

Труба № 564	Среднее значение	СКО	Максимальное значение	Минимальное значение
Наружный диаметр	19,897	0,036	19,978	19,828
Толщина стенки	2,004	0,013	2,032	1,983
Разнотолщинность	0,039	0,002	0,042	0,036
Площадь сечения	112,672	0,592 %	113,075	112,408
Некруглость	0,048		0,062	0,036
Прогиб			0,23	

Заключение. Созданная установка обеспечивает измерение с необходимой точностью геометрических размеров высококачественных опорных труб (погрешность измерения наружного диаметра и толщины стенки составляет ± 10 мкм, погрешность измерения прогиба не превышает 0,1 мм). В отличие от зарубежных аналогов установка выполняет абсолютные измерения во всем диапазоне контролируемых размеров без проведения калибровочных операций по эталонным образцам. Благодаря прямому доступу в шину микроЭВМ, оптимально составленной программе и оригинальному механизму привода измерительного блока производительность установки в 3—10 раз превышает производительность зарубежных систем.

Авторы выражают благодарность В. А. Денисову за руководство работой, Ю. М. Голубовскому за полезные советы по выбору оптимального угла падения света на трубу, Е. Г. Попову и С. Л. Медник, выполнившим абберрационные расчеты оптических схем, Ю. В. Чугую и П. В. Васильцу за проявленный интерес к работе и помощь в изготовлении электронных узлов установки, К. И. Дешле за разработку интерфейса приводов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 1522029 СССР. Способ измерения толщины стенки прозрачных труб и устройство для его осуществления/Н. И. Евсеев, Е. Г. Попов, С. Л. Медник.— Опубл. 15.11.89, Бюл. № 42.
2. Прайор Т. Р., Эрф Р. К., Гара А. Д. Применение лазеров для метрологии, контроля и машинного зрения в промышленности // ТИИЭР.— 1982.— № 6.
3. Богомолов Е. П., Василец П. В., Кривенков Б. Е. и др. Фотодиодный оптико-электронный измеритель размеров «Сенсор» // Автометрия.— 1989.— № 5.
4. Краснов В. П., Сахно С. П., Тымчик Г. С. Алгоритм поиска экстремальных значений видеосигнала ПЭС-приемников // Изв. вузов. Приборостроение.— 1986.— № 4.

Поступила в редакцию 26 октября 1989 г.

УДК 621.396.967.029.7(024) : 621.37

С. АЛИШЕРОВ, А. В. УШАКОВ
(Ленинград)

АЛГЕБРАИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Введение. Постановка задачи. К непрерывным газовым лазерам (ЛГ), используемым в составе лазерных измерительных локационных систем [1—3] и принадлежащим некоторому классу эквивалентности по мощности, длине волны, расходимости и структуре мод излучения [3, 4], предъявляются жесткие требования по временной и пространственной стабильности оси диаграммы направленности (ОДН) лазерного излучения.

© 1990 Алишеров С., Ушаков А. В.

Основным способом оценки величины неустойчивости ОДН и ее девиации во времени пока является экспериментальный [1, 3]. Однако если ставится задача априорной оценки величины этой неустойчивости в сравнительной постановке на классе эквивалентности ЛГ, то, используя матричное описание последнего [4—7], эта задача может быть решена с помощью свойств матричных инвариантов (геометрический спектр собственных векторов, алгебраический спектр сингулярных чисел, нормы матрицы, число обусловленности матрицы) и оценки чувствительности инвариантов (коэффициенты характеристического полинома, алгебраический спектр собственных значений, детерминант, след матрицы) [8—10], матрицы преобразования лучей лазерного резонатора [4—7, 12].

Использование матричных инвариантов и неинвариантов для выбора ЛГ. Для решаемой задачи в качестве матричных неинвариантов предлагается использовать число обусловленности квадратной матрицы [8—10], которое характеризует меру близости матрицы к вырожденности. Содержательно число обусловленности матрицы связывает относительную ошибку решения линейной алгебраической задачи

$$\eta = M\kappa, \quad (1)$$

где $\eta, \kappa \in R^n$, $M \in R^{n \times n}$, с вариациями элементов матрицы M и вектора κ относительно некоторых номинальных значений.

