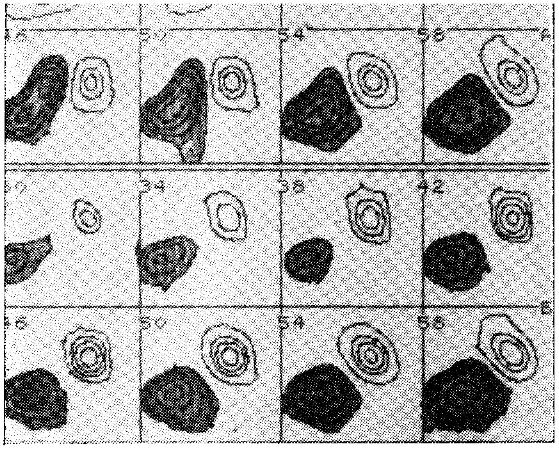


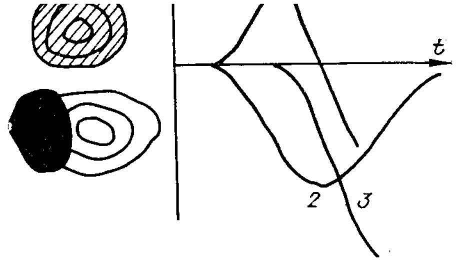


Рис. 9. Иллюстрация метода разделения источников, основанного на анализе синхронности

Рис. 8. Разделение источников в ДМК вызванного отклика

ческих магнитных карт сердца и мозга данные о динамике нескольких эквивалентных токовых диполей, генерирующих суммарное магнитное поле. Динамика параметров найденных ЭТД несет функциональную информацию об исследуемых процессах возбуждения и может быть использована в целях анализа процессов и медицинской диагностики. Основным недостатком данного подхода является использование модели токового диполя. В то же время динамический подход позволяет переформулировать и более сложные алгоритмы, восстанавливающие непрерывное пространственное распределение плотности токов [2]. В этой связи использование информации о динамике источников поля представляется перспективным подходом в решении рассматриваемого класса обратных задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Biomagnetism:** An Interdisciplinary Approach.— N. Y.: Plenum Press, 1982.
2. **Jeffs B., Leahy R., Singh M.** An evaluation of methods for neuromagnetic image reconstruction // IEEE Trans. on Biomedical Eng.— 1987.— **34**, N 9.— P. 713.
3. **Матлашов А. Н., Журавлев Ю. Е., Годик Э. Э. и др.** Динамическое картирование магнитных полей сердца человека // ДАН СССР.— 1986.— **286**, № 2.
4. **Журавлев Ю. Е., Липович А. Я., Матлашов А. Н. и др.** Динамическое картирование вызванных магнитных полей мозга человека // ДАН СССР.— 1987.— **296**, № 1.
5. **Romani G. L., Leoni R.** Localization of cerebral sources by neuromagnetic measurements // Proc. 5 World Conf. on Biomagnetism.— Canada: Plenum Press, 1985.— P. 205.
6. **Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.** Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1979.
7. **Тараторин А. М.** О методах определения функциональной структуры динамических биомедицинских изображений // Автометрия.— 1986.— № 3.
8. **Химмельблау Д.** Прикладное нелинейное программирование.— М.: Мир, 1972.

Поступила в редакцию 16 февраля 1988 г.

