

06;07;12

Фотонное давление и его влияние на магнитные характеристики многослойных пленок

© Н.Н. Крупа

Институт магнетизма НАН Украины,
03142 Киев, Украина
e-mail: krupa@imag.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 1 марта 2006 г.)

Экспериментально исследовано влияние наносекундных лазерных импульсов на оптические и магнитные характеристики многослойных наномерных пленок Bi–SiC–TbFe–SiC, SiC–TbFe–SiC, SiC–Tb–Au–Fe–SiC и фталоцианиновый краситель–висмут–краситель. Показано, что фотонное давление лазерного излучения вызывает дрейф электронов в направлении распространения лазерного пучка. В результате из-за инжекции спин-поляризованных электронов из магнитного слоя в немагнитном слое Bi и Au возникает неравновесная намагниченность, что проявляется в изменении магнитооптических характеристик пленок. В трехслойной пленке краситель–висмут–краситель фотонное давление лазерного излучения создает в выходном слое красителя пространственный заряд электронов, что вызывает дрейф ионизированных атомов висмута.

PACS: 78.66.Bz, 78.20.Ls

Введение

Давление мощного лазерного излучения в полупроводниковых кристаллах является причиной дрейфа электронов по ходу лазерного пучка, что приводит к возникновению в них электрического поля [1,2], вызывает нелинейное изменение показателя преломления [3], влияет на характер самофокусировки и разрушение образца наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами [4]. Дрейф электронов за счет фотонного давления должен возникать и в металлах, где он также может вносить поправки в характер взаимодействия света электронами проводимости [5]. Из-за больших значений коэффициента поглощения и большой концентрации электронов проводимости в массивных металлических образцах влияние этого эффекта мало, и его, как правило, никто не учитывает. Однако в пленочных структурах давление лазерного излучения может приводить к существенному изменению оптических и магнитных характеристик пленок [6]. Причем в силу большого коэффициента поглощения лазерного излучения металлами влияние фотонного давления может быть весомым при сравнительно невысоких интенсивностях излучения, его нужно учитывать при исследованиях и можно использовать в спиновой электронике.

В данной работе на основе экспериментальных исследований взаимодействия лазерного излучения с многослойными наномерными металлическими пленками будет показано, что дрейф электронов, индуцированный фотонным давлением лазерного излучения (ЛИД), может приводить к намагниченности немагнитных пленок, влиять на магнитооптические характеристики наномерных пленочных структур, и в некоторых случаях вызывать дрейф атомов примеси в направлении действия лазерного пучка.

Эксперимент и полученные результаты

В работе исследовались многослойные пленки Bi–SiC–TbFe–SiC, SiC–TbFe–SiC, SiC–Tb–Au–Fe–SiC и фталоцианиновый краситель–висмут–краситель, полученные методом вакуумного напыления на подложках из оптического стекла. В пленках Bi–SiC–TbFe–SiC и SiC–TbFe–SiC толщина слоя Bi была около 10, барьерного слоя SiC — 2–5, ферромагнитного аморфного слоя с перпендикулярной анизотропией TbFe — 20–40 и защитного слоя SiC — 40 nm. Толщина слоев в пленках SiC–Tb–Au–Fe–SiC равнялась для Tb — 2–4, Fe — 3–8, барьерного слоя Au — 2–3 и защитного слоя SiC — 40 nm. В пленках краситель–висмут–краситель толщина слоев красителя равнялись 20–40 и слоя Bi около 10 nm.

В таких пленочных структурах изучалось влияние ЛИД электронов на характеристики отражения и пропускания лазерного излучения. Для этого на пленочную структуру с одной стороны фокусировался пучок одномодового (мода TEM_{00}) мощного импульсного полупроводникового лазера, а с другой стороны в ту же область фокусировалось излучение ($\lambda = 630$ nm) гелий-неонового одномодового лазера. Оптическая схема исследований представлена на рис. 1. Излучение полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 810$ nm и мощностью в непрерывном режиме до 100 W через призму Никеля 2 и интерференционное зеркало 3 фокусировалось стандартным микрообъективом 4 с числовой апертурой 0.65 на пленку с подложкой 5. Интерференционные зеркала 3 имели различные коэффициенты отражения для s - и p -поляризации лазерного излучения (под углом 45° $R_s > 80$ и $R_p < 10\%$).

Излучение гелий-неонового лазера 12 фокусировалось на пленку через подложку толщиной 1.2 mm специальным микрообъективом 6 с числовой апертурой 0.55.

