

09

Оптические свойства тонкой никелевой пленки при воздействии терагерцевых импульсов с высокой напряженностью электрического поля

© О.В. Чефонов¹, С.А. Евлашин², М.А. Овчинникова¹, И.В. Ильина¹, А.В. Овчинников¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

² Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

E-mail: ovtch2006@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2025 г.

В окончательной редакции 18 ноября 2025 г.

Принято к публикации 10 декабря 2025 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований комплексного показателя преломления тонкой пленки никеля при воздействии субпикосекундных терагерцевых импульсов с напряженностью электрического поля 0.5–10 MV/cm. В экспериментах использовалась пленка никеля толщиной 20 nm, нанесенная на стеклянную подложку толщиной 160 μm. Исследования проводились в диапазоне спектра 0.25–2.25 THz.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, тонкая пленка никеля, комплексный показатель преломления, оптические константы.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.08.62676.20531

В последние годы исследования в области генерации субпикосекундных импульсов терагерцевого (THz) излучения привели к разработке разнообразных источников с широким диапазоном значений напряженности электрического поля и различной частотой повторения импульсов [1,2]. Наличие таких источников позволяет применять их в различных областях науки и техники, в частности в спектроскопии материалов, медицине, беспроводной связи и др. [3]. Управление параметрами и регистрация сигналов THz-излучения требуют использования как пассивных оптических элементов, включая волноводы, фильтры [4] и зеркала, так и чувствительных детекторов, например микроболометрических приемников [5]. В таких устройствах широко применяются тонкие металлические пленки нанометровой толщины.

Оптические свойства металлических пленок в THz-диапазоне спектра исследовались при низких значениях напряженности электрического поля ($\ll 100$ kV/cm) [6,7], а при высоких полях экспериментальные данные до сих пор отсутствуют. В работе [8] было теоретически показано, что воздействие THz-импульсов с напряженностью поля до 90 MV/cm на нанопленки алюминия приводит к существенному изменению коэффициентов пропускания и отражения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований комплексного показателя преломления пленки Ni толщиной 20 nm в спектральном диапазоне 0.25–2.25 THz при воздействии THz-импульсов с напряженностью электрического поля до 10 MV/cm. Исследования оптических свойств осуществлялись методом THz-спектроскопии во временной области [9]. Данный метод включает в себя измерение временных профилей падающего на исследуемый обра-

зец и прошедшего через него THz-импульсов, последующий расчет спектров с помощью преобразования Фурье и вычисление оптических характеристик среды.

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Генерация субпикосекундных THz-импульсов осуществлялась методом оптического выпрямления фемтосекундных импульсов хром-форстеритовой лазерной системы с длиной волны излучения 1240 nm, энергией в импульсе до 30 mJ и частотой следования импульсов 10 Hz в нелинейном органическом кристалле ОН1 [10]. На образец THz-излучение фокусировалось системой внеосевых параболических зеркал. Радиус пучка, измеренный THz-камерой в фокальной плоскости, составлял 156 ± 9 μm на уровне $1/e^2$ от максимума интенсивности. Временной профиль электрического поля THz-импульса измерялся методом электрооптического детектирования [9] в кристалле GaP толщиной 200 μm с использованием зондирующего импульса с длиной волны 1240 nm и длительностью 100 fs. Для сохранения линейного режима работы измерительной схемы поле THz-импульса, падающее на кристалл GaP, ослаблялось парой пленочных поляризаторов. Энергия THz-импульсов измерялась калиброванной ячейкой Голя (оптоакустический детектор GC-1D, Tydex) в перетяжке пучка, где устанавливался экспериментальный образец. Регулировка энергии THz-импульса осуществлялась путем изменения энергии лазерного импульса накачки нелинейного органического кристалла с помощью поляризационного ослабителя.

