фотоники, Университет Восточной Финляндии,
Йоэнсуу, Финляндия

E-mail: mikheev@udman.ru

(Поступила в Редакцию 7 декабря 2015 г.
В окончательной редакции 20 апреля 2016 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования генерации импульсов фототока наносекундной длительности в серебро-палладиевых (Ag/Pd) резистивных пленках при возбуждении лазерными импульсами длительностью 120 fs на длине волны 795 nm. Фототок регистрировался в направлении, перпендикулярном плоскости падения луча на пленку. Исследуемые пленки толщиной 20 μm представляли собой пористый поликристаллический материал, преимущественно состоящий из наноразмерных кристаллитов PdO и твердого раствора Ag–Pd. Обнаружен фототок, направление которого зависит от знака циркулярной поляризации падающего излучения. Установлено, что обнаруженный фототок зависит от угла падения по нечетному закону и состоит из циркулярного и линейного вкладов, зависящего и не зависящего от знака циркулярной поляризации соответственно. Показано, что циркулярный фототок значительно превышает линейный. Установлено, что как для циркулярной, так и для линейной поляризации фототок прямопропорционален мощности возбуждающего излучения. При линейно поляризованном излучении лазера фототок зависит от угла поляризации по нечетному закону. Найденные закономерности находятся в согласии с механизмом генерации поперечного фототока при эффекте увлечения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-08-01031) и Финской академии наук (грант N 288547).

1. Введение

В настоящее время в полупроводниковых материалах интенсивно исследуются фотовольтаические эффекты, возникающие за счет асимметрии элементарных процессов фотовозбуждения носителей заряда, их рассеяния и рекомбинации [1]. К таким эффектам, в частности, относятся циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) [2] и циркулярный эффект увлечения [3], приводящие к генерации фототока (фотоэдс), зависящего от степени циркулярной поляризации падающего излучения. Такой ток называется циркулярным фототоком (ЦФТ). Полярность ЦФТ однозначно определяется направлением вращения вектора электрического поля (знаком циркулярной поляризации) падающего излучения.

ЦФГЭ, впервые экспериментально обнаруженный в кристаллическом теллуре [4], возникает в средах без центра симметрии, точнее, в тех из них, которые являются гиротропными. Исследованы два микроскопических механизма ЦФГЭ: 1) за счет особенностей спин-орбитального взаимодействия, когда спиновая ориентация носителей светом сопровождается их направленным движением [5]; 2) чисто орбитальный механизм, когда фототок возникает в результате интерференции различных вкладов в поглощение на свободных электронах [6]. В последнее время ЦФГЭ интенсивно исследуется в различных наноструктурированных [5–12] и

пленочных [13–15] материалах в связи с возможностью его использования для создания приборов спинтроники.

Эффект увлечения впервые был обнаружен в кристаллическом германии [16,17]. Он приводит к генерации фотоэдс за счет передачи импульса фотонов падающего излучения носителям заряда при внутризонных [16] или межзонных энергетических переходах [18]. Эффект увлечения можно наблюдать в нецентросимметричных и центросимметричных средах как при линейной, так и при циркулярной поляризации возбуждающего излучения [19]. При циркулярной поляризации падающего света эффект увлечения может сопровождаться генерацией ЦФТ, что экспериментально наблюдалось при наклонном падении лазерного пучка в квантовых ямах [20], в графене при возбуждении в терагерцевой [21] и средней инфракрасной [22] областях, а также совсем недавно в кристалле теллура [23]. При наклонном падении лазерного пучка ЦФТ также наблюдался в наноструктурированных пленках из золота различной морфологии [24,25] и в серебро-палладиевых (Ag/Pd) резистивных пленках под действием лазерных импульсов наносекундной длительности в широкой спектральной области от 266 до 2940 nm [26–28].

Фотоэдс, возникающая в резистивных пленках Ag/Pd под действием лазерных импульсов наносекундной длительности, приводит к генерации фототока, полярность которого в широкой спектральной области однозначно определяется знаком циркулярной поляризации [27,28].

Это позволяет рассматривать резистивные пленки Ag/Pd в качестве перспективного материала для создания анализатора знака циркулярной поляризации наносекундных, пикосекундных и фемтосекундных лазерных импульсов, не содержащего оптических элементов. В связи с этим представляет интерес исследование ЦФТ в указанных пленках при облучении лазерными импульсами фемтосекундного диапазона длительностей, что и является целью настоящей работы.

2. Характеристики исследуемых резистивных пленок Ag/Pd

Известно, что резистивные пленки Ag/Pd имеют стабильные во времени электрические характеристики и давно используются в электронике для изготовления различных многокристалльных модулей, микросхем и пассивных электронных компонентов [29]. Эти пленки изготавливаются по толсто пленочной технологии, при которой специальная паста, содержащая функциональную, конструкционную и технологическую составляющие, наносится на диэлектрическую подложку и подвергается термической обработке („вжиганию“). Вжигание осуществляется в воздушной атмосфере в многозонных печах конвейерного типа по определенному температурному профилю. Максимальная температура этого процесса называется температурой вжигания $T_{\text{вж}}$. Функциональная составляющая пасты, определяющая электрические характеристики пленки, состоит из мелкодисперсных порошков палладия и оксида серебра (Ag_2O). Конструкционная составляющая состоит из мелкодисперсных частиц стекла. В процессе вжигания расплавленное стекло смачивает частицы функциональной составляющей. Благодаря этому после охлаждения и затвердевания образуется прочное покрытие с квазиравномерным распределением частиц функциональной составляющей. Технологическая составляющая представляет собой смесь органических веществ и растворителя. Она играет только вспомогательную роль и служит в качестве связки, придающей пасте определенную вязкость и пластичность. В процессе сушки растворитель испаряется, а в процессе вжигания органические вещества разлагаются или сгорают, т.е. полностью удаляются.

