

07:09

Спектральная зависимость циркулярного фототока в серебро-палладиевых резистивных пленках

© Г.М. Михеев, А.С. Саушин, Р.Г. Зонов, В.М. Стяпшин

Институт механики УрО РАН, Ижевск

E-mail: mikheev@udman.ru

Поступило в Редакцию 27 декабря 2013 г.

В серебро-палладиевых резистивных пленках при наклонном падении лазерного излучения наносекундной длительности на длинах волн 1064, 532, 354.7 и 266 nm наблюдался зависящий от знака циркулярной поляризации фототок (циркулярный фототок). В экспериментах фототок определяли через импульсную фотоЭДС, измеряемую при продольной геометрии эксперимента, когда плоскость падения луча лазера на пленку была параллельна измерительным электродам. Установлено, что сигнал меняет свою полярность при изменении знака угла падения, значительно уменьшается с увеличением частоты излучения и состоит из линейного и циркулярного вкладов. Показано, что отношение циркулярного к линейному вкладу существенно уменьшается с уменьшением длины волны излучения. Полученные результаты могут быть использованы для разработки и создания устройства для определения знака поляризации лазерного излучения.

Зависящий от знака циркулярной поляризации фототок (циркулярный фототок) впервые наблюдался в экспериментах [1] при облучении кристалла теллура излучением углекислотного лазера на длине волны $10.6 \mu\text{m}$. Это явление, получившее название циркулярного фотогальванического эффекта (ЦФГЭ) [2], также наблюдается в квантовых структурах, двумерных электронных системах и пленках, обладающих гиротропными свойствами (см., например, [3–5]). Также известен циркулярный эффект увлечения [6], когда фототок в материале (например, в квантовых колодцах [7], двумерных металлических фотонных структурах [8]) в случае наклонного падения света тоже зависит от знака циркулярной поляризации. Циркулярный эффект увлечения, наблюдаемый в графене в терагерцевом диапазоне излучения при наклонном падении луча на поверхность, при котором направление фототока меняется

при изменении знака циркулярной поляризации, рассматривается как динамический эффект Холла [9–11]. В отличие от ЦФГЭ циркулярный эффект увлечения возможен как в центросимметричных, так и в нецентросимметричных средах [12].

В нашей недавней работе [13] сообщалось о наблюдении зависящего от знака циркулярной поляризации фототока в серебро-палладиевых резистивных пленках при их облучении импульсами наносекундной длительности на длине волны 1064 nm. Между тем серебро-палладиевые резистивные пленки хорошо известны и широко используются в электронике в качестве пассивных электронных компонентов [14]. Ввиду простоты технологии получения указанных пленок представляет интерес дальнейшее исследование обнаруженного циркулярного фототока. Этот интерес, в частности, обусловлен возможностью разработки принципиально нового прибора для определения знака поляризации эллиптически-поляризованного излучения в широком спектральном диапазоне. Конструкция анализатора поляризации для определения плоскости поляризации лазерного излучения, созданного на основе нанографитовой пленки, обладающей поляризационно-чувствительным фотооткликом, представлена в работе [15]. Целью данной работы является исследование спектральной зависимости циркулярного фототока в серебро-палладиевых пленках в диапазоне длин волн от 266 до 1064 nm.

Эксперименты проводились на серебро-палладиевых пленках размером 20×20 mm, полученных на керамических подложках традиционным методом вжигания специальной пасты из палладия и оксида серебра при температуре 878 ± 5 K [16]. Пленки снабжались двумя параллельными измерительными пленочными электродами, расположенными на противоположных сторонах квадратной пленки (рис. 1, вставка). Сопротивление постоянному току между электродами, замкнутыми через пленку, составляло 29Ω . Исследования, проведенные с помощью растрового электронного микроскопа, показали, что пленки представляют собой пористый материал с радиусом пор 25–500 nm. При этом твердые частицы данного материала имеют характерный размер от 50 до 200 nm. Толщина пленок составляет около $20 \mu\text{m}$. Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что исследуемые пленки состоят из фаз AgPd, PdO и Ag₃O в процентном соотношении 80,4, 18,8 и 0,8 соответственно [17,18].

