

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ В МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Представлено аналитическое решение задачи динамики нагрева многослойной магнитной структуры при проведении термомагнитной записи информации. Приведены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей остаточной намагниченности диоксида хрома для различных значений напряженности регистрирующего поля. Описана методика расчета и рассмотрены особенности распределения намагниченности по элементам записи.

Авторами выполнен анализ процессов нагрева и изменения распределений намагниченности носителя при электронно-лучевой термомагнитной записи (ТМЗ) в многослойных магнитных структурах (ММС). Исследуемая структура описана в работе [1] и представляет

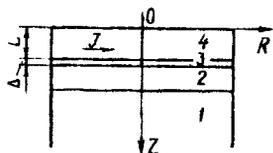


Рис. 1

собой выращенную на гранатовой подложке 1 (рис. 1) магнитооптическую пленку феррита-граната 2, на которую со стороны воздействия электронного луча последовательно нанесены: немагнитный отражающий слой 3 толщиной Δ и коэрцитивный регистрирующий слой 4 толщиной L .

Применение коэрцитивного слоя дает возможность увеличить угол вращения плоскости поляризации считывающего луча за счет увеличения толщины магнитооптической пленки. При этом, благодаря возможности формирования во время ТМЗ элементов записи значительно меньших размеров, чем при регистрации непосредственно на магнитооптической пленке, снимается ряд ограничений по динамическому диапазону записи [2].

Следует отметить, что данная структура отличается от традиционных [3] тем, что ось легкого намагничивания регистрирующего слоя 4 находится в плоскости мишени, а сам слой 4 предварительно намагничен полем H_n . Это позволяет использовать при ТМЗ эффект магнитного усиления [1], заключающийся в увеличении, под воздействием полей рассеяния соседних намагниченных объемов и/или внешнего поля, намагниченности объема, подвергавшегося локальному нагреву. Уровень остаточной намагниченности элемента записи определяется характером зависимости магнитной восприимчивости от температуры и значением начальной намагниченности.

Анализ эффекта магнитного усиления сводится к решению двух задач: поиску пространственно-временного распределения температурных полей и расчету распределения магнитных полей в области элемента записи.

Воспользуемся аналитическим решением, полученным нами в результате перехода к модели теплофизической задачи нагрева, которая наиболее полно учитывает основные особенности взаимодействия электронов с мишенью.

Процесс термомагнитной записи на рассматриваемую структуру состоит в следующем. Регистрирующий коэрцитивный слой 4 намагничивается в направлении «легкая плоскость» полем H_{II} с напряженностью $H_c \leq H_{II} \leq H_c + 0,5 (H_{II} - H_c)$, где H_c — коэрцитивная сила слоя 4. Для записи информации определенный участок нагревается электронным лучом до заданной температуры T . После окончания нагрева объем структуры остывает, образуя элемент ТМЗ — область с измененной намагниченностью и конкретными линейными размерами, определяемыми параметрами записывающего луча.

В работе [4] описывается динамика температурных процессов в объеме носителя информации — мишени. Однако при этом не учитывается специфика взаимодействия электронного луча с материалом мишени. Полный анализ такой задачи в общем случае требует численного решения нелинейных уравнений теплопроводности для многослойной структуры с объемными источниками, учитывающими процесс передачи энергии электронов пленке [5]. Такой путь обычно громоздок, требует больших вычислительных затрат и не позволяет в наглядной форме выделить основные параметры, влияющие на характеристики ТМЗ, а также проанализировать соответствующие зависимости. Однако, как показано далее, расчет можно значительно упростить, используя ряд допущений, вытекающих из условий и особенностей проведения электронно-лучевой ТМЗ.

1. Поскольку теплофизические характеристики подложки и магнитооптической пленки близки по значению [2], их можно рассматривать как однородную пластину, характеристики которой соответствуют параметрам пленки (коэффициент теплопроводности $\lambda \approx 7,7$ Вт/(м · К), удельная теплосмкость $c \approx 354$ Дж/(кг · К). Удельная плотность пленки $\rho = 5900$ кг/м³).