В настоящей работе использованы резистивные пленки Ag/Pd, полученные из пасты ПР-50 на керамической подложке по указанной выше технологии при температуре вжигания $T_{\text{вж}} = 878 \text{ K}$ [30]. Пленки с проводимостью p -типа имели размер $20 \times 20 \text{ mm}$ при толщине около $20 \mu\text{m}$. Концентрация свободных носителей составляла $9.2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, подвижность $1 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, удельное сопротивление $6.6 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$.

Рентгеноструктурный анализ, выполненный на дифрактометре ДРОН-6 с использованием монохроматизированного CuK_α -излучения (рис. 1, *a*), показал, что исследуемые пленки состоят из твердого раствора Ag–Pd, оксида палладия (PdO) и оксида серебра (Ag_2O) в

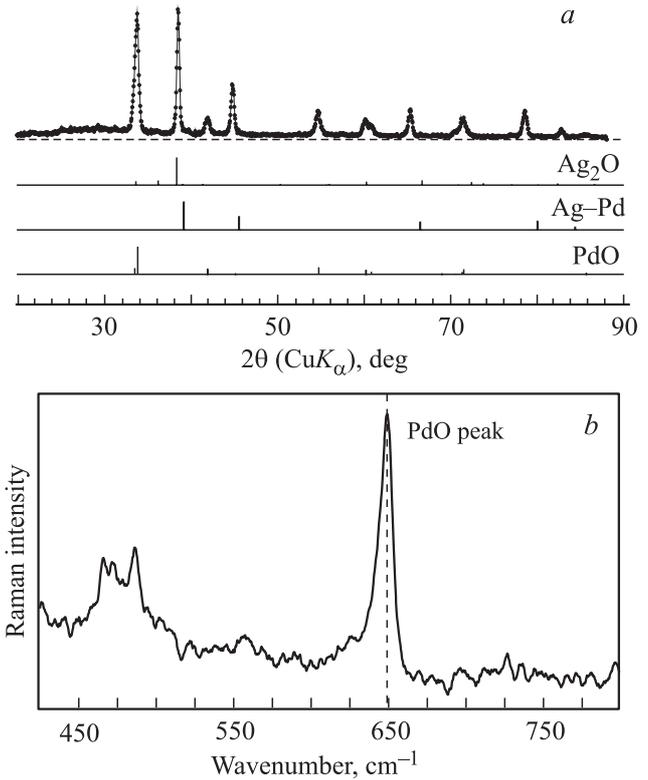


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма (*a*) со штрих-дифрактограммами обнаруженных фаз (CuK_α), а также спектр комбинационного рассеяния света при возбуждении на длине волны 632.8 nm (*b*) исследуемой резистивной пленки Ag/Pd.

весовом соотношении 80.3, 18.7 и 1% соответственно [30]. О наличии оксида палладия на поверхности пленки также свидетельствует спектр комбинационного рассеяния света пленки, представленный на рис. 1, *b*, измеренный на спектрометре Labram HR800 с возбуждающим излучением гелий-неонового лазера на длине волны 632.8 nm при плотности мощности 0.4 kW/cm^2 . Видно, что наблюдается уединенная линия рассеяния с частотным сдвигом 649 cm^{-1} . Согласно [31,32], эта линия соответствует колебательной моде B_{1g} оксида палладия.

С помощью рентгеновской дифрактограммы, представленной на рис. 1, *a*, установлено, что твердый раствор Ag–Pd с гранецентрированной кубической решеткой имеет параметр решетки $a = 0.4036 \text{ nm}$. Также было установлено, что оксид палладия имеет параметры решетки $a = 0.3043 \text{ nm}$, $c = 0.5337 \text{ nm}$. Такие параметры решетки соответствуют центросимметричной тетрагональной решетке PdO, принадлежащей к пространственной группе симметрии D_{4h}^9 [31,33,34]. Исходя из правила Вегарда для зависимости параметра решетки твердого раствора от концентрации [35] найдено содержание Pd в твердом растворе Ag–Pd исследуемой пленки, которое составляет приблизительно 26 at.%. По ширине рентгеновской дифракционной линии установлено, что минимальный размер кристаллитов Ag–Pd и PdO составляет 39 и 28 nm соответственно [30].

