

**СРАВНЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ  
ИНТРОСКОПОВ НА РЕНТГЕНОВИДИКОНАХ С МИШЕНЯМИ  
ИЗ СЕЛЕНА И ОКИСИ СВИНЦА**

А. П. ШПАГИН, В. С. ДЕРКАЧ

(Представлена научным семинаром НИИ электронной интроскопии)

Приведены результаты расчетов зависимостей отношений сигнал/шум для идеализированных интроскопов на рентгеновидиконах с мишенями из селена и окиси свинца для двух толщин мишеней в области энергий моноэнергетического излучения  $20 \div 200$  кэв.

Чувствительность интроскопа определяется совместным влиянием всех его звеньев, параметров этих звеньев и процессами, проходящими в них. В частности, для интроскопа с рентгеновидиконом чувствительность определяется изменением доли поглощенной в мишени энергии излучения, электрофизическими свойствами мишени, ее геометрией, способом считывания потенциального рельефа, шумами усилителей и параметрами воспроизводящей аппаратуры. Чувствительность интроскопа может быть охарактеризована отношением сигнал/шум, обеспечиваемым данным интроскопом при просвечивании эталонного дефектометра, например, канавочного дефектометра с определенным отношением глубины канавки к толщине дефектометра.

Для анализа интроскопа и определения влияния отдельных его параметров на чувствительность целесообразно канал передачи информации в интроскопе разделить на последовательные самостоятельные этапы и произвести анализ каждого этапа. В интроскопе с рентгеновидиконом к первому этапу можно отнести преобразование модулированного потока гамма-излучения в распределение поглощенной в мишени энергии. Ко второму этапу — преобразование распределения поглощенной энергии в потенциальный рельеф на внутренней поверхности мишени и к третьему этапу — преобразование потенциального рельефа в видеосигнал и обработка видеосигнала.

На каждом этапе преобразования информации возникают дополнительные шумы, что эквивалентно уменьшению отношения сигнал/шум, а следовательно, и чувствительности интроскопов.

Целью данной работы является оценка влияния материала мишени на первый этап преобразования информации в рентгеновидиконном интроскопе. Эту оценку можно произвести на основе сравнения отношения сигнал/шум идеализированных интроскопов, характеризующихся тем, что все этапы преобразования, кроме первого, не вносят дополнительных шумов, т. е. отношение сигнал/шум на выходе интроскопа равно отношению сигнал/шум после первого этапа преобразования. При этом удобно принять отношение сигнал/шум на входе интроскопа равным единице. Тогда отношение сигнал/шум на выходе идеализированного

интроскопа для случая моноэнергетического излучения может быть определено по формуле [1]

$$\psi(E) = \frac{\Pi(E)}{\sqrt{\Pi_{\Delta}(E)}}, \quad (1)$$

где

$\Pi(E)$  — средняя энергия, поглощенная в мишени, при нормальном падении на нее одного кванта с энергией  $E$ ;

$\Pi_{\Delta}(E)$  — дисперсия поглощенной энергии.

Для мишени из селена в диапазоне энергий от 20 до 200 кэв функции  $\Pi(E)$  и  $\Pi_{\Delta}(E)$  могут быть вычислены с достаточной для практического применения точностью по формулам, полученным с учетом только первого столкновения и в предположении, что вся передаваемая электронам энергия расходуется на ионизацию непосредственно в точке столкновения:

$$\Pi(E) = \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) (\tau E + \sigma \bar{E}_{\sigma}) e^{-\mu_c h_c}, \quad (2)$$

$$\Pi_{\Delta}(E) = \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) (\tau E^2 + \sigma f_e) e^{-\mu_c h_c}, \quad (3)$$

где

$\tau$  и  $\sigma$  — линейные коэффициенты фотоэффекта и комптоновского рассеяния для материала мишени;

$h$  и  $h_c$  — толщина полупроводникового слоя мишени и стеклянной планшайбы рентгеновидикона соответственно;

$\mu$  и  $\mu_c$  — коэффициент линейного поглощения полупроводникового слоя мишени и стеклянной планшайбы рентгеновидикона;

$E_{\sigma}$  и  $f_e$  — энергия, передаваемая электрону отдачи в среднем за один акт комптоновского рассеяния и дисперсия этой энергии.