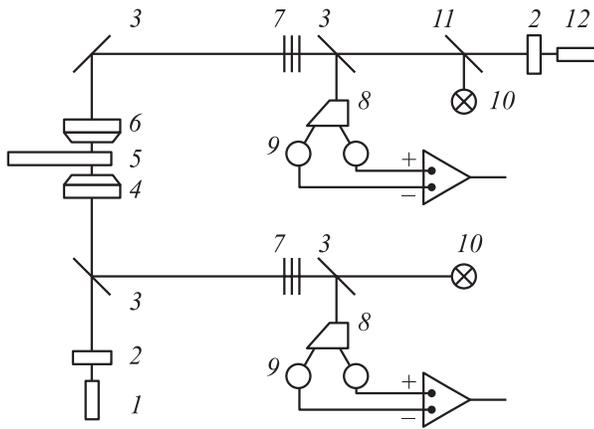


Рис. 1. Оптическая схема исследований: 1 — полупроводниковый лазер; 2 — призма Николя; 3 — интерференционное зеркало; 4 — стандартный микрообъектив; 5 — пленка; 6 — специальный микрообъектив; 7 — светофильтры; 8 — призма Сенармона; 9 — фотодиод считывания; 10 — четырехплощадочный фотодиод; 11 — полупрозрачное зеркало; 12 — гелий-неоновый лазер.

С помощью светофильтров 7 проводилась фильтрация проходящего излучения гелий-неонового и полупроводникового лазеров. С помощью призмы Сенармона 8 и двух фотодиодов считывания 9 измерялся поворот плоскости поляризации лазерного излучения при отражении или при прохождении через пленку. Фотодиоды с четырьмя площадками 10 и полупрозрачные зеркала 11 служили для настройки фокусировки лазерного излучения на пленку.

Длительность импульса полупроводникового лазера изменялась в пределах от 20 до 200 ns при интенсивности излучения на пленке от 0.1 до 10 MW/cm². Интенсивность излучения гелий-неонового лазера оставалась постоянной и составляла около 100 W/cm². Предварительно аморфная пленка TbFe намагничивалась в мощном постоянном магнитном поле в направлении, перпендикулярном плоскости пленки. При измерениях пленочная структура находилась в постоянном магнитном поле. Величина магнитного поля изменялась от 0 до 200 kA/m.

Проведенные исследования показали, что при облучении пленок Bi-SiC-TbFe-SiC и SiC-TbFe-SiC мощными импульсами полупроводникового лазера наблюдается изменение поляризации отраженного света. Причем величина и характер этих изменений зависят не только от интенсивности излучения полупроводникового лазера, но и от направления падения этого пучка на пленочную структуру.

Особенно ярко такая зависимость проявляется для несимметричных четырехслойных пленок Bi-SiC-TbFe-SiC. Если импульс полупроводникового лазера падает на такую пленку со стороны защитного покрытия Si, то мы наблюдаем изменения в поляризации отраженного излучения гелий-неонового и полупровод-

никового лазеров (рис. 2), которые нельзя объяснить лишь сильными температурными изменениями магнитных характеристик ферромагнитной аморфной пленки с перпендикулярной анизотропией TbFe [7].

При высокой интенсивности излучения, отраженного от пленки TbFe, форма импульса полупроводникового лазера изменяется, и динамика таких изменений хорошо согласуется с уменьшением за счет нагрева магнитооптического угла Керра φ_k и коэрцитивной силы H_k пленки. Мы видим, что с увеличением интенсивности излучения амплитуда на заднем фронте импульса уменьшается, и он становится асимметричным.

Постоянное магнитное поле, направление которого совпадает с направлением намагниченности пленки TbFe, практически не влияет на величину и форму сигналов отражения. В таком поле немного возрастает общая величина амплитуды сигналов. Если поместить пленку в магнитное поле $H = 25\,000$ A/m, направление которого противоположно направлению намагниченности пленки TbFe, наблюдается сильное изменение формы отраженного импульса. Сигнал ослабевает, его значение проходит через нуль и меняет знак. Это также связано со снижением за счет нагрева коэрцитивной силы H_k и перемагничиванием пленки.

