

5. Кайзер У., Грузинцев А.Н., Ходос И.И., Рихтер В. // Неорг. материалы. 2000. Т. 36. № 6. С. 720.
6. Некрасов В.Ю., Беляков Л.В., Сресели О.М., Зиновьев Н.Н // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 12. С. 1428.
7. Доброго В.П. // Там же. 1966. Т. 8. № 12. С. 3506.
8. Thomas D.G., Hopfield J.J., Augustyniak W.M. // Phys. Rev. 1965. Vol. 140. № 1A. P. A202.
9. Thomas D.G., Gerschenzon M., Trumbore F.A. // Ibid. 1964. Vol. 133. № 1. P. A269.
10. Закс Е., Гальперин А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. № 3. С. 551.
11. Zacks E., Halperin A. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. № 8. P. 3072.
12. Доброго В.П., Шлимак И.С. // ФТП. 1967. Т. 1. № 10. С. 1478.
13. Miller A., Abragams E. // Phys. Rev. 1960. Vol. 120. № 3. P. 745.
14. Blinowski J., Mysielski J. // Ibid. 1964. Vol. 136. № 1. P. A266.
15. Мотт Н., Туз У. Теория проводимости по примесям // Успехи физ. наук. 1963. Т. 79. Вып. 4. С. 691.
16. Поклонский Н.А., Стельмах В.Ф., Ткачев В.Д. // Докл. АН БССР. 1976. Т. 20. № 9. С. 783.
17. Поклонский Н.А., Лопатин С.Ю. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 10. С. 1805.

Поступила в редакцию 23.12.2002.

Виктор Петрович Доброго – кандидат физико-математических наук.

УДК 538.221

Г.А. ГОВОР, В.М. ДОБРЯНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА В АРСЕНИДЕ МАРГАНЦА

The minimal value of the rising light flux speed equal $\Delta E/\Delta t = 2 \cdot 10^5$ Вт/(см²·с) for the optical magnetic transition in manganese arsenide films was established. Received result was considered in approximation of zone model of phase transition in manganese arsenide.

В связи с разработкой магнитных полупроводниковых приборов на основе плесочных структур, включающих ферромагнитный слой арсенида марганца и полупроводниковые слои арсенида индия и арсенида галлия [1], особый интерес представляет обнаруженное нами ранее явление оптического магнитного перехода в арсениде марганца [2–4]. Для его объяснения предложен ряд моделей, например в [5], рассмотрена возможность уменьшения магнитного момента за счет диамагнитного вклада в намагниченность.

Для понимания природы и механизма явления оптического магнитного перехода важно изучить его динамические характеристики. Результаты этих исследований, выполненных на ферромагнитных пленках эквивалентного арсенида марганца, приводятся в настоящей работе. Пленки эквивалентного состава были получены методом осаждения из газовой фазы на стеклянную аморфную подложку толщиной 0,2 мм. При этом формировались как текстурированные пленки с основным направлением роста [110] и вектором намагниченности, нормальным плоскости пленки, так и изотропные с преимущественной ориентацией вектора намагниченности в плоскости пленки. Образование текстурированной пленки с нормальным расположением вектора намагниченности обеспечивалось созданием при росте пленки давления паров мышьяка, превышающего более чем в три раза давление паров

марганца, при температуре подложки 300–330 °С. Толщина пленки на стеклянной подложке обычно составляла от 0,5 до 2 мкм.

Исследование динамических характеристик оптического магнитного перехода в арсениде марганца проводилось на установке, описанной в [2]. Импульсная ксеноновая лампа использовалась в качестве источника световых импульсов, которые для исключения различного рода помех подводились к пленке арсенида марганца со стороны стеклянной подложки посредством световода.

Пленка помещалась в высокочастотный магнетометр, выполненный на сердечнике из тонколистового пермаллоя. Для исключения взаимовлияния намагничивающий контур магнетометра с большой индуктивностью и контур для считывания сигнала изменения магнитного состояния пленки с малой индуктивностью были разделены. Регистрация формы светового импульса и изменения магнитного состояния пленки осуществлялась высокочастотным двухлучевым осциллографом.