В экспериментах использовалось линейно-поляризованное излучение одномодового YAG : Nd³⁺-лазера с пассивной модуляцией доброт-

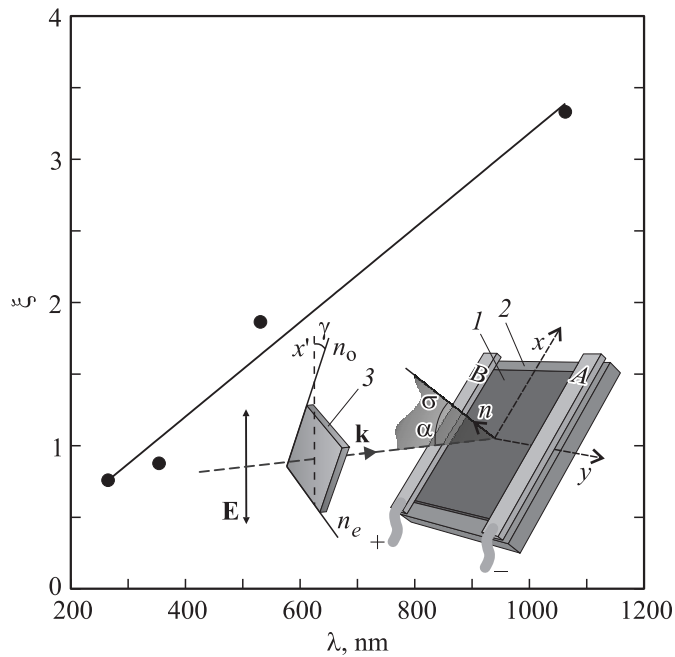


Рис. 1. Коэффициент $\xi = \eta_{\lambda i}^{(02)} / \eta_{\lambda i}^{(04)}$ в зависимости от длины волны λ (точки — расчетные данные, линия — аппроксимирующая прямая). Вставка — продольная геометрия эксперимента: 1 — серебро-палладиевая пленка; 2 — подложка; 3 — четвертьволновая пластинка; A, B — измерительные электроды; \mathbf{n} — нормаль к поверхности; \mathbf{k} — волновой вектор падающего излучения; σ — плоскость падения; α — угол падения; n_e — оптическая ось четвертьволновой пластинки ($n_e \perp n_o$); x' — вертикальная ось; \mathbf{E} — вектор электрического поля; $\mathbf{E}, x', A, B \parallel \sigma$.

ности (диаметр пучка 2 mm, длина волны $\lambda_1 = 1064$ nm) [19] с преобразователями частоты во вторую ($\lambda_2 = 532$ nm), третью ($\lambda_3 = 354.7$ nm) и четвертую ($\lambda_4 = 266$ nm) гармоники. Для пространственного разделения пучков гармоник лазера использовалась кварцевая призма. Энергии лазерных импульсов $E_{\lambda i}$ на длинах волн λ_i , где $i = 1, 2, 3, 4$, измерялись с помощью измерителя энергии световых импульсов PM100USB с измерительной головкой ES111C (ThorLabs). Длительности импульсов лазерного излучения первой $\tau_{\lambda 1}$, второй $\tau_{\lambda 2}$, третьей $\tau_{\lambda 3}$ и четвертой $\tau_{\lambda 4}$

гармоник, измеренные с помощью быстродействующего фотоприемника SIR-5, составили 19.1, 15.1, 12.5 и 10.8 ns соответственно и определялись по полувысоте регистрируемых импульсов.

Преобразование линейно-поляризованного излучения гармоник лазера в циркулярно-поляризованное осуществлялось с помощью четырех различных четвертьволновых пластин, рассчитанных для работы на длинах волн 1064, 532, 354.7 и 266 nm. В экспериментах четвертьволновые пластины с просветляющим покрытием располагались перпендикулярно к направлению распространения лазерного излучения.

Опыты проводились при продольной геометрии эксперимента, когда плоскость падения σ луча лазера на исследуемую пленку была параллельна измерительным электродам (рис. 1, вставка). Следует отметить, что выбранная геометрия эксперимента в работах [9,10] называется поперечной, так как фототок, возникающий между электродами, перпендикулярен σ .

Регистрация фототока, возникающего в исследуемых пленках, осуществлялась измерением фотоЭДС, возникающей между электродами при наклонном падении луча лазера на пленку. ФотоЭДС наблюдалась в виде однополярного импульсного электрического напряжения, характеризующегося длительностью и экстремальным значением U , определяемым как $U = pA$, где p — полярность (p может принимать значения ± 1), A — амплитуда ($A \geq 0$ по определению). Импульсное электрическое напряжение, возникающее в пленке под действием лазерного излучения, регистрировалось с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS7704B, ко входам которого напрямую подсоединялись измерительные электроды пленки. Входное сопротивление осциллографа r составляло 50 Ω .

