

07;15

Терморекфлектометрия монокристаллов селенида ртути в диапазоне 35–300 К в оптоволоконной схеме накачка–зондирование с интерферометром Фабри–Перо

© А.Т. Лончаков¹, С.Б. Бобин¹, А.Н. Котов², А.А. Старостин², В.В. Шангин²¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия² Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: astar2006@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 октября 2022 г.

В окончательной редакции 21 ноября 2022 г.

Принято к публикации 21 ноября 2022 г.

Проведено исследование отражения инфракрасного излучения на длине волны 1530 нм от поверхности монокристаллов HgSe в оптоволоконной двухлучевой схеме накачка–зондирование по методу терморекфлектометрии с интерферометром Фабри–Перо. Наряду с „высокотемпературной“ аномалией сигнала пробного лазера (при $T > 100$ К) на участке релаксации выявлена „низкотемпературная“ аномалия на участке нагрева, состоящая в смене полярности сигнала при $T < 50$ К. Предложена качественная интерпретация наблюдаемых особенностей относительной интенсивности отраженного сигнала в области нагрева и релаксации, основанная на гипотезе о двух типах узлов Вейля в HgSe с разными барьерами между объемными и поверхностными киральными состояниями.

Ключевые слова: термоотражение, интерферометр, селенид ртути, узлы Вейля.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.03.54458.19385

В методе накачка–зондирование (pump–probe) с помощью зондирующего (пробного) луча отслеживаются изменения оптических характеристик образца при воздействии мощного лазерного импульса накачки. Применение интерферометра увеличивает чувствительность и информативность измерений [1,2]. Эффект фотоотражения [2] в настоящей работе не рассматривается по причине инерционности наблюдаемых явлений. В [1] нами подробно представлен в доступном исполнении вариант миниатюрного двухлучевого оптоволоконного устройства для исследования приповерхностных слоев твердых тел комбинированным методом терморекфлектометрии с интерферометром Фабри–Перо (TR-FP-метод) при низких температурах. В настоящей работе внесены изменения в конструкцию вакуумной измерительной ячейки, позволяющие проводить измерения как при $T = 300$ К, так и при нагреве образца от 35 до 180 К. Температура измерялась миниатюрным германиевым термометром, расположенным вблизи образца. Излучения импульсной накачки и непрерывного зондирования передаются на образец по одному световоду на длинах волн соответственно 1470 и 1530 нм (рис. 1).

Длительность импульса греющего лазера 1470 нм мощностью 0.1 W составляла $10 \mu\text{s}$ (энергия $1 \mu\text{J}$). Непрерывное излучение пробного лазера $\lambda = 1530$ нм мощностью 1 mW выходит из световода с начальной интенсивностью I_0 . Торец излучающего оптоволоконка и отражающая плоскость образца разделены зазором около $100 \mu\text{m}$, образуя интерферометр Фабри–Перо в качестве датчика фазы отраженной волны пробного излучения. Латеральный размер исследуемой области на

поверхности образца $20\text{--}30 \mu\text{m}$. Релаксация температурной неоднородности, вызванной импульсным нагревом, определяется с выхода интерферометра по синхронному с греющим импульсом изменению амплитуды отраженного зондирующего сигнала в зависимости от времени $\Delta I(t)$ относительно среднего значения I_m в рабочей точке интерферометра:

$$\Delta I(t) = I_0 R(T) \left(1 - \cos(4\pi L(T)/\lambda + \varphi(T, t)) \right) - I_m,$$

где T — средняя температура, $R(T)$ — средний коэффициент отражения, $L(T)$ — зазор интерферометра в вакууме, $\varphi(T, t)$ — сдвиг фазы пробного луча при отражении от образца. Считаем, что $R(T)$ и $L(T)$ мало меняются при нашей мощности импульса нагрева ($\Delta T \approx 5$ К), и тогда изменение выходного сигнала $\Delta I(t) \propto \varphi(T, t)$ на линейном участке интерферометра. Необходимая стабилизация сигнала I_m интерферометра в рабочей точке на середине линейного участка измерительной характеристики осуществлялась регулировкой напряжения U на пьезокерамическом актюаторе. Амплитуда регистрируемых изменений напряжения на фотодетекторе, пропорциональных $\Delta I(t)$, не превышала 0.1 V при протяженности линейного участка около 3 V. Появление неравновесной плотности поверхностных свободных зарядов в процессе импульсного нагрева может привести к изменению поглощения k излучения на поверхности образца с преломлением n и сдвигу фазы φ отраженного луча, поскольку для нормально отраженного излучения от сильно поглощающей среды $\text{tg } \varphi = 2k/(1 - n^2 - k^2)$ [3]. Именно с изменением фазы отраженного излучения