Для обеспечения различных скоростей нарастания энергии светового импульса длительность фронта изменялась в пределах от 10 до 100 мкс при сохранении значения плотности световой энергии в импульсе.

На рис. 1 показаны формы светового импульса (кривая 1) и импульсов э. д. с. в измерительной обмотке при постоянном намагничивающем поле (кривые 2, 3), величина H которого составляла 4 кА/м. Процесс перехода из ферромагнитного в разупорядоченное магнитное состояние (кривая 2) связан с передним фронтом светового импульса – ростом светового потока. При этом релаксационный процесс возврата пленки в упорядоченное ферромагнитное состояние (кривая 3) происходит на максимуме светового импульса. Эти результаты подтверждают нетепловой характер наблюдаемого оптического магнитного перехода в арсениде марганца.

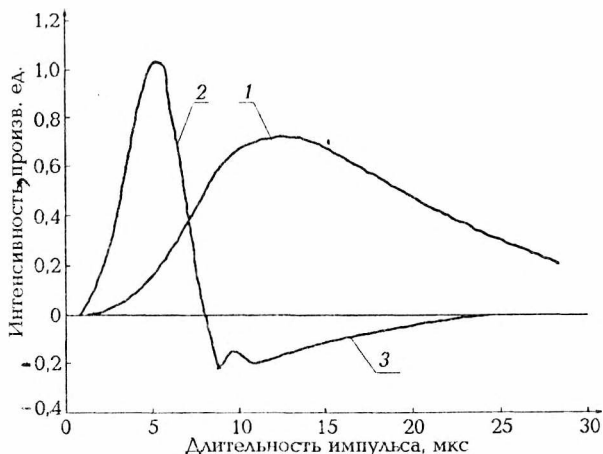


Рис. 1. Формы светового импульса (1), импульса э. д. с. (2), соответствующего переходу из упорядоченного ферромагнитного состояния в неупорядоченное, в измерительной обмотке магнетометра, и импульса э. д. с. (3) – релаксационный переход в ферромагнитное состояние в постоянном подмагничивающем поле $H=4$ кА/м

При выключенном намагничивающем поле воздействие светового импульса приводит к переходу пленки из ферромагнитного в разупорядоченное магнитное состояние и имеет место только сигнал э. д. с., соответствующий этому переходу (рис. 2, кривая 1). Релаксационный процесс поля в этом случае не проявляется – пленка остается размагниченной. Повторное воздействие светового импульса на размагниченный участок не приводит к возникновению импульса э. д. с. в измерительной обмотке (кривая 2).

Процессы разупорядочения ферромагнитного состояния пленки арсенида марганца и его релаксация сопровождаются объемными изменениями

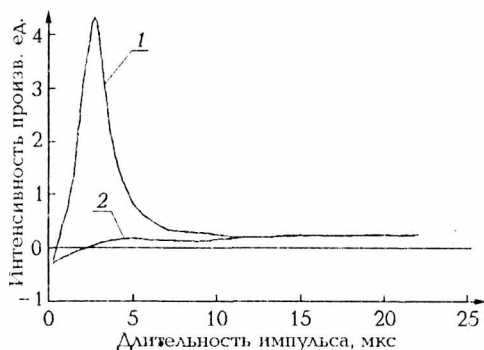


Рис. 2. Импульс э. д. с. (1), соответствующий переходу из ферромагнитного в неупорядоченное магнитное состояние при отсутствии подмагничивающего поля, и импульс э. д. с. (2) при повторном воздействии светового импульса на размагниченную пленку

$\Delta V/V_0 = -0,018$. Вследствие этого в пленке возникают акустические колебания, распространяющиеся от активируемой светом поверхности вглубь, которые можно зарегистрировать с помощью пьезоэлектрической пленки титана бария, размещенной на исходной поверхности (рис. 3, кривая 2). В начальной части этой кривой наблюдается отрицательный импульс, связанный со сжатием пленки при переходе из ферромагнитного состояния в разупорядоченное магнитное. В дальнейшем при релаксации возникают собственные акустические колебания на основной частоте.