УДК 681.325 : 535

К. ВАСКЕЗ, К. ФЕРРЕИРА, Т. ШОПЛИК

(Варшава, Польша)

НЕЛИНЕЙНОЕ УГЛОВОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ АНАМОРФОТНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРА

Введение. Анаморфотные оптические системы выполняют двумерное фурье-преобразование с разными масштабами спектра вдоль осей x и y [1]. Анаморфотные фурье-преобразователи (АФП) состоят из скрещен-

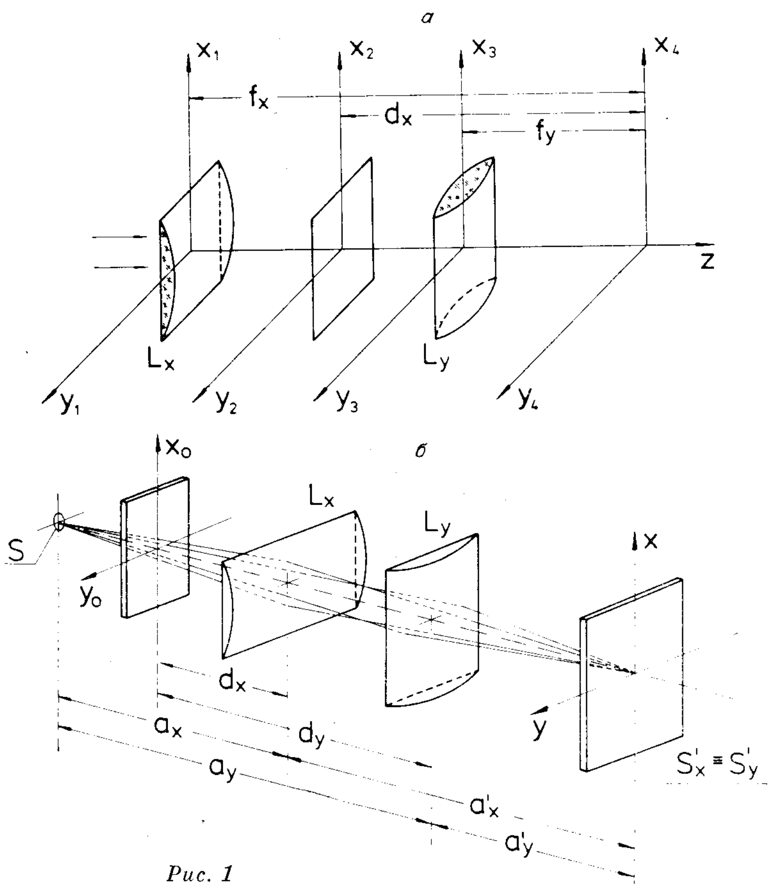


Рис. 1

ных цилиндрических линз с неравными фокусными расстояниями и могут работать при освещении плоской [1] и сферической [2] волнами. Простой пример АФП показан на рис. 1. Анаморфотность является причиной нелинейного увеличения азимутальных частот. Этим анаморфотные фурье-спектры отличаются от инвариантных к повороту спектров, получаемых при помощи сферического фурье-преобразования. Уровень перераспределения азимутальных пространственных частот зависит от коэффициента M, который характеризует пропорциональность масштабов частот в направлениях x и y [3, 4]. Этот коэффициент M эквивалентен коэффициенту анаморфотности для данного АФП [5]. Перераспределение азимутальных частот хорошо описывается коэффициентом углового увеличения K анаморфотного спектра, который был определен в [5].

Особые свойства анаморфотных спектров использовались в направленных спектральных измерениях с повышенной точностью [5], в распознавании образов [6, 7] и в псевдоцветном кодировании [8].

В данной статье рассматриваются особенности коэффициента углового увеличения K и его зависимость от коэффициента анаморфотности M и параметров анаморфотных преобразователей.

Угловые соотношения в анаморфотном фурье-спектре. Рассмотрим пример одномерной синусоидальной дифракционной решетки $1 + \cos 2\pi\nu y$, которая составляет предмет до преобразования в оптическом АФП. Будем искать угловое положение спектральных точек в зависимости от угловой ориентации дифракционной решетки. В случае сферической преобразующей линзы ситуация очевидна [9]. От предмета, вращаемого против часовой стрелки на угол α:

$$g(x,\ y) = 1 + \cos 2\pi\nu(-x \sin \alpha + y \cos \alpha), \tag{1}$$

получаем спектр

$$G(u, v) = \delta(u)\delta(v) + 1/2\delta(u + \nu\sin\alpha)\delta(v - \nu\cos\alpha) + \\ + 1/2\delta(u - \nu\sin\alpha)\delta(v + \nu\cos\alpha), \quad (2)$$