Опыты показали, что под действием эллиптически поляризованного импульсного излучения лазера в исследуемых пленках возникают импульсы электрического напряжения, длительность которых несколько больше длительности падающих наносекундных лазерных импульсов. В экспериментах исследовалось влияние эллиптичности поляризации и знака поляризации (направления вращения вектора электрического поля) света, падающего на пленку, на экстремальное значение U фотовольтаических импульсов. Для этого при фиксированном угле падения пучка лазера на пленку $\alpha = 45^\circ$ исследовались зависимости U от угла поворота четвертьволновой пластины γ , определяемого углом между вертикальной осью x' и осью n_o перпендикулярной оптической оси n_e пластины (рис. 1, вставка) на длинах волн λ_i .

Предварительные эксперименты по исследованию зависимости U от угла падения α показали, что для всех λ_i при фиксированном γ выполняется соотношение $U_{\lambda_i}(\gamma, \alpha) = -U_{\lambda_i}(\gamma, -\alpha)$, где U_{λ_i} — экстремальное значение импульсной фотоЭДС при мощности падающего излучения $P_{\lambda_i} = E_{\lambda_i}/\tau_{\lambda_i}$ на длине волны λ_i . Согласно работам [9,12], это позволяет относить наблюдаемое явление к эффекту увлечения. Ввиду линейной зависимости сигнала U от P_{λ_i} и его независимости от площади облучения при фиксированной P_{λ_i} [13,20] представляется возможным построить зависимости коэффициентов преобразования η_{λ_i} световой мощности в импульсное электрическое напряжение от угла поворота γ для всех четырех гармоник лазера λ_i , где $\eta_{\lambda_i} = U_{\lambda_i}/P_{\lambda_i}$. Полученные экспериментальные зависимости представлены на рис. 2.

Из рис. 2 хорошо видно, что максимальное значение η_{λ_i} по модулю $|\eta_{\lambda_i}^{\max}|$ существенно уменьшается с увеличением частоты падающего излучения. Для всех 4 длин волн λ_i в случае линейной поляризации излучения при $\gamma = 0, 90^\circ$ и 180° (p -поляризация) сигнал отсутствует (дополнительные эксперименты показали, что при s -поляризации сигнал также отсутствует). Для излучения с $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ и $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ сигнал положителен для правополяризованного света, и отрицателен для левополяризованного света. Таким образом, налицо влияние знака поляризации на полярность сигнала. Для экспериментальных зависимостей, полученных на длинах волн $\lambda_3 = 354.7 \text{ nm}$ и $\lambda_4 = 266 \text{ nm}$ (рис. 2, *c, d*), для левополяризованного и правополяризованного света при изменении фазового угла γ в диапазонах $0 < \gamma < 90^\circ$ и $90^\circ < \gamma < 180^\circ$ полярность сигнала принимает как отрицательные, так и положительные значения. В пределах ошибки эксперимента для всех четырех экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 2, справедливо следующее соотношение: $\eta_{\lambda_i}(90^\circ - \gamma) = -\eta_{\lambda_i}(90^\circ + \gamma)$, где $0 < \gamma < 90^\circ$, т.е. зависимости $\eta_{\lambda_i}(\gamma)$ являются антисимметричными функциями относительно оси $\gamma = 90^\circ$.

Экспериментальные зависимости, представленные на рис. 2, хорошо аппроксимируются следующей функцией:

$$n_{\lambda_i} = \eta_{\lambda_i}^{(02)} \sin(2\gamma) - \eta_{\lambda_i}^{(04)} \sin(4\gamma), \quad (1)$$

где $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$, $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ — некоторые положительные коэффициенты, характеризующие циркулярный и линейный вклады [10], зависящие от длины волны излучения. Максимальные значения коэффициентов преобразо-

