

5. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику: Пер. с англ.— М.: Мир, 1978.
6. Пахомов И. И., Цибуля А. В. Расчет оптических систем лазерных приборов.— М.: Радио и связь, 1986.
7. Альшулер Г. Б., Карасев В. Б., Храмов В. Ю. Расчет элементов приборов квантовой электроники.— Л.: ЛИТМО, 1987.
8. Беклемишев Д. В. Дополнительные главы линейной алгебры.— М.: Наука, 1983.
9. Стренг Г. Линейная алгебра и ее применения: Пер. с англ.— М.: Мир, 1980.
10. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений: Пер. с англ.— М.: Мир, 1980.
11. Оморов Р. О., Ушаков А. В. Синтез систем минимальной модальной чувствительности // Управление электромеханическими и оптико-механическими объектами на базе ЭВМ: Межинститут. сб.— Л.: ЛИТМО, 1986.
12. Koqelnik H., Li T. Laser beams and resonators // Appl. Opt.— 1966.— 5, N 10.— P. 1550.

Поступила в редакцию 13 января 1989 г.

УДК 681.327.6

Ю. В. ТРОИЦКИЙ, С. В. ЯКУШКИН

(Новосибирск)

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ДИСКА

В последнее время усиливается интерес к реверсивной магнитооптической дисковой памяти, основанной на использовании аморфных пленок сплава переходных и редкоземельных металлов (например, TbFe). Магнитооптические диски (МО-диски) обладают существенными преимуществами по сравнению с традиционными носителями информации по таким параметрам, как плотность записи и надежность, поскольку плотность записи ограничена лишь размером домена и может составить 10^8 бит/см² [1], а записывающие и воспроизводящие головки располагаются на значительном (~ 1 мм) расстоянии от поверхности диска, что гарантирует защиту как головок, так и диска от каких-либо механических повреждений. У систем реверсивной магнитооптической памяти есть и существенный недостаток — сравнительно низкое отношение сигнала к шуму (у самых простых систем на уровне 20 дБ в полосе 20 МГц [2]) из-за малости магнитооптического эффекта. Угол Керровского вращения плоскости поляризации для аморфных магнитооптических пленок имеет порядок $\sim 0,3^\circ$ [1]. В связи с этим возникает необходимость разработки методов, позволяющих улучшить отношение сигнал/шум. Один из таких методов — оптический — основан на том, что при считывании информации сигнал зависит не только от эффектов Керра и Фарадея в магнитной пленке, но и от характеристик диэлектрических сред, граничащих с пленкой. Поэтому в конструкцию диска можно внести дополнительные диэлектрические и металлические слои, позволяющие увеличить сигнал и улучшить отношение сигнал/шум. Наибольшее распространение получила четырехслойная структура [3] (рис. 1). Здесь 1 и 5 — среды с показателями преломления n_1 и n_5 , подложка и отражатель соответственно. Свет падает со стороны подложки (направление падения света обозначено стрелкой). В качестве материала отражателя используется обычно металл (серебро, алюминий, медь), при этом n_5 — комплексная величина. Магнитооптический слой 3 тоже имеет комплексный показатель преломления n_3 . Диэлектрические среды 2 и 4 с действительными (в предположении отсутствия поглощения) показателями преломления n_2 и n_4 граничат с магнитооптическим слоем, защищая его и одновременно выполняя функцию увеличения

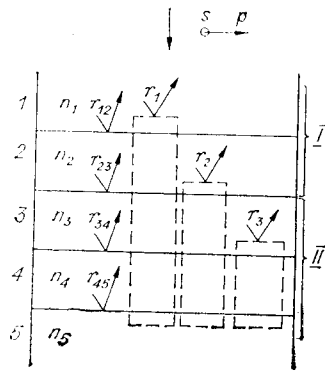


Рис. 1. Структура магнито-оптического диска

ма диска может быть разбита на две подсистемы (римские цифры *I* и *II*, см. рис. 1). Основное внимание при решении задачи оптимизации было уделено второй подсистеме (*II*) (магнитооптический слой — отражатель), причем подробно рассмотрен лишь случай отражателя с малым показателем преломления (многослойник с чередующимися четвертьволновыми слоями MgF_2 и ZnS). Кроме того, как в [3], так и в [4] учитывались шумы только двух типов: дробовые и тепловые, тогда как на самом деле в системах магнитооптической памяти присутствуют еще шумы записи, шумы магнитооптической среды, лазера и т. д.

В настоящей работе мы постарались по возможности более полно аналитически исследовать четырехслойную структуру диска и оптимизировать ее параметры. Основное внимание уделено выявлению роли каждого слоя этой структуры. Исходные формулы выведены более простым способом по сравнению со способом из [4]. Оптимизация проводилась по максимуму отношения сигнал/шум, так как именно этот параметр, а не керровский угол вращения характеризует качество системы (подробнее об этом см. [4]). При расчете отношения сигнала к шуму рассматривалась общая мощность всех шумов, присутствующих в системах магнитооптической памяти. Кроме того, в отличие от предыдущих работ на втором этапе оптимизации структуры МО-диска учитывалось, что поглощаемая в МО-слое оптическая мощность при воспроизведении должна быть ограничена для предотвращения стирания информации. Рассмотрен вопрос одновременной оптимизации мощности лазера и оптических элементов воспроизводящей головки.