который тоже вращается на угол α. С другой стороны, спектр, полученный при помощи АФП, располагается под углом, отличающимся от угла вращения решетки α. Анаморфотное фурье-преобразование определяем в декартовых и полярных координатах в виде

$$G_A(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty}\int g(x, y)\exp[-2\pi i(xu + Myv)]\,dx\,dy \quad (3)$$

и $$G_A(\zeta, \varphi) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} g(r, \xi)\exp[-2\pi ir\zeta(\cos\xi\cos\varphi + M\sin\xi\sin\varphi)]\,rdr\,d\xi, \quad (4)$$

где x, y и r, ξ — соответственно декартовые и полярные координаты в плоскости предмета; u, v — декартовые пространственные частоты; ζ, φ — радиальные и азимутальные частоты в плоскости спектра. Подставив (1) в (3), получаем анаморфотный спектр нашего предмета:

$$G_A(u, v) = \frac{1}{M}\delta(u)\delta(v) + \frac{1}{2M}\delta(u + \nu\sin\alpha)\times \\ \times\delta\left(v - \frac{\nu\cos\alpha}{M}\right) + \frac{1}{2M}\delta(u - \nu\sin\alpha)\delta\left(v + \frac{\nu\cos\alpha}{M}\right). \quad (5)$$

Здесь угловое положение спектральных точек зависит как от угла вращения α, так и от коэффициента анаморфотности M используемого АФП. Из этого следует, что спектральные точки имеют азимутальную пространственную частоту

$$\varphi = \operatorname{arctg}(M\operatorname{tg}\alpha) + \pi/\alpha = \gamma + \pi/2, \quad (6)$$

где угол γ связан с M и α формулой $\operatorname{tg}\gamma = M\operatorname{tg}\alpha$, которая показывает взаимный сдвиг азимутальных частот, наблюдаемый в сферическом фурье-преобразовании и АФП. Чем больше значение коэффициента M отличается от единицы, тем больше нелинейная зависимость φ от α.

Коэффициент анаморфотности M определяется параметрами АФП. В случае освещения плоской волной (рис. 1, *а*) имеем

$$M = d_x/f_y, \quad (7)$$

где d_x — расстояние от плоскости предмета до плоскости спектра, которое изменяется в пределах $f_x \geqslant d_x > f_y$. С другой стороны, при освещении сферической волной имеем

$$M = f_x(a_y - f_y)/f_y(a_x - f_x), \quad (8)$$

где a_x и a_y — расстояния от точечного источника до линз, действующих соответственно в направлениях x и y. Условие создания изображения точечного источника в фурье-плоскости выполнено для двух положений обеих линз [2]. Поэтому для АФП со сферическим освещением возможны два разных положения линз, следовательно, возможны четыре отличающиеся конфигурации АФП. В случае, показанном на рис. 1, *б*, получаем коэффициент $M > 1$. Когда линзы с такими же фокальными расстояниями имеют другое положение, что значит $a_x > a_x'$ и $a_y < a_y'$, тогда для коэффициента анаморфотности M выполняется соотношение $0 < M < 1$.