Пиковая напряженность электрического поля THz-импульса E_0 в экспериментах оценивалась через пиковую интенсивность $E_0 = (2Z_0 I_0)^{1/2}$ с использованием экспериментально измеренных параметров THz-импульса (энергия, радиус пучка и длительность) в

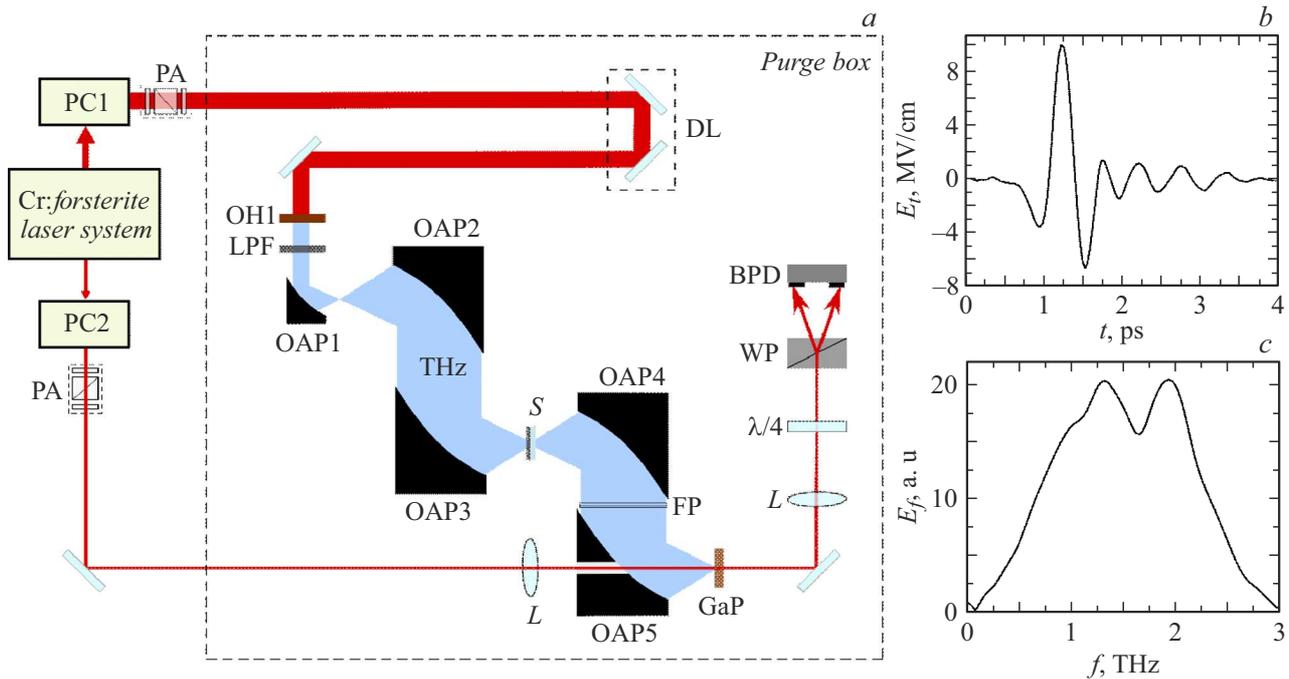


Рис. 1. *a* — экспериментальная схема. PC1 и PC2 — временные компрессоры импульсов накачки и зондирования соответственно, PA — поляризационные ослабители, DL — временная задержка, LPF — терагерцевый отрезающий фильтр (фильтр нижних частот), OAP1–5 — внеосевые параболические зеркала, THz — THz-излучение, *S* — образец, *L* — линза, $\lambda/4$ — четвертьволновая пластина, WP — призма Волластона, BPD — балансный фотодетектор, FP — пленочные поляризаторы, *b* — временная форма электрического поля THz-импульса, *c* — спектр THz-излучения.

