

## ФОТОПОТЕМНЕНИЕ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛЕНКАХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.К. Тихомиров, М.М. Червинский

В халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) наблюдаются эффекты фотоиндуцированных анизотропии и гиротропии (линейных и круговых дихроизма и двулучепреломления) [1]. В работе [2] были исследованы особенности этих эффектов в пленках ХСП различного химического состава при межзонном возбуждении. В частности, в [2] было показано, что для пленок ХСП характерно вращение плоскости поляризации света, которое может быть обусловлено как линейным дихроизмом, так и круговым двулучепреломлением. Величина этого вращения изменялась в процессе облучения пленок линейно-поляризованным светом, что было связано с возникновением фотоиндуцированных линейного дихроизма и кругового двулучепреломления.

Известно, что пленки ХСП некоторых химических составов, особенно хорошо стеклообразующих систем As-S, As-Se обладают эффектом фотопотемнения (см. последний обзор на эту тему [3]), проявляющимся в длинноволновом сдвиге края поглощения в результате облучения этих пленок излучением, вызывающим межзонные переходы.

Целью настоящей работы было исследование эффекта Фарадея в пленках ХСП и его сопоставление с известными ранее фотоиндуцированными эффектами в этих материалах, а также выяснение возможностей использования этих пленок для обработки оптической информации с использованием магнитного поля. Впервые показано, что явление фотопотемнения в пленках ХСП сопровождается фотоиндуцированным изменением величины эффекта Фарадея (константы Верде), т.е. фотоиндуцированным эффектом Фарадея.

Исследовались пленки толщиной 1–5 мкм следующих химических составов: Se, Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, Ge<sub>28</sub>Pb<sub>15</sub>S<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и As<sub>x</sub>S<sub>1-x</sub>, приготовленные методом термического испарения либо высокочастотного ионно-плазменного распыления на одинаковые подложки из силикатного стекла. Измерения эффекта Фарадея проводились компенсационно-автоматизированным методом в геометрии нормального эффекта, как описано в [4]. При этом величина магнитного поля сканировалась между значениями –300 и +300 Э с помощью адаптивного источника тока. Перед измерением установка прогревалась в течение 0.5 ч. Собственный дрейф исходного сигнала не превышал 0.5 угл.сек. в течение 4 мин развертки поля.

На рис. 1 представлена зависимость вращения плоскости поляризации  $\gamma$  линейно-поляризованного плоскопараллельного пучка света He-Ne лазера ( $\lambda = 633$  нм) от магнитного поля  $H$  в пленке Se (точнее, суммарного вращения в пленке Se и подложке). Линия между точками 1 и 1' соответствует первому "циклу" развертки поля от  $-H_0$  до  $+H_0$  ( $H_0 = = 300$  Э), который длился 4 мин. Линия между точками 1' и 2 соответствует второму "циклу" развертки поля от  $+H_0$  до  $-H_0$ . Этот цикл, как и все последующие ( $2 \rightarrow 2'$ ,  $2' \rightarrow 3$  и т.д.), также длился 4 мин.

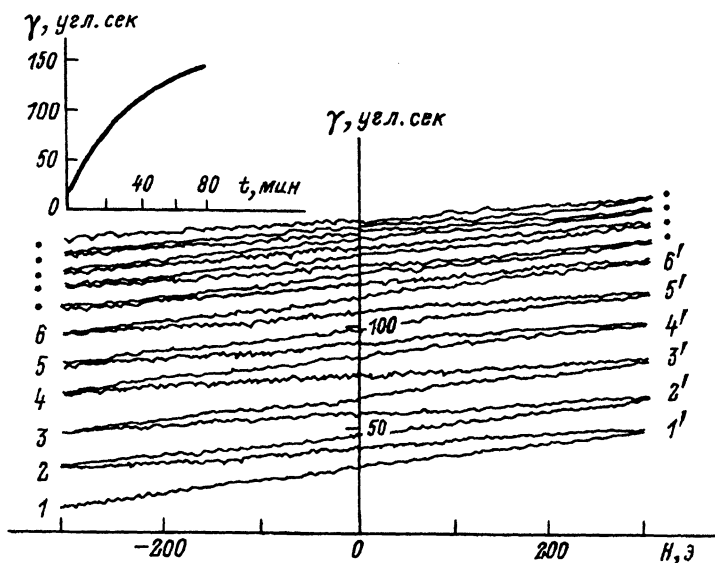


Рис. 1. Зависимость  $\gamma(H)$  в пленке Se с подложкой.