На рис. 2 приведены графики зависимости азимутальной частоты γ от угла поворота α для разных значений коэффициента как больше, так и меньше единицы. Подобные же графики изображают зависимость между нелинейно увеличенными азимутальными частотами в АФП и равномерно распределенными азимутальными частотами в сферическом фурье-преобразователе. Как видно на рис. 2, с формальной точки зрения изменения $\gamma(\alpha)$ для значений коэффициента M меньше, чем единица,

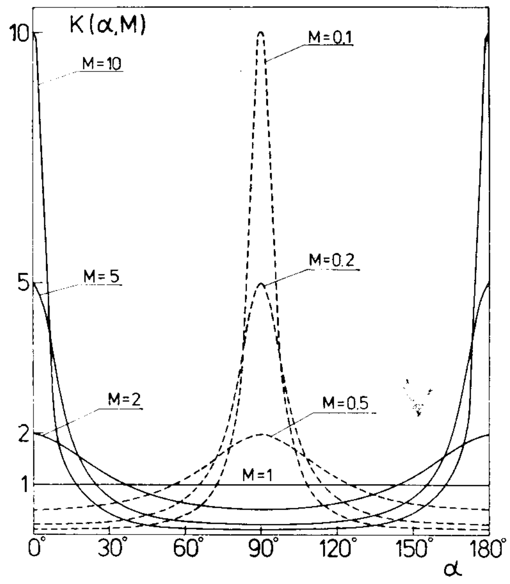


Рис. 2

эквивалентны повороту системы координат на угол $\pi/2$, что соответствует обмену нижних индексов x и y в формулах (7) и (8).

Угловое увеличение анаморфотного фурье-спектра. Анаморфотное фурье-преобразование было введено из-за необходимости углового спектрального анализа с повышенной точностью по сравнению с точностью, достигаемой при помощи классического фурье-преобразования. В этом случае коэффициент углового увеличения $K(\alpha, M)$, определенный в [5], является параметром большой практической важности и имеет вид

$$K(\alpha, M) = \frac{d\varphi}{d\alpha} = \frac{M}{1 + (M^2 - 1)\sin^2\alpha}. \quad (9)$$

Его графики для разных значений коэффициента M показаны на рис. 3. При $M > 1$ получаем $K > 1$ для углов α, которые изменяются в пределах от $-\alpha_0$ до α_0. В случае $0 < M < 1$ находим $K > 1$ для углов α, которые изменяются в пределах от $\pi/2 - \alpha_0$ до $\pi/2 + \alpha_0$. Значение границы α_0 углового интервала дано как

$$|\alpha_0| = \arcsin \sqrt{1/(1 + M)}. \quad (10)$$

Чем больше коэффициент M отличается от единицы, тем меньше граничный угол α_0, следовательно, тем меньше угловой интервал с $K > 1$, который используется для точных угловых спектральных измерений.

Повышенная точность угловых измерений возможна благодаря анаморфотности спектра. Отбор проб (образцов) из углового спектра производится через узкую клиновидную маску с угловой протяженностью β. Такая маска, используемая для выборки анаморфотного спектра, становится относительно у́же. Ее эффективная угловая протяженность зависит от $K(\alpha, M)$ как

$$\beta_{eff} = \beta/K(\alpha, M). \quad (11)$$

Угловые интервалы $\Delta(M)$, где коэффициент $K(\alpha, M) > 1$, показаны на рис. 4. Их ширина посчитана для одного положительного или отрицательного порядка дифракции и разных значений M, как больших, так и меньших единицы. Угловые протяженности этих интервалов равны $2\alpha_0$ для $M > 1$ и $\pi - 2\alpha_0$ для $0 < M < 1$. Для $M = 1$ точность измерений постоянна по всему угловому спектру. Однако угловые рабочие интервалы, в которых коэффициент углового увеличения $K(\alpha, M)$ постоянен по величине с точностью до 10 %, являются более узкими. Эти ин-