Пусть в (1) имеют место вариации ΔM элементов матрицы M относительно ее номинальной реализации \bar{M} и $\Delta \kappa$ элементов вектора κ также относительно его номинальной реализации $\bar{\kappa}$. Тогда линейная задача (1) для номинального и «возмущенного» случаев примет вид

$$\bar{\eta} = \bar{M}\bar{\kappa}; \quad (2)$$

$$\bar{\eta} + \Delta\eta = (\bar{M} + \Delta M)(\bar{\kappa} + \Delta\kappa), \quad (3)$$

где вариация вектора $\Delta\eta$ порождена вариациями ΔM и $\Delta\kappa$. Свяжем относительную вариацию δ_η вектора выхода алгебраической среды с относительными вариациями δ_M матрицы M и δ_κ вектора входа этой среды, воспользовавшись согласованными нормами векторов и матриц [8—9] и определив относительные вариации соотношениями

$$\sigma_\eta \triangleq \frac{\|\Delta\eta\|}{\|\bar{\eta}\|}, \quad \delta_M \triangleq \frac{\|\Delta M\|}{\|\bar{M}\|}, \quad \delta_\kappa \triangleq \frac{\|\Delta\kappa\|}{\|\bar{\kappa}\|}. \quad (4)$$

Используя (2) и (3), для норм компонентов (4) можно записать

$$\|\Delta\eta\| \leq \|\bar{M}\| \cdot \|\Delta\kappa\| + \|\Delta M\| \cdot \|\bar{\kappa}\| + \|\Delta M\| \cdot \|\Delta\kappa\|; \quad (5)$$

$$\|\bar{\eta}\| \geq \frac{\|\bar{\kappa}\|}{\|M^{-1}\|}, \quad (6)$$

где (6) предполагает $\exists M^{-1}$, что всегда выполняется для матрицы преобразования лучей лазера, а также любой линзоподобной оптической среды [4—7, 12].

Из (4)—(6) получим искомую связь в форме мажорирующего неравенства:

$$\delta_\eta \leq C(M)(\delta_\kappa + \delta_M + \delta_\kappa \delta_M), \quad (7)$$

где $C(M) = \|M\| \cdot \|M^{-1}\|$ — число обусловленности матрицы M [8—10]. Если в (4)—(6) и (8) использовать спектральное число обусловленности, определяемое соотношением

$$C(M) = \alpha_{\max}/\alpha_{\min}, \quad (8)$$

где α_{\max} , α_{\min} — соответственно максимальное и минимальное сингулярные числа матрицы M [8—10], а также спектральную норму матрицы и евклидову норму вектора, которые являются хорошо согласованными [8], то мажорирующее неравенство (7) обладает минимальной достаточностью. Соотношение (7), таким образом, содержательно определяет число обусловленности матрицы как коэффициент усиления относитель-

ных ошибок δ_M задания (выполнения) матрицы M и δ^* задания вектора $\boldsymbol{\kappa}$ при их преобразовании в $\Delta\boldsymbol{\eta}$. Число обусловленности матрицы M неинвариантно относительно преобразования подобия, поэтому оно будет матричным неинвариантом [8—10]. Содержательное свойство числа обусловленности и его свойство алгебраической неинвариантности позволяют конструировать матрицы с минимальным числом обусловленности.

В матричной модели (1) лазера и последующих выражениях M — матрица преобразования лучей лазерного резонатора [4—7, 12]; $\boldsymbol{\kappa}$, $\boldsymbol{\eta}$ — соответственно входной и выходной лучевые векторы резонатора ЛГ, заданные в базисе «линейное смещение — направляющий косинус» [4—7, 12].