1  $\rightarrow$  1', 1'  $\rightarrow$  2 и т.д. — последовательность циклов развертки магнитного поля  $H$ . Толщина пленки 2.5 мкм, толщина подложки 2 мм, интенсивность света 30 мВт/см<sup>2</sup>. На вставке — кинетика изменения вращения плоскости поляризации при  $H = 0$ .

Отметим характерные особенности рис. 1. Уже при  $H = 0$  значение  $\gamma \neq 0$ . Линия 1  $\rightarrow$  1', 2'  $\rightarrow$  2 и т.д. не совпадают друг с другом. Линия 1  $\rightarrow$  1', 2  $\rightarrow$  2' и т.д., соответствующие развертке поля от  $-H_0$  до  $+H_0$ , почти параллельны друг другу, как и линии 1'  $\rightarrow$  2, 2'  $\rightarrow$  3 и т.д., соответствующие развертке от  $+H_0$  до  $-H_0$ .

На рис. 2 представлена зависимость  $\gamma$  от  $H$  для пленки AsSe. Кроме особенностей, свойственных рис. 1, на этом рисунке есть еще одна деталь — резкая асимметрия изменения  $\gamma$  в процессе облучения при  $-H_0$  и  $+H_0$ , т.е. линии 1  $\rightarrow$  1', 2  $\rightarrow$  2' и т.д., соответствующие развертке от  $-H_0$  до  $+H_0$ , не параллельны друг другу, как и линии 1'  $\rightarrow$  2, 2'  $\rightarrow$  3 и т.д., соответствующие развертке от  $+H_0$  до  $-H_0$ . На вставке к рис. 2 представлена зависимость  $\gamma$  от  $H$  для чистых подложек, из которой видно прекрасное совпадение прямых, полученных при сканировании поля от  $-H_0$  до  $+H_0$  и обратно.

Известно, что в веществах, не обладающих спонтанной намагниченностью, фарадеевское вращение определяется формулой:

$$\gamma = R h H, \quad (1)$$

где  $R$  — константа Верде,  $h$  — толщина образца. Таким образом, при сканировании поля от  $-H_0$  до  $+H_0$  и обратно прямые  $\gamma(H)$  должны строго совпадать. Отклонение от этого закона на рис. 1, очевидно, объясняется тем, что в процессе облучения пленок Se в них происходит фотоиндуцированное изменение оптической активности (что согласуется с данными [2]). На вставке к рис. 1 показана кинетика изменения вращения плоскости поляризации, полученная из данных рис. 1 при  $H = 0$ . Значения  $\gamma$  при  $H \neq 0$  соответствуют суммарному вкладу от фарадеевского вращения и фотоиндуцированной оптической активности.

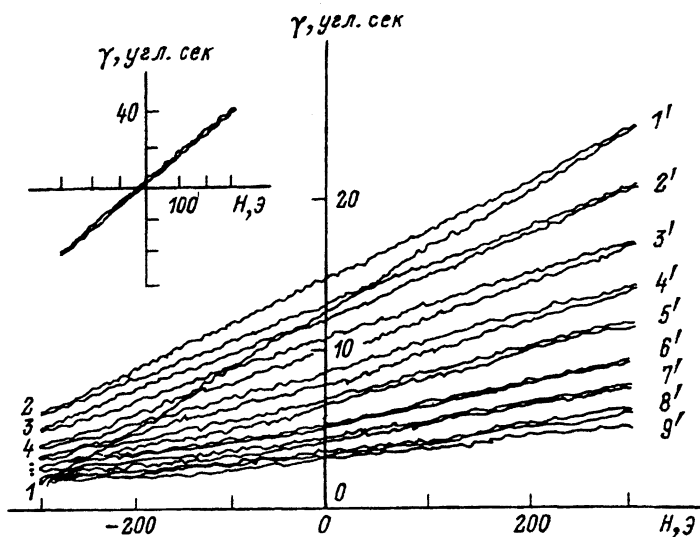


Рис. 2. Зависимость  $\gamma(H)$  в пленке AsSe с подложкой.

$1 \rightarrow 1'$ ,  $1' \rightarrow 2$  и т.д. — последовательность циклов развертки магнитного поля  $H$ . Толщина пленки 2.5 мкм, толщина подложки 2 мм, интенсивность света 30 мВт/см<sup>2</sup>. На вставке — зависимость  $\gamma(H)$  для чистых подложек.

