

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

*Н. Н. Крупа**

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины
02142, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 27 апреля 2001 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований изменения поляризации света, отраженного от многослойных тонких металлических пленочных структур, в которые входят немагнитные пленки Bi или Ti и магнитная пленка TbFe , намагниченная в перпендикулярном плоскости пленки направлении. Показано, что под действием наносекундных интенсивных импульсов полупроводникового лазера наблюдается дополнительный поворот плоскости поляризации света, отраженного от пленок висмута и титана. Такое изменение плоскости поляризации связывается с фотоиндуцированным дрейфом электронов с поляризованными спинами из магнитной пленки TbFe .

PACS: 78.66.Bz, 78.20.L

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотоиндуцированный дрейф электронов, или, как еще его называют, эффект увлечения электронов мощным лазерным излучением впервые был зарегистрирован в полупроводниках [1, 2] и с тех пор, в основном, исследовался в таких средах.

Увлечение электронов приводит к значительному увеличению их концентрации в области выхода лазерного пучка из образца, что вызывает большое изменение показателя преломления ($|\Delta n| = 0.01\text{--}0.1$) и обеспечивает значительное сканирование наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов на грани полного внутреннего отражения полупроводниковых кристаллов [3].

Фотоиндуцированный дрейф электронов должен происходить и в металлах, но из-за большого коэффициента поглощения света такими средами и большой концентрации электронов проводимости наблюдать его в металлах намного труднее.

В данной работе представлены экспериментальные результаты исследований изменения отражения света от тонких многослойных металлических пленок при облучении их наносекундными лазерными импульсами большой интенсивности. Результаты показывают, что такие импульсы вызывают по-

ворот плоскости поляризации света, отраженного от немагнитных металлических пленок, за счет фотоиндуцированного дрейфа из магнитных пленок электронов с поляризованными спинами.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В наших исследованиях использовались многослойные пленочные структуры: $\text{Bi}/\text{SiC}/\text{TbFe}/\text{SiC}$, $\text{Ti}/\text{SiC}/\text{TbFe}/\text{SiC}$ и $\text{SiC}/\text{TbFe}/\text{SiC}$. Пленки напылялись методом электронно-лучевого испарения или магнетронного распыления на полированные подложки из оптического стекла толщиной 1.2 мм. Пленки TbFe имели высокую степень перпендикулярной магнитной анизотропии, что обеспечивалось соответствующими технологическими режимами напыления [4] и контролировалось с помощью керровского гистерографа.

Экспериментальные образцы имели следующие толщины составляющих слоев: пленки Bi и Ti — 5 или 10 нм, пленки барьерного слоя из SiC — 3 или 5 нм, защитные покрытия из SiC — 50–60 нм и пленки TbFe — около 40 нм.

В работе изучалось изменение поворота плоскости поляризации света при отражении с двух сторон от пленочной структуры в точке действия интенсив-

*E-mail: krupa@imag.kiev.ua

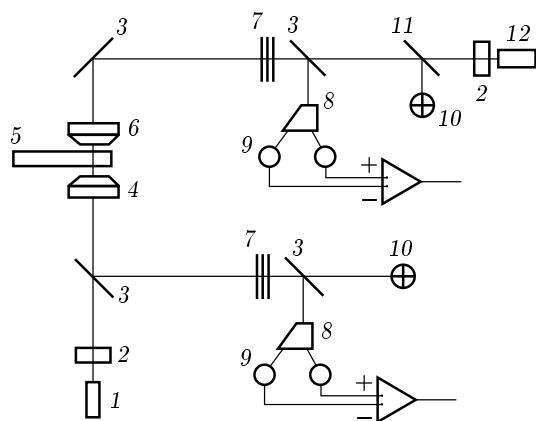


Рис. 1. Схема исследования явления СИД: 1 — полупроводниковый лазер, 2 — призма Николя, 3 — интерференционное зеркало, 4 — стандартный микрообъектив, 5 — подложка с пленкой, 6 — специальный микрообъектив, 7 — светофильтры, 8 — призма Сенармона, 9 — фотодиоды считывания, 10 — четырехплощадочные фотодиоды, 11 — полупрозрачное зеркало, 12 — гелий-неоновый лазер

ных импульсов полупроводникового лазера. Оптическая схема исследований приведена на рис. 1.

Излучение полупроводникового лазера 1 проходило через поляризационную призму Николя 2, специальное интерференционное зеркало 3 и фокусировалось микрообъективом 4 на пленку с подложкой 5.

