

ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УДК 537.632 : 621.318

К. С. АЛЕКСАНДРОВ, В. А. СЕРЕДКИН, Г. И. ФРОЛОВ, В. Ю. ЯКОВЧУК

(Красноярск)

ОПТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В АМОΡФНЫХ ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Фотоиндуцированные процессы в твердом теле лежат в основе современных методов оптической записи и обработки информации. Наиболее широкое применение в устройствах оптической памяти находят принцип фототермической записи, когда поглощенный свет вызывает нагрев вещества с последующим фазовым переходом. Последнее десятилетие накопители на оптических дисках успешно конкурируют с традиционными запоминающими устройствами. На повестку дня встает вопрос о создании реверсивной оптической памяти. Среди альтернативных материалов — носителей информации для реверсивных оптических ЗУ — на передний край выходят пленки сплавов редкоземельных и переходных металлов (РЗМ — ПМ) [1, 2]. Такие двухподрешеточные ферримагнетики в пленочном состоянии в широкой области концентрации компонент аморфны. Аморфные пленки РЗМ — ПМ имеют большую перпендикулярную анизотропию, малые значения температуры Кюри, большие магнитооптические коэффициенты. Эти свойства наиболее полно отвечают требованиям, выдвигаемым разработчиками реверсивных ЗУ. Запись и считывание информации производится с помощью лазерного луча. Принцип записи термомагнитный (нагрев локальных участков среды до пороговых температур в присутствии подмагничивающего поля), считывание магнитооптическое (эффекты Керра и Фарадея). Плотность записанной информации определяется дифракционным пределом сфокусированного лазерного луча и составляет $\sim 10^8$ бит/см².

Прикладная значимость аморфных пленок РЗМ — ПМ вызвала необходимость расширения фронта физических исследований. В настоящее время проводятся комплексные исследования структурных, магнитных и магнитооптических свойств указанных сплавов. При этом в тени остаются эффекты взаимодействия импульсных оптических излучений с пленками РЗМ — ПМ.

В предлагаемой работе показано, что данное направление требует самого пристального внимания исследователей, чтобы раскрыть все перспективы использования этих материалов в устройствах оптической обработки информации.

1. Термомагнитная запись в пленках РЗМ — ПМ [3]. Запись информации на тонких магнитных пленках (ТМП) термомагнитным способом связана с изменением магнитного состояния локальных участков в результате одновременного воздействия магнитного поля и температуры. Величина магнитного поля записи в отсутствие нагрева недостаточна для перемагничивания пленки. В момент записи в результате теплового воздействия света температура нагретого участка пленки повышается настолько, что поле записи оказывается достаточным для изменения его магнитного состояния. При этом используются различные температурно-

чувствительные характеристики магнитных материалов [4]. Остановимся на двух: температурной зависимости спонтанной намагниченности (запись в точке Кюри) и температурной зависимости коэрцитивной силы.

Метод записи в точке Кюри (T_c) состоит в том, что локальный участок пленки нагревается до температуры, превышающей T_c , при которой M_s и H_c локального участка стремятся к нулю. При охлаждении до исходной температуры в магнитном поле записи H_0 нагретый участок ТМП намагничивается в направлении, заданном этим полем.

Магнитные материалы, у которых коэрцитивная сила значительно понижается задолго до приближения к точке Кюри, также представляют интерес для термомагнитной записи информации. Одной из разновидностей этого типа записи является запись вблизи точки компенсации T_k . В ряде двухподрешеточных магнетиков существует температура $T_k < T_c$, при которой суммарная намагниченность образца обращается в нуль. В точке T_k коэрцитивная сила имеет резкий максимум. В таких материалах достаточно уйти на несколько градусов от T_k , чтобы H_c уменьшилась в 3-4 раза. Если образец поместить в поле записи $H_0 < H_c$, то уже при слабых энергиях оптического излучения нагретые участки будут переключаться. Естественно, что энергетический порог чувствительности в этом случае значительно ниже, чем при записи в T_c . Однако для данных материалов, с одной стороны, возрастают требования к фазовой однородности, с другой — возникает необходимость стабилизации рабочей температуры. Использование температурной зависимости H_c , на наш взгляд, представляет интерес для записи аналоговой информации.