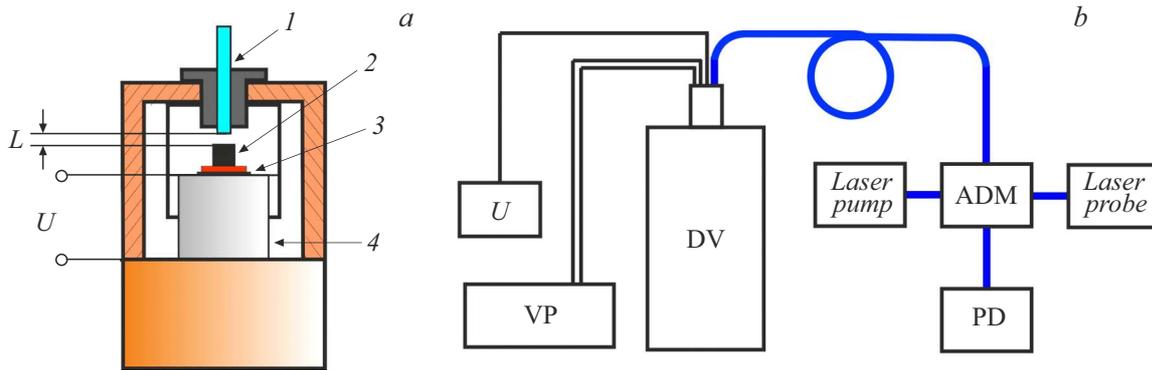


Рис. 1. Измерительная ячейка (а) и общий вид установки (б). 1 — световод, 2 — образец, 3 — нагреватель, 4 — пьезоэлемент, L — зазор интерферометра Фабри–Перо, U — напряжение управления пьезоэлементом, VP — вакуумный насос, DV — криостат, ADM (add-drop multiplexer) — сумматор-делитель излучений накачки и зондирования, PD — фотодетектор сигнала термоотражения, *Laser pump* — нагревающий лазер (0.1 W, 1470 nm), *Laser probe* — зондирующий лазер (1 mW, 1530 nm).

можно связать наблюдаемые отрицательные значения изменения интенсивности сигнала $\Delta I(t)$ [1,2].

В работе [1] TR-FP-метод был апробирован на ряде полупроводниковых материалов с различным электронным спектром (ZnSe, *n*-InSb и HgSe) при $T = 300$ и 77 К. Наибольший интерес вызывает обнаружение при $T = 77$ К глубокого минимума со сменой знака на временной зависимости относительной интенсивности сигнала $\Delta I(t)$ в монокристаллах бесщелевого селенида ртути — кандидата в семейство полуметаллов Вейля (ПМВ) без центра пространственной инверсии [4,5]. Качественное понимание этой аномалии было основано на учете фундаментальной особенности ПМВ — наличия энергетического барьера, разделяющего объемные киральные состояния фермионов Вейля и поверхностные состояния Ферми-арок [6]. Следует отметить нетривиальный вид спектральной зависимости поглощения нанокристаллов HgSe вблизи используемых длин волн [7].

Настоящая работа посвящена продолжению исследования приповерхностной области монокристаллов HgSe с целью выявления новых особенностей временного поведения отраженного сигнала. Для исследования из однородной части монокристаллических слитков, выращенных методом Бриджмена, были вырезаны два образца HgSe (далее образцы № 1 и 2). Оба образца имели форму прямоугольного параллелепипеда размером $1 \times 2 \times 6$ mm. Образец № 2 был легирован донорной примесью Ga. Образцы были аттестованы при $T = 77$ К. Определялись концентрация электронов n_e , проводимость в нулевом магнитном поле σ_0 и холловская подвижность μ_H . В результате для образца № 1 были получены $n_e = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_0 = 4.25 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, $\mu_H = 6.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, а для образца № 2 $n_e = 4.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_0 = 1.53 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, $\mu_H = 2.3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. Полученные параметры хорошо согласуются с данными [8] для HgSe, что свидетельствует о достаточно высоком качестве исследованных образцов. В отличие от полированных,

но нетравленных образцов HgSe, использованных в [1], образцы № 1 и 2 перед измерением дополнительно травились в 5% растворе брома в изобутиловом спирте в течение ~ 3 min. Эта процедура была призвана уменьшить влияние поверхностных загрязнений и окисных пленок на отражение лазерного излучения.