Формулы, определяющие  $E_{\sigma}$  и  $f_e$ , приведены в литературе [1, 2].

Для материала мишени из окиси свинца в области энергий до 200 кэв при расчете функций  $\Pi(E)$  и  $\Pi_{\Delta}(E)$  необходимо учитывать энергию, выносимую характеристическими квантами, возникшими при фотоэффекте на  $K$ -оболочке атомов свинца. В этом случае функцию  $\Pi(E)$  удобно представить в виде двух функций

$$\Pi(E) = \Pi_1(E) + \Pi_x(E) e^{-\mu_c h_c}, \quad (4)$$

где

$\Pi_1(E)$  учитывает поглощенную в мишени энергию при условии, что все характеристические кванты вылетают из мишени. При энергии падающих квантов, меньших 200 кэв, и малых толщинах полупроводникового слоя функцию  $\Pi_1(E)$  можно вычислить с точностью, достаточной для практического применения, по формуле, полученной с учетом только первого столкновения

$$\Pi_1(E) = \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) (\tau E - \tau_k E_k + \sigma \bar{E}_{\sigma}) e^{-\mu_c h_c}, \quad (5)$$

где

$\tau$  — коэффициент фотопоглощения только за счет фотоэффекта на  $K$ -оболочке атомов свинца.

Предполагая, что соотношение между  $\tau$  и  $\tau_k$  во всем интервале энергий сохранится таким же, как и в области скачка, для окиси свинца можно записать  $\tau_k = 0,81\tau$ .

$E_k$  — средняя энергия характеристических квантов, для свинца  $E_k = 75$  кэв.

Функция  $\Pi_x(E)$  в формуле (4) учитывает энергию характеристического излучения, поглощаемую в полупроводниковом слое мишени. Так

как поглощение характеристических квантов проходит в основном за счет фотоэффекта, то функция  $\Pi_x(E)$  с высокой точностью может быть определена при учете только одного столкновения. Принимая, что характеристические кванты имеют изотропное распределение, а количество образовавшихся квантов пропорционально вероятности фотоэффекта на  $K$ -оболочке атомов свинца можно получить для  $\Pi_x(E)$  следующую формулу:

$$\Pi_x(E) = \tau_k E_k \left\{ \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) + \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{(e^{-\frac{\mu_x h}{y}} - e^{-\mu h})}{\frac{\mu_x}{y} - \mu} dy - \frac{1}{2} \int_{-1}^0 \frac{[e^{h(\frac{\mu_x}{y} - \mu)} - 1]}{\frac{\mu_x}{y} - \mu} dy \right\}, \quad (6)$$

где

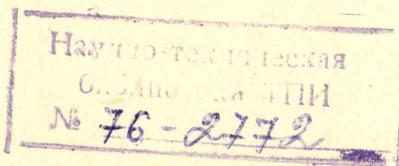
$\mu_x$  — коэффициент ослабления характеристического излучения в окиси свинца, в данном случае  $\mu_x = 1,73 \frac{cM^2}{2}$ ,  $y = \cos\Theta$  — косинус угла между направлением первичного и характеристического квантов.

Соотношение для дисперсии поглощенной в материале мишени энергии  $\Pi_\Delta(E)$  может быть получено, если считать, что все поглощаемые характеристические кванты поглощаются в объеме, соответствующем одному элементу разложения. В этом случае импульс тока, возникающий в мишени из-за поглощения характеристического кванта, будет складываться с соответствующим импульсом фотоэлектрона, так как они происходят одновременно. Поэтому поглощение характеристических квантов будет просто эквивалентно уменьшению  $\tau_k$  и соответственно увеличению числа полностью поглощенных квантов. Тогда функция  $\Pi_\Delta(E)$  выразится как

$$\Pi_\Delta(E) = \left\{ \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) [\tau E^2 - E_k \tau_k (2E - E_k) + \sigma f_e] + \Pi_x(E) (2E - E_k) \right\} e^{-\mu_c h_c}. \quad (7)$$