При этом использовались два вида микрообъективов: стандартный объектив с апертурой 0.65, с помощью которого лазерный пучок фокусировался непосредственно на пленку, и специальный микрообъектив с апертурой 0.52, фокусирующий лазерное излучение на пленку через подложку. Эти два микрообъектива работали в паре. Если один из них использовался для фокусировки излучения полупроводникового лазера, то с помощью другого микрообъектива 6 в эту же область пленочной структуры, но с противоположной стороны, фокусировалось излучение гелий-неонового лазера 12.

Состояние поляризации отраженного излучения для обоих лазеров изучалось с помощью поляризационных призм Сенармона 8, высокочастотных фотоприемников 9, дифференциальных усилителей и двух осциллографов.

Светофильтрами 7 обрезалось излучение, прошедшее через пленку. Точность фокусировки обоих пучков напротив друг друга проверялась по сигналам двух-четырех площадочных фотодиодов 10.

Измерения проводились без магнитного поля или с магнитным полем, направленным перпендикулярно

но плоскости пленок. Направление и величина магнитного поля изменялись от 0 до 32000 А/м с помощью катушек Гемгольца. Изначально пленка намагничивалась в мощном магнитном поле.

Максимальная мощность непрерывного излучения полупроводникового лазера с длиной волны излучения $\lambda = 0.81$ мкм достигала $P = 100$ мВт. Интенсивность излучения в плоскости пленки для импульсов полупроводникового лазера с длительностью от 20 до 100 нс изменялась от 1 кВт/см² до 10 МВт/см², а для гелий-неонового лазера она составляла около 500 Вт/см².

Лазеры работали в режиме генерации одной поперечной моды, и плоскость поляризации падающего на пленку света лежала в горизонтальной плоскости.

Специальные интерференционные зеркала 3 пропускали больше 50 % поляризованного в плоскости падения света и отражали около 90 % света ортогональной поляризации, что позволило увеличить чувствительность и точность измерения угла Керра при отражении света от пленок.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные нами исследования показали, что при облучении интенсивными импульсами полупроводникового лазера многослойных пленок Bi/SiC/TbFe/SiC и Ti/SiC/TbFe/SiC в них наблюдаются изменения в отражении света. Причем они зависят от направления падения импульса полупроводникового лазера на пленку и от поверхности наблюдения (на входной или выходной по отношению к этому импульсу).

Для случая падения импульса полупроводникового лазера со стороны защитного покрытия SiC с увеличением мощности наблюдается слабое снижение поляризационного сигнала отражения этого лазера от магнитной пленки TbFe, что проявляется в изменении формы заднего фронта лазерного импульса (рис. 2, кривые 3, 5).

В это же время поляризационный сигнал отражения для гелий-неонового лазера вначале нарастает почти на протяжении действия импульса полупроводникового лазера (рис. 2, кривая 2). После окончания действия импульса полупроводникового лазера величина поляризационного сигнала отражения для гелий-неонового лазера медленно уменьшается. С увеличением мощности импульсов полупроводникового лазера длительность этих сигналов сильно

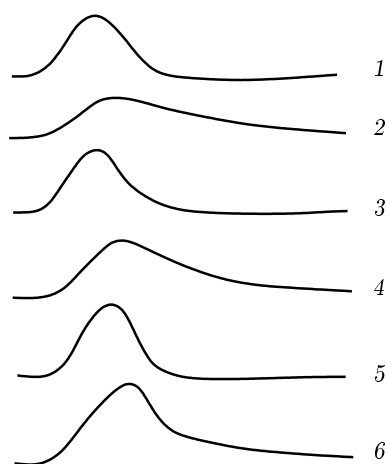


Рис. 2. Изменение сигналов отражения излучения полупроводникового (кривые 1, 3, 5) и гелий-неонового (кривые 2, 4, 6) лазеров от многослойной структуры Ti/SiC/TbFe/SiC при различных интенсивностях импульсов ($\tau_i = 20$ нс) полупроводникового лазера без магнитного поля. Импульс полупроводникового лазера падает со стороны пленки SiC: кривые 1, 2 соответствуют $I = 1$ МВт/см²; 3, 4 — $I = 3$ МВт/см²; 5, 6 — $I = 10$ МВт/см²