Если на классе конкурирующих ЛГ произвести сравнение по числу обусловленности матрицы преобразования лучей, то предпочтение следует отдать типу лазера, обладающему наименьшим $C\{M\}$. Тип лазера, обладающий наименьшим числом обусловленности, характеризуется наибольшей робастностью основных характеристик, в том числе и наименьшей чувствительностью положения ОДН в пространстве к микроразъюстировкам и температурным деформациям элементов резонатора ЛГ. Для вычисления числа обусловленности матриц преобразования лучей в соответствии с методом их конструирования, изложенным в [5], достаточно знания геометрических параметров резонаторов лазеров и коэффициентов преломления их оптических элементов.

Матрица преобразования лучей M в резонаторе предоставляет пользователю также возможность аналитически оценить расходимость выходного излучения по спектру собственных ее значений [5], а также другие характеристики лазерного излучения в виде гауссова пучка на выходе ЛГ: радиус кривизны, расходимость волнового фронта, радиус пучка, положение перетяжки, радиус пучка в перетяжке, конфокальный параметр пучка, половинный угол расходимости в дальней зоне [5].

В случае, если требуется оценка чувствительности собственных значений и собственных векторов матрицы M , которые в итоге определяют пространственное положение излучения лазера, она может быть сделана с помощью числа обусловленности матрицы T , приведения матрицы M к диагональному виду при вещественном спектре собственных значений матрицы M и блочно-диагональному — при комплексно-сопряженном спектре [8]. Уравнение приведения матрицы M к диагональному виду может быть записано в форме

$$T\Lambda = MT, \quad (9)$$

где $\Lambda = \text{diag}\{\lambda_i; i = \overline{1, n}; \det(\lambda_i I - M) = 0\}$; λ_i — собственные значения матрицы M .

Матрица T преобразования подобия в этом случае представляет собой матрицу, столбцы которой суть собственные векторы. При вариации параметров матрицы M изменяются как собственные значения этой матрицы, так и собственные векторы, т. е. столбцы матрицы T . Как показано в [11], справедливо выражение

$$T^{-1}\Delta MT = \Delta\Lambda + \Delta E, \quad (10)$$

где $\Delta\Lambda$ — диагональная матрица, построенная на вариациях собственных значений, такая, что $\Delta\Lambda = \text{diag}\{\Delta\lambda_i; i = \overline{1, n}\}$, и при этом $\Delta\lambda_n = -(T^{-1}MT)_{ii}$ [11], а ΔE — матрица, построенная на вариациях собственных векторов матрицы M с весовыми коэффициентами

$$(\lambda_i - \lambda_k)^{-1}; i, k = \overline{1, n}; i \neq k; (\Delta E)_{ii} = 0.$$

Переходя к нормам матриц в выражении (10), нетрудно получить

$$\|\Delta\Lambda\| \leq C\{T\}\|\Delta M\|; \quad (11)$$

$$\|\Delta E\| \leq C\{T\}\|\Delta M\|, \quad (12)$$

где $C\{T\}$ — число обусловленности матрицы T .