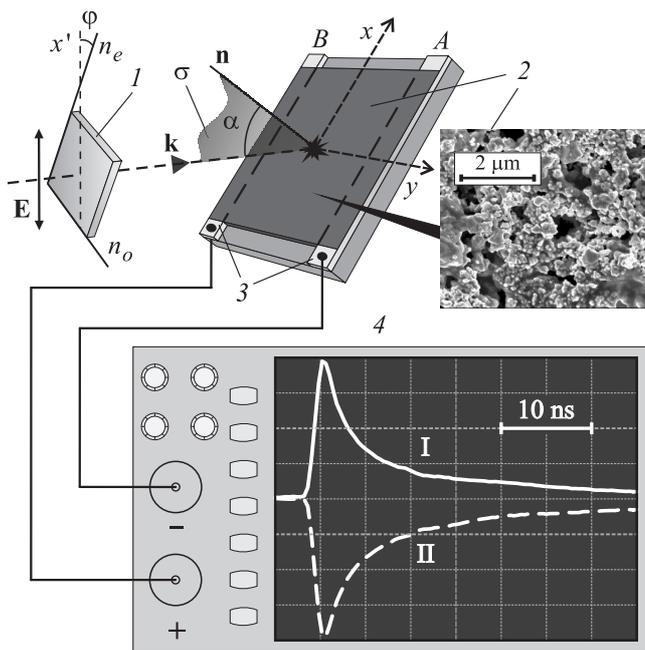


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — кварцевая четвертьволновая пластина, 2 — пленка Ag/Pd и изображение ее поверхности (на вставке), полученное с помощью растрового электронного микроскопа, 3 — измерительные электроды A и B, 4 — цифровой осциллограф. \mathbf{E} — вектор электрического поля падающего излучения, \mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{n} — нормаль к поверхности пленки, α — угол падения, σ — плоскость падения, x, y — оси прямоугольной системы координат ($y \perp \sigma$), измерительные электроды A и B параллельны плоскости σ , x' — вертикальная ось, n_e и n_o обозначают медленную и быструю ось четвертьволновой пластины соответственно. На экране осциллографа — осциллограммы фотовольтаических импульсов, полученных при циркулярной поляризации с положительным ($\varphi = 45^\circ$) (I) и отрицательным ($\varphi = 135^\circ$) (II) знаками.

Изображение поверхности пленки, полученное с помощью растрового электронного микроскопа, показано на вставке к рис. 2. Видно, что пленка имеет пористую структуру. Измерения показали, что радиус пор находится в диапазоне от 25 до 500 nm.

Таким образом, исследуемая пленка представляет собой пористый поликристаллический материал, преимущественно состоящий из PdO и твердого раствора Ag—Pd, с преобладающим содержанием атомов Ag.

3. Техника эксперимента

В экспериментах по возбуждению фототока в пленках Ag/Pd использовался титан-сапфировый фемтосекундный лазер (Quantronix Integra-C), работающий с частотой повторения импульсов 1 kHz на длине волны $\lambda_p = 795$ nm. Энергия каждого светового импульса E_p была более 2 mJ при длительности $\tau_p = 120$ fs. Используемый пучок лазера, ответвленный от основного пучка

с помощью специального оптического приспособления, проходил через диафрагму, поляризатор, полуволновую пластину и анализатор, пропускающий вертикально поляризованное излучение. Далее импульсы света проходили через четвертьволновую пластину (рис. 2) и направлялись на исследуемую пленку Ag/Pd, установленную наклонно к падающему пучку лазера. Диаметр пучка, падающего на пленку, составлял 4.5 mm. Плавное управление мощностью лазерного излучения, проходящего через анализатор, осуществлялось поворотом полуволновой пластины вокруг своей оси. Кварцевая четвертьволновая пластина нулевого порядка служила для изменения степени эллиптичности и направления вращения вектора электрического поля \mathbf{E} , падающего на исследуемую пленку. При этом угол φ между вертикальной осью x' и медленной осью n_e задавал эллиптичность поляризации и направление вращения вектора \mathbf{E} . Пленка Ag/Pd была снабжена двумя параллельными измерительными пленочными электродами A и B. Они были выполнены в виде серебряных полосок, расположенных между диэлектрической подложкой и самой пленкой. Торцевые части серебряных электродов, не покрытые пленкой, служили для электрического подсоединения их к входам цифрового осциллографа с полосой пропускания 200 MHz (LeCroy) и входным сопротивлением $r = 50 \Omega$. Пленка с электродами располагалась на специальном гониометрическом устройстве, позволяющем менять угол падения α пучка на пленку от -90 до 90° . Измерительные электроды располагались параллельно плоскости падения σ пучка на пленку (рис. 2). При этом измерялся фототок $i_y = U_y/r$, направленный вдоль оси y , перпендикулярной плоскости падения σ , где U_y — экстремальное значение импульса напряжения, возникающего на экране осциллографа. Такой ток и геометрия эксперимента называются поперечными [21] (в работах [26,36] такая геометрия называлась продольной). Заметим, что U_y может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

В ходе предварительных исследований было установлено, что при наклонном облучении исследуемых пленок Ag/Pd с измерительными электродами, ориентированными параллельно плоскости падения, фемтосекундными лазерными импульсами с энергией $E_p \sim 0.5$ mJ на экране осциллографа возникают импульсы наносекундной длительности с амплитудой несколько милливольт. Сигнал исчезает при нормальном падении луча на пленку, меняет свою полярность при изменении знака угла падения, существенно зависит от поляризации падающего излучения, но не зависит от диаметра падающего пучка при заданной мощности лазерных импульсов. Все это находится в согласии с экспериментальными результатами, полученными при возбуждении фототока в указанных пленках лазерными импульсами наносекундной длительности [27,37,38].