Наряду с пьезоэффектом имеет место пьезоэлектрический эффект, вызванный нагревом пленки в результате воздействия светового импульса. Как видно из рис. 3 (кривая 2), максимальный нагрев пленки не превышает $\Delta T = 0,02$ К.

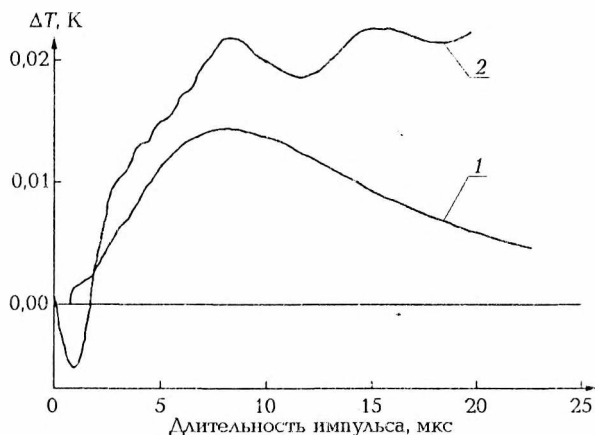


Рис. 3. Форма светового импульса (1) и импульса э. д. с. (2), возникающего под действием света в пьезоэлектрической пленке, нанесенной на поверхность пленки арсенида марганца

Исследовалось влияние скорости нарастания светового потока на оптический магнитный переход в арсениде марганца (рис. 4). Установлено, что при скоростях нарастания светового потока ниже $\Delta E/\Delta t = 2 \cdot 10^5$ Вт/(см²·с) оптический магнитный переход практически не наблюдается, т. е. имеет место некоторое пороговое значение скорости нарастания светового потока, ниже которого эффект отсутствует.

При скоростях нарастания выше $\Delta E/\Delta t = 5 \cdot 10^5$ Вт/(см²·с) и плотности потока световой энергии в импульсе ~ 4 Вт/(см²·с), как это видно из рис. 4, ферромагнитная пленка толщиной от 0,5 до 2 мкм полностью переходит в разупорядоченное магнитное состояние.

Природа и механизм фазовых структурно-магнитных превращений в монокристаллах арсенида марганца с учетом изменений статиче- ской и динамической структуры решетки, магнитных, гальваномагнитных свойств кристаллов, влияния различных внешних воздействий исследовались в работах [6–10]. Было показано, что при температуре $T_u = 318$ К происходит фазовый структурно-магнитный переход 1-го рода из ферромагнитного в разупорядоченное магнитное состояние. Его разрушение с переходом в парамагнитное состояние

осуществляется при температуре $T_i=400$ К, т. е. наблюдается фазовый структурно-магнитный переход 2-го рода.

В ферромагнитном состоянии при температуре ниже T_u статические искажения – смещения атомов марганца – минимальны и упорядочены во всем кристалле в базисной плоскости вдоль одного из симметричных направлений $[00\bar{1}]$, $[01\bar{1}]$ или $[0\bar{1}\bar{1}]$. Направление смещения атомов марганца в решетке определяет ориентацию вектора намагниченности. При температуре T_u имеют место увеличение смещений и их частичная разориентация по указанным трем направлениям, с которой связан процесс магнитного разупорядочения от одноосного ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние. При температуре выше T_u магнитное состояние характеризуется ферромагнитным упорядочением в отдельных кластерах при взаимной разориентации их магнитных моментов. Эффективный магнитный момент атома марганца в этом случае определится суммой отдельных кластерных моментов

$$M = M_0[(P_1 - 2P_2 \cos([00\bar{1}] [0\bar{1}\bar{1}]))],$$

где M_0 – магнитный момент атома марганца, P_1 и P_2 – вероятности ориентации магнитного момента атома марганца в направлениях $[00\bar{1}]$ и $[0\bar{1}\bar{1}]$ соответственно.

Разрушение подобного суперпарамагнитного состояния с полной разориентацией статических смещений атомов марганца ($P_1=P_2$) происходит при температуре фазового перехода 2-го рода $T_i=400$ К.

В этом случае потенциальную модель фазовых переходов можно представить в виде, показанном на рис. 5: а – при $T < T_u$ и б – при $T > T_u$ [7].