2. В связи с тем, что процесс нагрева электронным лучом протекает достаточно быстро (длительность импульса $\tau_{II} \leq 330$ нс), магнитооптический слой 2 можно рассматривать как полубесконечный объем.

3. Предполагается, что для используемых значений разности температур изменение теплофизических характеристик коэрцитивного слоя 4 (диоксида хрома) не оказывает заметного влияния на динамику температурных процессов. Пренебрежение этими изменениями позволяет считать задачу линейной.

Задача нагрева в этом случае описывается уравнением теплопроводности для двухслойной структуры, состоящей из слоя толщиной l и полугограниченного тела,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T = \begin{cases} 0 & Z < 0 \\ P(R, Z, t) & L \geq Z \geq 0 \end{cases} \quad (1)$$

с граничными условиями второго рода (равенство нулю теплового потока через ограничивающую поверхность) на границе раздела вакуум — нагреваемая среда. Здесь T — текущая температура; t — текущее время; $a = \lambda / (\rho c)$ — коэффициент температуропроводности коэрцитивного слоя; R и Z — цилиндрические координаты точки, в которой определяется значение температуры (начало координат выбрано на поверхности мишени в центре воздействия электронного луча). Функция объемных источников $P (R, Z, t)$ определяется процессами взаимодействия электронов с материалом мишени, и при использовании относительно малых энергий луча ($E = 15$ кэВ) для нормального закона распределения мощности пучка на поверхности мишени равна

$$P (R, Z, t) = \frac{P_0}{h \sigma^2 \pi \sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{R^2}{2 \sigma^2} \right) \exp \left(- \frac{Z^2}{2 h^2} \right), \quad (2)$$

где σ — полуширина плотности тока электронного луча ($\sigma = 0,42 \sigma_{0,5}$); $h = H/3$, H_B — максимальная глубина проникновения электронов, определяемая по формуле Виддингтона [6]. В этом случае решение задачи распределения температур T_σ для мгновенного объемного источника мощностью P можно получить в аналитическом виде:

$$T_\sigma = \frac{P_0 \exp \left(- \frac{R^2}{2 \sigma^2} \left(1 + \frac{2at}{2at + \sigma^2} \right) \right)}{(2\pi)^{1,5} (2at + \sigma^2) \sqrt{2at + h^2}} \times \\ \times \left\{ \exp \left(- \frac{Z^2}{2h^2 + 4at} \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{Z}{4at \sqrt{1/h^2 + 1/(4at)}} \right) \right) + \right. \\ + \exp \left(- \frac{(2L - Z)^2}{2h^2 + 4at} \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{2L - Z}{4at \sqrt{1/h^2 + 1/(4at)}} \right) \right) + \\ + \xi \left[\exp \left(\frac{-Z^2}{2h^2 + 4at} \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{Z}{4at \sqrt{1/h^2 + 1/(4at)}} \right) \right) + \right. \\ \left. \left. + \exp \left(- \frac{(2L + Z)^2}{2h^2 + 4at} \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{2L + Z}{4at \sqrt{1/h^2 + 1/(4at)}} \right) \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\xi = \frac{\lambda - \lambda_n}{\lambda + \lambda_n} + \frac{\lambda (\lambda_n - \lambda_c)}{(\lambda + \lambda_c) (\lambda + \lambda_n)} \left(1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\Delta}{10^{-7}} \right)$; λ_n и λ_c — коэффициенты теплопроводности магнитооптической пленки 2 и тонкого немагнитного слоя 3 соответственно; $\operatorname{erf} (x)$ — интеграл вероятностей. Коэффициент ξ учитывает величину теплопередачи между коэрцитивным слоем 4 и магнитооптической пленкой 2 при изменении толщины отражающего покрытия.