Проведем расчет энергетической чувствительности магнитопленочных материалов при записи с помощью импульсов светового излучения. Оценка чувствительности связана с нахождением температурного поля, возникающего в облученном участке образца, которое играет роль эквивалента записываемого изображения (как дискретного, так и аналогового).

При взаимодействии лазерного излучения с веществом пленки часть энергии поглощается, что приводит в общем случае к возникновению пространственно-неоднородного и нестационарного распределения термодинамических параметров. Один из способов изучения этого взаимодействия основан на предположении, что лазерный импульс может рассматриваться как тепловой источник. Пусть $Q(\mathbf{r}, t)$ — количество тепла, выделяемое лазерным импульсом в единице объема пленки в единицу времени. Тогда в пренебрежении вязкостью и гидродинамической скоростью вещества пленки условие баланса тепла (уравнение теплопроводности) имеет вид [5]

$$\rho T \frac{\partial S}{\partial t} = k \nabla^2 T + Q(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность вещества пленки; $S = S(\mathbf{r}, t)$ — энтропия единицы объема; $T = T(\mathbf{r}, t)$ — температура; k — теплопроводность, которая в дальнейшем считается постоянной. Механизмы передачи тепла, приводящие к (1), могут быть различными, соответственно возможны различные варианты дальнейшего упрощения уравнения (1). Предположим, что процесс передачи тепла происходит при постоянном давлении P , а плотность $\rho(\mathbf{r}, t)$ меняется вследствие изменения температуры $T(\mathbf{r}, t)$. В этом случае имеем для $S(T, P)$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{C_p}{T} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2)$$

где C_p — удельная теплоемкость, и уравнение (1) принимает вид

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + Q(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

Уравнение (3) необходимо решать совместно с уравнением для плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$. При дополнительном условии $\rho = \text{const}$ (3) принимает

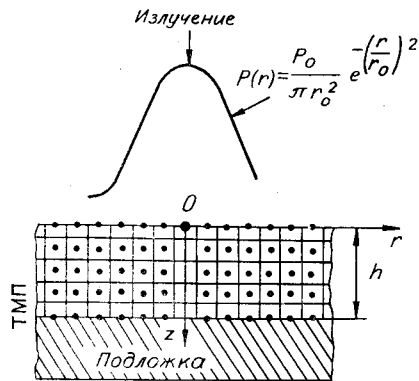


Рис. 1. Схема лазерного облучения тонкой пленки

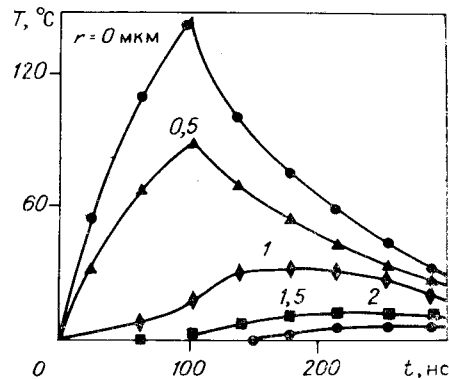


Рис. 2. Изменение температуры на поверхности пленки РЗМ — ПМ

стандартный вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_p \nabla^2 T + \frac{Q(\mathbf{r}, t)}{\rho C_p} \quad (4)$$

$$(\kappa_p = k/\rho C_p).$$

Применительно к пленкам сплавов РЗМ — ПМ (4) численно решалось в [6] совместно с аналогичным уравнением для распределения T в подложке. В этой работе лазерный луч с радиальным распределением плотности мощности излучения $P(r, t)$ ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$) облучает поверхность пленки толщиной h , находящейся на непоглощающей подложке (рис. 1). Следуя [6], представим $Q(\mathbf{r}, t)$ в (4) в виде

$$Q(\mathbf{r}, t) = - \frac{dP_0(r, z)}{dz} S_\tau(t); \quad (5)$$

$$P_0(r, z) = P_0(r) (1 - R) e^{-\alpha_n z}, \quad (6)$$

где $P_0(r, z)$ — плотность поглощаемой в пленке мощности излучения; $S_\tau(t)$ — функция, определяющая форму лазерного импульса во времени; $P_0(r)$ — радиальная часть плотности мощности лазерного излучения; R — коэффициент отражения; α_n — коэффициент поглощения. В дальнейшем при проведении конкретных оценок удобно выбрать:

