

3. Апарцин А. С. Об одном методе регуляризации для уравнения Абеля // II Всесоюз. симп. по вычислительной томографии: Тез. докл.— Куйбышев, 1985.
4. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям.— М.: Мир, 1983.
5. Barret H. H., Swindell W. Radiological imaging.— N. Y.: Academic Press, 1981.— V. 2.
6. Anderson W. L. Computer program numerical integration of Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // Geophysics.— 1979.— V. 44, N 7.— P. 1287.
7. Воскобойников Ю. Е. Обращение уравнения Абеля с использованием кубических сплайнов // Инверсия Абеля и ее обобщения.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
8. Shepp L. A., Logan B. F. The Fourier reconstruction of a head section // IEEE Trans. Nucl. Sci.— 1974.— V. NS-21.— P. 21.

Поступило в редакцию 23 октября 1985 г.

УДК 681.174

З. Д. ГРИЦКИВ, В. И. ШКЛЯРСКИЙ

(Львов)

ПРЕДЕЛЬНОЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА В СКАНИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ НА ПРЕЦИЗИОННЫХ ЭЛТ

Одним из важнейших параметров сканирующих устройств является их быстродействие, определяющее производительность процессов обработки информации, а в отдельных случаях возможность работы в реальном масштабе времени. Особенность сканеров на прецизионных ЭЛТ — использование для отклонения луча ЭЛТ исключительно магнитных отклоняющих систем (МОС), имеющих лучшие по сравнению с электростатическими системами абберационные характеристики. Необходимость формирования магнитного отклоняющего поля накладывает принципиальное ограничение на достижимое быстродействие, количественная оценка которого и является задачей настоящей работы.

Под быстродействием понимается время τ , за которое ток в отклоняющей системе достигает заданного значения I . Значение тока тем или иным способом фиксируется на определенный временной интервал, зависящий от условий сканирования. Способ получения этого тока в конечном итоге сводится к подключению к индуктивности L источника напряжения E , которое для обеспечения скорости di/dt должно соответствовать известному условию $E = L(di/dt)$. Переходя к конечным приращениям, получаем, что быстродействие отклонения $\tau = LI/E$. Минимально возможное значение L определяется объемом V , в котором необходимо создать магнитное поле напряженностью H . Если L минимизировано, а реально существующие в МОС потери активной мощности и ее емкостные свойства не учтены, эта величина может рассматриваться в качестве предельного быстродействия.

На рис. 1 схематично показано поперечное сечение МОС, отклоняющей луч в направлении оси x . На внутренней поверхности магнитопровода с бесконечной магнитной проницаемостью расположены рабочие участки проводников с током I . Их число в каждой из половин системы равно N , а распределение плотности витков по периметру системы подчинено синусоидальному закону, обеспечивающему однородность поля. С учетом [1] нетрудно показать, что соответствующая этим виткам энергия равна $W = \mu_0 H^2 \pi d^2 l / 16$, где $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м; l и d — длина и диаметр области отклонения. Принимая во внимание равенство $W = LI^2/2$, для индуктивности рабочей части проводников половины системы получим $L' = \pi^2 N^2 l / 2$ Гн.

Такое же число проводников N , но с противоположным направлением тока содержится во второй половине системы. Так как нас интересует предельное быстродействие, наименьшая достижимая индуктивность будет соответствовать параллельному соединению обеих половин системы. При этом необходимо также учесть взаимную индукцию M между ними. Поскольку половины системы включены встречно, индуктивность системы $L = (L' - M)/2$. Опыт показывает, что $M \approx (0,2 - 0,8)L'$. Следовательно, минимальное значение индуктивности $L_{\min} \approx (L' - 0,8L')/2 \approx 0,1L'$. Соответственно для быстродействия имеем

$$\tau_{\min} = L_{\min} 2I/E \approx 2,7N\sqrt{U_a d} \sin \alpha 10^{-7}/E \text{ с,}$$