Расчет параметров четырехслойной структуры. Рассмотрим отражение света от слоя намагниченного вещества, вектор намагниченности которого перпендикулярен его поверхности (полярный эффект Керра). Показатели преломления такого вещества для волн с правой (+) и левой (-) круговыми поляризациями различны и имеют вид [4]

$$n_{\pm} = n \left(1 \pm \frac{1}{2} q \right), \quad (1)$$

где $n = n' - in''$; q — гироэлектрическая постоянная, пропорциональная намагниченности вещества, $|q| \ll 1$.

Коэффициенты отражения в этом случае для волн ортогональных линейных p - и s -поляризаций (считаем, что на вещество падает излучение линейной p -поляризации) выражаются через коэффициенты отражения правой ($r^{(+)}$) и левой ($r^{(-)}$) поляризации следующим образом [3]:

$$r_p = \frac{1}{2} [r^{(+)} + r^{(-)}]; \quad r_s = \frac{i}{2} [r^{(+)} - r^{(-)}]. \quad (2)$$

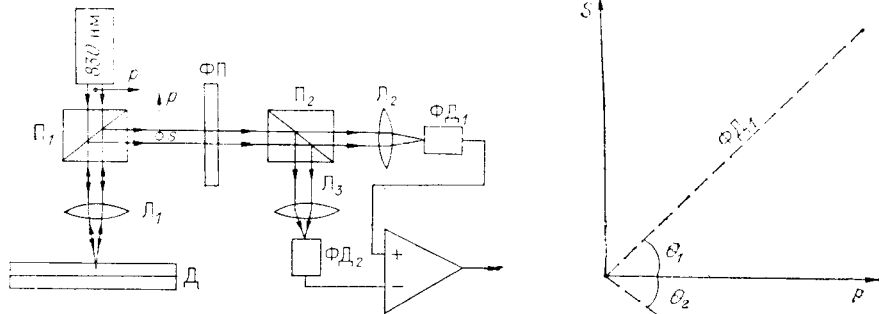


Рис. 2. Схема оптической головки воспроизведения

Рис. 3. Ориентация осей поляризационного анализатора Π_2 — $\Phi Д_1$ — $\Phi Д_2$ относительно p - и s -компонент излучения

Учитывая, что q в (1) мало, можно разложить функцию $r^\pm(q)$ в степенной ряд в точке $q=0$, ограничившись членами первого порядка малости:

$$r^\pm = r|_{q=0} \pm \frac{1}{2} \frac{dr}{dn} \Big|_{q=0} qn + \dots \quad (3)$$

Таким образом, из (2) и (3)

$$r_p \approx r|_{q=0}; \quad r_s \approx \frac{i}{2} qn \frac{dr}{dn} \Big|_{q=0}. \quad (4)$$

Рассчитаем теперь коэффициенты отражения по энергии R_p и R_s типичной 4-слойной структуры МО-диска (см. рис. 1).

Введем обозначения: n_1 — показатель преломления подложки; n_2 , h_2 — показатель преломления и толщина 1-го диэлектрического слоя; n_3 , h_3 — показатель преломления и толщина МО-пленки; n_4 , h_4 — показатель преломления и толщина 2-го диэлектрического слоя; n_5 — показатель преломления отражателя.

Обозначения коэффициентов отражения (в общем случае комплексных) проиллюстрированы на рис. 1.

Аналогично [4] получаем выражение для энергетических коэффициентов отражения p - и s -поляризации:

$$\begin{aligned} R_p &= |r_p|^2 = |r_1|^2 = R; \\ R_s &= |r_s|^2 = \frac{|q|^2 |n_3|^2}{16 \operatorname{Re}(n_3)^2} (1 - R)^2 \Phi, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\Phi = \frac{\left| \left\{ \frac{8\pi}{\lambda} n_3 h_3 r_3 V_3 + i [r_3^2 - V_3^2 + (1 - r_3^2) V_3] \right\} \right|^2}{\left[|V_3|^2 - |r_3|^2 - 2 \frac{\operatorname{Im}(n_3)}{\operatorname{Re}(n_3)} \operatorname{Re}(ir_3^* V_3) \right]^2}. \quad (6)$$

Величина Φ не зависит от параметров первого диэлектрического слоя и подложки. При увеличении h_3 ($|V_3| \rightarrow \infty$) Φ стремится к единице [4].