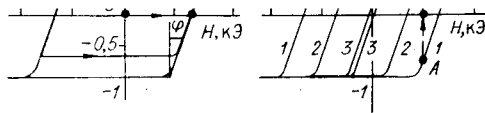
$$P_0(r) = \frac{P_0}{\pi r_0^2} e^{-r^2/r_0^2}; \quad (7)$$

$$S_\tau(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq \tau; \\ 0, & t > \tau. \end{cases} \quad (8)$$

В [6] были выбраны следующие начально-краевые условия при численном решении уравнения (4):

$$\begin{aligned} T = T_s = T_0 & \quad (t = 0); \\ T = T_s = T_0 & \quad (r = \infty \text{ или } z = \infty); \\ T(\mathbf{r}, t) = T_s(\mathbf{r}, t) & \quad (z = h); \\ k \frac{\partial T}{\partial z} = k_s \frac{\partial T_s}{\partial z} & \quad (z = h), \end{aligned} \quad (9)$$

где T_s и k_s — температура и теплопроводность подложки. На рис. 2 (взяты из [6]) приведены результаты численного расчета распределения $T(r, z = 0, t)$ в магнитооптической аморфной пленке (РЗМ — ПМ), помещенной на стеклянную подложку. Параметры, соответствующие рис. 2, следующие: $P_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ Вт; $\tau = 10^{-7}$ с; $r_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ см; $h = 10^{-5}$ см; $k = 40$ Вт/м · град; $C = 400$ Дж/кг · град; $\rho = 8$ г/см³; $\alpha_n = 2 \cdot 10^7$ м⁻¹; $R =$



1 = const; 0 — предельные петли при $T_1 = T_0 = 20^\circ \text{C}$ (1), $T_2 = 60^\circ \text{C}$ (2), $T_3 = 95^\circ \text{C}$ (3); мощность лазера 5 мВт; длительность импульса 100 нс; радиус луча 0,5 мкм

$= 0,5$; для подложки: $k_s = 1,09$ Вт/м · град; $C_s = 670$ Дж/кг · град; $\rho_s = 2,9$ г/см³. Согласно [6] при выбранных параметрах разность температуры в пленке вдоль оси z $T(r, z=0, t) - T(r, z=h, t)$ не превышала 5° . Как видно из рис. 2, имеются две характерные особенности распределения $T(r, z=0, t)$ в радиальной плоскости поверхности пленки.

1. Отклонение от линейного закона $T \propto t$ в области $\Delta r \leq r_0$, означающее, что за время действия импульса $\tau = 100$ нс область центрального участка пленки (вблизи $(r=0)$) успевает нагреться и частично передать тепло в другие области. Действительно, согласно (4) время t_{r_0} остывания области $\Delta r \leq r_0$ за счет переноса тепла в радиальном направлении определяется оценкой

$$t_{r_0} \approx \frac{r_0^2}{\kappa} = 2 \cdot 10^{-8} < \tau = 10^{-7} \text{ с.}$$

Кроме того, существенным оказывается также процесс диффузии тепла в подложку, происходящий за характерное время τ_v .

2. Области с $r \geq 1$ мм продолжают нагреваться некоторое время ($t > \tau$) после прохождения лазерного импульса.

Представленные в работе [6] данные позволяют выбрать оптимальные значения мощности и длительности импульсов лазерного излучения для записи цифровой информации на магнито пленочных материалах.

2. Термомагнитная запись аналоговой информации. Для разработки устройств с оптической обработкой информации большие перспективы открывает запись информации аналогового вида (в частности, фотографическая, голографическая и т. д.). Для ее реализации ведется широкий поиск материалов среди галоидно-серебряных, бессеребряных немагнитных и магнитных сред. Нами показана возможность записи аналоговой информации на пленках РЗМ — ПМ, обладающих одноосной анизотропией с осью легкого намагничивания (ОЛН), перпендикулярной плоскости пленки [7, 8].