На рис. 2 показаны осциллограммы фотовольтаических импульсов, возникающих в пленке Ag/Pd под действием фемтосекундных лазерных импульсов при угле падения $\alpha = 45^\circ$ для циркулярно поляризованного излучения с положительным ($\varphi = 45^\circ$) и отрицательным ($\varphi = 135^\circ$) направлением вращения вектора напряженности электрического поля (формы поляризации при различных значениях φ показаны на рис. 3). Видно, что изменение знака циркулярной поляризации падающего излучения приводит к смене полярности импульсов, но при этом амплитуда импульса не изменяется. Таким образом, экстремальные значения U_y , наблюдаемых импульсов удовлетворяют условию $U_y(\varphi = 45^\circ) = -U_y(\varphi = 135^\circ)$. Длительность зарегистрированных импульсов по полувысоте τ_{hw} составляет около 4.8 ns. Время нарастания τ_{rise} и время спада τ_{fall} определялись по уровню 0.1 и 0.9 амплитуды импульса. Измеренное время нарастания составляет 1.2 ns, а время спада — 22.6 ns. Время нарастания τ_{rise} совпадает со временем отклика используемого осциллографа на передний фронт идеально прямоугольного импульса напряжения. Поэтому можно утверждать, что фактическое время нарастания наблюдаемого фотовольтаического импульса значительно меньше измеренной величины. Измеренные значения τ_{hw} и τ_{fall} существенно больше времени отклика осциллографа, поэтому они являются достоверными. Таким образом, при наклонном облучении пленок Ag/Pd циркулярно поляризованными лазерными импульсами фемтосекундной длительности возникают фотовольтаические импульсы наносекундной длительности, полярность которых определяется знаком циркулярной поляризации.

На рис. 3 представлена зависимость поперечного фототока i_y от угла поворота четвертьволновой пластины φ (см. рис. 2, $\alpha = 45^\circ$) при энергии лазерных импульсов $E_p = 0.68$ mJ. Из рисунка следует, что для p -поляризованного излучения ($\varphi = 0, 90, 180^\circ$) сигнал отсутствует. Сигнал также отсутствует при s -поляризованном излучении лазера, что было показано в ходе дополнительных экспериментов. Представленная зависимость также показывает, что для излучения, поляризованного по эллипсу, сигнал положительный, если знак циркулярной поляризации положителен, и сигнал отрицательный, если знак циркулярной поляризации отрицателен, т. е. знак сигнала совпадает со знаком степени циркулярной поляризации $P_{circ} = \sin(2\varphi)$, которой обладает излучение на выходе четвертьволновой пластинки. Полученная экспериментальная зависимость $i_y(\varphi)$ хорошо описывается следующей функцией:

$$i_y(\varphi) = I_1 \sin(2\varphi) - I_2 \sin(4\varphi), \quad (1)$$

где $I_1 \sin(2\varphi)$, $-I_2 \sin(4\varphi)$ — циркулярный и линейный вклады в полный поперечный фототок, показанные на рис. 3 штриховой и пунктирной линиями соответственно, $I_1 = 70.2 \mu A$, $I_2 = 9.8 \mu A$. Циркулярный вклад при этом зависит от степени циркулярной поляризации. Примечательно, что $\xi = I_1/I_2 = 7.16$, т. е. амплитуда ЦФТ I_1 значительно больше амплитуды I_2 линейного вклада.

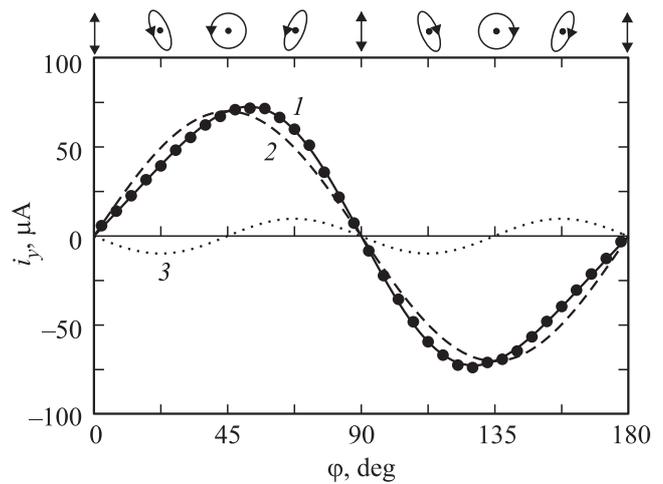


Рис. 3. Зависимость циркулярного фототока i_y от угла поворота φ четвертьволновой пластины, полученная при угле падения $\alpha = 45^\circ$ и энергии лазерных импульсов $E_p = 0.68$ mJ (точки). Кривая 1 — аппроксимация, кривые 2 и 3 — циркулярный и линейный вклады соответственно. Вверху показаны эллипсы поляризации излучения для различных углов φ (волновой вектор направлен к наблюдателю).

