

## ЛИТЕРАТУРА

1. Матиенко Б. Г., Нестерихин Ю. Е. Многоэлементные фотоприемные матрицы для голограммных запоминающих и вычислительных устройств.— *Автометрия*, 1979, № 3.
2. Матиенко Б. Г. Исследование характеристик полупроводниковой фотоприемной матрицы.— *Автометрия*, 1979, № 3.
3. Фролкин В. Т. и др. Опыт эксплуатации комплекса программ автоматического расчета оптимальных параметров схем.— *Управляющие системы и машины*, 1977, № 6.
4. Воронов Ю. А., Мочалкина О. Р. Фотоэлектрические характеристики транзисторных матриц с накоплением заряда.— *Микроэлектроника*, 1980, т. 9, вып. 1.

*Поступила в редакцию 3 июля 1980 г.;  
окончательный вариант — 16 июня 1982 г.*

УДК 543.42

В. И. МОШКИН

(Москва)

### ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ В ТЕХНИКЕ СПЕКТРОСКОПИИ

В последние годы достигнуты значительные успехи в области создания интегральных многоэлементных фотоприемников (ИМФ) для энергетических измерений в видимой и инфракрасной областях спектра [1]. Наиболее перспективными ИМФ для использования в технике спектроскопии являются кремниконы [2] и фотодиодные линейки [3], которые уже нашли применение в многоканальных анализаторах спектра типа ОМА [4]. Применение ИМФ в технике спектроскопии вместо дискретных ФЭУ, фотодиодов и фотоэлементов позволяет повысить точность измерений, устранить подвижные механические элементы измерительных устройств, осуществить автоматизированную обработку измерений в реальном масштабе времени.

В настоящей работе рассматриваются вопросы методики спектральных измерений с помощью ИМФ, даются алгоритмы обработки результатов измерений и анализа их точности. Ранее эти вопросы в литературе, по существу, не рассматривались.

В общем случае ИМФ представляет собой регулярную матрицу или линейку  $N$  фотоприемных элементов, расположенных в выходной фокальной поверхности спектрального прибора (рис. 1, а). Фотоэлектрические сигналы, считываемые с элементов ИМФ, несут информацию о распределении интенсивности излучения  $\Phi(x, y; t)$  в выходной фокальной поверхности спектрального прибора, которое задается сверткой инструментального контура  $\phi(x, y)$  и истинного распределения интенсивности

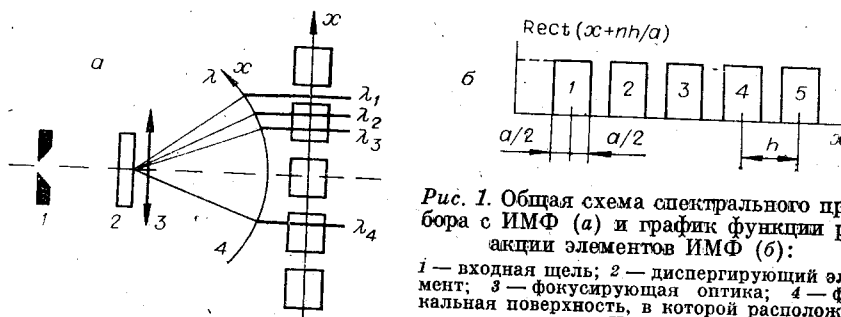


Рис. 1. Общая схема спектрального прибора с ИМФ (а) и график функции реакции элементов ИМФ (б):

$i$  — входная щель; 2 — диспергирующий элемент; 3 — фокусирующая оптика; 4 — фокальная поверхность, в которой расположен ИМФ.

излучения изучаемого объекта  $P(x, y; t)$  после диспергирующего элемента:

$$\Phi(x, y; t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' P(x', y'; t) \varphi(x - x', y - y'). \quad (1)$$

Различают два режима работы ИМФ: регистрации мгновенных значений фототоков и накопления заряда. В первом режиме, характеризуемом высокой линейностью передаточных характеристик, с  $n$ -го элемента ИМФ в момент времени  $t_n$  считывается сигнал, определяемый скалярным произведением распределения  $\Phi(x, y; t)$  и функции реакции  $R_n(x, y)$ :

$$A_n = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \Phi(x, y; t_n) R_n(x, y). \quad (2)$$

Для фотоприемников прямоугольной формы размерами  $a \times b$ , расположенных с шагом  $h$  вдоль оси  $x$ , в идеальном случае

$$R_n(x, y) = (1/\sqrt{ab}) \text{Rect}((x + nh)/a) \text{Rect}(y/b) S[\lambda(x, y)]. \quad (3)$$