Алгебраические свойства газовых лазеров

Тип ЛГ	Матрица преобразования лучей M	Матрица приведения к диагональному виду T	Алгебраические спектры собственных значений $\sigma(M)$ и сингулярных чисел $\sigma_\alpha(M)$ матрицы M	Пормированный геометрический спектр (сингулярный базис) матрицы M		Число обусловленности матриц	
				$\bar{\xi}_1$	$\bar{\xi}_2$	M	T
1	$\begin{bmatrix} -2,00 & & 0,50 \\ 0,0 & & -0,50 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,0 & & 0,316 \\ 0,0 & & 0,949 \end{bmatrix}$	$\sigma\{M\} = \{-2,0; -0,5\}$ $\sigma_\alpha\{M\} = \{2,065; 0,484\}$	$\begin{bmatrix} 0,934 \\ -0,248 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,248 \\ 0,934 \end{bmatrix}$	4,265	1,387
2	$\begin{bmatrix} 2,00 & & 1,50 \\ 0,0 & & 0,5 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,0 & & 0,707 \\ 0,0 & & -0,707 \end{bmatrix}$	$\sigma\{M\} = \{2,0; 0,5\}$ $\sigma_\alpha\{M\} = \{2,512; 0,347\}$	$\begin{bmatrix} 0,789 \\ 0,615 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,615 \\ -0,789 \end{bmatrix}$	6,342	2,413
3	$\begin{bmatrix} 0,8 & & 0,657 \\ -0,386 & & 0,932 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,835 & & 0,759 \\ -0,551 & & 0,652 \end{bmatrix}$	$\sigma\{M\} = \{0,866 \pm j0,5\}$ $\sigma_\alpha\{M\} = \{1,16; 0,861\}$	$\begin{bmatrix} 0,282 \\ 0,959 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,959 \\ -0,282 \end{bmatrix}$	1,346	1,324
4	$\begin{bmatrix} 1,25 & & 2,25 \\ 0,25 & & 1,25 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,527 & & 0,527 \\ 0,850 & & -0,850 \end{bmatrix}$	$\sigma\{M\} = \{2,0; 0,5\}$ $\sigma_\alpha\{M\} = \{2,85; 0,35\}$	$\begin{bmatrix} 0,433 \\ 0,91 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -0,91 \\ 0,433 \end{bmatrix}$	8,128	3,00

Следует заметить, что поскольку решение уравнения подобия (9) относительно матрицы T не единственно, то для обеспечения корректности условий сравнения лазеров по числу обусловленности $C\{T\}$ на множестве матриц выделяются такие, столбцы которых характеризуются единичной евклидовой нормой. Соотношения (11) и (12) показывают, что число обусловленности $C\{T\}$ обладает достаточной полнотой для решения задачи выбора ЛГ.

Нетрудно видеть, что использование указанных априорных оценок свойств ЛГ в составе измерительных локационных систем в форме чисел обусловленности $C\{M\}$ и $C\{T\}$ является достаточно эффективным при выборе конкретного типа лазера.

Для иллюстрации сформулированного подхода произведено вычисление указанных оценок свойств ЛГ на примере четырех лазеров, приведенных в [5, с. 123—128]. Результаты сравнения даны в таблице, где $\sigma\{M\}$ и $\sigma_\alpha\{M\}$ — алгебраические спектры собственных и сингулярных чисел матрицы M .

Пользователю следует рекомендовать третий тип ЛГ, характеризующийся наименьшими числами обусловленности $C\{M\}$ и $C\{T\}$, четвертый тип ЛГ является худшим (см. таблицу).

Геометрическая интерпретация. Использование алгебраического спектра сингулярных чисел матрицы M в сочетании с геометрическим спектром собственных векторов $\{\bar{\xi}_i; i = \overline{1, 2}\}$ матрицы $M^T M$, образующих сингулярный базис матрицы M , позволяет дать прозрачную геометрическую интерпретацию связи вариаций $\Delta \mathbf{x}$ и $\Delta \boldsymbol{\eta}$ для рассматриваемых четырех типов ЛГ. Эта интерпретация представлена на рис. 1—4, на которых эллипсоиды в пространстве $\boldsymbol{\eta}$ получены путем отображения единичной сферы в пространстве \mathbf{x} с помощью матрицы M . Относительная погрешность δ_η будет максимальной, если \mathbf{x} соответствует наименьшей полуоси эллипсоида, а вариация $\Delta \mathbf{x}$ происходит в направлении, соответствующем наибольшей полуоси. Напротив, относительная погрешность δ_η будет минимальной в ситуации, когда \mathbf{x} соответствует наибольшей полуоси эллипсоида, а вариация $\Delta \mathbf{x}$ происходит в направлении, соответствующем наименьшей полуоси.