где учтено, что при напряжении анода ЭЛТ U_a для отклонения луча на угол α требуется ток [2] $I = 2,7\sqrt{U_a d} \sin \alpha / N$. Из выражения видно, что время τ_{\min} пропорционально числу проводников N . Вообще говоря, возможно создание МОС с $N = 1$. Если при этом обеспечить синусоидальное распределение плотности тока в поперечном сечении проводника, то поле в рабочем объеме останется однородным. Такая МОС могла бы обладать максимальным быстродействием. Практически, однако,

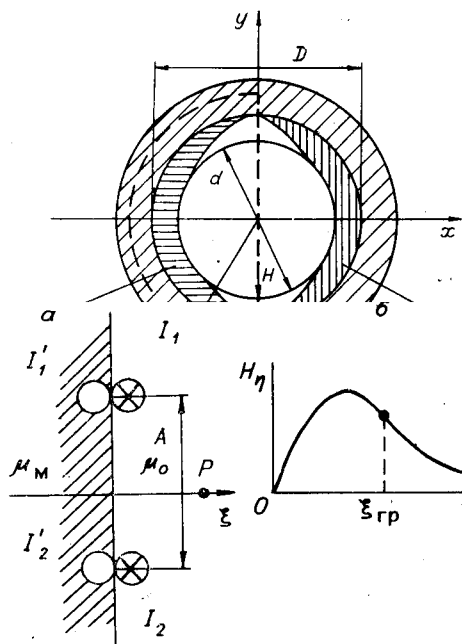


Рис. 3

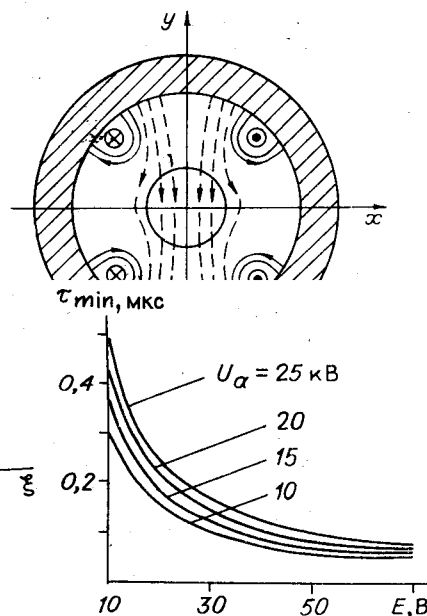


Рис. 4

МОС изготавливают путем намотки определенного числа витков провода, который с целью обеспечения высокой степени симметрии, уменьшения собственной емкости обмоток, упрощения процесса изготовления укладывают в пазы, образующие секционированную обмотку. Количество секций при этом определит точность аппроксимации требуемого закона, а поскольку наименьшее число витков, которое может быть уложено в отдельную секцию, равно единице, то в конечном итоге наименьшее общее число витков N_{\min} будет задаваться количеством секций.

Для определения минимально допустимого числа секций воспользуемся моделью МОС, схематически представленной на рис. 2, в которой $N = 2$. Штриховые линии, соответствующие магнитным силовым линиям, показывают, что если в центральной области поле имеет «подушкообразный» характер, то на краях оно изменяет свой характер, становится «бочкообразным». Очевидно, что рабочей должна быть однотипная по характеру поля область, ориентировочно показанная в центре рисунка сплошной кольцевой линией.

С учетом сравнительно близкого расположения секций задачу несколько упростим, сведя ее к отысканию поля от двух проводников с токами I_1 и I_2 , расположенных на плоской границе раздела: материала с высокой магнитной проницаемостью μ_m и вакуума внутреннего объема ЭЛТ с проницаемостью μ_0 (рис. 3, а). Применяв метод изображений [3], получим следующее выражение для напряженности поля H_n в некоторой точке P на оси ξ :