График функции  $\text{Rect}((x + nh)/a)$  приведен на рис. 1, б. Функция реакции реальных фотоприемников несколько отличается от идеальной из-за диффузионного расплывания неосновных носителей заряда, генерируемых в объеме полупроводника под действием поглощаемого излучения. На рис. 2, а приведена типичная реальная функция реакции элементов фотодиодной линейки. Функция  $S[\lambda(x, y)]$  определяется абсолютной спектральной чувствительностью элементов ИМФ  $S(\lambda)$  и распределением длин волн излучения  $\lambda(x, y)$  в выходной фокальной поверхности (дисперсией). На рис. 2, б показаны типичные спектральные характеристики элементов кремниевых фотодиодных линеек. Отметим, что в спектральной области высокого разрешения в исследуемом интервале длин волн  $\Delta\lambda$  фоточувствительность ИМФ изменяется незначительно, поэтому  $S[\lambda(x, y)] = \text{const}$ . При выводе формулы (2) инерционность ИМФ во внимание не принималась.

В режиме накопления заряда передаточная характеристика ИМФ в общем случае является нелинейной, поэтому

$$A_n = F(A_n^0) \approx (F_1 - F_2 A_n^0)^{1/(1-g)},$$

где

$$A_n^0 = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \Phi(x, y; t) R_n(x, y) \text{Rect}\left(\frac{t - t_n}{T}\right); \quad (4)$$

$T$  — время накопления;  $F_1, F_2, g$  — параметры, определяемые конструкцией фотодиодов и условиями их смещения.

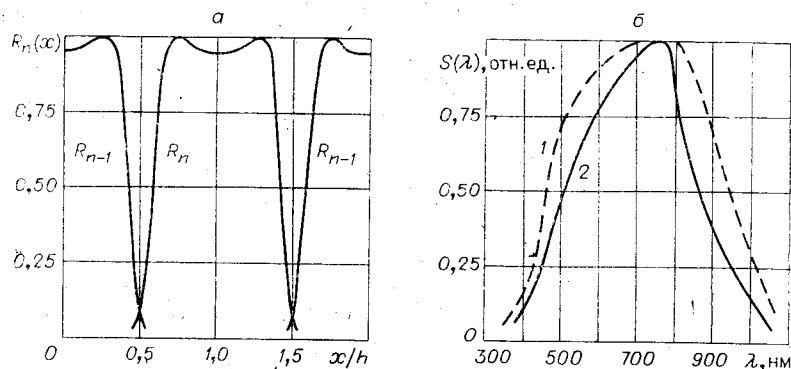


Рис. 2. Типичные реальные функции реакции (а) и спектральные характеристики (б) элементов ИМФ:

1 — планарная и 2 — планарно-эпитаксиальная структуры.

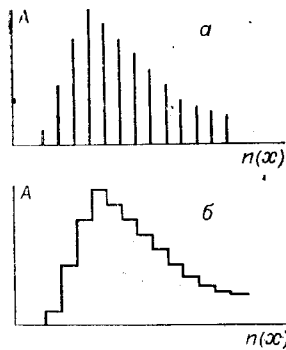


Рис. 3. Импульсное представление (а) и ступенчатообразная огибающая (б) фотоэлектрических сигналов, считываемых с ИМФ.

Выражение (4) сводится к виду (2) путем введения эффективного распределения интенсивности излучения

$$\Phi_{\text{ef}}(x, y; t_n) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \Phi(x, y; t) \text{Rect}\left(\frac{t-t_n}{T}\right). \quad (5)$$

Непосредственные осциллографические наблюдения однокоординатной зависимости  $\Phi(x; t)$  в реальном масштабе времени возможны только в спектроскопии высокого разрешения, когда изменением фоточувствительности ИМФ  $\Delta S_\lambda$  в исследуемом диапазоне длин волн  $\Delta\lambda$  можно пренебречь, а зависимость  $\lambda(x)$  имеет линейный характер. Сочетание ИМФ, коммутатора и усилителя фотоэлектрических сигналов позволяет наблюдать осциллограммы серии импульсных сигналов  $\{A_n\}$ , огибающая которых дает распределение  $\Phi(x; t)$  (рис. 3, а). Одна из практических схем для осциллографических наблюдений однокоординатных распределений интенсивности излучения в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн описана в работе [5]. Непосредственное наблюдение огибающих ступенчатообразной формы (рис. 3, б) достигается применением схем двойной коррелированной выборки [1]. Осциллографические наблюдения спектральных контуров в больших интервалах длин волн требуют применения аттенуаторов, переключаемых синхронно с коммутатором, а также схем нелинейной развертки. В этой связи целесообразно осуществлять обработку результатов измерений и их документирование средствами вычислительной техники (малые ЭВМ, дисплеи, графопостроители).

