

12,13

## Эффект оптической невязимности в многослойных nanoостровковых системах на основе Bi

© А.М. Шадрин, Д.Д. Носкова, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев<sup>†</sup>, А.П. Болтаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия

<sup>†</sup> E-mail: shersntevia@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 8 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 25 января 2023 г.

Принята к публикации 27 января 2023 г.

В многослойных немагнитных структурах с островковыми слоями Bi ( $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ ) — при комнатной температуре обнаружен аномально большой по величине эффект оптической невязимности. Показано, что этот эффект может быть тесно связан с особенностями поведения диэлектрической проницаемости в nanoостровковых слоях Bi. Найдено, что в этих многослойных островковых системах наблюдается металлический характер оптического отклика диэлектрической проницаемости ( $\text{Re}(\epsilon) < 0$ ) в оптическом диапазоне при толщине диэлектрического слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  меньше 1.6 nm. Сделано предположение, что островковые системы  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  проявляют свойства „левых“ метаматериалов с отрицательными  $\mu$  и  $\epsilon$  в оптическом диапазоне.

**Ключевые слова:** островковая пленка, тонкая пленка, перколяция, обменное взаимодействие, диэлектрическая проницаемость.

DOI: 10.21883/FTT.2023.04.55303.550

### 1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются различные хиральные системы. Хиральность — это отсутствие симметрии относительно правой и левой сторонами объекта. К хиральным объектам относятся, например, молекулы ДНК, дираковские полуметаллы, некоторые метаматериалы и др. [1]. К хиральным объектам относятся и некоторые двумерные металлические (магнитные) nanoструктуры. Одним из проявлений хиральности является эффект оптической невязимности, когда, например, плоскость поляризации отраженного света поворачивается на различный угол, когда направление падающего на объект света изменяется на обратное. Этот эффект обусловлен нарушением симметрии относительно обращения времени [2]. Ранее, эффект оптической невязимности был обнаружен в системах из магнитных металлических nanoчастиц с вихревым типом намагничивания, в которых внешним магнитным полем устанавливалось одинаковое для всех частиц направление закручивания вихря. В этом случае эффект невязимности связан с неодинаковым рассеянием света при изменении направления закручивания магнитного вихря [3–5]. Величина этого эффекта порядка величины магнитооптического эффекта Керра (около 1–2 угловых минуты). Недавно в многослойных системах из магнитных nanoостровов  $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  при комнатной температуре был обнаружен аномально большой (до 2 угловых градусов) по величине эффект оптической невязимности [6], который, как было предположено, был связан с возникновением супервихревого типа намагниченности в многослойных магнитных nanoостровковых системах [7–9]. Этот эф-

фект пропал в случае, когда пленки FeNi были сплошными. Отметим, что магнитные nanoострова в данных структурах имеют практически круглую форму [6], поэтому эффект невязимности не был связан с анизотропией геометрической формы островов. Также, в этих nanoостровковых системах эффект невязимности никак не зависел от приложенного внешнего магнитного поля вплоть до  $\sim 1.5$  T, в отличие от того, что наблюдалось, например, в nanoчастицах Co или CoFe специальной формы [3]. Такая независимость эффекта от магнитного поля может быть связана с наличием некоего дополнительного, пока неизвестного, механизма, не связанного с вихревой или супервихревой намагниченностью множества магнитных nanoостровов. Это значит, что и в многослойных системах из немагнитных nanoостровов также может наблюдаться эффект оптической невязимности. Мы полагаем, что в этом случае эффект невязимности может быть связан с особенностями поведения диэлектрической проницаемости в немагнитных островковых системах [10]. Существуют также другие системы, в которых невязимность не зависит от магнитного поля, например [11–13]. В данной работе приведены результаты исследований эффекта оптической невязимности и диэлектрической проницаемости в многослойных структурах из nanoостровов диамагнитного Bi- $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ .

### 2. Измерения и результаты

Висмут является диамагнитным веществом ( $\mu < 0$ ) с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Однако, при критической толщине  $\sim 30$  nm Bi может из полуметаллического состояния переходить в полупроводни-

ковое [14]. Также в ультратонких пленках Bi(001) могут существовать поверхностные металлические состояния, что было подтверждено исследованиями с использованием широкополосной терагерцовой спектроскопии [15] и спектральной эллипсометрии [16].

Перколяционный порог — это критическая толщина ниже которой структура во время роста является островковой, и при превышении которой структура становится сплошной. Для нахождения перколяционного порога для Bi методом высокочастотного распыления была изготовлена серия пленок из Bi различной толщины. Для изучения эффекта оптической невзаимности и особенностей диэлектрической проницаемости были выращены две серии многослойных структур. В первой серии структур  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  изменялась эффективная толщина слоев Bi в диапазоне 0.8–2.6 нм при неизменной толщине слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3 \sim 3$  нм. Во второй серии фиксировалась толщина островковых слоев Bi  $\sim 1.4$  нм и изменялась толщина слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от 0.7 до 5 нм. Все структуры серий выращивались в едином технологическом процессе. Скорости осаждения слоев определялись непосредственно перед выращиванием структур и составляли 14.3 нм/мин для слоев Bi и 7 нм/мин для диэлектрических слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Эффективная толщина слоев определялась по времени осаждения с точностью не хуже 5%. Технология выращивания таких многослойных структур была аналогична представленной ранее [6,16]. В качестве подложек использовались полированные пластины керамики (ситал), основным компонентом которой является  $\text{TiO}_2$  (рутил [17]). Шероховатость подложки около 1–3 нм [18]. Для защиты от воздействия внешней атмосферы все выращенные структуры после их приготовления закрывались слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $\sim 2$  нм.

Подробные микроскопические, атомно-силовые и рентгеновские исследования подобных многослойных систем с островковыми слоями Bi ранее были приведены в [16]. На рис. 1 представлено СЭМ-изображение островковой многослойной структуры  $[\text{Bi}(1.4 \text{ нм})-\text{Al}_2\text{O}_3(1.6 \text{ нм})]_7$ .

Ранее [8,16,17,19] методами рентгеновского отражения было показано, что многослойные структуры, состоящие из чередующихся островковых металлических слоев, действительно являются периодическими системами, а поперечное сечение таких структур [19] показывает отсутствие заметной взаимной диффузии слоев структуры.

Перколяционный порог для Bi определялся как толщина  $d^*$ , при которой пленки толщиной  $d < d^*$  имеют металлический тип температурной зависимости проводимости, а при  $d > d^*$  — островковый, когда проводимость носит диэлектрический характер. Ранее, нами был предложен способ определения  $d^*$  металлических пленок [20], основанный еще и на том факте, что в островковых металлических пленках  $\text{Re}(\epsilon) > 0$ , т.е. оптический отклик носит диэлектрический характер, тогда как в пленках с металлическим типом проводимости  $\text{Re}(\epsilon) < 0$ .  $\text{Re}(\epsilon)$  определялась нами эллипсометрическим методом в диапазоне длин волн

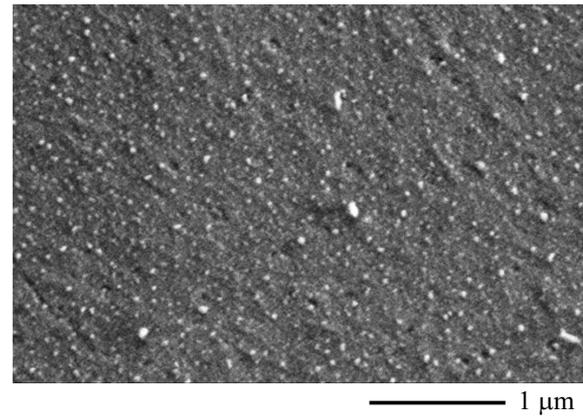


Рис. 1. Сканирующая электронная микроскопия типичной многослойной структуры  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  на ситаловой подложке.