Для осуществления термомагнитной записи аналоговой информации необходимы ТМП с «наклонной» петлей гистерезиса, в которых коэрцитивная сила (H_c) уменьшается с ростом температуры и совпадает по величине для предельной и частных петель гистерезиса.

Типичный вид петель гистерезиса для пленок РЗМ — Fe при фиксированном значении температуры приведен на рис. 3, а. Для пленок в размагниченном состоянии увеличение внешнего магнитного поля H ($H // \text{ОЛН}$) вплоть до $H \sim H_c$ не приводит к изменению намагниченности (отрезок OA). Дальнейшее увеличение поля сопровождается линейным ростом намагниченности (AB). При снятии поля достигнутое значение M не меняется (BC). Частные и предельные петли гистерезиса отличаются только «раскрытием» по оси M .

При увеличении температуры величина раскрытия предельной петли гистерезиса уменьшается, а форма ее сохраняется (кривые 1—3 на рис. 3, б). Отметим также, что если при $T = T_1$ и $H = H_0$ пленка находится в состоянии A (см. рис. 3, б), то при увеличении температуры до $T = T_2$ она переходит в состояние A' . Уменьшение температуры до $T = T_1$ не переводит магнитную систему ТМП обратно в состояние A , состояние A' сохраняется. При этом увеличение внешнего магнитного поля не меняет величину относительной намагниченности (отрезок $A'B$) до тех пор, пока не достигнута предельная петля гистерезиса (точка B),

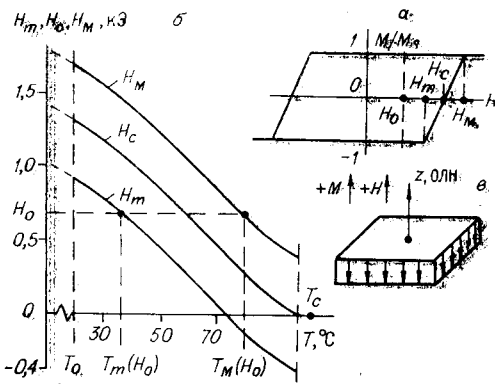


Рис. 4. Температурное поведение «спинки» предельной петли гистерезиса для пленки TbFe

верхнюю границы интервала магнитных полей, в котором происходит изменение намагниченности от $-M_s(T)$ до $+M_s(T)$ при фиксированной температуре T (рис. 4, а). Для диапазона полей $H_m < H < H_M$, как следует из экспериментальных данных (см. рис. 3), изменение M можно аппроксимировать линейной функцией

$$\frac{M(T)}{M_s(T)} = 2 \frac{H - H_m(T)}{H_M(T) - H_m(T)} - 1, \quad H_m(T) \leq H \leq H_M(T). \quad (10)$$

Зависимости H_m , H_c , H_M от температуры для пленки TbFe представлены на рис. 4, б. Такие зависимости являются типичными для всех исследованных в работе пленок РЗМ — Fe. Видно, что в широкой области температур эти зависимости носят линейный характер. Для любого значения поля $0 < H = H_0 < H_m(T_0)$ (T_0 — комнатная температура) существует такой интервал температур $T_m(H_0) \leq T \leq T_M(H_0)$ (см. рис. 4, а, б), в котором относительная намагниченность $M(T)/M_s(T)$ меняется от -1 до $+1$. Считая зависимость полей H_m , H_c , H_M от T (см. рис. 4, б) линейной, для намагниченности $M(T)$ получим

$$\frac{M(T)}{M_s(T)} = 2 \frac{T - T_m(H_0)}{T_M(H_0) - T_m(H_0)} - 1, \quad T_m(H_0) \leq T \leq T_M(H_0). \quad (11)$$

Легко видеть, что формулы (10) и (11) тождественны.