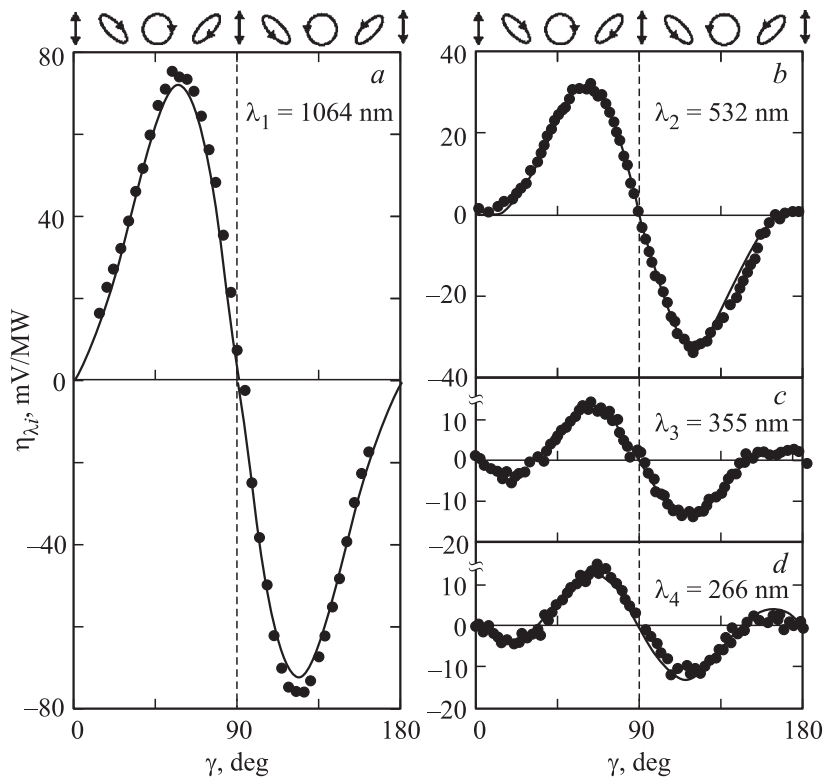


Рис. 2. Зависимости коэффициента преобразования η_{λ_i} импульсной лазерной мощности в импульсное электрическое напряжение от фазового угла γ четвертьволновой пластинки при продольной геометрии эксперимента для $\lambda_1 = 1064$ (a), $\lambda_2 = 532$ (b), $\lambda_3 = 354.7$ (c) и $\lambda_4 = 266$ nm (d); точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — аппроксимирующие функции $\eta_{\lambda_i} = \eta_{\lambda_i}^{(02)} \sin(2\gamma) - \eta_{\lambda_i}^{(04)} \sin(4\gamma)$. Верхние вставки — эллипсы поляризации, соответствующие различным фазовым углам γ .

вания $|\eta_{\lambda_i}^{\max}|$, а также найденные коэффициенты $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$, $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ аппроксимирующей функции (1) в зависимости от длины волны представлены в таблице. В ней же приведены рассчитанные значения коэффициентов преобразования лазерной мощности в фототок, определяемые по формулам $|\eta_{\lambda_i}^{\max}|/r$, $\eta_{\lambda_i}^{(02)}/r$, $\eta_{\lambda_i}^{(04)}/r$, где r — входное сопротивление

Максимальный коэффициент преобразования $|\eta_{\lambda_i}^{\max}|$, циркулярный $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$ и линейный $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ вклады в коэффициент преобразования лазерной мощности в фотоЭДС, а также соответствующие рассчитанные токи $|\eta_{\lambda_i}^{\max}|/r$, $\eta_{\lambda_i}^{(02)}/r$, $\eta_{\lambda_i}^{(04)}/r$ на длинах волн λ_i

λ_i , nm	$ \eta_{\lambda_i}^{\max} $, mV/MW	$\eta_{\lambda_i}^{(02)}$, mV/MW	$\eta_{\lambda_i}^{(04)}$, mV/MW	$ \eta_{\lambda_i}^{\max} /r$, nA/W	$\eta_{\lambda_i}^{(02)}/r$, nA/W	$\eta_{\lambda_i}^{(04)}/r$, nA/W
1064	72.30	63.6	19.1	1.45	1.27	0.38
532	31.71	23.8	12.8	0.63	0.48	0.26
354.7	12.68	6.7	7.6	0.25	0.13	0.15
266	13.05	6.3	8.3	0.17	0.13	0.17

регистрирующего осциллографа. Из таблицы видно, что на длине волны $\lambda_1 = 1064$ nm коэффициент $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$, характеризующий циркулярный вклад, в несколько раз больше коэффициента $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$, характеризующего линейный вклад. При уменьшении длины волны излучения с 1064 до 266 nm оба коэффициента $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$ и $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ уменьшаются, но это уменьшение происходит в различной степени. В результате на длине волны $\lambda_4 = 266$ nm коэффициент $\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ становится больше коэффициента $\eta_{\lambda_i}^{(02)}$, т. е. на этой длине волны линейный фототок превосходит циркулярный. Это также хорошо видно из рис. 1, где показана зависимость отношения данных коэффициентов $\xi = \eta_{\lambda_i}^{(02)}/\eta_{\lambda_i}^{(04)}$ от λ . Полученная зависимость $\xi(\lambda)$ наглядно демонстрирует, что вклад циркулярной компоненты в импульсную фотоЭДС в исследуемых пленках при увеличении длины волны с 266 до 1064 nm возрастает. Если рассчитанные точки зависимости $\xi(\lambda)$ экстраполировать прямой, то можно предположить, что на длине волны эрбиевого лазера (2940 nm) коэффициент, характеризующий циркулярный вклад, будет в 9.4 раза больше линейного вклада. Это позволяет надеяться на возможность наблюдения „чистого“ циркулярного тока в средней инфракрасной области.