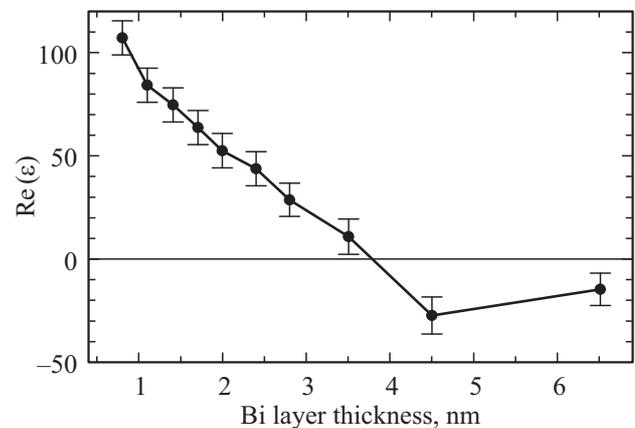


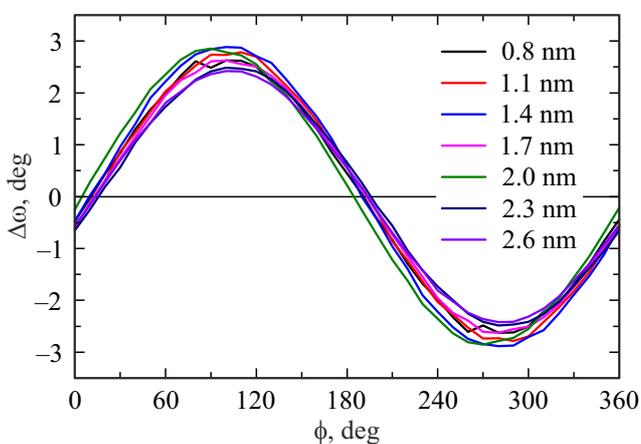
Рис. 2. Зависимость  $\text{Re}(\epsilon)$  однослойной плёнки Bi от толщины слоя.

$\lambda = 0.4-1.1 \mu\text{m}$  [21] (угол падения света на образец —  $70^\circ$ ). На рис. 2 представлена зависимость  $\text{Re}(\epsilon)$  от толщины пленки Bi на длине волны  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Можно видеть, что для пленок Bi  $d^* \approx 3.9 \text{ nm}$ .

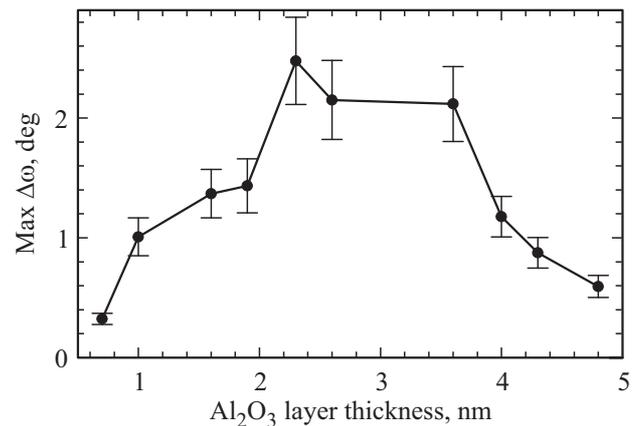
Для изучения эффекта невзаимности обычно сравнивают величины коэффициентов отражения от структуры поляризованного света в противоположных направлениях падения. Если эти коэффициенты не равны, то имеет место эффект оптической невзаимности. Для прецизионного измерения необходимо, например, чтобы интенсивность падающего излучения не изменялась на протяжении всего процесса измерения, что порой достаточно сложно реализовывать. Поэтому в настоящей работе, как и в [6], измерялось изменение угла поворота плоскости поляризации отраженного  $p$ -поляризованного света  $\Delta\omega$  при повороте образца вокруг своей оси на  $180^\circ$  от начального положения. Такой способ не столь чувствителен к изменениям интенсивности падающего на структуру света. Для наблюдения эффекта оптической невзаимности использовался модифицированный лазерный эллипсометр (ЛЭФ-2,  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ). Образец,