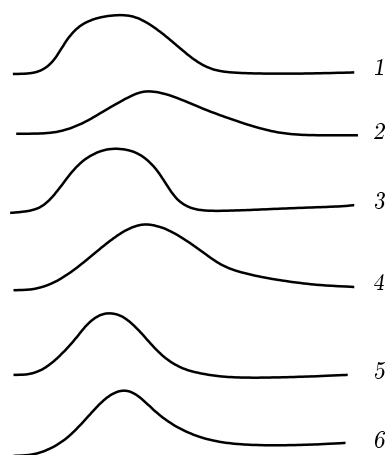


Рис. 3. Изменение сигналов отражения излучения полупроводникового (кривые 1, 3, 5) и гелий-неонового (кривые 2, 4, 6) лазеров от многослойной структуры Ti/SiC/TbFe/SiC при различных интенсивностях импульсов ($\tau_i = 80$ нс) полупроводникового лазера без магнитного поля. Импульс полупроводникового лазера падает со стороны пленки SiC: кривые 1, 2 соответствуют $I = 1$ МВт/см²; 3, 4 — $I = 3$ МВт/см²; 5, 6 — $I = 10$ МВт/см².

уменьшается за счет снижения длительности фронта убывания (рис. 2, кривая 6).

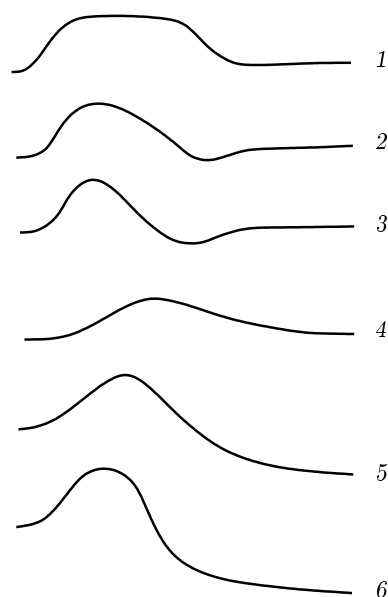


Рис. 4. Изменение сигналов отражения излучения полупроводникового (кривые 1, 2, 3) и гелий-неонового (кривые 4, 5, 6) лазеров от многослойной структуры Ti/SiC/TbFe/SiC при различных интенсивностях импульсов ($\tau_i = 120$ нс) полупроводникового лазера. Импульс лазера падает со стороны пленки SiC: кривые 1, 4 соответствуют $I = 1$ МВт/см²; 2, 5 — $I = 3$ МВт/см²; 3, 6 — $I = 10$ МВт/см²; направление магнитного поля $H = 25000$ А/м противоположно направлению намагниченности в пленке TbFe

С увеличением длительности импульсов полупроводникового лазера, описанные изменения отражения проявляются сильнее (рис. 3). Длительность поляризационных сигналов для обоих лазеров становится меньше длительности интенсивных импульсов действующего полупроводникового лазера.

Магнитное поле, направление которого совпадает с направлением намагниченности пленки TbFe, практически не влияет на описанные процессы. В магнитном поле противоположного направления форма сигналов отражения становится намного сложнее (рис. 4).

При отражении интенсивных импульсов полупроводникового лазера от пленки TbFe регистрируемый сигнал не только уменьшается до нуля за время действия импульса, но и становится отрицательным (рис. 4, кривая 3). Еще более ярко эти изменения проявляются для отражения излучения гелий-неонового лазера от пленок Вi или Ti (рис. 4, кривые 5 и 6).

В пленочных структурах SiC-TbFe-SiC при облу-

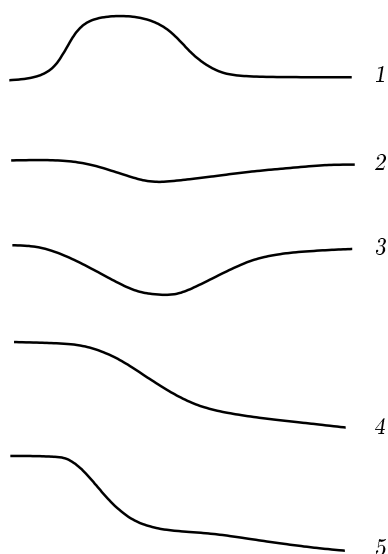


Рис. 5. Изменение сигналов отражения излучения гелий-неонового лазера (кривые 2–5) от многослойной структуры SiC/TbFe/SiC при различных интенсивностях импульсов (кривая 1) полупроводникового лазера без поля (кривые 2, 3) и с магнитным полем $H = 25000$ А/м (кривые 4, 5), направленным против направления намагниченности пленки TbFe: кривая 2 соответствует $I = 1$ МВт/см²; 3 — $I = 3$ МВт/см²; 5 — $I = 10$ МВт/см²

чении их мощными импульсами полупроводникового лазера поляризационный сигнал отражения излучения гелий-неонового лазера практически не увеличивается. Без магнитного поля его величина уменьшается почти до нуля и потом возвращается к начальному уровню (рис. 5). В магнитном поле, направление которого противоположно направлению намагниченности пленки TbFe, сигнал уменьшается до нуля, далее он становится отрицательным и его амплитуда медленно возрастает до уровня, близкого к уровню начального положительного сигнала.