предположении, что пространственно-временной профиль интенсивности имеет форму Гаусса $I_0 = 2P_0/\pi w^2$, где $Z_0 = 377 \Omega$ — волновое сопротивление вакуума, $P_0 \approx 0.94 W_{\text{THz}}/\tau_{\text{FWHM}}$ — пиковая мощность импульса, w — радиус пучка по уровню $1/e^2$, W_{THz} — энергия THz-импульса, $\tau_{\text{FWHM}} = 450 \text{ fs}$ — длительность импульса, измеренная как ширина на уровне половины максимума профиля интенсивности $|E_t|^2$ THz-импульса, а также в схеме электрооптического детектирования [11,12]. Максимальная напряженность электрического поля в эксперименте составляла $\sim 10 \text{ MV/cm}$.

Измерения проводились в закрытом боксе, в который подавался осушенный воздух с относительной влажностью не более 2%. Это позволяло уменьшить влияние водяных паров на спектральные измерения.

Образец представлял собой никелевую пленку толщиной 20 нм, нанесенную на полированную стеклянную подложку толщиной 160 μm методом магнетронного распыления со скоростью 1 нм/с в атмосфере аргона (чистота 99.999 %) при давлении 50 МПа.

На первом этапе определения комплексного показателя преломления пленки никеля измерялись временные формы THz-импульсов, прошедших через стеклянную подложку без пленки и через стеклянную подложку с пленкой. Затем вычислялся THz-спектр комплексного амплитудного коэффициента пропускания металлической пленки $\tilde{t}_{\text{meas}}(\omega)$, включающего амплитуду и фазу пленки, как отношение спектра подложки с пленкой к

спектру подложки. На рис. 2 представлены временные формы THz-импульсов, прошедших через подложку и образец, и соответствующие им амплитудные спектры, измеренные для поля 500 кВ/см.

Тонкая пленка никеля характеризуется комплексным показателем преломления \tilde{n}_{sam} и толщиной d , а подложка — \tilde{n}_{sub} и толщиной L . Кроме того, образец находится в окружающей воздушной среде с комплексным показателем преломления $\tilde{n}_{\text{air}} = 1$. Комплексный амплитудный коэффициент пропускания никелевой пленки на циклической частоте ω будет определяться следующим выражением [13]:

$$\tilde{t}_{\text{sam}}(\omega) = \frac{2\tilde{n}_{\text{sam}}(\tilde{n}_{\text{air}} + \tilde{n}_{\text{sub}})}{(\tilde{n}_{\text{sam}} + \tilde{n}_{\text{air}})(\tilde{n}_{\text{sam}} + \tilde{n}_{\text{sub}})} \times \exp\left(-i(\tilde{n}_{\text{sam}} - \tilde{n}_{\text{air}})\frac{\omega d}{c}\right)FP(\omega), \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме. Множитель

$$FP(\omega) = \left[1 - \left(\frac{\tilde{n}_{\text{sam}} - \tilde{n}_{\text{air}}}{\tilde{n}_{\text{sam}} + \tilde{n}_{\text{air}}}\right)\left(\frac{\tilde{n}_{\text{sam}} - \tilde{n}_{\text{sub}}}{\tilde{n}_{\text{sam}} + \tilde{n}_{\text{sub}}}\right) \times \exp\left(-i2\tilde{n}_{\text{sam}}\frac{\omega d}{c}\right)\right]^{-1}$$

в выражении (1) учитывает многолучевую интерференцию THz-излучения в тонкой пленке.