размещался на столе гониометра и мог вращаться в своей плоскости.  $P$ -поляризованный свет падал на образец под углом  $70^\circ$ , а отраженный от структуры свет проходил через второй поляризатор (анализатор) и далее попадал на фотоумножитель. При вращении образца вокруг своей оси ( $\varphi$ ) мы определяли угол анализатора ( $\omega$ ) при минимуме сигнала на ФЭУ. Этот угол отсчитывался от  $s$ -положения. Далее вычислялось значение  $\Delta\omega = \omega(\varphi) - \omega(\varphi + 180^\circ)$ , т.е. разница между значениями угла поляризации для противоположных направлений падения света (поворот образца на  $180^\circ$ ). Если  $\Delta\omega = 0$ , то эффект невязимости отсутствует, если  $\Delta\omega \neq 0$ , то в системе имеет место эффект оптической невязимости. На рис. 3 представлена зависимость  $\Delta\omega(\varphi)$  для различных толщин слоев  $\text{Bi}$ . Можно видеть, что для структур, когда слои  $\text{Bi}$  являются островковыми и толщина диэлектрического слоя  $\sim 3$  nm, имеет место эффект оптической невязимости, величина которого превышает 2, что превышает  $\Delta\omega$  для магнитных островковых систем [6]. Проведенные исследования магнитооптического эффекта Керра показали, что данные структуры являются немагнитными. Таким образом в структурах с островковыми слоями  $\text{Bi}$ , когда отсутствует вихревая или супервихревая намагниченность и анизотропия формы островов, обнаружен аномально большой по величине эффект оптической невязимости. Отметим, что величина эффекта оптической невязимости не зависела от внешних электрического и магнитного полей. Физические причины возникновения этого эффекта в таких структурах пока до конца не понятны, однако можно сделать некоторые предположения.

Так, ранее было предположено, что в магнитных островковых структурах  $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  [10] на  $\Delta\omega$  может оказывать влияние особенность поведения диэлектрической проницаемости. Поэтому было предположено, что и в случае структур с островковыми слоями  $\text{Bi}$  возникновение эффекта оптической невязимости может быть связано с поведением  $\epsilon$ . В свою очередь  $\epsilon$  может



**Рис. 3.** Величина невязимости  $\Delta\omega$  для  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  в зависимости от поворота образца  $\varphi$  для разных толщин слоя  $\text{Bi}$ .



**Рис. 4.** Максимальная величина невязимости  $\Delta\omega$  для  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  в зависимости от толщины слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

зависеть от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , которая определяет степень взаимодействия между островковыми слоями  $\text{Bi}$  в многослойной структуре. Поэтому для структур  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  с фиксированной толщиной островковых слоев  $\text{Bi}$  ( $\sim 1.4$  nm) были исследованы зависимости  $\Delta\omega$  от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . На рис. 4 приведена зависимость  $\Delta\omega(d)$ , где можно заметить сильную зависимость эффекта невязимости  $\Delta\omega$  от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Эффект невязимости практически исчезает при слабом (толщина слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3 > 4$  nm) и сильном (толщина слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3 < 2$  nm) взаимодействии между слоями  $\text{Bi}$ .

Мы полагаем, что такое поведение  $\Delta\omega(d)$  может быть связано с особенностями поведения диэлектрической проницаемости в зависимости от толщины слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Поэтому были проведены исследования поведения диэлектрической проницаемости при вращении образцов вокруг своей оси для тех же структур с различными толщинами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Для этого использовался метод спектральной эллипсометрии. Здесь мы использовали две расчётные модели. В модели эффективной среды (однослойная модель) вся многослойная структура рассматривалась как эффективная однослойная среда и рассчитывалось ее эффективное значение  $\epsilon$  при оптическом отклике всей структуры как целого. В этой модели уже автоматически включены все взаимодействия между слоями  $\text{Bi}$ . В многослойной модели, когда рассчитывается  $\epsilon$  каждого слоя  $\text{Bi}$ , взаимодействие между слоями никак не учитывается. Однослойные и многослойные вычисления подробно описаны в [22].

