

ИЗОТОПНАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ

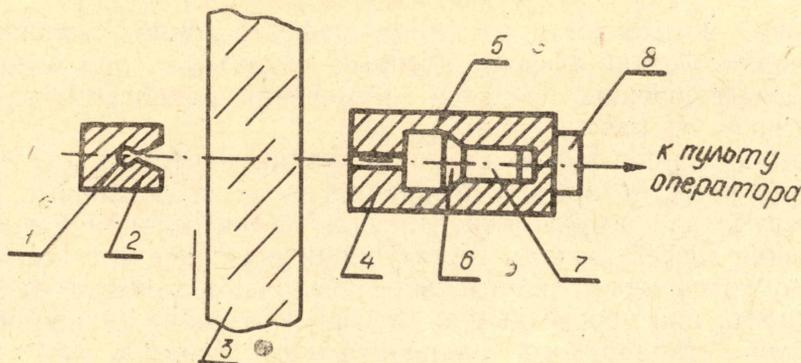
В. И. ГОРБУНОВ, В. Б. КУЗНЕЦОВ, В. К. КУЛЕШОВ,
Ю. Б. ЯНКЕЛЕВИЧ, Я. Б. ЯНКЕЛЕВИЧ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Обсуждаются возможности изотопной дефектоскопии. Приводятся результаты исследования счетно-спектрометрического метода в автоматической сцинтилляционной дефектоскопии. Описан промышленный автоматический сцинтилляционный детектоскоп ВИД-ЗМ, реализующий на практике указанный метод.

В промышленной изотопной дефектоскопии материалов и изделий очень важен всесторонний учет особенностей различных детекторов излучения применительно к каждой конкретной задаче контроля.

Получивший в настоящее время широкое распространение метод измерения интенсивности излучения с помощью сцинтилляционных счетчиков открыл новые возможности в дефектоскопии.

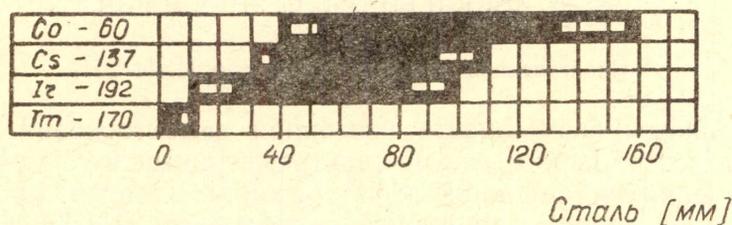


1. Ампула радиоактивного изотопа
2. Контейнер с коллиматором
3. Исследуемый объект, передвигающийся с определенной скоростью относительно окна коллиматора
4. Радиационная защита детектора
5. Сцинтилляционный кристалл
6. Световод
7. Фотоумножитель
8. Катодный повторитель

Если узкоколлимированным пучком квантов от радиоактивного источника просвечивать последовательно от точки к точке исследуемый объект (деталь, изделие, материал и т. д.), регистрируя интенсивность прошедшего через исследуемый объект излучения, можно судить о целостности материала или изделия, подвергнутого контролю (рис. 1).

Такой метод контроля качества изделий без разрушения — будем называть его «автоматическая сцинтилляционная дефектоскопия» — имеет ряд неоспоримых преимуществ в сравнении с радиографией. Уступая радиографии в наглядности полученной информации о качестве контролируемого объекта, автоматическая сцинтилляционная дефектоскопия превосходит фотометод по производительности и является более экономичной. Чувствительность при этом может значительно превышать чувствительность регистрации на фотопленку. Особенно становятся явными преимущества сцинтилляционного метода при дефектоскопии довольно больших толщин, уже не доступных возможностям радиографии.

В статье [1] автор приводит диаграмму (рис. 2), показывающую диапазоны толщин стали, доступные для просвечивания методами радиографии с применением промышленных радиоактивных изотопов.



Области применения изотопов
 □ Области неуверенного контроля
 ■ Области уверенного контроля

Рис. 2.

Оценивая возможности изотопной дефектоскопии, становится очевидным экономический эффект, который возможен при условии расширения существующих пределов применения радиоактивных изотопов в контроле без разрушения.

Изотопная радиография больших толщин встречает ряд непреодолимых трудностей, которые и ограничивают ее возможности. Большая степень ослабления потока γ -квантов при дефектоскопии больших толщин и низкая эффективность регистрации γ -излучения с помощью фотопленки обуславливает значительное увеличение времени экспозиции. Так, например, при просвечивании стального изделия толщиной 100 мм γ -излучением стандартного радиоактивного изотопа Co^{60} —50 г-экв время экспозиции достигает нескольких часов [2]. Уменьшать же время экспозиции за счет дальнейшего увеличения мощности γ -источника не является перспективным. Наличие вуали на фотопленке существенно ухудшает качество изображения. Это объясняется увеличением доли рассеянного в исследуемом изделии излучения в общем потоке γ -квантов, приходящем на детектор (фотопленку), с увеличением толщины контролируемого объекта [3—5].

Очевидно, что, имея детектор, который позволяет выделять γ -кванты, несущие информацию о целостности контролируемого объекта, из общего потока излучения, приходящего на детектор, можно расширить возможности изотопной дефектоскопии.