Задача восстановления исследуемой координатной зависимости  $\Phi(x; t)$  по измеряемому сигналу  $\{A_n(t)\}$  решается в два этапа. На первом этапе влияния инерционности и нелинейности ИМФ учитываются путем соответствующей корректировки совокупности значений  $\{A_n\}$ . На втором этапе решается задача восстановления вида зависимости  $\Phi(x; t)$ . Рассмотрим более подробно второй этап для случая восстановления однокоординатной зависимости  $\Phi(x)$ .

В работе [6] показано, что измерение совокупности  $N$  сигналов  $\{A_n\}$  с  $N$  элементов ИМФ дает аппроксимацию  $\Phi(x)$  в виде

$$\Phi^*(x) = \sum_{j=1}^N C_j U_j(x), \quad (6)$$

где  $\{U_j(x)\}$  — ортонормированный базис, построенный по процедуре Грама — Шмидта [7] на последовательности линейно-независимых функций реакции  $\{R_n(x)\}$ , определяемых топологией элементов ИМФ и их взаимным расположением;  $C_j$  — коэффициенты, определяемые из решения системы  $N$  линейных уравнений

$$A_n = \sum_{j=1}^N b_{nj} C_j, \quad (7)$$

$b_{nj}$  — коэффициенты разложения  $n$ -й функции реакции  $R_n$  в виде

$$R_n(x) = \sum_{j=1}^N b_{nj} U_j(x). \quad (8)$$

На практике используются также аппроксимации типа

$$\Phi^*(x) = \sum_{j=1}^N A_j R_j(x) \quad (9)$$

я

$$\Phi^*(x) = \sum_{j=1}^N A_j \text{Rect}\left(\frac{x+jh}{h}\right). \quad (10)$$

Аппроксимация (9) — частный случай аппроксимации (6), когда последовательность функций  $\{R_n(x)\}$  является ортонормированной. Аппроксимации (10) соответствует временная зависимость сигнала

$$A(t) = \sum_{j=1}^N A_j \text{Rect}\left(\frac{t+j\tau}{\tau}\right) \sqrt{h}, \quad (11)$$

считываемого с твердотельного ИМФ, содержащего линейку фотоприемников, коммутатор и схему двойной коррелированной выборки.

Погрешность определения положения спектральных линий или контуров с помощью ИМФ обусловлена приближенным характером аппроксимаций (6), (9) и (10), а также ошибками измерений, связанными с конструкцией ИМФ. Последние можно подразделить на ошибки 1-, 2- и 3-го рода (см. рис. 1, а). Ошибка 1-го рода — потеря информации о наличии спектральной линии  $\lambda_1$ , попадающей в промежуток между фотоприемниками. Принимая равновероятным попадание спектральной линии в любую точку оси  $x$ , получим следующую оценку для вероятности ошибки 1-го рода:  $p = (h - a)/a$ . Ошибки 2-го рода обусловлены неразличимостью двух спектральных линий  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ , попадающих на один фотоприемник. Наконец, ошибки 3-го рода связаны с неточностью определения положения спектральной линии  $\lambda_4$  и вызваны конечными размерами фотоприемников.

В большинстве случаев в рабочей зоне выходной фокальной поверхности спектрального прибора исследуемое распределение интенсивности излучения является функцией одной координаты  $x$ . Это обстоятельство позволяет устранить ошибки 1-го и 3-го рода и уменьшить ошибки 2-го рода путем соответствующей ориентации ИМФ (рис. 4, а, б) или использования матричных ИМФ, геометрия которых показана на рис. 4, в. При регистрации линейчатых спектров (см. рис. 4, а) положение линии  $\lambda$  определяется из уравнения

$$A_n/A_{n+1} = l_n(x)/l_{n+1}(x), \quad (12)$$

где  $l_n, l_{n+1}$  — длины отрезков линии  $\lambda$ , ограниченных контурами фоточувствительных площадок соответствующих фотоприемников. Длина отрезка  $l_n$  связана с функцией реакции фотоприемника выражением

$$l_n(x) = \max [yR_n(x, y)]. \quad (13)$$

Функция реакции элемента ИМФ, ось  $OO'$  которого повернута на угол  $\theta$  относительно оси  $x$ , для прямоугольных фотоприемников равна

$$R_n(x', y') = (1/\sqrt{ab}) \text{Rect}((x \cos \theta + y \sin \theta + kh)/a) \times \\ \times \text{Rect}((-x \sin \theta + y \cos \theta + jh)/b). \quad (14)$$

Здесь  $k, j$  — целые числа, определяющие положение элемента ИМФ в фокальной поверхности.