Расчет сигнала. Рассмотрим теперь типичную схему, используемую для воспроизведения информации, записанной на МО-диске (рис. 2). Излучение лазера, имеющее p -поляризацию, через поляризационный делитель Π_1 и объектив Л_1 падает на диск Д . В результате отражения от намагниченного участка диска свет, уже эллиптически поляризованный, пройдя через Л_1 и Π_1 , падает на фазовую пластинку ФП . Далее поляризационный делитель Π_2 расщепляет пучок на два, которые фокусируются объективами Л_2 и Л_3 на фотодиоды ФД_1 и ФД_2 , включенные по дифференциальной схеме.

Пусть a_p^r и a_s^r — коэффициенты отражения; a_p^t и a_s^t — коэффициенты пропускания для волн p - и s -поляризаций поляризационного делителя Π_1 ; b_p^t и b_s^r — аналогичные коэффициенты отражения для Π_2 ; ψ — сдвиг фаз, вносимый ФП. Предположим, что ось пропускания поляризационного анализатора Π_2 для фотоприемника $\Phi Д_1$ составляет угол Θ_1 с направлением p -поляризации, а для $\Phi Д_2$ — Θ_2 (рис. 3). Тогда, учитывая, что первоначально на диск падает излучение с p -поляризацией, а после отражения от него присутствуют как p -, так и s -компонента, можно получить выражение для фототока сигнала. Вывод этого выражения в [4], на наш взгляд, неоправданно усложнен, поэтому приведем другой, более простой и наглядный. Для этого введем следующие обозначения полей p - и s -компонент излучения в плоскости поляризационного светоделителя Π_2 :

$$u_p = |u_p| e^{-i\varphi_p}; \quad u_s = |u_s| e^{-i\varphi_s}, \quad (7)$$

здесь $|u_p|$ и $|u_s|$ — амплитуды; φ_p и φ_s — фазы этих полей, зависящие от всех элементов оптической головки, причем

$$\begin{aligned} |u_p| &= \sqrt{P_0} |a_p^t| |r_1| |a_p^r|; \\ |u_s| &= \sqrt{P_0} |a_p^t| |r_s| |a_s^r|, \end{aligned} \quad (8)$$

где P_0 — мощность излучения лазера. Будем считать Π_2 «идеальным» поляризационным делителем, т. е. $|b_p^t|^2 = |b_s^r|^2 = 1$ при $\Theta_1 = 0$ и $\Theta_2 = \pi/2$. Тогда в случае произвольных Θ_1 и Θ_2 получаем выражение для интенсивности света, падающего на фотоприемник $\Phi Д_1$:

$$\begin{aligned} P_{\Phi Д_1} &= ||u_p| e^{-i\varphi_p} \cos \Theta_1 + |u_s| e^{-i\varphi_s} \sin \Theta_1|^2 = \\ &= |u_p|^2 \cos^2 \Theta_1 + |u_s|^2 \sin^2 \Theta_1 + |u_p| |u_s| \sin 2\Theta_1 \cdot \cos(\varphi_p - \varphi_s). \end{aligned}$$

Член, содержащий $|u_s|^2$, мал по сравнению с остальными, и им можно пренебречь. Тогда

$$P_{\Phi Д_1} = |u_p|^2 \cos^2 \Theta_1 + |u_p| |u_s| \sin 2\Theta_1 \cdot \cos(\varphi_p - \varphi_s). \quad (9)$$

Первый член в (9) — постоянная засветка фотоприемника, а второй несет информацию о намагниченности диска, так как содержит $|u_s|$, поэтому рассмотрим его подробнее. Видно, что этот член экстремален при условии $\Theta_1 = \pi/4$ и $\varphi_p - \varphi_s = 0, \pi$. Выполнение первого условия достигается соответствующим поворотом поляризационного делителя Π_2 , а второе может быть обеспечено при помощи фазовой пластинки ФП, для чего она и вводится в схему оптической головки. Тогда с учетом всего изложенного из (8) получаем

$$P_{\Phi Д_1} = \frac{1}{2} P_0 |a_p^t|^2 R |a_p^r|^2 + P_0 |a_p^t|^2 |r_1| |r_s| |a_p^r| |a_s^r|.$$

Будем считать, что поглощение в Π_1 отсутствует, т. е. $|a_p^t|^2 = 1 - |a_p^r|^2$, и, введя обозначения: $\alpha = |a_p^r|^2$; $\beta = |a_s^r|^2$, получим выражение для интенсивности света, падающего на первый фотодиод:

$$P_{\Phi Д_1} = \frac{1}{2} P_0 (1 - \alpha) \alpha R + P_0 (1 - \alpha) \sqrt{R R_s} \sqrt{\alpha \beta}. \quad (10)$$

Для второго фотодиода аналогично

$$P_{\Phi Д_2} = \frac{1}{2} P_0 (1 - \alpha) dR - P_0 (1 - \alpha) \sqrt{R R_s} \sqrt{\alpha \beta}. \quad (11)$$

Таким образом, разностный сигнальный ток равен

$$i_s = \frac{e\eta}{h\nu} 2P_0 (1 - \alpha) \alpha \sqrt{R R_s} \sqrt{\alpha \beta}.$$

Здесь e — заряд электрона; η — квантовая эффективность фотоприемника; h — постоянная Планка; ν — частота излучения. Сигнальная мощ-

ность, если учесть, что при записи на диск информации есть возможность менять направление намагниченности на противоположное, равна

$$W_c = 16 \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 R_n P_0^2 (1 - \alpha)^2 R R_s \alpha \beta. \quad (12)$$

Здесь R_n — сопротивление нагрузки фотодиодов.