В пленках AsSe в дополнение к фотоиндуцированной оптической активности имеет место изменение наклона прямых, соответствующих развертке поля в одном направлении, т.е. в них имеет место фотоиндуцированное изменение “константы” Верде, которая в данном случае не является константой. Для прямой  $1 \rightarrow 1'$  на рис. 2  $R = -2.8$  мин/Э·см. (Вычисление проведено с учетом вращения в подложке, для которой  $R = 0.017$  мин/Э·см. Отметим, что знак вращения в подложке положителен, а в пленке — отрицателен). Для прямой  $9 \rightarrow 9'$   $R = -5.4$  мин/Э·см. Значения  $R$  для пленок получены с погрешностью, определяемой конечным временем развертки поля, в процессе изменения которого несколько изменяются и константа Верде, и оптическая активность.

Для диамагнитных материалов, к числу которых относят и стеклообразные полупроводники [5], справедливо соотношение Беккереля

$$R = \frac{e\omega}{mc^2} \frac{dn}{c\omega}; \quad (2)$$

где  $e$ ,  $m$  — заряд и эффективная масса электрона;  $\omega$  — частота света;  $n$  — показатель преломления.

Из (2) видно, что изменяться в процессе облучения могут  $dn/d\omega$  или  $m$ . В пленках AsSe под действием света происходят фотоструктурные превращения [1,3], проявляющиеся, в частности, в эффектах фотопотемнения и фоторефракции, поэтому более логично предположить фотоиндуцированное изменение дисперсии показателя преломления в формуле (2). Не вдаваясь в детальный анализ дисперсии показателя преломления (который прекрасно сделан в применении к стеклообразным полупроводникам в работах [6,7]), заметим, что его фотоиндуцированное изменение, вероятнее всего, обусловлено фотоиндуцированным смещением собственной частоты осциллятора  $\omega_0$  оптического перехода, соответствующего эффекту

Фарадея, относительно частоты He-Ne лазера  $\omega$ . Отметим также возможность фотоиндуцированного парамагнитного фарадеевского вращения (всегда имеющего отрицательный знак), которое может проявляться в результате фотоиндуцированного возникновения оборванных химических связей (парамагнитных центров) в пленках ХСП, имеющего место при фотоструктурных превращениях [7,8].

Таким образом, явления фотопотемнения и фотоиндуцированного фарадеевского вращения взаимосвязаны, что подтверждается также следующими дополнительными результатами.

1. Константа Верде не изменяется в процессе облучения пленок AsSe, приготовленных методом высокочастотного ионно-плазменного распыления, в которых фотопотемнение отсутствует.

2.  $R$  остается неизменной в процессе облучения пленок  $Sb_2S_3$  и  $Ge_{28}Pb_{15}S_{57}$ , в которых фотопотемнение отсутствует.

3.  $R$  неизменна при длительном облучении (He-Ne лазером) пленок  $As_2S_3$ , обладающих фотопотемнением при возбуждении значительно более коротковолновым излучением и практически прозрачных для He-Ne лазера.

4. Фотопотемнение и фотоиндуцированное изменение  $R$  достигают насыщения одновременно.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Любину за участие в работе на ее начальном этапе.

#### Список литературы

- [1] Lyubin V.M., Tikhomirov B.K. // J. Non-Cryst. Solids. 1989. V. 114. P. 133-135; 1991. V. 13. P. 37-48.
- [2] Lyubin V.M., Tikhomirov V.K., Chervinskii M.M. // Semicond. Sci. Technol. 1991. V. 6. P. 807-809.
- [3] Pfeiffer G., Paesler M.A., Agarmal S.C. // J. Non-Cryst. Solids. 1991. V. 130. P. 111-143.
- [4] Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Горбунов И.П. Магнитооптические методы и устройства для измерения магнитных характеристик материалов. Л., 1980. 242 с.
- [5] Anderson P.W. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 952-955.
- [6] Keybus P., Grevendonk W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 8540-8545.
- [7] Vanhuysse B., Grevendonk W., Addrienssens G.J., Dauwen J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. P. 9298-9300.
- [8] Лихолит И.Л., Любин В.М., Мастеров В.Н., Федоров В.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 172-178.

Физико-технический институт  
им.А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
11 сентября 1992 г.  
В окончательной редакции  
14 декабря 1992 г.