

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЛОЕВ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ

*А. Е. Гафнер, А. М. Давыдов, В. С. Смелов,
Т. Ф. Станкевич, В. Т. Сухомлин,
Е. А. Подпалый, С. О. Шилядов*

Рассмотрена возможность записи голографической информации на двухслойные магнитные структуры $GdCo+Bi$ -содержащий гранат. Определено, при каких параметрах слоев в слое граната формируется доменная структура с тем же периодом, что и в слое $GdCo$, и каким образом скважность полос в слое граната зависит от скважности полос в слое $GdCo$. Рассмотрен характер искажений при восстановлении голограмм.

Применение термомагнитных регистраторов с магнитооптическим съемом информации в прикладной голографии, в том числе в быстродействующих голографических системах корреляционного анализа, вызывает все больший интерес к исследованию характеристик магнитооптических материалов и процессов формирования скрытых магнитных изображений. Уже первые исследования материалов на основе $MnBi+Bi$ -содержащий гранат [1] показали, что данные материалы обеспечивают высокое быстродействие регистраторов и достаточную дифракционную эффективность на уровне 0.5—1 %. Однако малый динамический диапазон (~ 1.2) и невысокая энергетическая чувствительность ($\sim 10^2$ Дж/м² при длительности импульса записи 10^{-8} с) регистрирующего слоя $MnBi$ не позволили пленкам $MnBi$ найти практического применения. Попытка найти заменитель $MnBi$ привела к созданию таких магнитных материалов для термомагнитной записи, как $GdCo$, $GdFe$ и др. Это позволило реализовать на их основе эффективные двухслойные ($GdCo+Bi$ -содержащий гранат) регистраторы голографической информации [2].

Запись голографической информации на двухслойные пленки условно можно разделить на два этапа: регистрация интерференционной картины в слое $GdCo$ в виде доменной структуры (ДС) и передача информации в слой граната за счет магнитостатического взаимодействия. Так как коэрцитивность слоя $GdCo$ ($H_c \sim \sim 8 \cdot 10^3$ А/м) намного превышает коэрцитивность слоя граната ($H_c < 8$ А/м), то обратным влиянием ДС граната на ДС $GdCo$ можно пренебречь и рассматривать формирование ДС граната под действием магнитных полей рассеяния слоя $GdCo$.

Формирование изображения, восстановленного с голограммы, будет определяться как особенностями собственной записи интерференционной картины в регистрирующем слое $GdCo$, так и особенностями передачи записанной картины из слоя $GdCo$ в слой граната. В данной работе мы рассмотрим характер передачи информации из слоя $GdCo$ в слой граната при голографической записи.

Запись в слое $GdCo$ является по существу бинарной и представляет ДС, сформированную в соответствии с интерференционной картиной в плоскости регистрации [2]. Так как наиболее характерной ДС, возникающей при записи голографической информации в слое $GdCo$, является ДС, близкая к полосовой, то анализ взаимодействия между слоями рассматривался на примере полосовой ДС (рис. 1). Задача заключается в том, чтобы выяснить, при каких параметрах

слоев в слое граната формируется ДС с тем же периодом и каким образом скважность полос в слое граната $s = D_i/D$ зависит от скважности полос в слое GdCo $s' = d_i/d$. Ранее в работах [3-6] отмечалась возможность решения этой задачи. В работе [7] задача решена аналитически для случая большого зазора между слоями (порядка нескольких микрон) и симметричной полосовой ДС (т. е. $s' = 0.5$).

Здесь мы рассмотрим метод получения точных решений численными методами и приближенных аналитических решений в общем случае, что наиболее важно с практической точки зрения.

Будем полагать, что период полос в слое GdCo (магнитотвердый (МТ) слой) d равен периоду собственной полосовой структуры слоя граната (магнитомягкий (ММ) слой) D_0 . В этом случае будет $D = D_0 = d$ и задача сводится к вычислению функции передачи скважности s (s'). Отклонение d от D_0 приводит к тому, что период полос D в ММ слое будет либо кратным d (при $d < D_0$), либо $D = d/m$ при $d > D_0$, где m — целое число.