$$H_n = \frac{4}{\pi} (I_1 + I_2) \frac{\xi}{A^2 + 4\xi^2},$$

где A — расстояние между проводниками с токами I_1 и I_2 . Характер этой зависимости показан на рис. 3, б. Приравнявая вторую производную выражения нулю, найдем значение $\xi = \xi_{\text{гр}} = \sqrt{3}/4A \approx 0,87A$. Поставим условие, чтобы даже максимально отклоненный луч не попадал в область $\xi < \xi_{\text{гр}}$. При оптимальном выполнении МОС эта область соответствует внутреннему диаметру горловины ЭЛТ d . Тогда $\xi_{\text{гр}} = (D - d)/2 = 0,87A$, т. е. наибольшее допустимое расстояние между секциями $A_{\text{max}} \approx (D - d)/1,74$, а наименьшее число секций в одной половине МОС $Q_{\min} = \pi D / 2A_{\text{max}} \approx 2,75D / (D - d)$, что соответствует угловому размеру секции $\Delta\theta = \pi/Q = \pi(D - d)/2,75D$. Средние углы секций принимают значения $\theta_n = \Delta\theta/2 + n\Delta\theta$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядковый номер секции. Как указывалось, в секции $n = 0$ расположен один виток, что с учетом синусоидального распределения вит-

ков привело к равенству $1 = v_0 \sin \Theta_0 = v_0 \sin[\pi(D-d)/2,75D \cdot 2]$, здесь v_0 — плотность витков на оси x .

Полное число витков

$$N = 2 \int_0^{\pi/2} v_0 \sin \Theta d \Theta = 2v_0.$$

Определив из предыдущего выражения v_0 , получаем для наименьшего допустимого числа проводников значение

$$N_{\min} = 2/\sin[\pi(D-d)/5,5D],$$

и тогда окончательно

совершенствуя временные характеристики сканеров на прецизионных ЭЛТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миллер В. А., Куракин Л. А. Приемные электронно-лучевые трубки.— М.: Энергия, 1971.
2. Шерстнев Л. Г. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы.— М.: Энергия, 1971.
3. Говоров В. А. Электрические и магнитные поля.— М.: Энергия, 1968.

Поступило в редакцию 30 марта 1987 г.

УДК 62-50 : 519.24

В. П. СИЗОВ
(Москва)

КАЛИБРОВКА МНОГОМЕРНЫХ ДАТЧИКОВ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИ ПОМОЩИ ОРТОНОРМИРОВАННЫХ ПОЛИНОМОВ

Одним из основных методов обеспечения высокой точности многомерных датчиков технических систем является их периодическая калибровка по экспериментальным точкам с априори известными параметрами. В [1] для этой цели построен численно устойчивый рекуррентный алгоритм оптимальной оценки коэффициентов двумерных аппроксимирующих полиномов, не требующий предварительного накопления измерений. Однако его реализация связана с необходимостью обращения весовой матрицы большой размерности, определяемой степенью аппроксимации.

В настоящей работе представлено эффективное в вычислительном отношении решение задачи оценки векторов нелинейности и коррекции многомерного датчика, основанное на использовании полиномов, ортонормированных на совокупности экспериментальных точек.

Аппроксимация регулярного преобразования. Пусть x — вектор параметров объекта, отображаемый k -мерным датчиком в вектор измерения $z(x) = y(x) + \xi$ с регулярной $y(x)$ и случайной ξ составляющими. Аппроксимируем каждую компоненту $y(x)$ k -мерным полиномом

$$P(x) = a^T e(x), \quad (1)$$

где a — вектор коэффициентов, называемый далее вектором нелинейности датчика по аппроксимируемой компоненте преобразования $y(x)$; $e(x)$ — вектор одночленных базисных полиномов:

$$\{e_i(x) = x_1^{i_1} x_2^{i_2} \dots x_k^{i_k}, i = 0, 1, \dots, s\}, \quad (2)$$

в котором между индексами i и степенями $\{i_j, j = 1, 2, \dots, k\}$ с максимальными значениями $\{s_j, j = 1, 2, \dots, k\}$ предполагается взаимно однозначное соответствие,