Нестационарное температурное распределение при начальной температуре мишени T_0 и изменении во времени параметров луча (мощ-

ности $P(t)$ и координаты центра $R(t)$) можно определить из следующего соотношения:

$$T(t) = \int_0^t T_{\sigma}[(t - \tau), R(\tau), P(\tau), \sigma] d\tau + T_0. \quad (4)$$

В случае прямолинейного движения луча при сканировании в плоскости мишени со скоростью V_n и начальном отклонении центра воздействия X_0

$$R(t) = \sqrt{R^2 + (V_n t - X_0)^2}.$$

Таким образом, алгоритм расчета при переходе к рассматриваемой модели электронно-лучевого нагрева значительно упрощается, требуя вычисления только одного интеграла по времени $T(t)$, что, в свою очередь, сократило вычислительные затраты и позволило провести анализ процесса нагрева также в случае изменяющихся условий: движения электронного луча и изменения мощности луча во времени.

Используемый коэрцитивный слой диоксида хрома имеет следующие характеристики: коэффициент теплопроводности $\lambda \sim 9$ Вт/(м · К); удельная теплоемкость $c \sim 0,5$ Дж/(кг · К); плотность $\rho = 1500$ кг/м³.

Расчет по формуле (4) динамики температурных процессов позволил определить следующие особенности процесса нагрева.

А. Вследствие относительно высокой теплопроводности $\chi\alpha$ коэрцитивного слоя 4 ($\alpha = 10^{-4}$ м²/с), процессы перераспределения тепла в нем протекают быстро. Так, время догрева [2] на глубине $Z = 2$ мкм не превышает 1 нс, при этом относительное значение температуры догрева не превышает 1 %.

Б. Для указанных материалов мишени и длительности воздействия электронным лучом $\tau_n \leq 330$ нс изменение толщины L регистрирующего коэрцитивного слоя при условии $L \geq 5$ мкм практически не влияет на температурные распределения в нем.

В. С уменьшением L нагрев коэрцитивного слоя происходит быстрее, а зависимость температуры нагрева от длительности воздействующего импульса становится более линейной.

Г. При $L \leq 2$ мкм коэрцитивный слой прогревается практически равномерно (с относительным изменением температуры не более 4%) по всей глубине Z .

Д. Пренебрежение различными значениями теплопроводности слоев может привести к относительной ошибке при расчете размеров элементов записи до 100%.

Е. Пренебрежение эффектом проникновения электронов в материал мишени приводит к относительной погрешности при определении местоположения изотерм относительно центра воздействия до 70%, возрастающей с увеличением L .

Задача расчета распределений магнитных полей в области элемента записи может быть решена на основе применения следующего описания зависимости остаточной намагниченности $B(H_H, T_{\max})$ диоксида хрома, используемого в качестве коэрцитивной пленки, от максимальной температуры нагрева T_{\max} и напряженности магнитного поля H_H :

$$B(H_H, T_{\max}) = B_{\max} \left(1 - \frac{\exp - (H_H / (\sqrt{2} H(T)))^2}{f(H_H, T_{\max})} \right), \quad (5)$$

где $B_{\max} = 0,14$ Тл — индукция насыщения, $H(T)$ — температурная зависимость поля, необходимого для намагничивания объема до уровня 0,39, от индукции насыщения:

$$H(T) = \begin{cases} 120 / \sum_{n=0}^7 a_n (T - 90)^n, & \text{если } T \geq 90^\circ\text{C}, \\ 120 / (0,9455 + 5,5925 \cdot 10^{-3} T + 1,9887 \cdot 10^{-5} T^2) & \text{при } T < 90^\circ\text{C}, \end{cases} \quad (6)$$