На рис. 2 представлена зависимость $\Delta I(t)$ для образцов № 1 и 2 при различных температурах. Как видно, с понижением T от 300 до 110 К спад сигнала в области релаксации II становится более резким, что в результате сопровождается сменой знака $\Delta I(t)$ с формированием достаточно глубокого минимума. Одновременно с минимумом $\Delta I(t)$ при понижении T наблюдается уменьшение величины ΔI_{max} — максимальной для данной T положительной величины интенсивности, регистрируемой при $t = \tau_p$ на участке нагрева I. Как уже отмечалось, подобные провалы $\Delta I(t)$ в области релаксации II наблюдались нами на образцах HgSe при $T = 77$ К [1]. Принципиальным отличием в настоящей работе является появление особенности $\Delta I(t)$ в области нагрева I. Как видно из рис. 2, понижение T до 85 К приводит к смене знака $\Delta I(t)$ в области I, что можно назвать „низкотемпературной“ аномалией. Развитие этой аномалии при уменьшении T до 35 К приводит к смене полярности всего сигнала термоотражения.

При анализе результатов эксперимента будем исходить из развитых в [1] представлений о нетривиальной топологической природе электронного спектра HgSe. Для интерпретации как „высокотемпературной“ аномалии, так и более чувствительной к изменению T „низкотемпературной“ особенности будем предполагать, что в зоне Бриллюэна HgSe наряду с узлами Вейля типа W1 (расстояние между узлами Вейля с противоположной киральностью $\Delta\kappa_{W1}$) реализуются пары узлов Вейля типа W2, для которых $\Delta\kappa_{W2} < \Delta\kappa_{W1}$. Подобная ситуация является довольно распространенной в хорошо известных полуметаллах Вейля с отсутствующим центром пространственной инверсии, таких как TaAs [9], TaP [10],

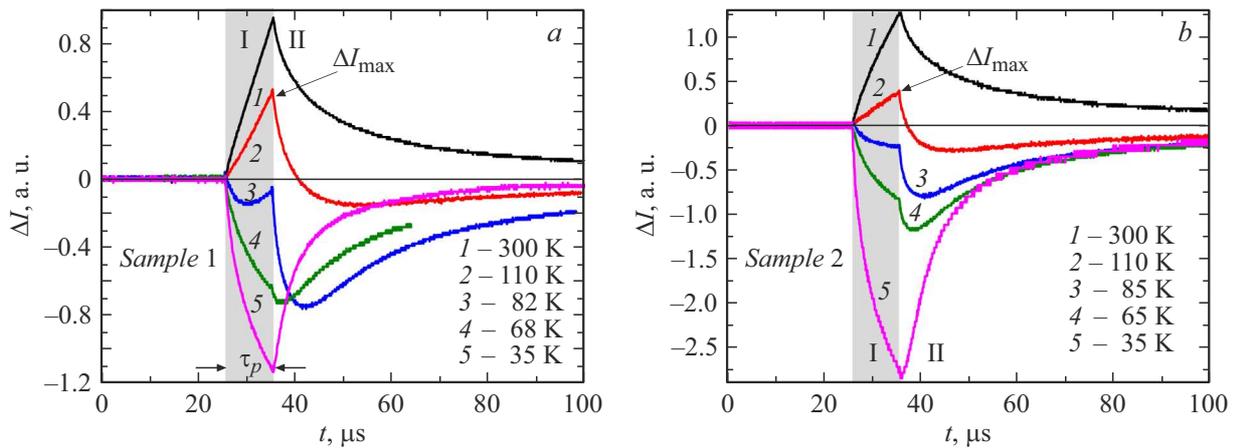


Рис. 2. Зависимости изменения относительной интенсивности сигнала термоотражения ΔI монокристаллов HgSe в схеме накачка–зондирование с интерферометром Фабри–Перо от времени при различных температурах. *a* — образец № 1, *b* — образец № 2. I — участок нагрева, II — участок релаксации.