Таким образом, если в исходном состоянии пленка при $T = T_0$ намагничена до насыщения в z -направлении (рис. 4, в), то при наложении магнитного поля в противоположном направлении $0 < H_m = H_0 < H_m(T_0)$ магнитное состояние ТМП не изменится. Увеличение температуры также не будет менять этого состояния до тех пор, пока температура не достигнет такого значения $T_m(H_0)$, при котором нижняя граница «спинки» предельной петли гистерезиса не совпадает с полем H_0 ($H_m|_{T_m(H_0)} = H_0$) (см. рис. 3, б, 4). При дальнейшем росте температуры «спинка» петли продолжает смещаться в сторону нулевых полей, при этом относительная намагниченность растет в соответствии с формулой (11). Такое изменение намагниченности происходит до тех пор, пока температура не станет равной $T_M(H_0)$, при которой верхняя граница «спинки» петли гистерезиса не достигнет H_0 ($H_M|_{T_M(H_0)} = H_0$). При $T = T_M(H_0)$ пленка оказывается намагниченной до насыщения в $+z$ -направлении. Последующий нагрев не изменяет направления магнитного момента ТМП и величину относительной намагниченности.

Из вышеизложенного видно, что пленки РЗМ — Fe позволяют регистрировать как температурный рельеф (например, тональные изображения, голограммы и т. д.), так и рельеф магнитного поля (поля рассеяния на магнитных лентах, головках и т. д.).

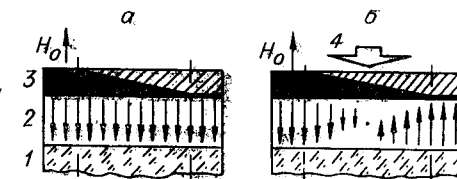


Рис. 5. Схема термомагнитной записи температурного рельефа: а — состояние ТМП до засветки; б — после засветки; 1 — стеклянная подложка; 2 — пленка RFe; 3 — негатив; 4 — световое излучение

а при уменьшении поля до нуля магнитная система оказывается в состоянии B' (см. рис. 3, б).

Обозначим через $H_m(T)$ и $H_M(T)$ соответственно нижнюю и



Рис. 6. Вид тонального магнитного изображения, записанного на пленке TbFe, при положении анализатора $+3,5$ (а); 0 (б); $-3,5$ (с).

Рассмотрим ТМЗ аналоговой информации на примере записи тонального изображения. Процесс записи заключается в следующем.

В исходном состоянии при комнатной температуре магнитная пленка РЗМ — Fe, приведенная в контакт с негативом, находится в однодоменном состоянии с ориентацией намагниченности в $-z$ -направлении (рис. 5). Перпендикулярно плоскости пленки в $+z$ -направлении приложено внешнее магнитное поле $H = H_0$ (H_0 — поле записи). При этой температуре внешнее поле никаких изменений магнитного состояния ТМП не вызывает, $H_0 < H_m(T_0)$. Нагрев системы негатив — магнитная пленка осуществлялся импульсами светового излучения длительностью 10^{-6} с от импульсной лампы типа ИФП-1200. При воздействии светового излучения пространственное распределение плотности негатива однозначно определяет распределение локальных температур (температурного рельефа)* в плоскости пленки. При этом изменение локальных температур $T_m(H_0) < T < T_M(H_0)$ приводит к соответствующему изменению локальных относительных намагниченностей ТМП, лежащих в интервале -1 — $+1$. Сформированная таким образом в момент засветки доменная структура повторяет в конечном счете изображение на негативе. При охлаждении пленки до комнатной температуры доменная структура «замораживается» и сохраняется после снятия поля записи.

Визуализация и фотографирование полученного таким образом тонального магнитного изображения осуществлялись с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Вид зарегистрированного магнитной пленкой TbFe тонального изображения представлен на рис. 6.

Видно, что эти пленки позволяют не только осуществлять на них запись тональных изображений, но и проводить визуализацию записанного изображения в любой промежуточной фазе — от позитива до негатива, изменяя угол плоскости поляризации анализатора (или поляризатора) относительно положения, соответствующего полной компенсации.