Если излучение полупроводникового лазера падает на многослойные структуры Bi/SiC/TbFe/SiC и Ti/SiC/TbFe/SiC со стороны висмута или титана, то наблюдаемые изменения в сигналах отражения для таких структур аналогичны изменениям для пленок SiC/TbFe/SiC.

Мы считаем, что описанные изменения в сигналах отражения от пленочных структур вызваны СИД электронов с высокой спиновой поляризацией. Под действием импульсов света полупроводникового лазера такие электроны, попадая из намагниченной пленки TbFe в пленки висмута или титана, как бы локально их намагничивают, что вы-

зывает поворот плоскости поляризации света гелий-неонового лазера при отражении от этих намагниченных участков. Поэтому мы и наблюдаем для него увеличение поляризационных сигналов отражения.

С увеличением мощности и длительности импульсов полупроводникового лазера происходит разогрев пленки TbFe, что уменьшает угол Керровского поворота плоскости поляризации φ_k при отражении от нее, а также снижает степень поляризации спинов электронов, перенесенных лазерным пучком в пленки висмута или титана. Это приводит к уменьшению поляризационных сигналов для обоих лазеров.

В присутствии магнитного поля, направление которого противоположно направлению намагниченности пленки TbFe, нагрев приводит к резкому снижению ее коэрцитивной силы и перемагничиванию. Величина поляризационного сигнала для полупроводникового лазера при этом переходит через нуль и становится отрицательной.

Для излучения гелий-неонового лазера в начальный момент действия мощного импульса полупроводникового лазера СИД спин-поляризованных электронов приводит к возрастанию угла поворота плоскости поляризации. Дальше за счет разогрева пленки TbFe и ее перемагничивания величина этого угла вначале слабо убывает, а потом изменяет знак. Значение сигнала отражения при этом переходит через нуль и становится отрицательным.

Величину СИД электронов по аналогии с результатами работы [2] можно оценить по формуле

$$j_c = -I\alpha\beta\frac{2e^3n_0}{m_e c^2\omega}, \quad (1)$$

где j_c — плотность тока при СИД, e , m_e — соответственно заряд и эффективная масса электрона, c — скорость света, I , ω , α — соответственно интенсивность, частота и коэффициент поглощения лазерного излучения, β — коэффициент, величина которого зависит от высоты и ширины барьера при переходе электронов с пленок TbFe в пленки Bi или Ti.

Величина поляризационного сигнала при отражении гелий-неонового лазера без учета дихроизма поглощения пропорциональна удвоенному углу дополнительного эффекта Керра $2\varphi_1$, возникающего за счет появления в пленках висмута или титана большой концентрации электронов с заданной поляризацией спинов.

С учетом уравнения (1) и того, что величина угла Керра пропорциональна недиагональным чле-

нам тензора проводимости [5], для оценки величины φ_1 можно использовать следующее выражение:

$$\varphi_1 \approx \alpha \beta I \frac{e^5 \tau N_\sigma}{m_e^2 c^2 \omega (1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (2)$$

где τ — время релаксации, N_σ — концентрация электронов с поляризованными спинами.

Таким образом, приведенные в данной работе результаты показывают, что в тонких многослойных магнитных пленках вследствие светоиндуцированного дрейфа электронов с поляризованными спинами может возникать принудительное намагничивание немагнитных пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Данишевский, А. А. Кастальский, С. М. Рывкин, И. Д. Ярошецкий, ЖЭТФ **58**, 544 (1970).
2. Н. А. Брыжных, А. А. Гринберг, Э. Э. Имамов, ФТТ **5**, 1735 (1971).
3. Н. Н. Крупа, А. Н. Погорелый, ЖТФ **68**, 121 (1998).
4. Н. Н. Крупа, Металлофизика и новейшие технологии **22**, 35 (2000).
5. R. Pittini and P. Wachter, J. Magn. Magn. Mat. **186**, 306 (1998).