Для излучения гелий-неонового лазера в момент действия импульса полупроводникового лазера величина сигнала отражения сначала нарастает, что свидетельствует о дополнительном повороте плоскости поляризации отраженного от пленки света гелий-неонового лазера. С увеличением мощности импульсов полупроводникового лазера время нарастания сигнала отраже-

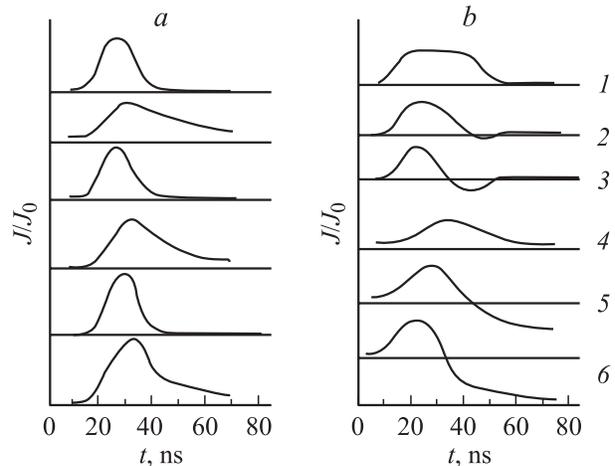


Рис. 2. Осциллограммы изменения отражения от пленки Bi-SiC-TbFe-SiC излучения полупроводникового (1a, 3a, 5a, 1b, 3b) и гелий-неонового (2a, 4a, 6a, 4b-6b) лазеров при различной интенсивности I_i и длительности ($a - \tau_i = 20$, $b - 40$ ns) импульсов полупроводникового лазера: 1 — входной импульс; 2 — $I_i = 1$; 3, 4 — 3; 5, 6 — 10 MW/cm². Импульс лазера падает на пленку со стороны слоев SiC-TbFe. a — магнитное поле равно нулю, b — магнитное поле $H = 25\,000$ A/m направлено противоположно направлению намагничивания пленки TbFe.

ния излучения гелий-неонового лазера уменьшается, и при очень большой мощности импульса его величина на заднем фронте импульса начинает падать. При перемативании пленки TbFe во внешнем магнитном поле сигнал отражения излучения гелий-неонового лазера также проходит через нуль, дальше абсолютная величина немного возрастает. С увеличением длительности импульсов полупроводникового лазера изменения сигналов отражения излучения гелий-неонового лазера (нарастание и спад), как видно из рис. 2, *b*, проявляются намного ярче.

Описанные изменения сигналов отражения позволяют утверждать, что под действием мощных импульсов полупроводникового лазера наблюдается дополнительный поворот плоскости поляризации излучения гелий-неонового лазера, отраженного от пленки висмута. Максимальное значение такого неравновесного угла $\Delta\varphi_k$, рассчитанное по изменению сигнала отражения гелий-неонового лазера, сначала растет с увеличением интенсивности излучения полупроводникового лазера, потом выходит на насыщение (рис. 3).

Если пучок полупроводникового лазера падает на четырехслойную пленку Bi-SiC-TbFe-Si со стороны слоя висмута, для трехслойной пленки SiC-TbFe-Si мы также наблюдаем другую картину поведения сигналов отражения (рис. 4). Без магнитного поля, а также в поле, направление которого совпадает с направлением намагничивания пленки TbFe, величина отраженного сигнала для гелий-неонового лазера во время действия мощного импульса полупроводникового лазера уменьшается почти до нуля, а потом возвращается к начальному уровню. В магнитном поле, направление которого противоположно направлению намагниченности пленки TbFe, этот сигнал уменьшается до нуля, дальше он становится отрицательным, и его амплитуда медленно возрастает по абсолютной величине к уровню, близкому к уровню начального положительного сигнала.

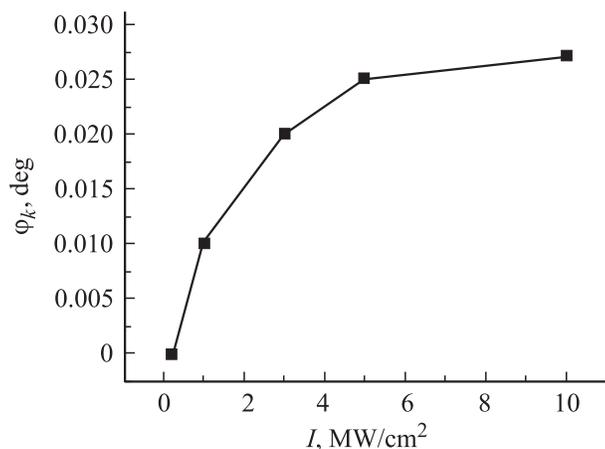


Рис. 3. Зависимость эффективного значения неравновесного угла Керра, полученного при отражении излучения гелий-неонового лазера от слоя висмута при различной интенсивности излучения полупроводникового лазера.