На рис. 5 приведены зависимости  $\text{Re}(\epsilon)$  от угла поворота образцов  $\phi$  для некоторых толщин слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в приближении эффективной среды (рис. 5, *a*) и многослойной модели (рис. 5, *b*). Расчеты проведены для длины волны падающего света  $\lambda = 630$  nm. Обнаружено, что в островковых структурах с толщиной слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3 < 1.6$  nm  $\text{Re}(\epsilon)$  становилась отрицательной, как это имеет место в структурах с металлическим характером проводимости. Однако, сама исследуемая остров-

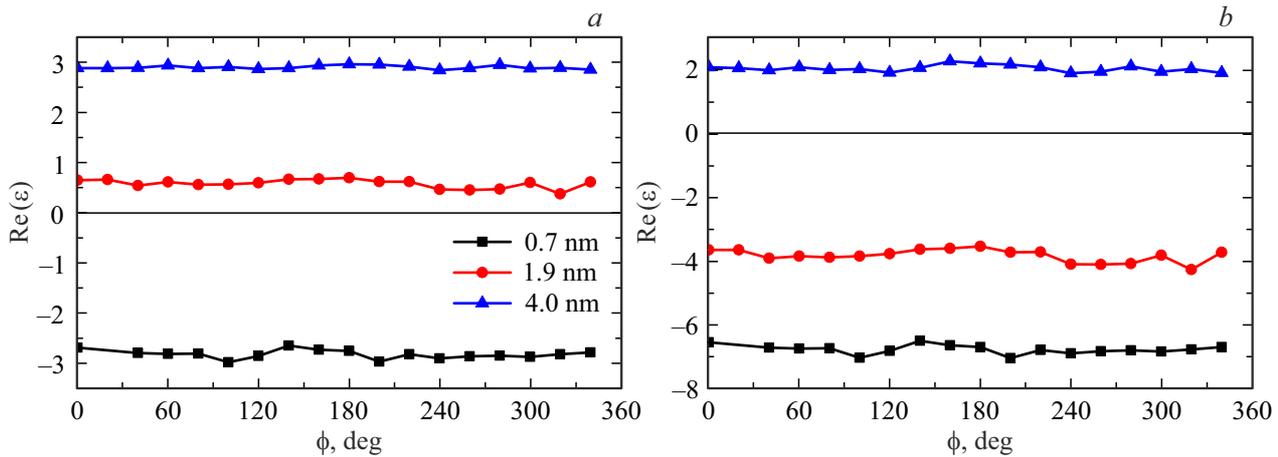


Рис. 5. Величина  $\text{Re}(\epsilon)$  для  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_7$  в зависимости от поворота образца  $\phi$  для различных толщин слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Две расчетные модели: (a) однослойная, (b) многослойная.

ковая структура тем не менее остается диэлектрической (толщина меньше перколяционного порога). При увеличении толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $\text{Re}(\epsilon)$  проходит через 0 и становится положительной, как это и должно быть для структур с диэлектрическим характером проводимости. Отметим, что ранее, подобное поведение  $\text{Re}(\epsilon)$  было обнаружено и в магнитных островковых структурах  $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  с толщиной  $\text{Al}_2\text{O}_3 < 2 \text{ nm}$  [10]. Такое изменение знака  $\text{Re}(\epsilon)$  наблюдается во всём спектральном диапазоне. Это поведение наблюдается для обеих моделей. Численные значения между моделями ожидаемо отличаются, т.к. в многослойной модели результат не включает диэлектрический слой. Без межслойного взаимодействия численная разница между моделями может быть только пропорциональная. Однако видна разница в толщине, при которой  $\text{Re}(\epsilon)$  меняет знак, следовательно межслойное взаимодействие значительно и должно быть учтено. Также можно заметить отсутствие значительной анизотропии  $\text{Re}(\epsilon)$ .