С учетом того, что в резонаторе в базисе «линейное смещение — направляющий косинус» вектор \mathbf{x} представляет собой пару $(l_1, v_1)^T$, а вектор $\boldsymbol{\eta}$ — пару $(l_2, v_2)^T$, где l_1, l_2 — линейное смещение луча в опорных плоскостях на входе и выходе; v_1, v_2 — соответствующие направляющие косинусы, геометрическая интерпретация свойств лазеров в форме эллипсоидов (см. рис. 1—4) предоставляет пользователю возможность оценить сепаратную чувствительность к вариациям по каждой из координат.

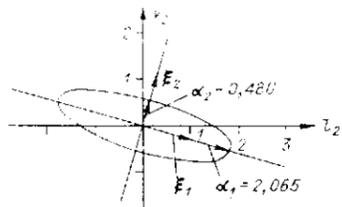


Рис. 1

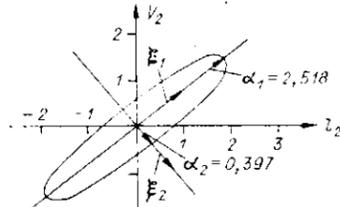


Рис. 2

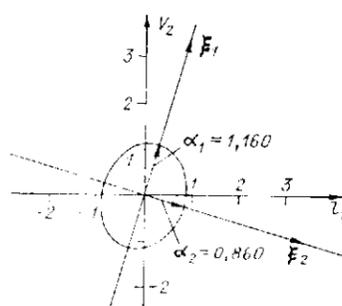


Рис. 3

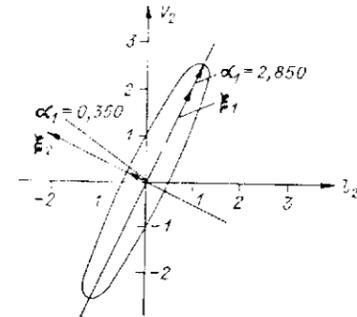


Рис. 4

Геометрическую интерпретацию эффекта вариации ΔM матрицы M преобразования Π целесообразно дать в следующей форме. Пусть имеют место лишь вариации ΔM , тогда в силу (2) и (3)

$$\Delta \eta = \Delta M \bar{\kappa}. \quad (13)$$

Запишем выражение (13) в эквивалентной форме

$$\Delta \eta = M M^{-1} \Delta M \bar{\kappa} \quad (14)$$

и введем вспомогательный вектор

$$\mathbf{w} = M^{-1} \Delta M \bar{\kappa}, \quad (15)$$

что позволяет (14) записать в форме

$$\Delta \eta = M \mathbf{w}. \quad (16)$$

Нетрудно видеть из (16), что максимальное приращение $\Delta \eta$ выходного лучевого вектора резонатора наблюдается тогда, когда вектор \mathbf{w} , порожденный приращением ΔM матрицы M , совпадает с вектором ζ_1 , которому соответствует вектор $\bar{\xi}_1 = M \zeta_1$ и являющийся собственным вектором матрицы $M^T M$, отвечающий при этом максимальному сингулярному числу матрицы M . Напротив, минимальное приращение имеет место тогда, когда вектор \mathbf{w} , порожденный приращением ΔM матрицы M , совпадает с вектором ζ_2 , удовлетворяющим условию $\bar{\xi}_2 = M \zeta_2$, где $\bar{\xi}_2$ — собственный вектор матрицы $M^T M$, соответствующий минимальному сингулярному числу матрицы M .

Если воспользоваться (15), то для экстремальных вариаций выходного лучевого вектора η в силу изложенного можно записать

$$\bar{\xi}_1 = M^{-1} \Delta M \bar{\xi}_2; \quad (17)$$

$$\bar{\xi}_2 = M^{-1} \Delta M \bar{\xi}_1. \quad (18)$$

Выражение (17) — условие для определения вариации ΔM матрицы M , порождающей максимальный по норме вектор $\Delta \eta$, а (18) — для определения ΔM , порождающей $\Delta \eta$ минимальной нормы.