Отношение сигнал/шум. Мощность шума $W_{ш} = \overline{i_{ш}^2} R_n$ ($i_{ш}$ — шумовая компонента тока фотоприемника) складывается из мощностей шумов различных типов: электронного шума (шум усилителя, тепловой шум), дробового шума, шума лазера, шума диска, шума записи. В [5] показано, что все эти шумы должны рассматриваться в совокупности, а не по отдельности, как это зачастую делается. Из перечисленных типов шума только электронный не зависит от мощности лазерного излучения. Шум записи имеет неопределенную зависимость от лазерной мощности, поэтому будем считать его также не зависящим от этого параметра. Как видно из представленных в [5] данных, полная мощность шума имеет практически такую же зависимость от мощности лазерного излучения, как и в случае дробового шума, хотя, конечно, значительно больше по величине. Следовательно, можно сделать вывод, что выражение, описывающее мощность общего шума, имеет вид

$$W_{ш} = \frac{1}{2} k P_0 (1 - \alpha) R \alpha + W_э. \quad (13)$$

Здесь $W_э$ — мощность электронного шума и шума записи; k — численный коэффициент, зависящий от реального уровня шумов и сопротивления нагрузки фотоприемника. Таким образом, искомое выражение для отношения сигнал/шум представляется в виде

$$\frac{W_c}{W_{ш}} = \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 \frac{16 P_0^2 (1 - \alpha)^2 R R_s \alpha \beta R_n}{\frac{1}{2} k P_0 (1 - \alpha) R \alpha + W_э}$$

или с учетом (5)

$$\frac{W_c}{W_{ш}} = \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 \frac{|q|^2 |n_3|^2 R_n}{\text{Re}(n_3)^2} (1 - R)^2 \frac{P_0^2 (1 - \alpha)^2 R \alpha \beta}{\frac{1}{2} k P_0 (1 - \alpha) R \alpha + W_э} \Phi. \quad (14)$$

Оптимизация параметров МО-диска при заданной мощности лазера. Запишем формулу (14) в виде

$$\frac{W_c}{W_{ш}} = \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 \frac{|q|^2 |n_3|^2 R_n}{\text{Re}(n_3)^2 k} G \Phi. \quad (15)$$

Здесь

$$G = \frac{(P_0 (1 - R) (1 - \alpha))_2 R \alpha \beta}{\frac{1}{2} P_0 (1 - \alpha) R \alpha + Q}, \quad (16)$$

где

$$Q = W_э/k. \quad (17)$$

Из (15) видно, что какие-либо изменения структуры МО-диска и параметров оптической головки отразятся только на функциях G и Φ . Обозначим через x и y наборы параметров, характеризующих свойства соответственно II-й и I-й подсистемы МО-диска. Рассмотрим теперь произведение функций G и Φ , обозначив его L , выраженное через переменные x и y :

$$L = G(R(x, y)) \Phi(x). \quad (18)$$

Величина L максимальна, когда G и Φ одновременно принимают свои максимально возможные значения. В нашем случае это выполнимо, поскольку, как видно из (18), G зависит от x и y только через функцию $R(x, y)$. Пусть Φ принимает свое максимальное значение при $x = x_1$,

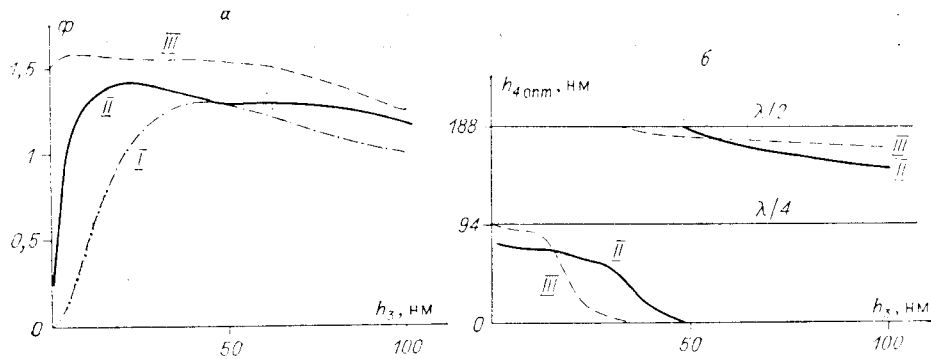


Рис. 4. Зависимости величины Φ от толщины МО-слоя для трех структур МО-диска (а) и оптимальной толщины 2-го диэлектрического слоя от толщины МО-слоя для II-й и III-й структур диска (б):