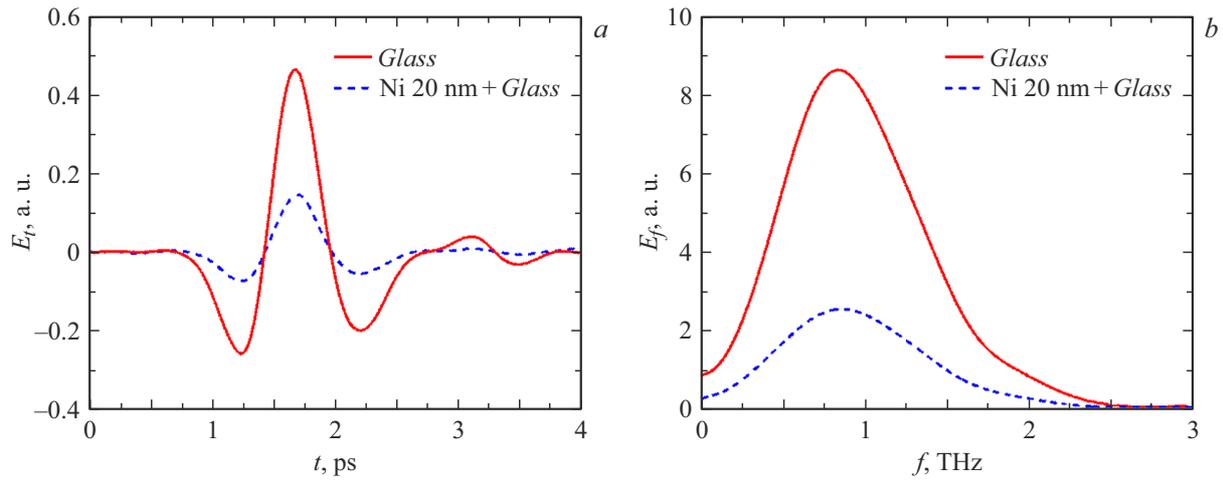


Рис. 2. Временные формы THz-импульсов подложки и образца (а) и соответствующие им Фурье-спектры (b) для падающего поля 500 kV/cm.

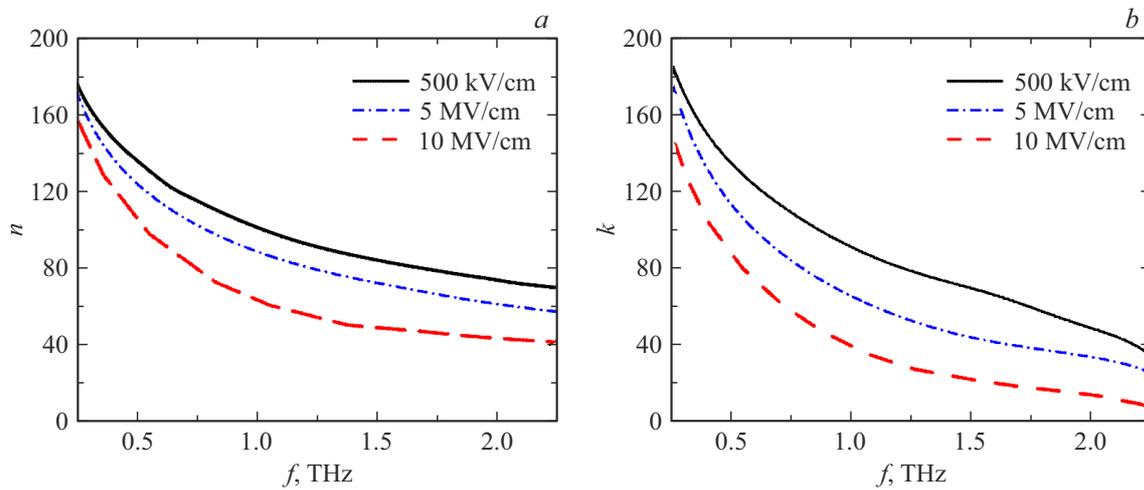


Рис. 3. Спектральные зависимости действительной (а) и мнимой (b) частей комплексного показателя преломления пленки никеля толщиной 20 nm при воздействии THz-импульсов с различной напряженностью электрического поля.