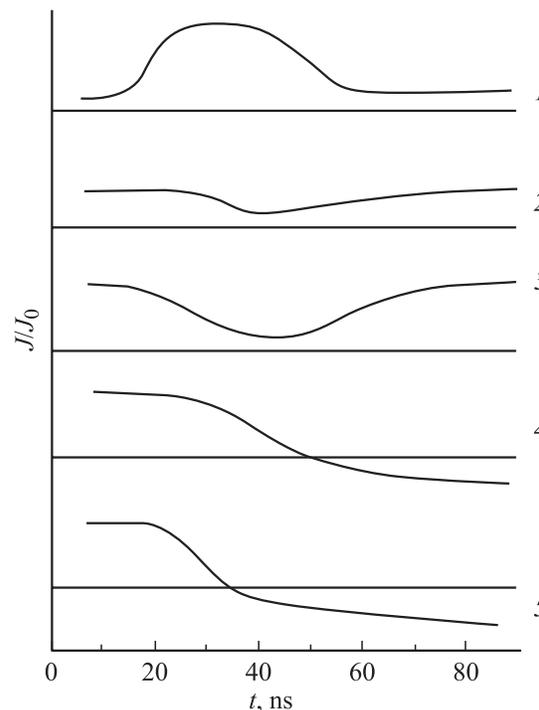


Рис. 4. Оциллограммы изменения отражения от пленки SiC-TbFe-Si излучения гелий-неонового (2–5) лазера при различной интенсивности I_i импульсов ($\tau_i = 20 \text{ ns}$) полупроводникового лазера: 1 — отраженный импульс полупроводникового лазера; 2, 4 — $I_i = 3$; 3, 5 — 10 MW/cm^2 ; без магнитного поля (2, 3) и в магнитном поле (4, 5) $H = 25\,000 \text{ A/m}$ направленном противоположно направлению намагничивания пленки TbFe.

В пленках SiC-Tb-Au-Fe-SiC из-за малой толщины магнитных слоев значение магнитооптического угла Керра мало $0.02\text{--}0.05^\circ$, и мы практически не зарегистрировали его изменение при облучении пленок импульсами полупроводникового лазера. Измерения магнитооптического угла Фарадея показали, что его величина изменяется с ростом интенсивности излучения полупроводникового лазера. Причем характер этих изменений зависит от направления падения лазерного пучка на нанопленочную структуру SiC-Tb-Au-Fe-SiC. Когда импульс полупроводникового лазера падает на пленочную структуру SiC-Tb-Au-Fe-SiC со стороны слоя Fe, то с увеличением интенсивности излучения форма импульса, прошедшего через пленку и зарегистрированного поляризационным фильтром, изменяется (рис. 5). Амплитуда импульса немного возрастает и сдвигается в сторону заднего фронта, и он становится несимметричным. Для случая падения такого импульса на пленку со стороны слоя Tb прошедший импульс с увеличением интенсивности излучения остается симметричным.

Мы считаем, что асимметрия прошедшего импульса возникает из-за увеличения угла Фарадея при большой интенсивности лазерного излучения. Рассчитанное по

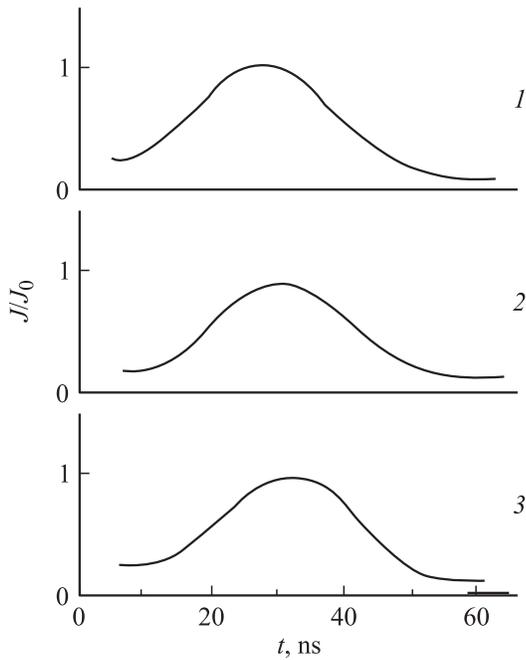


Рис. 5. Осциллограммы импульсов полупроводникового лазера, прошедших через пленку SiC–Fe–Au–Tb–SiC при различной интенсивности I_i излучения: 1 — $I_i = 0.1$; 2 — 3; 3 — 10 MW/cm^2 .