цифры около кривых соответствуют номерам структур

а G при $R = R_1$. Тогда, если найдется такое y_1 , при котором $R(x_1, y_1) = R_1$, то условие одновременной максимальности функций G и Φ будет соблюдено и, следовательно, L достигнет своего максимального значения. Таким образом, показатели преломления и толщины слоев второй подсистемы (II) выбираются из условия максимума Φ , а соответствующие параметры первой подсистемы (I) подбираются так, чтобы получить оптимальный коэффициент отражения от всей структуры диска, при котором G максимальна. Таков алгоритм оптимизации структуры МО-диска. Однако G зависит еще и от α и β , т. е. от параметров оптической головки. Следовательно, и для них существуют свои оптимальные значения.

Начнем с поиска максимума Φ . На рис. 4, а представлены результаты численных расчетов зависимости величины Φ от толщины магнито-оптического слоя. В качестве материала МО-слоя выбран GdGfFe ($n_3 = 2,7 - i 3,53$ [4]). Предполагается, что воспроизводящий лазер работает на $\lambda = 830$ нм. Расчеты проводились для разных конструкций МО-диска. Цифрой I на рисунке обозначена кривая, соответствующая МО-диску, в котором отсутствует второй диэлектрический слой ($h_4 = 0$), а в качестве материала отражателя выбран Al ($n_5 = 2,0 - i 7,1$ [4]). В дальнейшем для краткости будем обозначать такую структуру диска I. Видно, что для этой структуры Φ достигает своего максимального значения при $h_3 = 44$ нм. При этом $\Phi = 1,29$. В области $h_3 > 100$ нм кривая стремится к уровню $\Phi = 1$, что соответствует МО-диску с толстым МО-слоем без отражателя. Структура такого диска является самой простой с точки зрения изготовления. Поэтому есть смысл оценивать выигрыш, получаемый при использовании той или иной структуры в сравнении с этим самым простым случаем. В частности, описанная выше I-я структура даст за счет максимизации Φ выигрыш 1,1 дБ. Добавление в I-ю структуру диэлектрического слоя ($n_4 = 2,2$) между МО-пленкой и отражателем и оптимизация толщины этого слоя приводят к тому, что зависимость Φ от h_3 принимает вид, показанный кривой II на рис. 4, а. Видно, что максимум Φ смещается в область меньших толщин МО-пленки ($h_3 = 24$ нм) и равен 1,42. Оптимальная толщина диэлектрического слоя в зависимости от h_3 для описанной структуры МО-диска (будем в дальнейшем называть ее структурой II) показана на рис. 4, б (кривая II). Дальнейшее увеличение максимального значения Φ возможно при оптимизации отражателя. Идеальным материалом для отражателя было бы вещество, имеющее или очень низкий, или очень высокий показатель преломления. Так, кривая III на рис. 4, а соответствует случаю, когда в качестве отражателя используется многослойник с большим ($n_5 = 900 - i 900$) эффективным показателем пре-

ломления, а между МО-пленкой и многослойником нанесен слой диэлектрика ($n_4 = 2,2$), толщина которого, как и в предыдущем случае, оптимизируется (эту структуру в дальнейшем будем обозначать *III*). Видно, что теперь максимальное значение Φ равно 1,57 и достигается при $h_3 = 18$ нм. Зависимость оптимальной толщины h_4 от толщины МО-слоя при этом принимает вид, показанный кривой *III* на рис. 4, б. Таким образом, выигрыш в отношении сигнал/шум, который можно получить вышеперечисленными способами по сравнению с простейшим толстослойным МО-диском, будет равен 1,1 дБ для *I*-й структуры, 1,5 дБ для *II*-й и 2 дБ для *III*-й структуры МО-диска.

Перейдем к оптимизации множителя G в (15). Подбирая параметры подложки и 1-го диэлектрического слоя, можно увеличить выигрыш в отношении сигнал/шум, даваемый описанными структурами, за счет увеличения величины G . Для нахождения оптимальных значений R и α возьмем в (16) производные по этим переменным и приравняем их нулю. Тогда получаем следующие уравнения на $R_{\text{опт}}$ и $\alpha_{\text{опт}}$:

$$R_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{9Q^2 + 4P_0(1-\alpha)\alpha Q - 3Q}}{2P_0(1-\alpha)\alpha}; \quad (19)$$

$$Q(1 - 3\alpha_{\text{опт}}) - \frac{1}{2} P_0 R (\alpha_{\text{опт}}^2 - \alpha_{\text{опт}}^3) = 0. \quad (20)$$