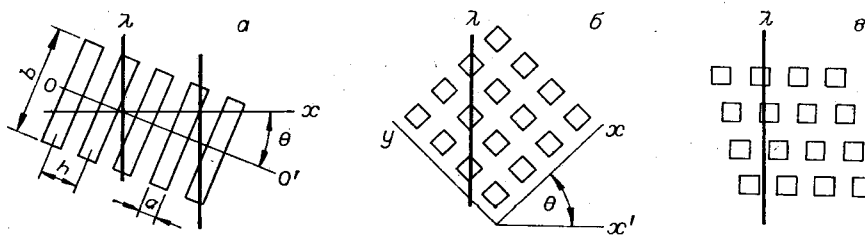


Рис. 4. Различные ориентации ИМФ относительно положения спектральных линий.

Анализ выражения (14) показывает, что линейка фотоприемников, расположенных с шагом  $h$  под углом  $\theta$  к оси  $x$ , в определенной степени эквивалентна линейке с шагом  $h \cos \theta$ , расположенной на оси  $x$ . Применение ориентированных матриц фотоприемников, содержащих  $L$  строк, эквивалентно использованию линейки фотоприемников с шагом  $h \cos \theta/L$ .

Количественную оценку абсолютной погрешности определения распределения  $\Phi(x)$  с помощью ИМФ можно получить следующим образом. Приведем выражение (6) к виду

$$\Phi^*(x) = (1/\det [b_{nj}]) \sum_{j=1}^N U_j(x) \sum_{m=1}^N M_{mj} A_m, \quad (15)$$

где  $\det [b_{nj}]$  — определитель матрицы  $[b_{nj}]$ , составленной из коэффициентов  $b_{nj}$ ;  $M_{mj}$  — алгебраическое дополнение элемента  $b_{mj}$  в определителе  $\det [b_{nj}]$ .

Представим искомое распределение  $\Phi(x)$  в виде фурье-интеграла

$$\Phi(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk F(k) \exp(ikx), \quad \text{где } k \text{ — пространственная частота, } i = \sqrt{-1}.$$

Тогда формула (2) может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} A_n &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx R_n(x) \int_{-\infty}^{+\infty} dk F(k) \exp(ikx) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk F(k) \int_{-\infty}^{+\infty} dx R_n(x) \exp(ikx) = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dk F(k) G_n^0(k). \end{aligned} \quad (16)$$

Используя формулы (15), (16), найдем среднеквадратичную погрешность определения  $\Phi(x)$ :

$$\begin{aligned} \bar{\delta}^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx |\Phi(x) - \Phi^*(x)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dk F(k) \exp(ikx) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[ 1 - \frac{1}{\det [b_{nj}]} \sum_{j=1}^N U_j(x) \exp(-ikx) \sum_{m=1}^N M_{mj} G_m^0 \right] \right|^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Координатная зависимость множителя в квадратных скобках в выражении (17) вызвана влиянием фазы гармонических составляющих распределения  $\Phi(x)$  на амплитуду регистрируемого сигнала. После усреднения по фазам под знаком интеграла и использования соотношения Парсеваля [7]

$$\bar{\delta}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dk |F(k) [1 - G(k)]|^2, \quad (18)$$

где

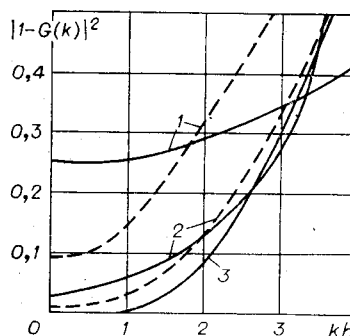
$$G(k) = G^0(k) \frac{1}{\det [b_{nj}]} \frac{1}{Nh} \int_0^{Nh} dx \exp(-ikx) \sum_{j=1}^N U_j(x) \sum_{m=1}^N M_{mj} \exp[-ik(m-1)h]. \quad (19)$$

В формуле (19) опущен индекс  $y$   $G^0(k) = G_1^0(k)$ , так как  $G_m^0(k) = G_1^0(k) \times \exp[-ik(m-1)h]$ .