Процедура извлечения комплексного показателя преломления тонкой пленки $\tilde{n}_{sam} = n_{sam} - ik_{sam}$ в зависимости от частоты ω заключалась в численном решении уравнения (1) с левой частью в виде измеренного комплексного амплитудного коэффициента пропускания никелевой пленки $\tilde{t}_{meas}(\omega) = |\tilde{t}_{meas}| \exp(i\varphi) = \tilde{t}_{sam}(\omega)$, где φ — фаза комплексного коэффициента пропускания [7]. В результате решалась система из двух уравнений относительно n_{sam} и k_{sam} для каждой пары значений амплитуды $|\tilde{t}_{meas}|$ и фазы φ комплексного амплитудного коэффициента пропускания пленки. Комплексный показатель преломления стеклянной подложки $\tilde{n}_{sub} = n_{sub} - ik_{sub}$ измерялся отдельно. В диапазоне 0.25–2.25 THz действительная часть показателя преломления изменялась слабо и составляла величину $n_{sub} \sim 2.5$. Величина мнимой части k_{sub} с ростом частоты увеличивалась и не превышала единицы. Комплексный показатель преломления подложки не изменялся при всех значениях напряженности электрического поля, при которых из-

мерялся комплексный показатель преломления пленки никеля. Данные комплексного показателя преломления стеклянной подложки, полученные экспериментальным путем, использовались для решения уравнения (1) при определении оптических характеристик пленки.

Измерения проводились при трех значениях напряженности электрического поля THz-импульса: 500 kV/cm, 5 MV/cm и 10 MV/cm. На рис. 3 представлены расчетные зависимости действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления пленки никеля толщиной 20 nm от частоты. Полученные зависимости показывают, что значения действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления уменьшаются с увеличением приложенного электрического поля THz-импульса.

В работе [14] было показано, что при воздействии THz-импульсов с напряженностью электрического поля ~ 11 MV/cm на пленку никеля толщиной 25 nm происходит сильное возбуждение электронной подсистемы

и возникает двухтемпературное состояние, при котором температура электронов значительно превышает температуру решетки. В отличие от результатов, представленных в работе [14], в наших экспериментах не наблюдалось плавления никелевой пленки, несмотря на близкие величины напряженностей электрического поля THz-импульсов. Это связано с тем, что плотность энергии используемых нами импульсов была в ~ 1.5 раза ниже, чем в работе [14]. А близкие значения полей были обусловлены меньшей длительностью THz-импульса из кристалла OH1, чем в случае кристалла DSTMS, который использовался в работе [14].

Таким образом, можно сделать вывод, что оценки оптических констант пленки никеля толщиной 20 nm, полученные из экспериментальных данных при воздействии THz-импульсов с напряженностью электрического поля 10 MV/cm, соответствуют оптическим константам пленки, находящейся в двухтемпературном состоянии. Наблюдаемое в эксперименте изменение оптических констант в зависимости от поля THz-импульса может быть связано с увеличением частоты электронных столкновений [8]. В заключение необходимо отметить, что экспериментальный подход, реализованный в настоящей работе, может помочь в исследованиях оптических свойств тонких металлических пленок, находящихся в неравновесном состоянии при воздействии THz-импульсов с высокой напряженностью электрического поля.