Из (20) видно, что в двух предельных случаях, когда шумы, не зависящие от мощности излучения, пренебрежимо малы ($Q \ll P_0$) или, наоборот, преобладают ($Q \gg P_0$), мы получаем различные значения $\alpha_{\text{опт}}$. В первом случае ($Q \ll P_0$) $\alpha_{\text{опт}} = 0$ а во втором — $\alpha_{\text{опт}} = 0,3$. Причем и в том, и в другом случае $\alpha_{\text{опт}}$ — это величина, которая не зависит от R и P_0 . Величины $R_{\text{опт}}$, соответствующие этим предельным случаям, как видно из (19), будут $R_{\text{опт}} = 0$ ($Q \ll P_0$) и $R_{\text{опт}} = 0,3$ ($Q \gg P_0$). Рассмотрим теперь более реальный случай. В [5] экспериментально наблюдался уровень общего шума на выходе измерительного усилителя, равный 1,7 мкВт, при падающей на диск оптической мощности 2,4 мВт в полосе 20 МГц. Уровень электронного шума при этом был равен 0,24 мкВт, а шума записи — 0,34 мкВт. Таким образом, из формул (13) и (17) следует, что если задаться достаточно разумными значениями для R и α ($R = 0,5$ и $\alpha = 0,5$; к сожалению, в работе не приведены действительные значения этих параметров), получим Q порядка 0,13 мВт. Будем считать, что $P_0 \approx 0,8$ мВт (почему выбрано именно такое значение лазерной мощности, станет ясно из следующего раздела); тогда член $1/2 P_0 R (\alpha_{\text{опт}}^2 - \alpha_{\text{опт}}^3)$ в (20) мал по сравнению с $Q(1 - 3\alpha_{\text{опт}})$ и им можно пренебречь. Следовательно, при $Q = 0,13$ мВт $\alpha_{\text{опт}} \approx 0,3$, а из (19) $R_{\text{опт}} \approx 0,3$. Иными словами, доля шумов, не зависящих от мощности лазерного излучения, оказалась довольно высокой, и мы получили результат, совпадающий с предельным случаем $Q \gg P_0$. Все эти оценки соответствуют результатам численного расчета $R_{\text{опт}}$ и $\alpha_{\text{опт}}$, выполненного в [4]. Оптимальное значение для β равно, как это видно из (16), единице. Подставим теперь все оптимальные величины в (16) и получим, что максимальное значение G равно $8,9 \cdot 10^{-2}$ мВт. Найдем, чему равно G для самой простой конструкции диска, представляющей собой толстый слой магнитооптического вещества (GdTbFe), нанесенный на подложку из стекла ($n_1 = 1,5$). Коэффициент отражения для такого диска равен 0,46. Допустим $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$ и $\beta = \beta_{\text{опт}}$, тогда получаем, что при $P_0 = 0,8$ мВт и $Q = 0,13$ мВт $G = 7,5 \cdot 10^{-2}$ мВт. Значит, из-за неоптимальности коэффициента отражения будет потеряно 0,7 дБ в отношении сигнал/шум. На рис. 5 представлена зависимость от h_3 коэффициента отражения для трех рассмотренных ранее структур диска без первого диэлектрического слоя ($h_2 = 0$) со стеклянной подложкой ($n_1 = 1,5$). Нумерация кривых аналогична рис. 4. Из рисунка видно, что для трех значений h_3 , при которых величины Φ для этих структур максимальны,

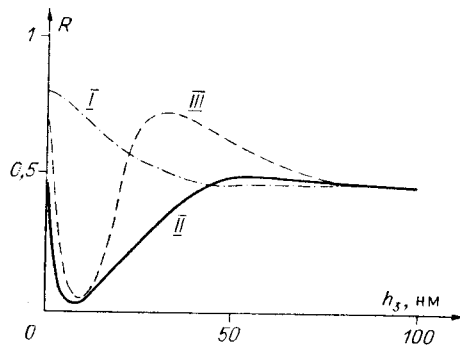


Рис. 5. Зависимость коэффициентов отражения от толщины МО-слоя для трех структур диска в отсутствие первого диэлектрического слоя

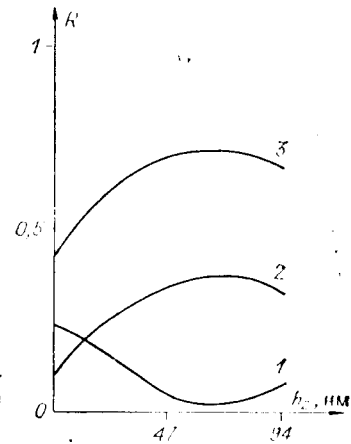


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения диска со II-й структурой и первым диэлектрическим слоем от толщины этого слоя при различных показателях преломления подложки

коэффициенты отражения равны 0,46 для I-й структуры, 0,24 для II-й и 0,33 для III-й структуры МО-диска. Следовательно, потеря в отношении сигнал/шум из-за неоптимальности коэффициента отражения будет равна 0,7 дБ для I-й и 0,4 дБ для II-й структуры. Коэффициент отражения для III-й структуры совпал с оптимальным, поэтому в дальнейшей оптимизации этой структуры нет необходимости. Введение в I-ю и II-ю структуры МО-диска диэлектрического слоя между подложкой и МО-пленкой, оптимизация его толщины и выбор соответствующего показателя преломления подложки позволяют привести коэффициент отражения в соответствие с оптимальной величиной. Тогда описанные структуры МО-диска дадут выигрыш в отношении сигнал/шум (теперь уже с учетом величин G и Φ) по сравнению с толстослойным диском соответственно: 1,8 дБ I-я, 2,2 дБ II-я и 2,7 дБ III-я структуры МО-диска.