Из формулы (1) и из данных, представленных в таблице, можно найти минимальную длину волны $\lambda_{\min} = 529$ nm, определяющую условие выполнения неравенства $\eta_{\lambda_i} > 0$ при $0 < \gamma < 90^\circ$ для всех длин волн λ , удовлетворяющих условию $\lambda \geq \lambda_{\min}$. Другими словами, это означает, что серебро-палладиевые пленки можно использовать для определения знака циркулярной поляризации в диапазоне длин

волн $\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$, где $\lambda_{\max} = 1064$ nm. Для установления истинного значения λ_{\max} необходимо проведение дополнительных экспериментов в средней инфракрасной области.

Уменьшение коэффициентов $\eta_{\lambda i}^{(02)}$, $\eta_{\lambda i}^{(04)}$ при уменьшении длины волны можно объяснить особенностями исследуемых пленок. В соответствии с [13] в серебро-палладиевых пленках структурной составляющей, ответственной за наблюдаемый эффект, является оксид палладия PdO. В силу технологических особенностей получения пленок частицы PdO покрыты слоем стекла, состоящего из SiO₂ и других окислов. Стекло хорошо поглощает ультрафиолетовое излучение, что приводит к ослаблению сигнала на длинах волн 354.7 и 266 nm. Кроме того, наличие на поверхности пленки пор с размером, сравнимым с длиной волны видимого излучения, приводит к рассеянию и деполяризации падающего излучения, что уменьшает эффект увлечения, ответственный за генерацию фотоЭДС.

Таким образом, в данной работе показано, что зависящий от знака циркулярной поляризации излучения фототок (фотоЭДС) в серебро-палладиевых пленках наблюдается в широком диапазоне длин волн 266 – 1064 nm. Установленные зависимости сигнала от длины волны предсказывают возможность наблюдения циркулярного фототока в исследуемых пленках в средней инфракрасной области. Полученные результаты могут быть использованы для разработки и создания устройства для определения знака поляризации излучения лазера в диапазоне длин волн от 529 до 1064 nm и выше. Определение верхней границы этого диапазона требует проведения дальнейших экспериментов в средней инфракрасной области.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-08-01031).

Список литературы

- [1] Аснин В.М., Бакун А.А., Данишевский А.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 80–84.
- [2] Ивченко Е.Л. // УФН. 2002. Т. 172. С. 1461–1465.
- [3] Ganichev S.D., Ivchenko E.L., Danilov S.N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 4358–4361.
- [4] Ma H., Jiang C., Liu Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 212 103 (1–5).

- [5] Zhang Z., Zhang R., Xie Z.L. et al. // Solid State Communications. 2009. V. 149. P. 1004–1007.
- [6] Белиничер В.И. // ФТТ. 1981. Т. 23. С. 461–463.
- [7] Shalygin V.A., Diehl H., Hoffmann Ch. et al. // JETP Letters. 2006. V. 84. P. 666–672.
- [8] Hatano T., Ishihara T., Tikhodeev S.G., Gippius N.A. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 103906(1–4).
- [9] Karch J., Olbrich P., Schmalzbauer M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 227402(1–4).
- [10] Jiang C., Shalygin V.A., Panevin V.Yu. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 125429(1–11).
- [11] Ivchenko E.L. // Phys. Status Solidi. B. 2012. V. 249. P. 2538–2543.
- [12] Karch J., Olbrich P., Schmalzbauer M. et al. // arXiv: 1002.1047v1 [cond-mat.mes-hall]. 2010. P. 1–13.
- [13] Михеев Г.М., Александров В.А., Саушин А.С. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 12. С. 16–24.
- [14] Wang S.F., Huebner W. // J. American Ceramic Society. 1991. V. 74. P. 1349–1353.
- [15] Михеев Г.М., Стяшин В.М. // Приборы и техника эксперимента. 2012. № 1. С. 93–97.
- [16] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Александров В.А., Русских Л.М. // Патент РФ на изобретение № 2365027. Бюл. изобр. № 23 от 20.08.2009.
- [17] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Саушин А.С., Дорофеев Г.А. // Нанотехника. 2012. № 4. С. 28–32.
- [18] Михеев Г.М., Саушин А.С. // Физическая химия и мезоскопия. 2013. Т. 15. № 1. С. 127–137.
- [19] Михеев Г.М., Малеев Д.И., Мозилева Т.Н. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 1. С. 45–47.
- [20] Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Александров В.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 14. С. 79–87.