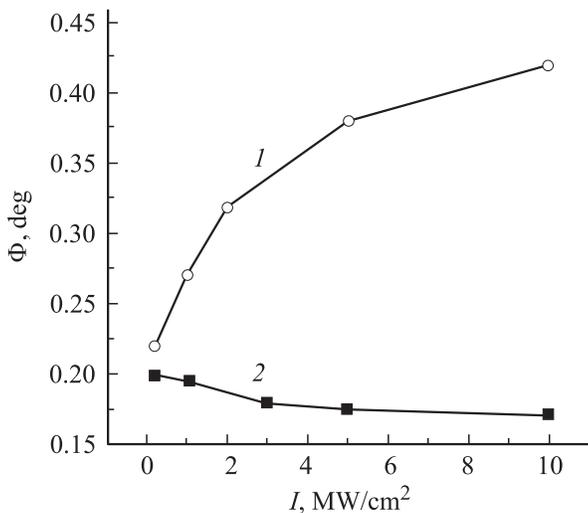


Рис. 6. Зависимость эффективного значения неравновесного угла Фарадея, полученного в пленке SiC–Fe–Au–Tb–SiC при падении излучения полупроводникового лазера со стороны слоев SiC–Fe (1) и SiC–Tb (2).

изменению амплитуды прошедшего лазерного импульса максимальное значение угла Фарадея φ , в зависимости от интенсивности падающего излучения представлено на рис. 6.

Пленка фталоцианинового красителя без висмута имеет малый коэффициент поглощения лазерного излучения, и при облучении такой пленки импульсами полупроводникового лазера отражение от пленки в отсут-

ствии разрушений, практически не меняется. В трехслойной пленке краситель–висмут–краситель под действием импульсов полупроводникового лазера также наблюдается различие в изменении отражения на входном и выходном слоях по отношению к падающему импульсу лазера (рис. 7). Для входного слоя коэффициент отражения излучения полупроводникового лазера при импульсах средней мощности, не вызывающих испарения пленки, изменяется слабо, и формы отраженного и падающего импульсов совпадают. Для выходного слоя красителя эффективность отражения излучения гелий-неонового лазера слабо возрастает на протяжении действия импульса полупроводникового лазера. С увеличением мощности и длительности импульсов полупроводникового лазера значение отражения излучения гелий-неонового лазера на заднем фронте действия этих импульсов снижается. При таком режиме после облучения в пленке появляются заметные углубления.

Оже-анализ этих пленок показывает, что после облучения наносекундными неразрушающими импульсами лазера в трехслойной изначально симметричной пленке краситель–висмут–краситель появляется заметная асимметрия в распределении атомов висмута (рис. 8). Концентрация висмута возрастает в выходном слое и почти не изменяется во входном слое красителя.

Величина и характер изменений отражения и концентрации висмута при облучении пленки краситель–висмут–краситель наносекундными импульсами лазера не зависят от того, падает лазерный пучок на пленку