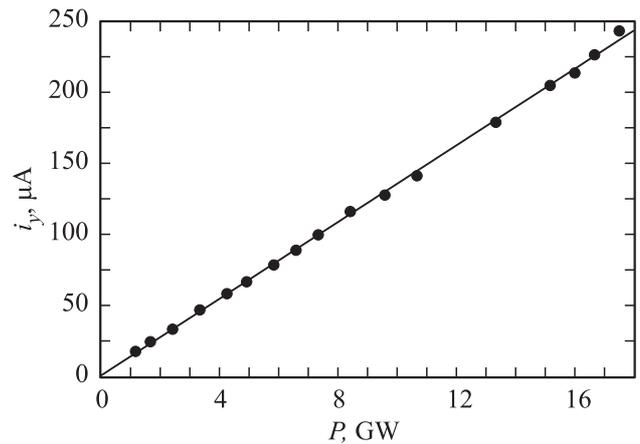


Рис. 4. Зависимость фототока i_y от мощности падающего излучения P при циркулярной поляризации с положительным знаком и угле падения $\alpha = 45^\circ$. Точки — эксперимент, прямая — аппроксимирующая функция.

На рис. 4 показана зависимость фототока i_y от импульсной мощности лазерного излучения P при $\varphi = 45^\circ$, где $P = E_p/\tau_p$. Видно, что экспериментальные данные хорошо аппроксимируются линейной функцией $i_y = \eta_y(\varphi = 45^\circ)P$, где $\eta_y(\varphi = 45^\circ) = 13.5 \mu A/GW$ — коэффициент преобразования лазерной мощности в фототок. Линейная связь i_y с P позволяет исследовать зависимости коэффициента преобразования η_y лазерной мощности в фототок от угла падения α для циркулярно поляризованного излучения с положительным и отрицательным знаками, где $\eta_y = i_y/P$. Полученные результаты показаны на рис. 5. Для циркулярно поляризованного излучения с положительным знаком

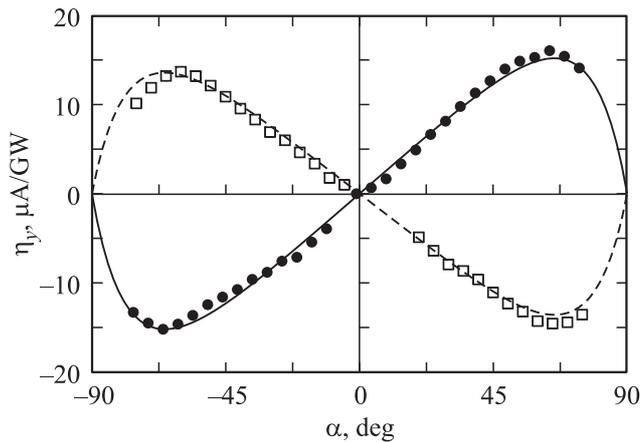


Рис. 5. Зависимости коэффициентов преобразования η_y лазерной мощности в фототок от угла падения α при циркулярной поляризации с положительным (η_y^+) (кружки) и отрицательным (η_y^-) (квадраты) знаками и соответствующие аппроксимирующие кривые.

коэффициент преобразования η_y^+ при $\alpha > 0$ принимает положительные значения, а при $\alpha < 0$ значения η_y^+ отрицательные. При этом приблизительно выполняется равенство $\eta_y^+(\alpha) = -\eta_y^+(-\alpha)$. Для падающего циркулярно поляризованного излучения с отрицательным знаком поляризации коэффициент преобразования η_y^- удовлетворяет следующим соотношениям: $\eta_y^- < 0$, если $\alpha > 0$, и $\eta_y^- > 0$, если $\alpha < 0$. При этом также приблизительно выполняется равенство $\eta_y^-(\alpha) = -\eta_y^-(-\alpha)$. Таким образом, для циркулярной поляризации с положительным и отрицательным знаками зависимости поперечного фототока от угла падения являются нечетными функциями, что характерно для эффекта увлечения в двумерных и пленочных структурах (см., например, [39–43]). Кроме того, из данных, представленных на рис. 5, следует, что для любого α в пределах ошибок эксперимента справедливо равенство $\eta_y^+(\alpha) = -\eta_y^-(\alpha)$. Это означает, что при любом угле падения, отличном от нуля, изменение знака поляризации при всех прочих фиксированных параметрах возбуждающего излучения приводит к изменению полярности фототока. Последнее соотношение характерно для циркулярного эффекта увлечения, рассматриваемого в терагерцевом диапазоне излучения как динамический эффект Холла [21]. Следует отметить, что подобные зависимости также характерны для ЦФГЭ (см. например, [11]). Однако особенности поперечного тока в резистивных пленках Ag/Pd нельзя объяснить ЦФГЭ, так как этот эффект возможен только в средах без центра симметрии. Отсутствие центра симметрии может быть обусловлено асимметрией фазовых составляющих пленки (объемная асимметрия), а также структурой материала (структурная асимметрия) [14,44,45]. В случае резистивных пленок Ag/Pd все их фазовые компоненты обладают центром симметрии, поэтому объемная асимметрия кристаллитов пленки Ag/Pd отсутствует. Структурная асимметрия также

отсутствует, поскольку кристаллиты пленки расположены хаотично, а толщина самой пленки составляет около $20 \mu\text{m}$. По аналогии с [43] экспериментальные данные, представленные на рис. 5, можно аппроксимировать функциями $\eta_y^+(\alpha) = \eta_1 F(\alpha)$ и $\eta_y^-(\alpha) = \eta_2 F(\alpha)$, где $\eta_1 = 55.2 \mu\text{A/GW}$, $\eta_2 = -49.4 \mu\text{A/GW}$, $F(\alpha) = \sin(2\alpha)/(1.586 \cos(\alpha) + 1)^2$.