В качестве примера выбора оптимальных параметров подложки и 1-го диэлектрического слоя сделаем это для II-й структуры диска. На рис. 6 показана зависимость коэффициента отражения от толщины первого диэлектрического слоя ($n_2 = 2,2$) для структуры диска при различных коэффициентах преломления подложки. Цифрой 1 обозначена кривая, соответствующая подложке с показателем преломления 1,5, а 2 и 3 — кривые, соответствующие подложкам с показателями преломления 3,7 и 9,1. Диэлектриков с такими показателями преломления не существует, но если между подложкой с $n_1 = 1,5$ и диэлектрическим слоем нанести соответственно двухслойник и четырехслойник, состоящий из чередующихся четвертьволновых слоев с высоким (2,2) и низким (1,4) показателями преломления, то величина $r_{1,2}$ (см. рис. 1) будет соответствовать $n_1 = 3,7$ (в случае двухслойника) и $n_1 = 9,1$ (в случае четырехслойника). Из рис. 6 видно, что оптимальный коэффициент отражения ($R = 0,3$) получается при нанесении первого диэлектрического слоя с $h_2 \approx 38$ нм на подложку, имеющую эффективный показатель преломления, равный 3,7. Аналогичным образом можно оптимизировать и I-ю структуру МО-диска.

Оптимизация параметров МО-диска при постоянной мощности, поглощаемой в магнитном слое. До сих пор мы не рассматривали зависимость отношения сигнал/шум от мощности лазерного излучения, предполагая, что эта мощность задана нам типом лазера, входящего в схему оптической головки. Из (16) видно, что с ростом P_0 растет G , а следовательно, и отношение сигнал/шум. Однако повышать мощность лазера можно только до предела, возникающего из условия, что МО-среда не должна при воспроизведении нагреваться выше некоторой критической

температуры, при которой происходит стирание информации. Следовательно, выбирая структуру МО-диска и оптимизируя ее параметры, необходимо следить, чтобы поглощаемая МО-слоем оптическая мощность не превысила критической величины (обозначим ее P_k). Мощность, поглощаемая магнитооптическим слоем, при отсутствии поглощения в других слоях равна

$$P_{\text{погл}} = P_0(1 - \alpha)(1 - R). \quad (21)$$

Оценим величину P_k . Для этого найдем минимальную мощность лазерного излучения, необходимую для нагрева участка магнитной пленки до критической температуры T_k , при которой становится возможным образование домена. Выражение для этой мощности в приближении, что за время воздействия излучения пленка успевает равномерно прогреться по толщине, но не происходит заметного «расплывания» нагретого участка в плоскости пленки, имеет вид [6]

$$P_k = (c\rho(T_k - T_0)\pi d^2 h_3)/4t, \quad (22)$$

где c — удельная теплоемкость; ρ — плотность МО-вещества; t — время нагрева; d — размер нагреваемого участка; h_3 — толщина МО-пленки. Для примера возьмем следующее сочетание этих величин [6, 7]: $c = 0,5$ Дж/(г · К); $\rho = 8,6$ г/см³; $T_k - T_0 = 130^\circ$; $d = 10^{-4}$ см; $t = 20$ нс. Выберем h_3 , примерно равную оптимальной толщине МО-пленки для II-й структуры диска ($h_3 = 20$ нм). Тогда из (22) получаем $P_k \approx 0,4$ мВт. Проводя расчеты в предыдущем разделе, мы полагали $P_0 = 0,8$ мВт, $R = 0,3$ и $\alpha = 0,3$. Следовательно, в МО-слое при этом поглощалась мощность, близкая к критической, и дальнейшее повышение мощности лазера уже недопустимо.