Рассмотренные состояния ниже и выше температуры фазового перехода являются практически изоэнергетическими, т. е. при данных условиях может быть квазистабильным одно из них в зависимости от направления подхода к данной точке.

Поскольку энергия активации перехода электронов из потенциального минимума в $[00\bar{1}]$ в два других состояния в направлениях $[0\bar{1}\bar{1}]$ и $[01\bar{1}]$ невелика $E_a \approx kT$, то фазовый переход в T_u определяется в основном плотностью фононов с волновым вектором $k=2\pi/3a$.

При локальном достижении критического значения плотности фононов $n_\phi = n_{кр}$ происходит сброс со скоростью звука магнитоупорядоченного состояния во всем кристалле в результате фазового перехода 1-го рода с образованием потенциальной структуры, показанной на рис. 5 б. Наблюдаемая при этом частичная локализация $3d$ -электронов в двух дополнительных

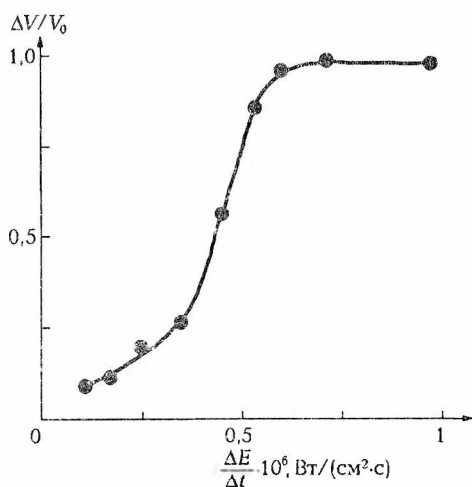


Рис. 4. Зависимость объема разупорядоченной магнитной фазы, возникающей при оптическом магнитном переходе, от скорости нарастания световой энергии в импульсе

максимумах приводит к изменению как магнитного упорядочения, так и статической деформации решетки.

В качестве подтверждения данной модели электронной неустойчивости вблизи температуры фазового перехода T_u можно отметить аномальный рост среднеквадратических динамических смещений атомов марганца в базисной плоскости [9], в то время как температурная зависимость динамических смещений атомов мышьяка в окрестности T_u претерпевает незначительные изменения.

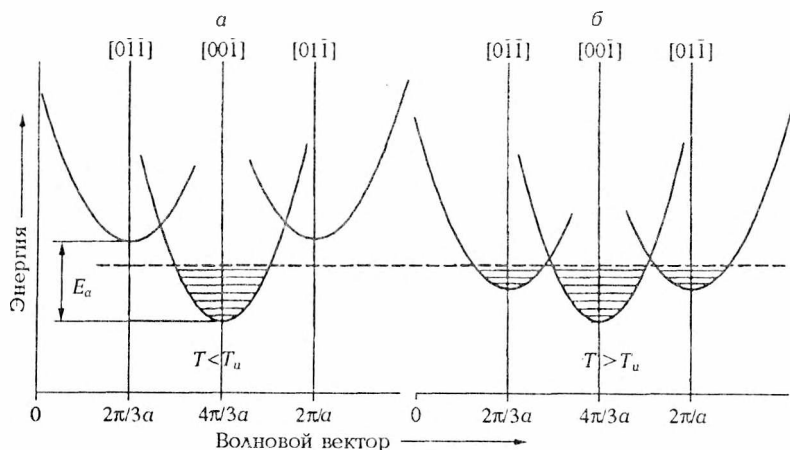


Рис. 5. Потенциальная модель фазовых переходов в арсениде марганца

Из рассмотренной модели фазового превращения в T_u следует, что для параметрической активации фазового перехода во всем объеме кристалла необходимо локально, например на поверхности, создать критическую плотность фононов с последующим их резонансным усилением во всем объеме образца.

В исследовании использовались пленки арсенида марганца на подложке из покровного стекла. В целом вся структура резонирует, как это следует из расчетов и рис. 3, на собственной частоте 100 кГц. Из условия резонанса – равенства частот собственных колебаний с периодом T и вынуждающих, создаваемых светом, вытекает определение для длительности фронта нарастания световой энергии в импульсе τ_{ϕ} : $\tau_{\phi} > 1/4 T$.