Поперечный фототок увлечения при фемтосекундном лазерном возбуждении в резистивных пленках Ag/Pd наблюдается и при линейной поляризации излучения. Для проведения таких исследований в схеме эксперимента, представленной на рис. 2, вместо четвертьволновой пластины использовалась полуволновая пластина. На рис. 6 показана экспериментально полученная зависимость фототока i_y от угла поляризации Φ , где Φ — угол между вектором электрического поля \mathbf{E} линейно поляризованного излучения и плоскостью падения σ . Видно, что фототок i_y отсутствует при p - ($\Phi = 0$) и s -поляризациях ($\Phi = 90^\circ$). Максимальное по модулю значение i_y достигается при $\Phi = 45$ и 135° . Полученная экспериментальная зависимость хорошо описывается нечетной функцией

$$i_y = I_3 \sin 2\Phi, \quad (2)$$

где $I_3 = -18.5 \mu\text{A}$. Зависимость поперечного фототока от угла поляризации Φ вида (2) является характерной для эффекта увлечения в изотропных средах. Эта зависимость впервые теоретически была получена в работе [46] и экспериментально подтверждалась в этой же работе при исследовании поперечного фототока увлечения в пластине поликристаллической меди. Аналогичные результаты были получены при исследовании эффекта

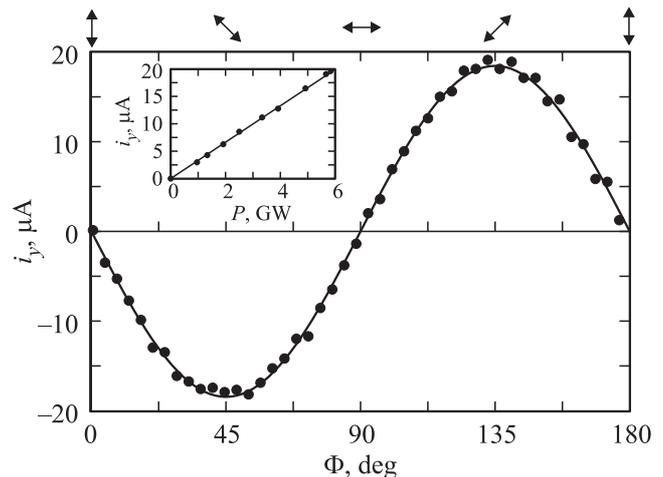


Рис. 6. Зависимость фототока i_y от угла поляризации Φ линейно поляризованного излучения при угле падения $\alpha = 45^\circ$ и энергии лазерных импульсов $E_p = 0.67 \text{ mJ}$. Точки — эксперимент, кривая — аппроксимирующая функция. Вверху показаны плоскости поляризации излучения для различных углов Φ . На вставке — зависимость i_y от мощности P линейно поляризованного излучения при угле поляризации $\Phi = 135^\circ$ и угле падения $\alpha = 45^\circ$. Точки — эксперимент, прямая — аппроксимирующая функция.

увлечения в графитных пленках [36,42] и в пленках из однослойных углеродных нанотрубок [43] при наклонном падении лазерного излучения и ориентации измерительных электродов параллельно плоскости падения. Зависимость фототока i_y от мощности падающего излучения P для линейно поляризованного излучения при $\Phi = 135^\circ$ показана на вставке к рис. 6. Видно, что полученные экспериментальные точки, как и в случае циркулярной поляризации, хорошо описываются линейной функцией $i_y(\Phi = 135^\circ) = \eta_y(\Phi = 135^\circ)P$, характерной для эффекта увлечения, где $\eta_y(\Phi = 135^\circ) = 3.32 \mu\text{A/GW}$.

Все представленные выше закономерности находятся в качественном согласии с экспериментальными результатами [26–28], полученными при исследовании ЦФТ в пленках Ag/Pd при их облучении лазерными импульсами наносекундной длительности в спектральном диапазоне от 266 до 2940 nm. Однако имеются некоторые особенности, присущие поперечному фототоку при возбуждении импульсами фемтосекундной длительности. Первая особенность заключается в следующем. Если аппроксимировать данные [26] зависимости отношения ξ циркулярного вклада к линейному от длины волны наносекундных импульсов линейной функцией, то для длины волны 795 nm получаем $\xi = 2.5$. Однако, как было установлено выше, для $\lambda_p = 795$ nm при фемтосекундном возбуждении $\xi = 7.16$. Это может означать, что при уменьшении длительности возбуждающего лазерного импульса в поперечном фототоке доля линейного вклада уменьшается. Вторая особенность касается длительности наблюдаемых фотовольтаических импульсов. Обычно временная форма импульса фотоэдс, возникающего за счет эффекта увлечения, повторяет огибающую наносекундного возбуждающего лазерного импульса, так как время релаксации носителей по импульсу составляет $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ s [47]. Примером этого может служить эффект увлечения, наблюдавшийся в пленках из однослойных углеродных нанотрубок и графитных пленках [43,48]. Как показано выше, в случае пленок Ag/Pd при длительности возбуждающего импульса 120 fs происходит генерация импульса фотоэдс с крутым передним фронтом, но с большим временем спада (22.6 ns). Одним из объяснений этого явления может быть медленная (наносекундного масштаба) релаксация возбужденных носителей заряда в электрическом поле барьеров Шоттки, возможных на стыке кристаллитов твердого раствора Ag–Pd с металлической проводимостью и кристаллитов полупроводника PdO с проводимостью p -типа.