### 3. Обсуждение результатов

Изменение знака диэлектрической проницаемости  $\text{Re}(\epsilon)$  может быть связано с размерным квантованием диэлектрической проницаемости в островковых слоях Bi в многослойных структурах. Так, ранее, Келдышем [23] было показано, что кулоновское взаимодействие в двумерных слоях полуметалла возрастает при уменьшении их толщины и зависит от диэлектрической проницаемости сред, окружающих полуметаллический слой.  $E \propto 1/(\epsilon_1 + \epsilon_2)^2$ , где  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость среды сверху и снизу полуметаллического слоя. Т.е. при уменьшении толщины полуметаллической пленки имеет место эффект размерного квантования диэлектрической проницаемости, проявляющийся в уменьшении  $\epsilon$  полуметаллического слоя. В случае многослойных структур  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  эффективные ди-

электрические проницаемости сред сверху и снизу от каждого слоя Bi, которые состоят из нескольких слоев Bi и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , будут изменяться в зависимости от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Это значит, что  $\epsilon$  каждого слоя Bi также будет изменяться в зависимости от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Расчет изменения диэлектрической проницаемости в многослойной структуре является сложной задачей и не является целью данной экспериментальной работы. Тем более, что возможны дополнительные усложнения из-за того, что, например, расчеты в [23] корректны, когда  $4\epsilon \gg (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость слоя Bi, что в исследуемых структурах может не выполняться.

Поскольку было обнаружено, что величина эффекта невзаимности зависит от толщины слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (рис. 4), то можно предположить, что изменение диэлектрической проницаемости слоев Bi в зависимости от толщины слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  может быть одной из причин возникновения этого эффекта. Здесь необходимо отметить, что в случае магнитных многослойных островковых систем типа  $[\text{FeNi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  диэлектрическая проницаемость, рассчитанная по многослойной модели и модели эффективной среды, заметно отличаются. Это значит, что в этих системах обменное взаимодействие между слоями FeNi играет существенную роль в возникновении эффекта невзаимности.

Необходимо сделать еще одно важное и интересное замечание. Поскольку Bi является диамагнитным полуметаллом, то у него диамагнитная проницаемость  $\mu < 0$ . В тоже время, в структурах  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  при толщине слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  менее 1.6 nm диэлектрическая проницаемость становится отрицательной в оптическом диапазоне. Т.е. такие структуры являются „левыми“ (с отрицательной групповой скоростью) метаматериалами с одновременными значениями  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$  [24]. В таких материалах электрическое поле, магнитное поле и волновой вектор образуют левую тройку векторов. Эта особенность позволяет электромагнитному полю

распространяться против фазовой скорости, что открывает возможность для набора интересных практических применений [25,26]. Здесь надо отметить, что  $\mu < 0$  справедливо для массивного  $\text{Bi}$  и для островковых слоев  $\text{Bi}$  является предположением и нуждается в дополнительной проверке [27].

#### 4. Заключение

Таким образом, в многослойных структурах из немагнитных островковых слоев  $\text{Bi}$  обнаружен аномально большой эффект оптической невзаимности. На величину этого эффекта оказывает существенное влияние толщина  $d$  слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  —  $\Delta\omega$  максимально при толщине  $d \approx 3 \text{ nm}$  и резко падает при толщинах  $d > 4 \text{ nm}$  и  $d < 2 \text{ nm}$ . Предположено, что возникновение эффекта невзаимности связано с особенностями зависимости  $\epsilon$  от толщины  $d$  слоев  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (размерный эффект). Мы полагаем также, что следствием такого размерного эффекта является и металлический характер оптического отклика ( $\text{Re}(\epsilon) < 0$ ) при  $d < 1.6 \text{ nm}$ . Если предположить, что островковые слои  $\text{Bi}$  остаются диамагнитными, то в многослойные структуры  $[\text{Bi}-\text{Al}_2\text{O}_3]_N$  являются „левыми“ метаматериалами.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00412, <https://rscf.ru/project/22-22-00412/>