Как видно из формулы (19), функция  $|1 - G(k)|^2$  определяет погрешность, вносимую ИМФ при измерении фурье-компоненты  $F(k)$  распределения  $\Phi(x)$  с пространственной частотой  $k$ . В частном, но важном для практики случае импульсной аппроксимации типа (9) формула (19) существенно упрощается:

$$G(k) = (1/h) |G^0(k)|^2 = (1/h) |-(i/k\sqrt{a})[\exp(ika) - 1]|^2. \quad (20)$$

Рис. 5. Зависимость функции  $|1 - G(k)|^2$  от приведенной пространственной частоты  $kh$ : 1 —  $\gamma=0,5$ ; 2 —  $\gamma=0,8$ ; 3 —  $\gamma=1,0$ ; сплошная кривая — аппроксимация (9), штриховая — аппроксимация (10).



Среднеквадратичная погрешность аппроксимации (10) дается формулой (18), где

$$G(k) = (1/h)(i/k\sqrt{h})G^0(k)[\exp(-ikh) - 1]. \quad (21)$$

Для повышения точности определения функции  $\Phi(x)$  целесообразно выполнять ИМФ в виде  $L$  параллельно расположенных идентичных линеек фотоприемников, сдвинутых друг относительно друга на расстояние  $h/L$  (в практических схемах, реализованных в настоящее время,  $L=2$  [1]). При использовании двойной коррелированной выборки ИМФ с такой структурой дают совокупность сигналов  $\{A_m\}$  ( $m=1, 2, \dots, NL$ ), соответствующих аппроксимации

$$\Phi^*(x) = \sum_{m=1}^{NL} A_m \text{Rect} \left[ \frac{x + m(h/L)}{h/L} \right] \sqrt{h/L}, \quad (22)$$

среднеквадратичная погрешность которой определяется функцией

$$G(k) = [i/(k\sqrt{h/L})]G^0(k)[\exp(-ikh/L) - 1], \quad (23)$$

совпадающей с функцией (21) при введении эффективных значений шага  $h^* = h/L$  и коэффициента заполнения  $\gamma^* = \gamma L$ . На рис. 5 показаны зависимости функции  $|1 - G(k)|^2$  от приведенной пространственной частоты  $kh$  для аппроксимаций (9), (10) при различных значениях коэффициента заполнения  $\gamma$ . Как видно, при увеличении коэффициента заполнения  $\gamma$  погрешность определения фурье-компоненты искомого распределения  $\Phi(x)$  уменьшается. Аппроксимация (10) при  $\gamma < 1$  дает меньшую погрешность, чем аппроксимация (9). При  $\gamma = 1$  погрешности определения распределения  $\Phi(x)$  для всех пространственных частот  $k$  по формулам (9), (10) одинаковы.

Таким образом, при проектировании ИМФ необходимо изыскивать способы реализации полупроводниковых структур с минимальными зазорами между фотоприемниками. Если технологические ограничения не позволяют достичь необходимой разрешающей способности ИМФ путем уменьшения шага  $h$  между фотоприемниками и увеличения коэффициента заполнения  $\gamma$ , то целесообразно использовать структуры, содержащие две и более параллельно расположенные линейки или матрицы фотоприемников.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения/Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле и М. Уайта: Пер. с англ. под ред. Р. А. Суриса.— М.: Мир, 1979.
2. Матына Л. И., Мошкин В. И., Пекарев А. И., Чистяков Ю. Д. Матрицы кремниевых.— Зарубеж. электрон. техника (ЦНИИЭлектроника, М.), 1979, вып. 11, 12.
3. Reticon. Product Summary Solid State Image Sensors.— USA: Reticon Corp., 1977, N 77451, p. 1—4.
4. Optical Multichannel Analyzer (OMA) Catalog.— USA: Princeton Applied Research Corp., 1975, N T336—20M—7/75—PB, p. 1—18.
5. Мошкин В. И., Оленин Ю. В., Панчук О. Г. Фотоэлектрический преобразователь.— ПТЭ, 1978, № 5.
6. Мошкин В. И. Однокоординатные фотоэлектрические преобразователи повышенной точности.— ОМП, 1979, № 3.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров: Пер. с англ./Под ред. И. Г. Арамановича.— М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 8 августа 1980 г.