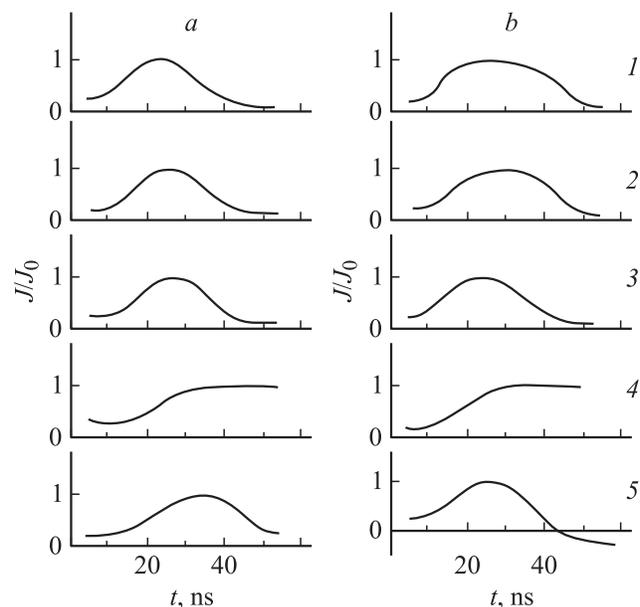


Рис. 7. Осциллограммы изменения отражения от пленки краситель–висмут–краситель при облучении импульсами полупроводникового лазера различной мощности P_i : 1 — входной импульс ($\tau = 20 \text{ ns}$ и 40 ns); 2, 3 — отражение от входного слоя излучения полупроводникового лазера; 4, 5 — отражение от выходного слоя излучения гелий-неонового лазера. 2, 4 — $P_i = 2$; 3, 5 — 10 mW .

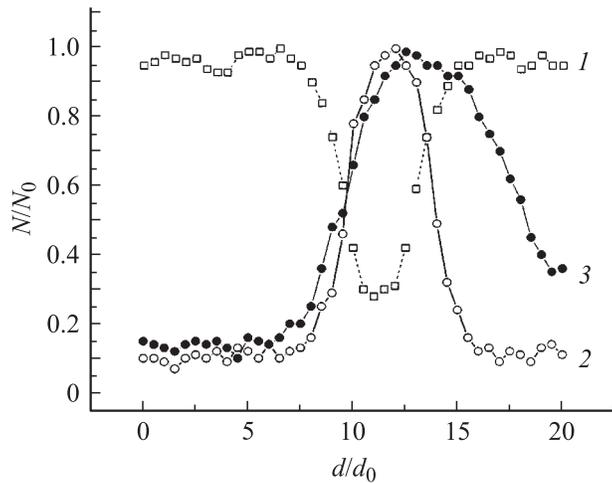


Рис. 8. Относительное изменение распределения концентрации висмута в пленке краситель–висмут–краситель после облучения наносекундным ($\tau_l = 20$ ns) импульсом рубинового лазера: 1 — углерода, 2 — висмута до облучения, 3 — висмута после облучения.

с воздуха или со стороны подложки, что позволяет исключить влияние на эти процессы тепловой волны, которая всегда распространяется от поглощающей пленки в подложку.

Обсуждение полученных результатов и выводы

Описанные изменения магнитооптических характеристик, возникающие в пленочных нанометрических структурах Bi–SiC–TbFe–SiC, SiC–TbFe–SiC, SiC–Tb–Au–Fe–SiC в момент действия мощных лазерных импульсов, могут быть объяснены влиянием эффекта ЛИД спин-поляризованных электронов. Под действием импульсов лазера такие электроны, попадая из магнитного в немагнитный слой висмута или золота, создают в нем неравновесную, локальную намагниченность. В результате при отражении или прохождении света происходит дополнительный поворот его плоскости поляризации за счет эффекта Керра или Фарадея, что выражается через изменение формы лазерного импульса. Когда электроны инжектируются лазерным излучением из слоя магнитного материала (висмут, тербий при комнатной температуре), такого дополнительного поворота плоскости поляризации не наблюдается.

Из литературных данных известно [8], что электрический ток между ферромагнитным (F) и немагнитным металлами (N) приводит к появлению в N неравновесных электронов с поляризованными спинами. Область локализации таких электронов не превышает длины свободного пробега спин-поляризованных электронов, и ее величина зависит от времени релаксации спиновой поляризации электронов. В нашем случае роль

электродвижущей силы играет эффективный скалярный потенциал электромагнитного поля Φ_{eff} , значение которого определяется силой фотонного давления. Пленочную систему можно рассматривать как систему ферромагнетик–диэлектрик–немагнитный металл и ее неравновесные свойства можно описать на основе гамильтониана Стонера [9]

$$H = \left[-\frac{1}{2m} \nabla^2 - V^p + e\Phi_{ef} \right] \hat{I} - V^s(r). \quad (1)$$

В работе [10] было показано, что для такой системы неравновесная проводимость в немагнитном слое имеет тензорный характер, и недиагональные члены этого тензора не равны нулю. Поэтому в таком немагнитном слое появляются неравновесные магнитооптические эффекты, величина которых определяется недиагональными элементами тензора проводимости [11]. Значение недиагональных элементов тензора проводимости должно увеличиваться с ростом в немагнитном слое концентрации N_σ неравновесных электронов с поляризованными спинами. На основе соотношения для полярного угла Керра [12], выражения для плотности тока, созданного фотонным давлением [1–3], и формулы Друде для проводимости металлов можно получить формулу для приближенной оценки величина неравновесного угла Керра φ_1

$$\varphi_1 \approx A \frac{N_\sigma}{N_0} = A\gamma\eta\mu \frac{2\pi\alpha I\tau_p\tau_\sigma(1 + \omega^2\tau_0^2)}{h\omega N_0\tau_0(1 + \omega^2\tau_\sigma^2)}, \quad (2)$$