Оптимальными условиями для преобразования температурного рельефа в соответствующий магнитный рельеф ТМП с минимальными искажениями являются следующие: 1) поле записи H_0 должно быть равным значению H_m при температуре пленки T_0 , $H_0 = H_m(T_0)$; 2) разность $[H_M(T_0) - H_m(T_0)]$ меньше H_0 ; 3) максимальная температура локальных участков после теплового воздействия должна быть такой, при которой

* Температурный рельеф в плоскости пленки может быть получен и другими способами (например, при регистрации структуры излучения оптических квантовых генераторов) [9].

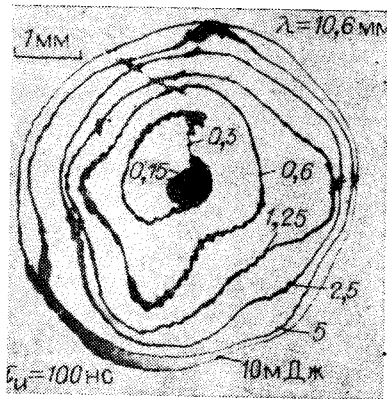


Рис. 7. Структура пучка излучения лазера CO_2 , зарегистрированная пленкой $D_9\text{Fe}$



Рис. 8. Запись на пленке TbFe , произведенная немагнитным наконечником

поле $H_m(T_{\text{пред}}) = H_0$. Температурный динамический диапазон определяется выражением

$$T_0 < T < T_{\text{пред}} \quad (12)$$

Видно, что чем меньше динамический диапазон температурного рельефа $T_{\text{пред}} - T_0$, тем меньше разница $H_m(T_0) - H_m(T_{\text{пред}})$, т. е. пленки обладают более крутыми «спинками» петли гистерезиса.

Если оптимальные условия не будут выполнены, то при записи возникают искажения. В частности, при $H_0 < H_m(T_0)$ будут искажения со стороны низких температур ($T \approx T_0$), а при $H_m(T_0) < H_0 < H_m(T_{\text{пред}})$ сужается динамический диапазон изменения относительной намагниченности, т. е. ни один из участков ТМП не достигает насыщения в $-z$ -направлении. В случае же, когда $H_m(T_{\text{пред}}) < H_0$, искажения возникают со стороны высоких температур, а при $H_m(T_{\text{пред}}) > H_0 > H_m(T_{\text{пред}})$ сужается динамический диапазон изменения относительной намагниченности.

Параметры используемых пленок РЗМ — Fe как среды-регистратора информации аналогового вида: энергетическая чувствительность, рассчитанная из данных битовой записи информации, составляет 10^{-4} Дж/град·см²; линейное разрешение $\sim 10^3$ (определялось методом муаровых картин); минимальное время экспозиции 10^{-8} с; количество циклов записи — стирание не менее 10^6 .

3. Новый механизм оптической записи в пленках РЗМ — ПМ. Нами были проведены исследования по регистрации на пленках РЗМ — Fe (РЗМ — Tb, D_9) световых импульсных излучений в широком диапазоне длин волн (от ультрафиолета до далекой инфракрасной области спектра) при изменении длительности излучений от 10^{-11} до 10^{-3} с. Полученные результаты трудно объяснить с позиций термомагнитного принципа записи.

Во-первых, при ТМЗ динамический диапазон регистрируемых энергий $U_{\text{max}}/U_{\text{min}} \approx 5$ (U_{min} — минимальная энергия, которая может быть зарегистрирована в данных условиях; U_{max} — энергия, при которой наблюдаются необратимые изменения параметров материала). Нами получен динамический диапазон для различных длин волн ~ 100 .

В качестве примера на рис. 7 приведен вид структуры пучка излучения импульсного лазера на CO_2 при различных уровнях энергии излучения. Регистрация осуществлялась на пленке $D_9\text{Fe}$. При изменении энергии излучения от $U_{\text{min}} = 0,15 \cdot 10^{-3}$ до $U_{\text{max}} = 10 \cdot 10^{-3}$ Дж плотность энергии в центре записанного участка возрастает более чем в 100 раз. В случае реализации механизма ТМЗ температура в центре участка должна превысить температуру испарения пленки.

Во-вторых, при переходе от наносекундных импульсов к пикосекундным наблюдается значительное увеличение энергетической чувстви-

тельности — снижение U_{min} . При этом облученный участок нагревается до температуры $T \ll T_c$. Факт записи информации также не может быть объяснен в рамках термомагнитного механизма.