NbAs [11] и NbP [12]. Соответственно интерпретацию результатов TR-FP-исследования следует проводить, обобщив подход [1] с одним барьером, на наличие двух туннельных барьеров \mathcal{W}_1^\pm и \mathcal{W}_2^\pm , отвечающих парам узлов Вейля разного типа, с энергий надбарьерной активации $\varepsilon_{a1} > \varepsilon_{a2}$. Также важно иметь в виду, что в ПМВ выше перехода Лифшица (т.е. при достижении нулевой киральности путем вариации, например, энергии Ферми) Ферми-арки сохраняются [13]. Это означает, что энергия надбарьерной активации, вероятнее всего, отлична от нуля даже при достаточно высокой для HgSe $n_e > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В предположении о наличии двух разных туннельных барьеров между объемными и поверхностными киральными состояниями появляется возможность качественной интерпретации „высокотемпературной“ и „низкотемпературной“ аномалий $\Delta I(t)$. При относительно высоких температурах, когда выполняется условие $\varepsilon_{a2} \leq k_B T \leq \varepsilon_{a1}$, появление провала в $\Delta I(t)$ на фоне релаксации температурной неоднородности можно связать с барьером \mathcal{W}_1^\pm . Этот случай подробно рассмотрен в [1]. Барьер \mathcal{W}_2^\pm „включается“ с понижением T , когда достигается условие $k_B T \leq \varepsilon_{a2}$, обеспечивая надбарьерную активацию с вероятностью $k_2 = A_2 \exp(-\frac{\varepsilon_{a2}}{k_B T})$ и последующую туннельную релаксацию свободных поверхностных электронов. Благодаря барьеру \mathcal{W}_2^\pm открывается дополнительный (новый) канал влияния на фазу отраженной волны через увеличение неравновесной плотности поверхностного заряда. Таким образом, результаты нашего эксперимента позволяют предположить, что воздействие греющего импульса может вызывать в HgSe резкое увеличение неравновесной поверхностной плотности носителей заряда за счет параллельного действия двух каналов надбарьерной активации с последующей туннельной релаксацией неравновесных дираковских 2D-электронов.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00789.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Starostin, V.V. Shangin, A.T. Lonchakov, A.N. Kotov, S.B. Bobin, *Ann. der Phys.*, **532**, 1900586 (2020). DOI: 10.1002/andp.201900586
- [2] E. Romanova, Yu. Kuzyutkina, V. Shiryaev, N. Abdel-Moneim, D. Furniss, T. Benson, A. Seddon, S. Guizard, *J. Non-Cryst. Solids*, **480**, 13 (2018). DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2017.03.031
- [3] Г.С. Ландсберг, *Оптика* (Физматлит, М., 2010).
- [4] S.B. Bobin, A.T. Lonchakov, V.V. Deryushkin, V.N. Neverov, *J. Phys.: Condens. Matter*, **31**, 115701 (2019). DOI: 10.1088/1361-648X/aafcf4
- [5] A.T. Lonchakov, S.B. Bobin, V.V. Deryushkin, V.N. Neverov, *J. Phys.: Condens. Matter*, **31**, 405706 (2019). DOI: 10.1088/1361-648X/ab2b30.
- [6] P.J.W. Moll, N.L. Nair, T. Helm, A.C. Potter, I. Kimchi, A. Vishwanath, J.G. Analytis, *Nature*, **535**, 266 (2016). DOI: 10.1038/nature18276
- [7] В.Ф. Кабанов, А.И. Михайлов, М.В. Гавриков, *Письма в ЖТФ*, **48** (16), 10 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53199.19220
- [8] T. Dietl, W. Szymańska, *J. Phys. Chem. Solids*, **39**, 1041 (1978). DOI: 10.1016/0022-3697(78)90156-7
- [9] B.Q. Lv, N. Xu, H.M. Weng, J.Z. Ma, P. Richard, X.C. Huang, L.X. Zhao, G.F. Chen, C.E. Matt, F. Bisti, V.N. Strocov, J. Mesot, Z. Fang, X. Dai, T. Qian, M. Shi, H. Ding, *Nat. Phys.*, **11**, 724 (2015). DOI: 10.1038/nphys3426

- [10] F. Arnold, C. Shekhar, S.-C. Wu, Y. Sun, R.D. dos Reis, N. Kumar, M. Naumann, M.O. Ajeesh, M. Schmidt, A.G. Grushin, J.H. Bardarson, M. Baenitz, D. Sokolov, H. Borrmann, M. Nicklas, C. Felser, E. Hassinger, B. Yan, *Nat. Commun.*, **7**, 11615 (2016). DOI: 10.1038/ncomms11615
- [11] S.-Y. Xu, N. Alidoust, I. Belopolski, Z. Yuan, G. Bian, T.-R. Chang, H. Zheng, V.N. Strocov, D.S. Sanchez, G. Chang, C. Zhang, D. Mou, Y. Wu, L. Huang, C.-C. Lee, S.-M. Huang, B. Wang, A. Bansil, H.-T. Jeng, T. Neupert, A. Kaminski, H. Lin, S. Jia, M.Z. Hasan, *Nat. Phys.*, **11**, 748 (2015). DOI: 10.1038/nphys3437
- [12] D.-F. Xu, Y.-P. Du, Z. Wang, Y.-P. Li, X.-H. Niu, Q. Yao, D. Pavel, Z.-A. Xu, X.-G. Wan, D.-L. Feng, *Chin. Phys. Lett.*, **32**, 107101 (2015). DOI: 10.1088/0256-307X/32/10/107101
- [13] N. Xu, G. Autes, C. Matt, B. Lv, M. Yao, F. Bisti, V. Strocov, D. Gawryluk, E. Pomjakushina, K. Conder, N. Plumb, M. Radovic, T. Qian, O. Yazyev, J. Mesot, H. Ding, M. Shi, *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 106406 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.106406