Запишем выражения (17) и (18) в следующей эквивалентной форме, объединив их в одно выражение:

$$M \bar{\xi}_i = \Delta M \bar{\xi}_j; \quad i = \overline{1, 2}; \quad j = \overline{2, 1}. \quad (19)$$

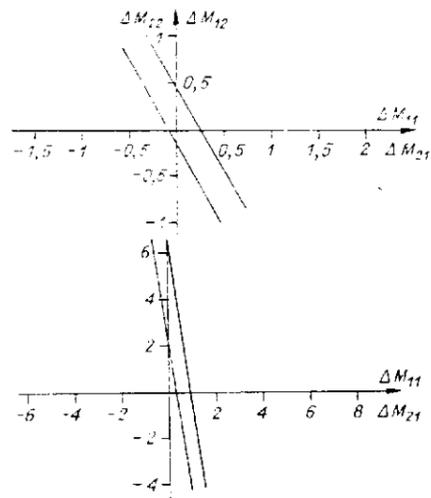


Рис. 7

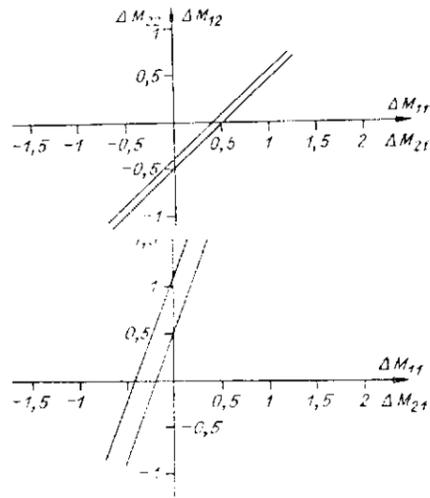


Рис. 8

Если (19) записать в поэлементной форме, ограничившись ξ_i, ξ_j единичной евклидовой нормы, то

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_{i1} \\ \xi_{i2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta M_{11} & \Delta M_{12} \\ \Delta M_{21} & \Delta M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_{j1} \\ \xi_{j2} \end{bmatrix}, \quad (20)$$

что позволяет в развернутой форме относительно элементов матрицы ΔM записать

$$\Delta M_{11}\xi_{j1} + \Delta M_{12}\xi_{j2} = M_{11}\xi_{i1} + M_{12}\xi_{i2}; \quad (21)$$

$$\Delta M_{21}\xi_{j1} + \Delta M_{22}\xi_{j2} = M_{21}\xi_{i1} + M_{22}\xi_{i2}. \quad (22)$$

Соотношение (21) позволяет на плоскости $(\Delta M_{11}, \Delta M_{12})$ найти области значений, порождающие экстремальную вариацию $\Delta \eta$ вектора η . выражение (22) — аналогично область на плоскости параметра $(\Delta M_{21}, \Delta M_{22})$.

Графические представления (21) и (22) для рассматриваемых лазеров приведены на рис. 5—8. Геометрическая интерпретация свойств ЛГ (в форме рис. 1—8) позволяет пользователю оценить потенциальную чувствительность выходного лучевого вектора к разъюстировкам.

Заключение. Использование алгебраической модели ЛГ в виде матрицы преобразования лучей M резонатора лазера позволяет чисто алгебраическими средствами провести сравнительный анализ конкурирующих ЛГ и выбрать лазер, потенциально наименее чувствительный к разъюстировкам элементов резонатора, а также оценить возможные вариации выходного лучевого вектора в функции этих разъюстировок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьев В. П. Оптическая локация для радиоинженеров.— М.: Радио и связь, 1983.
2. Зацаринный А. В. Автоматизация высокоточных инженерно-геодезических измерений.— М.: Недра, 1976.
3. Зуев В. Е., Фадеев В. Я. Лазерные навигационные устройства.— М.: Радио и связь, 1987.
4. Справочник по лазерам: Пер. с англ.— М.: Сов. радио, 1978.— Т. 2.

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. Альтшулер 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. Стрейг 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: Межвузовский 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