где $a_0 = 1,6166$; $a_1 = 1,8141 \cdot 10^{-2}$; $a_2 = 1,7816 \cdot 10^{-3}$; $a_3 = 5,8667 \times 10^{-5}$; $a_4 = -2,3513 \cdot 10^{-6}$; $a_5 = 6,0902 \cdot 10^{-8}$; $a_6 = 8,4227 \cdot 10^{-9}$; $a_7 = 2,6466 \cdot 10^{-11}$. Корректирующая функция $f(H_H)$, учитывающая особенности поведения зависимости магнитной восприимчивости от поля намагничивания, для диоксида хрома имеет следующий вид:

$$f(H) = 1 - 1,7 \cdot 10^{-3} H + \left(H \sum_{n=0}^5 b_n T^n \right)^{\sqrt{0,11 + 0,952(130 - T)}}, \quad (7)$$

где $b_0 = 6,944 \cdot 10^{-3}$; $b_1 = -1,6898 \cdot 10^{-5}$; $b_2 = 1,1724 \cdot 10^{-6}$; $b_3 = 5,4037 \cdot 10^{-8}$; $b_4 = -1,4834 \cdot 10^{-9}$; $b_5 = 9,3467 \cdot 10^{-12}$.

В формулах (5)—(7) размерность H_H — в кА/м, T — в градусах Цельсия. Приведенные выражения получены в результате анализа экспериментальных зависимостей намагниченности диоксида хрома для различных значений H_H и T_{\max} (рис. 2). На графиках рис. 2 использованы следующие обозначения кривых: 1 — $T = 293$ К; 2 — 363; 3 — 373; 4 — 378; 5 — 383; 6 — 388; 7 — 393; 8 — 403 К.

Поскольку в процессе записи локально изменяется температура в области элемента записи, то при проведении ТМЗ эта зона находится в полях рассеяния определенного ферромагнитного объема, намагниченность которого не претерпевает существенных изменений. Для вычисления полей рассеяния необходимо определить границы этого объема. Как следует из экспериментальных данных, представленных на рис. 2, коэрцитивный слой начинает размагничиваться при температуре нагрева, превышающей 70° С. Следовательно, можно предполо-

жить, что в случае импульсного точечного нагрева элемент записи формируется в полях рассеяния бесконечной ферромагнитной пластины (слоя 4) намагниченностью J , с отверстием радиусом r , соответствующим изотерме 70°C . Составляющая поля рассеяния такой пластины по оси легкого намагничивания в области отверстия радиусом r , в точке, отстоящей относительно выбранного начала координат x на x_1 , по y — на y_1 , по z на z_1 , может быть определена по формуле

$$H_x = q \int_{x=0}^r \left(+S_x \left((x_1 - x), (y_1 - \sqrt{r^2 - x^2}) \right) + S_x \left((x_1 - x), (y_1 + \sqrt{r^2 - x^2}) \right) - S_x \left((x_1 + x), (y_1 - \sqrt{r^2 - x^2}) \right) - S_x \left((x_1 + x), (y_1 + \sqrt{r^2 - x^2}) \right) \right) dx, \quad (8)$$

где $S_x(\xi, \eta) = \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} \left(\frac{L - z_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (L - z_1)^2}} + \frac{z_1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + z_1^2}} \right)$; $q = J / (4\pi \mu \mu_0)$; μ — магнитная восприимчивость пленки, μ_0 — магнитная постоянная.

Из формулы (8) следует, что поле в геометрическом центре нагреваемой цилиндрической области намагниченной пластины равно

$$H_x = JL / (2\pi \mu \mu_0 \sqrt{r^2 + (L/2)^2}). \quad (9)$$

Анализ соотношений (8), (9) показывает, что с ростом отношения L/r поле в области элемента записи увеличивается; для фиксированных значений x увеличение y и z приводит к снижению напряженности H_x .

При известном распределении температуры распределение намагниченности в элементе записи можно найти таким образом:

1) при заданных исходных данных, решением уравнения (4) для $T(\tau_n) = 70^\circ$, $Z = L/2$ определяется радиус r цилиндрической области, ограниченной изотермой 70°C ;

2) используя (8), находим поле H_n в заданной точке (x_1, y_1, z_1) ;

3) подстановкой в (4) $R^2 = x_1^2 + y_1^2$ определяем T_{\max} , равную температуре в момент окончания импульса $t = \tau_n$;

4) подстановкой H_n и T_{\max} в (5) определяем намагниченность слоя в точке (x_1, y_1, z_1) .