По формулам (1—7) были проведены расчеты отношения сигнал/шум для идеализированных интроскопов на рентгеновидиконах с мишенями из селена толщиной 0,1 и 0,5 мм и окиси свинца толщиной 0,1 и 0,5 мм. При расчетах было принято, что плотность селена  $4,8 \text{ г/см}^3$ , а плотность окиси свинца  $8 \text{ г/см}^3$  [3]. Расчеты проводились для рентгеновидиконов с торцевым стеклом толщиной  $h_c = 2 \text{ мм}$ , состоящим из 34% кремния, 72% кальция, 10,8% натрия, 48% кислорода. Влияние сигнальной пластины при расчете не учитывалось, потому что предполагалось, что в качестве сигнальной пластины используется тонкий слой алюминия, а коэффициент ослабления излучения в алюминии и стекле примерно одинаковы. Если же в качестве сигнальной пластины применяется слой хлористого олова, то необходимо дополнительно учитывать ослабление излучения сигнальной пластиной.

Полученные в результате расчетов зависимости приведены на рис. 1, где кривые 1, 2 показывают зависимости отношения сигнал/шум идеализированных интроскопов на рентгеновидиконах с мишенями из



оксида свинца, толщиной соответственно 0,5 мм и 0,1 мм и 3, 4 — с мишенями из селена, толщиной 0,5 мм и 0,1 мм.

Из сравнения кривых 1÷4, рис. 1 видно, что идеализированные рентгеновидиконные интроскопы с мишенями из окиси свинца имеют значения отношения сигнал/шум большие, чем интроскопы с мишенями из селена при одинаковых толщинах мишеней и одинаковых значениях

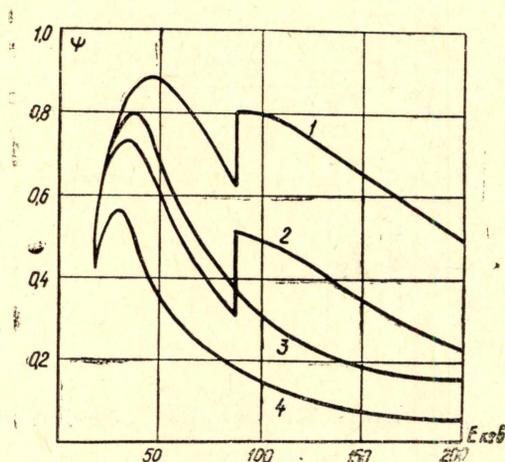


Рис. 1. Отношение сигнал/шум для идеализированных интроскопов на рентгеновидиконах с мишенями из окиси свинца и селена, толщиной 0,5 и 0,1 мм, соответственно кривые 1, 2, 3, 4

энергий излучения моноэнергетического источника, особенно в области энергий от 90 до 120 кэВ. Так, если для одинаковых толщин мишеней из селена и окиси свинца 0,5 мм в области энергий от 50 до 90 кэВ разница в значениях отношения сигнал/шум составляет  $\approx 25\%$ , то в области энергий от 90 до 200 кэВ значения отношений сигнал/шум для мишени из селена меньше в 2,5÷3 раза. В области энергий от 90 до 200 кэВ значения отношений сигнал/шум даже для мишени из окиси свинца толщиной 0,1 мм больше значений отношения сигнал/шум для мишени из селена толщиной 0,5 мм. Второй максимум для мишени из окиси свинца и скачок при энергии 88 кэВ обусловлены фотоэффектом на