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] A. Priou, A. Sihvola, S. Tretyakov, A. Vinogradov. *Advances in complex electromagnetic materials*. Springer Netherlands (2012).
- [2] A.S. Schwanecke, A. Krasavin, D.M. Bagnall, A. Potts, A.V. Zayats, N.I. Zheludev. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 247404 (2003).
- [3] O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, E.V. Skorohodov, V.V. Rogov, A.Yu. Klimov, A.A. Fraerman. *Phys. Rev. B* **86**, 094416 (2012).
- [4] S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, T. Kimura. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222503 (2010).
- [5] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, D.M. Tricker. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- [6] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 295804 (2018).
- [7] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 142404 (2013).
- [8] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev. *Phys. Solid State* **53**, 950 (2011).
- [9] G.N. Eroshenko, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.D. Noskova, D.A. Egorov, A.M. Shadrin. *JMMM* **541**, 168497 (2022).
- [10] D.D. Noskova, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, G.N. Eroshenko, D.A. Egorov, A.M. Shadrin. *Phys. Lett. A* **410**, 127546 (2021).
- [11] Jiang-Shan Tang, Wei Nie, Lei Tang, Mingyuan Chen, Xin Su, Yanqing Lu, Franco Nori, Keyu Xia. *Phys. Rev. Lett.* **128**, 203602 (2022).
- [12] А.А. Геворгян. *Письма в ЖТФ* **29**, 19, 60 (2003).
- [13] И. А. Андропова, Г. Б. Малыкин. *УФН* **172**, 8, 849 (2002).
- [14] C.A. Hoffman, J.R. Meyer, F.J. Bartoli, A. Di Venere, X.J. Yi, C.L. Hou, H.C. Wang, J.B. Ketterson, G.K. Wong. *Phys. Rev. B* **48**, 11431 (1993).
- [15] K. Yokota, J. Takeda, C. Dang, G. Han, D.N. McCarthy, T. Nagao, S. Hishita, M. Kitajima, I. Katayama. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 251605 (2012).
- [16] N.N. Kovaleva, D. Chvostova, O. Pacherova, A.V. Muratov, L. Fekete, I.A. Sherstnev, K.I. Kugel, F.A. Pudonin, A. Dejneka. *Appl. Phys. Lett.* **119**, 183101 (2021).
- [17] N.N. Kovaleva, D. Chvostova, O. Pacherova, L. Fekete, K.I. Kugel, F.A. Pudonin, A. Dejneka. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 183104 (2017).
- [18] A. Stupakov, A.V. Bagdinov, V.V. Prokhorov, A.N. Bagdinova, E.I. Demikhov, A. Dejneka, K.I. Kugel, A.A. Gorbatshevich, F.A. Pudonin, N.N. Kovaleva. *J. Nanomaterials* **2016**, 3190260 (2016).
- [19] N.N. Kovaleva, F.V. Kusmartsev, A.B. Mekhiya, I.N. Trunkin, D. Chvostova, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, O. Pacherova, I.A. Sherstnev, A. Kusmartseva, K.I. Kugel, A. Dejneka, F.A. Pudonin, B.A. Luo, Y.Aronzon. *Sci. Rep.* **10**, 21172 (2020).
- [20] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. *JETP* **125**, 465 (2017).
- [21] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland (1987).
- [22] H. Tompkins, E.A. Irene. *Handbook of ellipsometry*. William Andrew (2005).
- [23] L.V. Keldysh. *JETP Lett.* **29**, 658 (1979).
- [24] V.G. Veselago. *Phys. Usp.* **10**, 509 (1968).
- [25] J. Carbonell, H. García-Miquel, J. Sá nchez-Dehesa. *Phys. Rev. B* **81**, 024401 (2010).
- [26] K. Hosseini, Z. Atlasbaf, Application of composite right/left-handed metamaterials in leaky-wave antennas/Ed. M.A. Matin. In: *Modern Antenna Systems*. IntechOpen, Rijeka (2017).
- [27] A. Goetz, A.B. Focke. *Phys. Rev.* **45**, 190 (1934).

Редактор К.В. Емцев