Расчет по представленному алгоритму распределения намагниченности в элементе ТМЗ позволил установить следующее.

Намагниченность в элементе уменьшается по мере удаления от центра воздействия лучом. Эта величина уменьшается, как правило,

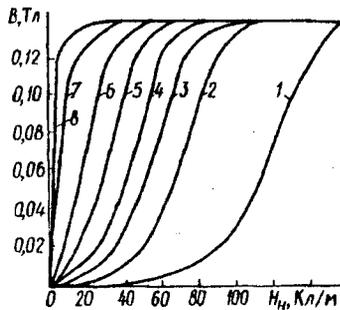


Рис. 2

скачком (от намагниченности насыщения до нуля) на участке, не превышающем 1,5 мкм. При этом намагниченный до насыщения объем элемента записи имеет несколько вытянутую (вдоль направления начальной намагниченности) форму. Например, в случае нагрева структуры, имеющей $L = 2$ мкм, импульсом тока $i_d = 20$ мкА, $\tau_d = 100$ нс, при ускоряющем напряжении $E = 15$ кВ, диаметре луча $\sigma = 12$ мкм, начальной температуре $T_0 = 30^\circ$ и намагниченности $J = 0,05$ Тл, линейные размеры намагниченной области равны ($15,5 \times 13,3$) мкм.

Элемент ТМЗ по периметру может иметь небольшой размагниченный объем, при нагреве которого повышение магнитной восприимчивости было недостаточным для намагничивания его полем рассеяния. Как правило, поперечное сечение размагниченного объема не превышает 1,5 мкм.

В области границы элемента записи намагниченность возрастает (примерно на 80% для указанных выше условий) по мере приближения координаты Z к половине толщины коэрцитивного слоя $L/2$, что объясняется повышением напряженности поля рассеяния в этой области.

При относительно малой мощности записывающего луча намагниченность коэрцитивного слоя со стороны воздействия луча превышает намагниченность со стороны магнитооптического слоя за счет большей температуры нагрева в области непосредственного воздействия лучом. Для толщины слоя менее 2 мкм данное утверждение не выполняется вследствие более равномерного распределения температур по глубине тонких слоев.

Таким образом, анализ предложенной модели электронно-лучевого нагрева, учитывающей основные особенности взаимодействия электронов с магнитооптической мишенью, позволил определить зависимость параметров элементов ТМЗ в многослойных структурах от характеристик регистрирующего луча и условий записи.

Список использованной литературы

1. А.с. № 1748203. Способ термомагнитной записи на многослойную структуру / В.Н. Глушенко, М.В. Дереновский, В.В. Лысак, М.В. Михайленко. МКИ Н01J 31/24. 2. Лысак В.В., Михайленко М.В. Влияние динамики тепловых процессов на характеристики электронно-лучевой записи сигналов в магнитооптических пространственно-временных модуляторах света // Квантовая электроника. 1992. №12. С. 23—30. 3. Губарев А.П., Нам Б.П., Червоначенко А.Я. Выбор параметров двухслойных магнитных структур для термооптической записи информации. // Электрон. техника. Сер. Материалы. 1984. Вып.12 (197). С. 83—90. 4. Inoue F., Iton A., Kawanishi K. Thermomagnetic writing in magnetic garnet films // J.Appl.Phys. 1980. Vol. 19, №11, P. 2105—2114. 5. Лысак В.В. Пространственно-энергетические и временные характеристики электронно-лучевой ТМЗ. // Журн. техн. физики. 1986. Вып. 8, С.1626—1630. 6. Практическая растровая электронная микроскопия / Под ред. Дж. Гоулдштейна, Х. Яковица. М., 1978. 610 с.

Поступила в редакцию 04.03.92