K-оболочке атомов свинца. Первый максимум отношения сигнал/шум для обоих материалов мишеней в области энергий 30÷50 кэВ соответствует максимальной спектральной чувствительности рентгеновидикона с мишенями из вышеуказанных материалов. Следовательно, интроскопы на основе рентгеновидикона с мишенями из окиси свинца более перспективны, чем изготавливаемые в настоящее время с мишенями из селена. Ошибки в расчете отношения сигнал/шум по формуле (1) являются в основном систематическими и определяются ошибками, допущенными при расчете функций  $\Pi(E)$  и  $\Pi_{\Delta}(E)$ . Первая из них возникает вследствие того, что часть энергии, переданная электронам вблизи границы мишени, выносится ими за пределы мишени, а, с другой стороны, некоторая доля не учитываемой в расчете энергии переносится в мишень электронами, вылетающими из торцевой планшайбы рентгеновидикона. Однако в случае стеклянной или алюминиевой планшайбы энергия, переносимая из планшайбы, много меньше энергии, выносимой из мишени, и ее можно не учитывать. При рассматриваемых выше энергиях основной вклад в ошибку вносят фотоэлектроны, так как комптоновские электроны отдачи имеют малую энергию и малый пробег. При расчете ошибки предполагалось, что энергия выносится только фотоэлектронами, причем все фотоэлектроны летят перпендикулярно плоскости мишени и теряют свою кинетическую энергию на пути, равном максимальной глубине проникновения. Очевидно, что все эти предположения приводят к завышению ошибки, следовательно, вычисленная относительная ошибка расчета функции  $\Pi(E)$  для мишени из селена определяется формулой

$$\delta = \frac{\tau I E_c \cdot 100\%}{2\Pi(E)} e^{-\mu_c h_c}, \quad (8)$$

где

$l$  — максимальная глубина проникновения электрона с энергией  $E_e$  в материале мишени,  $E_e = E - E_{св}$ , где  $E_{св}$  — энергия связи электрона. При расчете предполагалось, что все фотоэлектроны выбиваются с  $K$ -оболочки, тогда  $E_{св} = 13$  кэв.

Относительная ошибка  $\sqrt{\Pi_{\Delta}(E)}$  того же знака и, вероятно, того же порядка, что и ошибка, допущенная при вычислении функции  $\Pi(E)$ , а следовательно, относительная ошибка, допущенная при вычислении отношения сигнал/шум, меньше ошибки  $\Pi(E)$ .

Для определения относительной ошибки, допущенной при вычислении  $\Pi(E)$  для мишени из окиси свинца, можно получить следующую формулу:

$$\delta = \frac{[\tau_K l_1 (E - E'_K) + l_2 (\tau - \tau_K) (E - E_L) + \tau_K l_3 (E'_K - E_L)] 100\% e^{-\mu_c h_c}}{2\Pi(E)} \quad (9)$$

где

$E_K^1$  и  $E_L$  — энергия связи электронов на  $K$  и  $L$  — оболочках атомов свинца, равные соответственно 88 кэв и 15 кэв.

$l_1, l_2, l_3$  — экстраполированные пробеги электронов, взятые при энергиях соответственно  $E - E_K^1, E - E_L, E_K^1 - E_L$  из литературы [4].

Расчет по формулам (8) и (9) дал следующие значения относительной ошибки функции  $\Pi(E)$  для мишени из окиси свинца толщиной 0,1 мм: 6%, 6%, 11% соответственно для энергий 100 кэв, 150 кэв, 200 кэв и для мишени из селена толщиной 0,1 мм: 9%, 16%, 20% для тех же значений энергий. При увеличении толщины мишени относительная ошибка уменьшается обратно пропорционально поглощенной энергии (ведь абсолютная ошибка не изменяется с изменением толщины мишени).

### Выводы

Приведенные расчеты показывают, что интроскопы на рентгеновидиконах с мишенями из окиси свинца должны иметь большую чувствительность, чем интроскопы на рентгеновидиконах с мишенями из селена при одинаковых толщинах мишеней, особенно в диапазоне энергий 90 ÷ 200 кэв, что обусловлено высоким эффективным атомным номером материала мишени. Наличие второго максимума в зависимости  $\psi(E)$  для интроскопов на рентгеновидиконах с мишенями из окиси свинца в области энергий 100 ÷ 200 кэв позволяет предположить, что указанные интроскопы с промышленными рентгеновскими установками на 120 ÷ 200 кэв можно использовать при просвечивании изделий средней толщины — из алюминия порядка 100 мм, из стали — 30 мм.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Шпагин. Кандидатская диссертация. Томск, 1967.
2. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Часть I, изд-во «Наука», Уз. ССР, Ташкент, 1964.
3. Справочник химика. Т. I, 1963.
4. L. V. Spenser. Energy Dissipation by Fast Electrons. Nat. Bur. St(US), 1959.