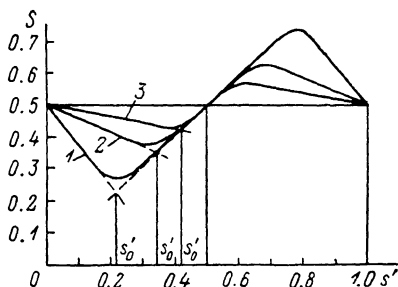
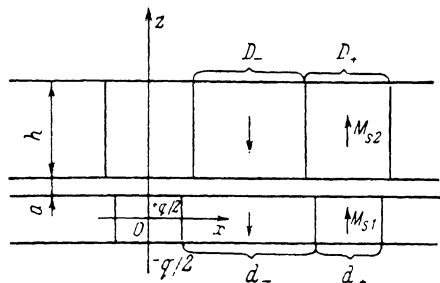


Рис. 1. Распределение намагниченности в двухслойной пленке.

Нижний слой — МТ, верхний — ММ.

Рис. 2. Зависимость скважности s полос в ММ слое от скважности s' полос в МТ слое для различных соотношений намагниченности слоев: $\alpha = 0.01$ (1), 0.03 (2) и 0.07 (3).

Рассмотрим оптимальный, с точки зрения взаимодействия слоев, случай $d \approx D_0$. Поверхностная плотность энергии ММ слоя будет равна [8]

$$E = E_w + E_m + E_n, \quad (1)$$

где E_w — вклад энергии доменных стенок, E_m — собственная магнитоэстетическая энергия, E_n — вклад взаимодействия с МТ слоем. Расчет, проведенный стандартными методами фурье-анализа с использованием магнитоэстетического потенциала, дает следующее выражение для энергии:

$$\frac{E}{2\mu_0 M_{s2}^2 d} = \omega = \frac{\lambda\beta}{d} + \frac{\beta}{4} (2s - 1)^2 + \frac{\varphi}{\pi^3} - \frac{\psi}{\pi^3 \alpha}. \quad (2)$$

Здесь $\beta = h/d$; $\lambda = \sigma/\mu_0 M_{s2}^2$ — характеристическая длина материала ММ слоя; σ — плотность энергии доменной стенки; $\alpha = M_{s2}/M_{s1}$,

$$\varphi = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2(\pi ks)}{k^3} \left[1 - \exp\left(-2\pi k \frac{h}{d}\right) \right], \quad (3)$$

$$\psi = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi ks') \sin(\pi ks)}{k^3} \exp\left(-2\pi k \frac{a}{d}\right) \left[1 - \exp\left(-2\pi k \frac{q}{d}\right) \right] \left[1 - \exp\left(2\pi k \frac{h}{d}\right) \right]. \quad (4)$$

Минимизация выражения (2) по параметру s позволяет рассчитать передаточную функцию $s(s')$ (рис. 2). Расчет производился для следующих параметров слоев: $q = 0.1$ мкм, $\lambda = 0.64$ мкм, $h = 3.92$ мкм, $a = 0$. Период собственной ДС ММ слоя, как можно вычислить, равен $D_0 = 8$ мкм. Зависимость функции передачи скважности $s(s')$ от соотношения намагниченностей слоев (кривые 1-3) пока-

зывает, что заметная модуляция скважности в ММ слое наблюдается только при $\alpha < 0.03$.

Характерным в зависимости $s(s')$ является наличие двух областей монотонного изменения функции $s(s')$: область прямой линейной зависимости $0.5 > s' > s'_0$ и обратной линейной $0 \leq s' \leq s'_0$.

Далее везде мы будем рассматривать интервал скважностей $0 \leq s' \leq 0.5$, так как интервал $0.5 \leq s' \leq 1$ полностью ему симметричен. Для полного анализа необходимо иметь аналитические выражения для функции $s(s')$ в указанных областях. Ранее таких выражений получено не было. В работе [3] отмечалась возможность получения таких выражений, а в работе [4] они были получены, но в довольно грубом приближении. Ниже рассмотрен метод получения более точных аналитических приближений для $s(s')$.

Условие минимума приведенной энергии пленки выглядит следующим образом:

$$\frac{d\omega}{ds} = \beta(2s - 1) + \frac{\bar{\varphi}}{\pi^2} - \frac{\bar{\psi}}{\pi^2 \alpha}. \quad (5)$$

Здесь

$$\bar{\varphi} = f(b_0, 1) - f(b_0, P_0),$$

$$\bar{\psi} = \frac{1}{2} [f(b_1, P_1) - f(b_1, P_2) - f(b_1, P_3) + f(b_1, P_4) - f(b_2, P_1) + f(b_2, P_2) + f(b_2, P_3) - f(b_2, P_4)],$$

$$f(x, P) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(xk) P^k}{k^2}.$$

Параметры x и P принимают значения $x = \{b_0, b_1, b_2\}$, $P = \{P_0, P_1, P_2, P_3, P_4\}$, где

$$b_0 = 2\pi s, \quad b_1 = \pi(s + s'), \quad b_2 = \pi(s - s'), \quad P_0 = \exp(-2\pi\beta),$$

$$P_1 = \exp\left(-2\pi \frac{a}{d}\right), \quad P_2 = \exp\left(-2\pi \frac{a+q}{d}\right),$$

$$P_3 = \exp\left[-2\pi \left(\frac{a}{d} + \beta\right)\right], \quad P_4 = \exp\left[-2\pi \left(\frac{a+q}{d} + \beta\right)\right].$$