Благодарности

Эксперименты выполнены на уникальной тераваттной хром-форстеритовой лазерной системе (УНУ „ЛТФК“) в Центре коллективного пользования „Лазерный фемтосекундный комплекс“ ОИВТ РАН.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00311 (<https://rscf.ru/project/24-19-00311/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Mansourzadeh, T. Vogel, A. Omar, T.O. Buchmann, E.J.R. Kelleher, P.U. Jepsen, C.J. Saraceno, *Opt. Mater. Express*, **13** (11), 3287 (2023). DOI: 10.1364/ome.502209
- [2] S. Makhlof, O. Cojocari, M. Hofmann, T. Nagatsuma, S. Preu, N. Weimann, H.-W. Hübers, A. Stöhr, *IEEE J. Microwaves*, **3** (3), 894 (2023). DOI: 10.1109/JMW.2023.3282875
- [3] A. Leitenstorfer, A.S. Moskalenko, T. Kampfrath, J. Kono, E. Castro-Camus, K. Peng, N. Qureshi, D. Turchinovich, K. Tanaka, A.G. Markelz, M. Havenith, C. Hough, H.J. Joyce, W.J. Padilla, B. Zhou, K.-Y. Kim, X.-C. Zhang, P.U. Jepsen, S. Dhillon, M. Vitiello, E. Linfield, A.G. Davies, M.C. Hoffmann, R. Lewis, M. Tonouchi, P. Klarskov, T.S. Seifert, Y.A. Gerasimenko, D. Mihailovic, R. Huber, J.L. Boland, O. Mitrofanov, P. Dean, B.N. Ellison, P.G. Huggard, S.P. Rea, C. Walker, D.T. Leisawitz, J.R. Gao, C. Li, Q. Chen, G. Valušis, V.P. Wallace, E. Pickwell-MacPherson, X. Shang, J. Hesler, N. Ridler, C.C. Renaud, I. Kallfass, T. Nagatsuma, J.A. Zeitler, D. Arnone, M.B. Johnston, J. Cunningham, *J. Phys. D*, **56** (22), 223001 (2023). DOI: 10.1088/1361-6463/acbe4c
- [4] M. Han, D. Smith, S.H. Ng, Z. Vilagosh, V. Anand, T. Katkus, I. Reklaitis, H. Mu, M. Ryu, J. Morikawa, J. Vongsvivut, D. Appadoo, S. Juodkazis, *Micromachines*, **13** (8), 1170 (2022). DOI: 10.3390/mi13081170
- [5] M.A. Dem'yanenko, I.V. Marchishin, V.V. Startsev, *OSA Continuum*, **2** (6), 2085 (2019). DOI: 10.1364/osac.2.002085
- [6] F.-Y. Ma, J.-P. Su, Q.-X. Gong, J. Yang, Y.-L. Du, M.-T. Guo, B. Yuan, *Chin. Phys. Lett.*, **28** (9), 097803 (2011). DOI: 10.1088/0256-307X/28/9/097803
- [7] D.-X. Zhou, E.P.J. Parrott, D.J. Paul, J.A. Zeitler, *J. Appl. Phys.*, **104** (5), 053110 (2008). DOI: 10.1063/1.2970161
- [8] S.G. Bezhanov, S.A. Uryupin, *Opt. Lett.*, **43** (13), 3069 (2018). DOI: 10.1364/ol.43.003069
- [9] M. Koch, D.M. Mittleman, J. Ornik, E. Castro-Camus, *Nat. Rev. Meth. Primers*, **3** (1), 48 (2023). DOI: 10.1038/s43586-023-00232-z
- [10] A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, M.B. Agranat, M. Shalaby, D.S. Sitnikov, *Opt. Lett.*, **47** (21), 5505 (2022). DOI: 10.1364/ol.475960
- [11] X. Ropagnol, C. Garcia-Rosas, H. Uchida, F. Blanchard, T. Ozaki, *J. Phys. Photon.*, **7** (4), 045002 (2025). DOI: 10.1088/2515-7647/adf168
- [12] A.V. Ovchinnikov, I.V. Il'ina, M.A. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, *Opt. Lett.*, **49** (21), 6021 (2024). DOI: 10.1364/ol.534216
- [13] L. Duvillaret, F. Garet, J.-L. Coutaz, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2** (3), 739 (1996). DOI: 10.1109/2944.571775
- [14] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, С.А. Ромашевский, Е.В. Струлева, О.В. Чефонов, М.Б. Агранат, *Письма в ЖЭТФ*, **120** (8), 605 (2024). DOI: 10.31857/S0370274X24100181 [S.I. Ashitkov, P.S. Komarov, A.V. Ovchinnikov, S.A. Romashevskiy, E.V. Struleva, O.V. Chefonov, M.B. Agranat, *JETP Lett.*, **120** (8), 580 (2024). DOI: 10.1134/S002136402460349X].