где N_σ и N_0 — концентрация неравновесных и равновесных (при отсутствии лазерного излучения) электронов в немагнитном слое; I , ω и α — интенсивность, частота и коэффициент поглощения лазерного излучения; τ_p — усредненное время релаксации импульса электрона в магнитном слое; τ_0 и τ_σ — время рассеяния электронов с неполяризованными и поляризованными спинами в немагнитном слое; h — постоянная Планка; $A < 1$ — коэффициент пропорциональности; $\gamma < 1$ — коэффициент, характеризующий передачу импульса фотонов электронам; $\eta < 1$ — коэффициент, характеризующий степень поляризации электронов в магнитном слое; $\mu < 1$ — коэффициент, характеризующий эффективность прохождения спин-поляризованных электронов из магнитного слоя в немагнитный.

При $I = 1$ MW/cm², $\varphi = 10^{14}$ s, $\alpha = 10^5$ cm⁻¹, $\tau_p = 10^{-10}$ – 10^{-11} s, $\tau_\sigma = 10^{-10}$ s, $\tau_0 = 10^{-9}$ s, $N_0 = 10^{22}$ – 10^{23} cm⁻³, $A = 0.5$ и $\gamma = 0.1$, $\eta = 0.7$ и $\mu = 0.5$ мы получаем для угла φ_1 значения в пределах от 1° до 0.01°, что неплохо согласуется с экспериментальными данными, полученными для пленок Bi–SiC–TbFe–SiC.

Результаты по динамике изменения отражения хорошо согласуются с влиянием нагрева слоя TbFe при увеличении длительности и мощности импульса полупроводникового лазера. При повышении температуры уменьшается степень поляризации электронов и сильно

снижается коэрцитивная сила в этом слое, что приводит к снижению концентрации инжектируемых в немагнитный слой спин-поляризованных электронов и вызывает перемагничивание слоя TbFe во внешнем магнитном поле.

Аналогичным образом можно рассуждать относительно влияния фотонного тока спин-поляризованных электронов на величину магнитооптического эффекта Фарадея в пленках SiC–Tb–Au–Fe–SiC. Вызванный мощным лазерным излучением ток спин-поляризованных электронов из слоя железа приводит к намагничиванию слоя золота и тербия. Значение такого неравновесного магнитного момента M_s пропорционально концентрации спин-поляризованных электронов N_σ в этом слое [13]

$$M_s \approx N_\sigma \frac{1}{2} g \mu_B, \quad (3)$$

где g — фактор спектроскопического расщепления, μ_B — магнетон Бора. Из выражения для магнитооптического угла Фарадея [13] с учетом (2) можно получить формулу для оценки величины дополнительного угла Фарадея θ_l за счет ЛИД спин-поляризованных электронов

$$\theta_l \approx A \frac{2\sqrt{2}\pi^2 \mu_B \sqrt{\epsilon} M_s l}{hc} \approx A \gamma \eta \mu \frac{2\sqrt{2}\pi^2 g e^2 \sqrt{\epsilon} \alpha l \tau_p}{2m_e c^2 h \omega} l. \quad (4)$$

Здесь ϵ — электростатическая постоянная; l — толщина слоя; m_e — эффективная масса электрона; c — скорость света. При тех же значениях, что и выше, и $g = 2$, $l = 2$ nm получим, что величина дополнительного угла Фарадея может достигать значений $\theta_l = 0.5^\circ$.

Результаты, полученные для пленки краситель–висмут–краситель, позволяют предположить, что в поле мощного лазерного излучения происходит дрейф атомов висмута в направлении выходного слоя фталоцианинового красителя. Причиной такого дрейфа, по нашему мнению, является электростатическое кулоновское взаимодействие между ионизированным лазерным излучением, атомами висмута и полем пространственного заряда электронов. Такой неравновесный заряд возникает в выходном слое красителя за счет фотонного давления лазерного излучения.