Из рис. 3 и 5 следует, что при любом угле падающего излучения, отличном от нуля, поляриность поперечного фототока однозначно определяется направлением вращения вектора электрического поля эллиптически поляризованного излучения лазера. Это означает, что резистивные пленки Ag/Pd можно использовать для создания сенсора знака циркулярной поляризации, предназначенного для анализа эллиптически поляризованного излучения. Зависимость, представленная на рис. 6, показывает возможность использования этих же

пленок для определения плоскости поляризации при анализе линейно поляризованного лазерного излучения по методике, аналогичной разработанной для анализатора поляризации, выполненного из графитной пленки [36]. Таким образом, резистивные пленки Ag/Pd могут быть использованы для изготовления анализатора поляризации лазерных импульсов фемтосекундной длительности, работающего на принципе регистрации фототока, возбуждаемого анализируемым излучением. В отличие от общеизвестных такой анализатор поляризации излучения работает без оптических элементов.

Выше было показано, что при переходе от наносекундных к фемтосекундным лазерным импульсам доля ЦФТ в поперечном фототоке возрастает. Учет этой особенности в совокупности с данными спектральной зависимости фототока (см. [27,28]), возникающего в пленках Ag/Pd под действием наносекундных лазерных импульсов, позволяет утверждать, что такие анализаторы поляризации фемтосекундного лазерного излучения могут работать в широком спектральном диапазоне ($\sim 500 - 3000$ nm).

5. Заключение

Наклонное облучение резистивных пленок Ag/Pd толщиной 20 μm , полученных по толстопленочной технологии при температуре вжигания 878 K, лазерными импульсами длительностью 120 fs на длине волны 795 nm приводит к генерации импульсов фототока наносекундной длительности в направлении, перпендикулярном плоскости падения. Фототок отсутствует при p - и s -поляризациях падающего излучения, но отличен от нуля при эллиптической и циркулярной поляризациях. Наблюдаемый фототок зависит от угла падения по нечетному закону. При эллиптически поляризованном излучении фототок состоит из циркулярного и линейного вкладов, зависящего и не зависящего от знака циркулярной поляризации соответственно. Амплитуда ЦФТ превышает амплитуду линейного вклада более чем в 7 раз. Полярность полного фототока однозначно определяется направлением вращения вектора электрического поля эллиптически поляризованного падающего излучения. Фототок зависит от мощности падающего излучения по линейному закону как при циркулярно, так и при линейно поляризованном излучении. При линейно поляризованном излучении фототок зависит от угла поляризации по нечетному закону. Экспериментально установленные закономерности фототока от угла падения и поляризации возбуждающего излучения можно объяснить эффектом увлечения. Полученные результаты показывают возможность использования резистивных пленок Ag/Pd для изготовления анализатора поляризации лазерного излучения, не содержащего оптических элементов. Такой анализатор может работать в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн.

Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. Springer, Berlin (2004). 427 p.
- [2] V.M. Asnin, A.A. Bakun, A.M. Danishevskii, E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, A.A. Rogachev. Solid State Commun. **30**, 565 (1979).
- [3] В.И. Белиничер. ФТТ **23**, 3461 (1981).
- [4] В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев. Письма в ЖЭТФ **28**, 80 (1978).
- [5] Е.Л. Ивченко. УФН **172**, 1461 (2002).
- [6] S.A. Tarasenko. Письма в ЖЭТФ **85**, 3, 216 (2007).
- [7] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
- [8] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, W. Prettl. Physica E **14**, 166 (2002).
- [9] C.L. Yang, H.T. He, L. Ding, L.J. Cui, Y.P. Zeng, J.N. Wang, W.K. Ge. Phys. Rev. Lett. **96**, 186605 (2006).
- [10] J.L. Yu, Y.H. Chen, C.Y. Jiang, Y. Liu, H. Ma. J. Appl. Phys. **109**, 053519 (2011).
- [11] J. Yu, Y. Chen, S. Cheng, Y. Lai. Physica E **49**, 92 (2013).
- [12] J.X. Duan, N. Tang, J.D. Ye, F.H. Mei, K.L. Teo, Y.H. Chen, W.K. Ge, B. Shen. Appl. Phys. Lett. **102**, 192405 (2013).
- [13] Z. Zhang, R. Zhang, B. Liu, Z.L. Xie, X.Q. Xiu, P. Han, H. Lu, Y.D. Zheng, Y.H. Chen, C.G. Tang, Z.G. Wang. Solid State Commun. **145**, 159 (2008).
- [14] Z. Zhang, R. Zhang, Z.L. Xie, B. Liu, M. Li, D.Y. Fu, H.N. Fang, X.Q. Xiu, H. Lu, Y.D. Zheng, Y.H. Chen, C.G. Tang, Z.G. Wang. Solid State Commun. **149**, 1004 (2009).
- [15] M. Frazier, J.G. Cates, J.A. Waugh, J.J. Heremans, M.B. Santos, X. Liu, G.A. Khodaparast. J. Appl. Phys. **106**, 103513 (2009).
- [16] А.М. Данишевский, А.А. Кастальский, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ **58**, 544 (1970).
- [17] A.F. Gibson, M.F. Kimmitt, A.C. Walker. Appl. Phys. Lett. **17**, 75 (1970).
- [18] В.Л. Альпервич, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Письма в ЖЭТФ **33**, 573 (1981).
- [19] M.M. Glazov, S.D. Ganichev. Phys. Rep. **535**, 101 (2014).
- [20] V.A. Shalygin, H. Diehl, C. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, C. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev. Письма в ЖЭТФ **84**, 666 (2006).
- [21] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev. Phys. Rev. Lett. **105**, 227402 (2010).
- [22] C. Jiang, V.A. Shalygin, V.Y. Panevin, S.N. Danilov, M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **84**, 125529 (2011).
- [23] V.A. Shalygin, M.D. Moldavskaya, S.N. Danilov, I.I. Farbshtein, L.E. Golub. Phys. Rev. B **93**, 045207 (2016).
- [24] T. Hatano, T. Ishihara, S. Tikhodeev, N. Gippius. Phys. Rev. Lett. **103**, 103906 (2009).
- [25] M. Akbari, M. Onoda, T. Ishihara. Opt. Express **23**, 823 (2015).
- [26] Г.М. Михеев, А.С. Саушин, Р.Г. Зонов, В.М. Стяпшин. Письма в ЖТФ **40**, 10, 37 (2014).
- [27] Г.М. Михеев, А.С. Саушин, В.В. Ванюков. Квантовая электроника **45**, 635 (2015).
- [28] А.С. Саушин, К.Г. Михеев, Г.М. Михеев. Хим. физика и мезоскопия **17**, 305 (2015).
- [29] S.F. Wang, J.P. Dougherty, W. Huebner, J.G. Pepin. J. Am. Ceram. Soc. **77**, 3051 (1994).
- [30] Г.М. Михеев, А.С. Саушин, О.Ю. Гончаров, Г.А. Дорофеев, Ф.З. Гильмутдинов, Р.Г. Зонов. ФТТ **56**, 2212 (2014).
- [31] J.R. McBride, K.C. Hass, W.H. Weber. Phys. Rev. B **44**, 5016 (1991).
- [32] W.H. Weber, R.J. Baird, G.W. Graham. J. Raman Spectrosc. **19**, 239 (1988).
- [33] K.T. Park, D.L. Novikov, V.A. Gubanov, A.J. Freeman. Phys. Rev. B **49**, 4425 (1994).
- [34] В.Вал. Соболев, Д.О. Мордас, В.В. Соболев. Неорганические материалы **40**, 210 (2004).
- [35] A.R. Denton, N.W. Ashcroft. Phys. Rev. A **43**, 3161 (1991).
- [36] Г.М. Михеев, В.М. Стяпшин. Приборы и техника эксперимента **1**, 93 (2012).
- [37] Г.М. Михеев, Р.Г. Зонов, В.А. Александров. Письма в ЖТФ **36**, 14, 79 (2010).
- [38] Г.М. Михеев, В.А. Александров, А.С. Саушин. Письма в ЖТФ **37**, 12, 16 (2011).
- [39] Е.В. Берегулин, П.М. Валов, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий, И.С. Лискер, А.Л. Пукшанский. Письма в ЖЭТФ **25**, 113 (1977).
- [40] Е.В. Берегулин, П.М. Воронов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **59**, 83 (1994).
- [41] A.N. Obraztsov, D.A. Lyashenko, S. Fang, R.H. Vaughan, P.A. Obraztsov, S.V. Garnov, Y.P. Svirko. Appl. Phys. Lett. **94**, 231112 (2009).
- [42] Г.М. Михеев, В.М. Стяпшин, П.А. Образцов, Е.А. Хестанова, С.В. Гарнов. Квантовая электроника **40**, 425 (2010).
- [43] G.M. Mikheev, A.G. Nasibulin, R.G. Zonov, A. Kaskela, E.I. Kauppinen. Nano Lett. **12**, 77 (2012).
- [44] H. Ma, C.Y. Jiang, Y. Liu, J.L. Yu, Y.H. Chen. Appl. Phys. Lett. **102**, 212103 (2013).
- [45] S.D. Ganichev, W. Prettl. J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003).
- [46] V.L. Gurevich, R. Laiho. ФТТ **42**, 1762 (2000).
- [47] П.М. Валов, К.В. Гончаренко, Ю.В. Марков, В.В. Першин, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. Квантовая электроника **4**, 95 (1977).
- [48] P.A. Obraztsov, G.M. Mikheev, S.V. Garnov, A.N. Obraztsov, Y.P. Svirko. Appl. Phys. Lett. **98**, 091903 (2011).