Если теперь вернуться к формуле (16), то с учетом (21) она может быть переписана в виде

$$G = \frac{P_{\text{погл}}^2 R \alpha \beta}{\frac{1}{2} \frac{P_{\text{погл}} R \alpha}{(1 - R)} + Q}. \quad (23)$$

Как следует из вышеизложенного, оптимальным значением для $P_{\text{погл}}$ является P_k . Проведем выбор оптимальных значений R , α , β при $P_{\text{погл}} = P_k$. Из (23) видно, что $\alpha_{\text{опт}} = 1$ и $\beta_{\text{опт}} = 1$, а

$$R_{\text{опт}} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{P_k \alpha}{2Q}}}. \quad (24)$$

Если подставить в (24) $P_k = 0,4$ мВт, $\alpha = 0,9$ и $Q = 0,13$ мВт, получим, что $R_{\text{опт}} = 0,46$. Подставив (24) в (23), найдем, что максимальное значение G равно

$$G_{\text{max}} = \frac{2P_k^2 \alpha \beta}{(\sqrt{P_k \alpha} + \sqrt{2Q})^2}. \quad (25)$$

При $P_k = 0,4$ мВт, $\alpha = 0,9$, $\beta = 1$ и $Q = 0,13$ мВт получаем, что $G_{\text{max}} = 0,23$ мВт. Следовательно, максимальное значение для G при условии, что $P_{\text{погл}} = P_k$, оказалось в 2,6 раза больше максимального значения G , найденного в предыдущем разделе. Это при условии неизменности значения Φ дает приращение отношения сигнал/шум на 4,2 дБ для всех трех структур диска. Следовательно, теперь общее увеличение, вносимое каждой структурой, будет равно 6 дБ для I-й, 6,4 дБ для II-й и 6,9 дБ для III-й структуры МО-диска. Чтобы осуществить на практике такое увеличение отношения сигнал/шум, потребуется лазер мощностью 7,5 мВт (как это следует из (21)), что довольно реально.

Таким образом, оптимизация параметров МО-диска и оптической головки при условии постоянства поглощаемой в МО-слое мощности обеспечивает лучшие результаты, чем традиционный способ оптимиза-

ции при заданной мощности лазера. Выигрыш, получаемый от такого способа подбора параметров МО-диска и оптической головки, более чем на 2 дБ превышает выигрыш от применения многослойной структуры диска с «идеальным» (III-я структура) отражателем. Если использовать лазер с большей, чем 7,5 мВт, мощностью, то за счет увеличения параметра α можно получить еще большее увеличение отношения сигнал/шум.

Следует отметить также, что очень важен характер шума, присутствующего в системах МО-записи. Так, из (16) и (23) видно, что максимальное значение G обратно пропорционально Q . Следовательно, надо стремиться к уменьшению доли шумов, не зависящих от мощности лазерного излучения.

Заключение. Приведенные выше вычисления служат в основном для иллюстрации метода оптимизации и определения выигрыша в отношении сигнал/шум, который можно ожидать от того или иного изменения конструкции диска. Из них, в частности, можно сделать вывод, что основное внимание при разработке структуры МО-диска следует уделять оптимизации коэффициента отражения, так как за счет оптимизации толщины МО-слоя, отражателя и диэлектрического слоя между ними удается улучшить отношение сигнал/шум только на 2 дБ. С точки зрения удешевления МО-диска предпочтителен вариант с алюминиевым отражателем и диэлектрическим слоем между отражателем и магнитной пленкой (II-я структура). Прогресс в отношении сигнал/шум для такого диска по сравнению с «идеальной» (III-й) структурой составляет всего 0,5 дБ. Тем более что с точки зрения химической стабильности МО-слоя он должен быть заключен между слоями специально подобранных диэлектриков. Поэтому реально необходимой структурой является 4-слойная или при толстом, непрозрачном МО-слое — трехслойная. Но поскольку диэлектрические слои необходимы, то толщина их должна контролироваться, иначе возможно ухудшение параметров системы.

Главный резерв в улучшении характеристик МО-диска, на наш взгляд, заключается в предложенном нами способе оптимизации при условии постоянства поглощаемой в МО-слое оптической мощности. Следует, однако, заметить, что, проводя оптимизацию параметров МО-диска по этому методу, нами не учитывался тот факт, что P_k зависит от h_3 (как это видно из (22)). Учет этой зависимости приведет к изменению оптимальных значений h_3 , но этот вопрос требует дополнительного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майкаджон У. М. Магнитооптическая запись // ТИИЭР.— 1986.— 74, № 11.
2. Буркова Л. В., Фролов Г. И. Аморфные пленки Tb—Fe—новый материал для магнитооптической памяти // Зарубежная электрон.— 1988.— № 9.
3. Mansuripar M., Connele G. A. N. Signal and noise in magneto-optical readout // J. Appl. Phys.— 1982.— 53, N 6.— P. 4485.
4. Tomita Y., Yoshino T. Optimum design of multilayer-medium structures in a magneto-optical readout system // JOSA. A.— 1984.— 1, N 8.— P. 809.
5. Finkelstein Blair I., Williams W. C. Noise sources in magneto-optic recording // Appl. Opt.— 1988.— 27, N 4.— P. 703.
6. Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок.— М.: Наука, 1988.
7. Zeper W. B., Spruijt A. M. J. Domain size measurement on GdTbFe-based thin-film structures for magneto-optical recording // J. Appl. Phys.— 1988.— 63, N 6.— P. 2111

Поступила в редакцию 8 декабря 1988 г.