Из (2) можно получить выражение для оценки энергии кулоновского взаимодействия ионизированного атома висмута W_p с пространственным зарядом этих электронов

$$W_p \approx \left(\alpha I \frac{n_0 \tau_e \tau_p \gamma}{m_e c} \right)^{3/2} \frac{e^2 S_0 r_0}{\epsilon r}, \quad (5)$$

где e — заряд электрона; n_0 — показатель преломления фталоцианиновой пленки; τ_e и τ_p — время жизни и усредненное время релаксации импульса неравновесных электронов; S — площадь сечения пучка лазера; r_0 и r — толщина фталоцианиновой пленки и расстояние между центром фталоцианинового слоя и слоем висмута; ϵ — диэлектрическая постоянная красителя.

При $\alpha = 10$ cm⁻¹, $I = 1$ MW/cm², $\tau_e = 10^{-9}$ и $\tau_p = 10^{-12}$ s, толщине слоя висмута $d_0 = 8-10$ nm и слоев фталоцианинового красителя $r = 20$ nm величина потенциальной энергии электростатического взаимодействия иона висмута с полем пространственного заряда ЛИД электронов достигает $W_p \approx 10$ eV. Так как энергия активации движения атома висмута в пленке красителя должна быть достаточно мала ($W_e < 0.1$ eV), такое значение энергии взаимодействия более чем достаточно, чтобы вызвать дрейф ионов висмута в выходной слой красителя. Даже при очень малой скорости дрейфа (несколько метров в секунду) характерные времена такого процесса для нанометрических слоев будут порядка $\tau_l < 10^{-9}$ s.

Нами был зарегистрирован факт возникновения слабого электрического поля (несколько микровольт) при облучении наносекундными импульсами полупроводникового лазера пленочной структуры краситель–висмут–краситель, на которую с двух сторон наносилась проводящая пленка окиси индия. Этот результат говорит в пользу утверждения, что зарегистрированный дрейф атомов висмута может быть связан с их ионизацией и электростатическим взаимодействием с полем пространственного заряда электронов, который создается в выходном слое красителя за счет фотонного давления лазерного излучения. Такие малые значения поля получаются из-за большой емкости пленочного конденсатора (очень большая площадь электродов по сравнению с площадью сечения лазерного пучка).

Таким образом, результаты экспериментальных исследований позволяют нам утверждать, что под действием фотонного давления при облучении наносекундными лазерными импульсами многослойных нанометрических пленок возникает дрейф электронов, который может достаточно сильно изменять оптические и магнитные характеристики таких структур, а также вызывать в непоглощающих пленках дрейф атомов поглощающей примеси. Эти процессы нужно учитывать при изучении магнитооптических характеристик многослойных пленок, а также можно использовать при стимулированном лазерном легировании, формировании нанокристаллов, при создании микропереключателей, модуляторов лазерного излучения и других элементов микроэлектроники.

Список литературы

- [1] Данишевский А.М., Кастальский А.А., Рывкин М.М., Ярошецкий И.Д. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 3. С. 544–550.
- [2] Брыжних Н.А., Гринберг А.А., Имамов Э.З. // ФТТ. 1971. Т. 5. № 9. С. 1735–1738.
- [3] Крупа Н.Н., Коростиль А.М., Скурта Ю.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. XLVIII. № 8. С. 674–683.
- [4] Крупа Н.Н., Погорелый А.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 4. С. 121–124.
- [5] Coff J.E., Shaide W.L. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. N 15. P. 10 472–10 477.
- [6] Крупа Н.Н. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 11. С. 10–15.

- [7] *Komori M., Nukata T., Tsutsumi K. et al. // IEEE Trans. Magnetic. 1984. Vol. 20. N 5. P. 1042–1044.*
- [8] *Merservey R., Tedrov P.M. // Phys. Rep. 1994. Vol. 238. N 4. P. 175–239.*
- [9] *Brataas A., Nazarov Yu.V., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 11. P. 2481–2495.*
- [10] *Крупа М.М., Коростиль А.М. // Металлофизика и новейшие технологии. 2002. Т. 24. № 2. С. 171–179.*
- [11] *Antonov V.N., Yaresko A.N., Perlov A.Ya., Nemoschkalenko V.V. // Fisika nizkich Temperatur. 1999. Vol. 25. N 6. P. 527–550.*
- [12] *Pittini R., Wachter P. // JMMM. 1998. Vol. 186. N 2. P. 306–312.*
- [13] *Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Физматлит., 1961. Гл. X. С. 289.*