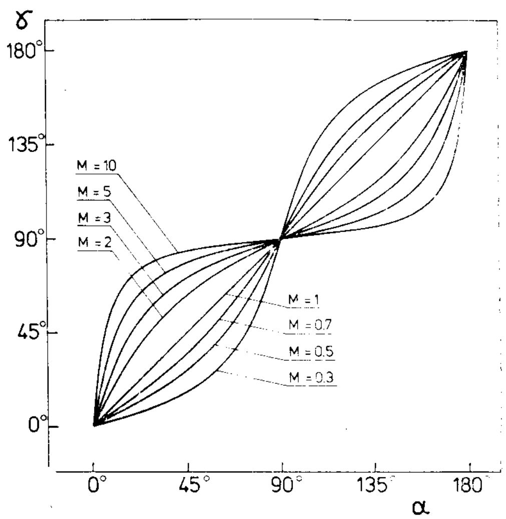
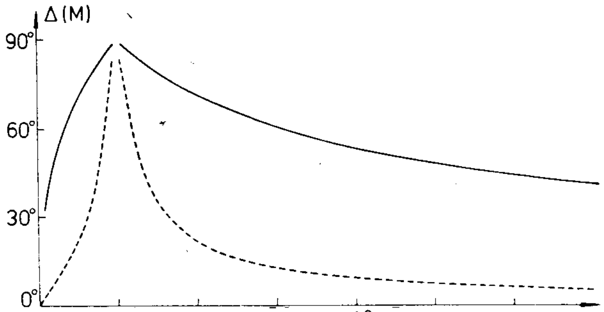


Рис. 3

тервалы, в которых возможны измерения с высочайшей и постоянной точностью, показаны на рис. 4 штриховой линией. Очень важно, что внутри рабочих интервалов нелинейное угловое увеличение анаморфотного спектра можно с хорошим приближением представить в ви-



ные маски с угловой протяженностью, равной $\beta = 1°$, легко доступны на практике. Если для выборки использовать такие узкие маски, угловое увеличение спектра остается постоянным с точностью больше чем 1 % внутри поля зрения маски. Оптимальная установка для направленного спектрального анализа описана в [5]. Во время измерений клиновидная маска имела постоянное местоположение в направлении, в котором действует линза с более длинным фокусным расстоянием, но при этом предмет должен вращаться.

Выполнение вышеуказанной работы было возможно благодаря финансовой помощи от CAICYT (grant 3226/83) Министерства образования и науки (Испания).

Один из авторов (Т. Ш.) благодарит испанское правительство за стипендию в мае 1988 г. в университете в Валенсии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Szoplik T., Kosek W., Ferreira C.** Nonsymmetric Fourier transforming with an anamorphic system // Appl. Opt.— 1984.— **23**, N 6.— P. 905.
2. **Andrés P., Ferreira C., Bonet E.** Fraunhofer diffraction pattern from apertures illuminated with nonparallel light in nonsymmetrical Fourier transformers // Appl. Opt.— 1985.— **24**, N 10.— P. 1549.
3. **Szoplik T., Arsenault H. H.** Rotation-variant optical data processing using the 2-D nonsymmetric Fourier transform // Ibid.— N 2.— P. 168.
4. **Andrés P., Ferreira C., Chałasinska-Macukow K., Pons A.** 2-D anamorphic coherent optical processor // Acta Polytechnica Scandinavica.— 1985.— **149**, N 1.— P. 233.
5. **Szoplik T., Chałasinska-Macukow K., Kosek J.** Accuracy of spectral analysis with an anamorphic Fourier transformer // Appl. Opt.— 1986.— **25**, N 2.— P. 188.
6. **Szoplik T., Arsenault H. H.** Shift and scale-invariant anamorphic Fourier correlator using multiple circular harmonic filters // Appl. Opt.— 1985.— **24**, N 19.— P. 3179.
7. **Bonet E., Ferreira C., Andrés P., Pons A.** Nonsymmetrical Fourier correlator to increase the angular discrimination in character recognition // Opt. Communs.— 1986.— 58, N 2.— P. 155.
8. **Millán M. S., Ferreira C., Pons A., Andrés P.** Application of anamorphic systems to directional pseudocolour encoding // Opt. Eng.— 1988.— **27**, N 2.— P. 129.
9. **Gaskill J. D.** Linear Systems, Fourier Transform, and Optics.— N. Y.: Wiley, 1978.

Поступила в редакцию 15 августа 1988 г.