Из приведенных определений видно, что параметр P всегда ≤ 1 , поэтому для функции $f(x, P)$ справедливо интегральное представление

$$f(x, P) = -\frac{1}{2} \int_0^x \ln(1 + P^2 - 2P \cos x) dx + f(0, P). \quad (6)$$

Используя разложение функции $f(x, P)$ в ряд по малому параметру в области малых значений $s'(s' < s'_0)$, при которых $s \approx 0.5$, получим

$$s = 0.5 - F s', \quad (7)$$

где

$$F = \frac{[(1 + P_1)^2 (1 + P_4)^2 / (1 + P_3)(1 + P_2)]}{4\pi \left(\beta + \frac{1}{\pi} \ln \frac{1 + P_0}{2}\right) \alpha}. \quad (8)$$

Аналогично для $s'_0 < s' < 0.5$

$$s = 0.5 + D (s' - 0.5), \quad (9)$$

где

$$D = \frac{\ln \frac{(1 - P_1^2)(1 - P_4^2)}{(1 - P_3^2)(1 - P_2^2)}}{\ln \frac{(1 - P_1)(1 - P_4)(1 + P_2)(1 + P_3)}{(1 - P_2)(1 - P_3)(1 + P_1)(1 + P_4)} - 4\pi \left(\beta + \frac{1}{\pi} \ln \frac{1 + P_0}{2}\right) \alpha}. \quad (10)$$

Полученные приближенные зависимости (7) и (9), изображенные на рис. 2 штриховыми линиями, хорошо совпадают с численными решениями. Наличие таких аналитических зависимостей позволило провести аналитическое рассмотрение особенностей восстановления голограммы с двухслойной пленки и сформулировать требования к режимам записи.

Анализ показывает, что в области линейной передачи скважности ($s'_0 < s' < < 0.5$) из-за дискретности механизма записи в случае стандартной схемы записи голограмм в восстановленном голографическом изображении будет отсутствовать линейная компонента сигнала [9]. Поэтому данный режим записи может быть использован только в голографических системах корреляционного анализа. В области малых скважностей s' в восстановленном сигнале присутствует линейная компонента, причем выбором режимов записи можно существенно повысить отношение сигнал / шум. Этот режим записи следует использовать в схемах голографической интерферометрии. Заметим, что избежать искажений позволяет метод записи голограмм с двумя опорными пусками [9].

Таким образом, получены аналитические аппроксимации (7), (9) для функции $s=f(s')$. Они позволяют определять режимы записи голограмм на двухслойные среды типа GdCo+Bi-содержащий гранат.

Литература

- [1] Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 217 с.
- [2] Гафнер А. Е., Подпальный Е. А., Русов Г. И. и др. Изв. вузов. Физика, 1984, № 3, с. 110—111.
- [3] Подпальный Е. А., Смелов В. С., Шиллядов С. О. Тез. докл. VIII Всес. школы-семинара «Новые магнитные материалы для микроэлектроники». Донецк, 1982, с. 262—263.
- [4] Подпальный Е. А., Смелов В. С., Станкевич Т. Ф. В сб.: Неразрушающие физические методы контроля качества и диагностики технического состояния конструкций и сооружений, используемых в железнодорожном транспорте. М., 1984, в. 751, с. 24—28.
- [5] Губарев А. П., Червоненкис А. Я., Балбашов А. М. См. [3], с. 266.
- [6] Оноприенко Л. Г. ФММ, 1982, т. 53, № 2, с. 230—236.
- [7] Герус С. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. Микроэлектроника, 1981, т. 10, № 6, с. 506—515.
- [8] Бобек Э., Делла Торре Э. Цилиндрические магнитные домены. М.: Энергия, 1977. 290 с.
- [9] Давыдов А. М. Автореф. канд. дис. М., 1982.

Московский институт инженеров
железнодорожного транспорта
Москва

Поступило в Редакцию
20 октября 1986 г.
В окончательной редакции
27 апреля 1987 г.