Для объяснения указанных результатов ниже предложен другой механизм записи, учитывающий большую магнитострикцию в сплавах РЗМ — ПМ. В дальнейшем по аналогии с термомагнитной записью будем называть этот принцип упругомагнитным (УМЗ) [10].

Пусть энергия лазерного пучка поглощается локальным участком пленки толщиной $h = 1/\alpha_n$ (α_n — коэффициент поглощения света); $D/h \gg 1$ (D — диаметр облучаемого участка). Если длительность лазерного импульса τ достаточно мала, так что эффекты диффузии тепла не успевают проявиться, то вся поглощенная энергия идет на увеличение внутренней энергии U вещества локального участка. Будем считать, что за время τ в облучаемом участке устанавливается состояние термодинамического равновесия, а возможное изменение размеров участка связано лишь с изменением h (оценки показывают, что оба допущения являются оправданными). Основное термодинамическое тождество запишется в виде

$$dU = TdS + P\sigma dh \quad (\sigma = \pi D^2/4) \quad (13)$$

(остальные обозначения взяты из п. 1).

В качестве уравнения состояния воспользуемся обобщенным законом Гука [11]:

$$P = E \left\{ \frac{h}{h_0} [1 - \alpha(T - T_0)] - 1 \right\}, \quad (14)$$

где α — коэффициент линейного температурного расширения; E — модуль Юнга; $h_0 = h$ (при $T = T_0$ и $P = P_0 = 0$). Если за время импульса упругие деформации не успевают проявиться ($\tau < h/V_s$, V_s — скорость звука), то процесс поглощения лазерной энергии можно считать изохорическим ($h = h_0 = \text{const}$). В этом случае из (13) и (14) имеем для изменения температуры $\Delta T = T - T_0$ и давления P

$$\Delta T = \Delta U / \rho VC; \quad P = -E\alpha\Delta T. \quad (15)$$

Выпишем также характерные параметры для случая адиабатического процесса ($S = \text{const}$), который может давать вклад при более длинных импульсах ($\tau \sim h/V_s$):

$$\Delta T = \frac{T_0\alpha}{\rho C} \sqrt{\frac{E\Delta U}{V}}; \quad P = -\frac{\rho C\Delta T}{T_0\alpha}; \quad \frac{\Delta h}{h_0} = \frac{\rho C\Delta T}{T_0\alpha E}, \quad (16)$$

где ΔU — передаваемая лазерным импульсом энергия; ρ , C , V — плотность, теплоемкость и объем облучаемого участка; $\Delta h = h - h_0$.

Приведем численные оценки изменения температуры и давления. Выберем экспериментально реализуемые параметры: энергию $\Delta U = 0,5 \cdot 10^{-11}$ Дж и длительность импульса $\tau = 30 \cdot 10^{-12}$ с ($h_0 = 10^{-5}$ см; $D = 10^{-4}$ см; $E = 3 \cdot 10^{11}$ Н/м²; $\alpha = 10^{-5}$ град⁻¹; $\rho = 8$ г/см³; $C = 400$ Дж/кг · град). В этом случае для изохорического процесса имеем $T = 20^\circ\text{C}$; $P = -600$ кг/см², для адиабатического $-\Delta T = 4,1^\circ\text{C}$; $P = -4,3 \cdot 10^4$ кг/см²; $\Delta h/h_0 = -1,3 \cdot 10^{-2}$. Как видно, в обоих случаях $\Delta T \ll T_c$ и развивается давление сжатия.

Оценим, достаточно ли величины этих давлений для перемагничивания локальных участков. Для магнитострикционного материала можно записать: $U = \lambda_s P$, где U — магнитоупругая энергия, вызванная давлением P ; λ_s — коэффициент магнитострикции. Чтобы перемагнитить участок, U должна быть сравнима с энергией одноосной магнитной анизотропии K_u , т. е. необходимое давление $P \simeq K_u/\lambda_s$. Для аморфных пленок TbFe $K_u \simeq 10^5$ эрг/см³, $\lambda_s \simeq 10^{-4}$ [12]. Тогда $P \simeq 10^3$ кг/см². Таким образом, при облучении локального участка коротким импульсом оптического излучения при определенных значениях энергии излучения можно

практически без нагрева получить в нем давления, достаточные для компенсации энергии магнитной анизотропии. Если поместить этот участок в небольшое подмагничивающее поле H_0 , то произойдет его перемагничивание.