Для данных условий эксперимента это значение приближается к $\tau_{\phi} = 2$ мкс. В этом случае предельная, или пороговая, величина скорости нарастания световой энергии для оптического магнитного перехода в арсениде марганца равна $\Delta E/\Delta t = 5 \cdot 10^5$ Вт/(см²·с), что хорошо согласуется с результатами измерений на рис. 4.

Все это свидетельствует в пользу фрустрационной модели фазового оптического перехода в арсениде марганца.

1. Awschalom D.D., Kawakami R.K. // Nature. 2000. Vol. 408. P. 923.
2. Говор Г.А., Сирота Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 3. С. 137.
3. Говор Г.А. // ДАН БССР. 1979. Т. 23. № 6. С. 515.
4. Там же. 1985. Т. 29. № 12. С. 1098.
5. Tralle I. // Eur. Phys. J. 2001. B 22. P. 3.
6. Говор Г.А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1444.
7. Там же. 1986. Т. 28. № 1. С. 38.
8. Govor G.A., Barner K., Schunemann J.-W. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. Vol. 113. P. 403.

9. Говор Г.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3510.

10. Schunemann J.-W., Lange A., Góvor G.A. et al. // J. Alloys and Compounds. 1992. Vol. 178. P. 237.

Поступила в редакцию 11.11.2002.

Геннадий Антонович Говор – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией Института физики твердого тела НАН Беларуси.

Валерий Михайлович Добрянский – доктор технических наук, профессор кафедры общей физики БГПУ им. М. Танка.

УДК 669.04:548.735

А.Г. АНИСОВИЧ, О.Н. ШАХРАЙ, В.Г. ШЕПЕЛЕВИЧ

СТРУКТУРА И МИКРОТВЕРДОСТЬ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШЕЙ ФОЛЬГИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Pb – Cd

Quickly quenched foils of Pb – Cd system have the microcrystalline structure and texture (111). Microhardness of the alloy depends on the impurity type and annealing temperature.

Развитие техники обусловило широкое применение пайки в различных областях промышленности, в первую очередь в машиностроении, электронике и электротехнике. В связи с этим большой интерес представляют легкоплавкие припои, в частности на основе свинца. Технологические характеристики припоев зависят от дисперсности их структуры, распределения компонентов, прочности, пластических свойств. В настоящее время разработано новое направление в исследовании и получении материалов с благоприятным сочетанием различных свойств – сверхбыстрая закалка из расплава, при которой скорость охлаждения достигает 10^5 К/с и выше. При использовании этого метода удастся создать структуру, которую невозможно получить с помощью традиционной термической обработки. К сожалению, таких исследований на свинце и его сплавах проведено недостаточно. Следует ожидать, что полученные сверхбыстрой закалкой материалы имеют не только мелкодисперсную, но и более однородную структуру по сравнению с массивными образцами, что является одним из главных требований, предъявляемых к припоям. Авторами данной статьи были проведены исследования структуры и свойств быстрозатвердевшей фольги свинца и его сплавов с кадмием, а также их изменений при отжиге.

Быстрозатвердевшая фольга системы Pb – Cd, содержащая до 28 ат. % Cd, образовалась при затвердевании капли расплава ($\approx 0,2$ г), инжектированной на внутреннюю полированную поверхность быстровращающегося медного цилиндра. Образцы представляли собой тонкую фольгу. Ее сторона, контактирующая с кристаллизатором, имела гладкую блестящую поверхность, а противоположная, контактирующая с атмосферой, была бугристой. Для выявления специфики быстрозатвердевшей фольги были получены литые массивные образцы того же состава. Металлографический анализ проводили на микроскопе Neophot-21. Для выявления структуры использовали раствор соляной кислоты в воде. Рентгеноструктурные исследования выполняли на дифрактометре ДРОН-2 в медном излучении ($\lambda = 1,54$ Å). Текстуру фольги исследовали методом обратных полюсных фигур, полюсную плотность ρ_{hk} дифракционных линий 111, 200, 220, 311, 331 и 420 рассчитывали по методу Харриса [1]. При этом рентгеновское излучение падало либо на