Из предложенной модели вытекают следующие два вывода:

1. Запись информации на пленках РЗМ — ПМ можно проводить при постоянной температуре, создавая в них определенное статическое давление.

2. В диапазоне длительностей импульсов световых излучений τ 10^{-7} — 10^{-10} с энергетическая чувствительность среды U_{\min} будет тем выше, чем короче излучение: $U_{\min}(\tau) \propto \tau$; в области $\tau \leq 10^{-11}$ $U_{\min}(\tau) \approx \text{const}$.

Эти выводы были проверены. Как показано выше, для перемагничивания локального участка пленки необходимо приложить давление $\sim 10^3$ кг/см². Примерно такие давления возникают при письме твердым карандашом. На рис. 8 представлен пример записи немагнитным накопчиком на пленке TbFe.

При изменении длительности лазерного импульса нами были получены следующие энергетические чувствительности: $\tau = 10^{-7}$ с ($\lambda = 10,6$ мкм), $U_{\min} = 2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см²; $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с ($\lambda = 0,35$ мкм), $U_{\min} = 3 \cdot 10^{-3}$ Дж/см²; $\tau = 3 \cdot 10^{-11}$ ($\lambda = 0,53$ мкм), $U_{\min} = 4 \cdot 10^{-4}$ Дж/см². Последнее значение U_{\min} близко к асимптотическому.

Более подробное обсуждение предложенного механизма записи, а также анализ процесса перемагничивания локального участка пленки, облученного пикосекундным импульсом, и оценка энергетической чувствительности от длительности импульса будут опубликованы в дальнейшем.

В заключение отметим, что использование явления УМЗ расширяет функциональные возможности устройств оптической памяти на пленках РЗМ — ПМ, так как при этом значительно сокращается время цикла записи — стирание.

ЛИТЕРАТУРА

1. White R. M. Research opportunities in magnetic materials // J. Appl. Phys.— 1985.— V. 57(1).— P. 2996.
2. Буркова Л. В., Фролов Г. И. Аморфные пленки TbFe — перспективный материал для электронной техники // Зарубеж. электрон. техника.— 1987.— № 9.
3. Фролов Г. И., Середкин В. А., Яковчук В. Ю. Термомагнитная запись на пленочных сплавах переходных и редкоземельных металлов.— Красноярск, 1985.— (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИФ; 368Ф).
4. Chen D. Magnetic materials for optical recording // Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 4.— P. 767.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.— Т. 6.
6. Shin S.-C. Thermal analysis of magneto-optical thin films under laser irradiation // J. Magn. and Magn. Mater.— 1986.— V. 64, N 3.— P. 301.
7. Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. Термомагнитная запись полугонимых оптических изображений на пленках (R-Tb, D₉) // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, вып. 6.
8. Буркова Л. В., Ерухимов М. Ш., Середкин В. А. и др. Термомагнитная запись аналоговой информации на пленках RFe(R-Tb, D₉) // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 4.
9. Александров К. С., Болотских Л. Т., Попков В. Г. и др. Исследование качества обращения волнового фронта ИК-излучения методом термомагнитной записи изображения // ДАН СССР.— 1986.— Т. 286, № 3.
10. Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. Особенности фототермических процессов записи в аморфных пленочных сплавах переходных и редкоземельных металлов // III Всесоюз. конф. по вычислительной оптоэлектронике: Тез. докл.— Ереван: Изд-во АрмССР, 1987.— Ч. 1.
11. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика. Статистическая физика и кинетика.— М.: Наука, 1977.
12. Clark A. E. Handbook of the physics and chemistry of rare earths.— Amsterdam: North-Holland Publ. Company, 1979.— Ch. 15.

Поступила в редакцию 17 декабря 1987 г.