Все преимущества сцинтилляционного детектора и его возможности становятся явными, если глубже изучить характер энергетического

спектра γ -излучения за контролируемым объектом, а также процессы, происходящие в сцинтилляционном детекторе и фотоэлектронном умножителе при регистрации γ -квантов.

В качестве источника γ -квантов рассмотрим широко применяемый в дефектоскопии больших толщин изотоп Co^{60} . Как известно, этот изотоп наиболее распространен в практике, дешев и имеет довольно высокую энергию γ -излучения — в среднем 1,25 Мэв. Гамма-излучение Co^{60} имеет две монохроматические линии с $E=1,17$ Мэв и $E=1,33$ Мэв (рис. 3). Однако этот простой спектр преобразуется в более сложный после прохождения γ -квантов через толщу просвечиваемого объекта (рис. 4).

В результате взаимодействия γ -излучения с веществом изделия не все кванты достигают сцинтилляционного детектора. Часть из них выбывает из потока за счет фотопоглощения, другая часть, претерпев один или несколько актов комптоновского рассеяния, фотопоглощается или просто не попадает в коллиматор детектора (эффектом образования пар для энергии 1,17 и 1,33 Мэв можно пренебречь).

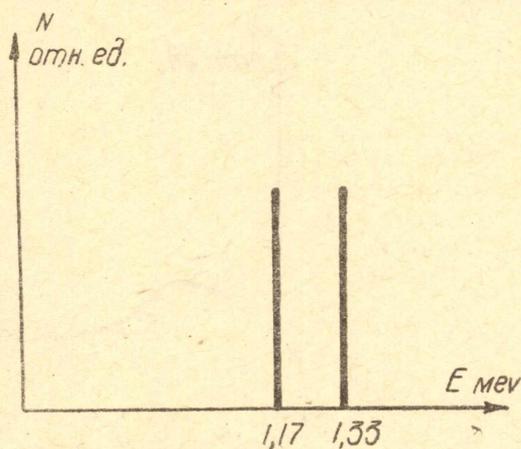


Рис. 3.

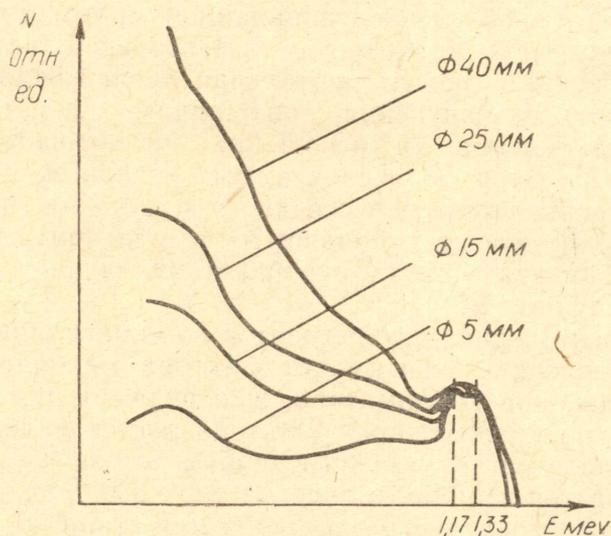


Рис. 4.

Часть рассеянных в изделии и попавших в коллиматор детектора квантов «размывает» пики в кривой энергетического распределения и превращает дискретный спектр γ -излучения изотопа в непрерывный «белый» спектр, простирающийся от энергии γ -излучения радиоактивного изотопа до нулевой.

На рис. 4 качественно показан приборный энергетический спектр Co^{60} (1,17 и 1,33 Мэв), снятый сцинтилляционным спектрометром $\text{NaI}(\text{Tl}) 70 \times 50$ и ФЭУ—13, за сталью ($\mu d=6$) при различных диаметрах коллиматора.

На рис. 5 представлен качественно истинный спектр γ -излучения Co^{60} за поглотителем из стали ($\mu d = 6$). Для обработки приборных спектров использовалась числовая матрица амплитудных комптоновских распределений для кристалла $\text{NaI (Tl)} 70 \times 50$, заимствованная из работы [4].

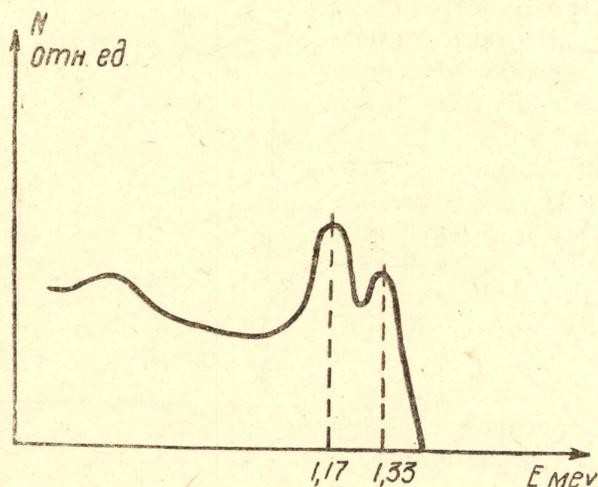


Рис. 5.

На рис. 5 пики, соответствующие энергиям 1,17 и 1,33 Мэв, видны менее отчетливо (за счет однократного рассеяния в поглотителе), непрерывный спектр простирается до нуля с подъемом в области 150—200 Кэв. Этот подъем обусловлен попаданием многократно рассеянных в поглотителе квантов в коллиматор детектора. В работах [7, 8, 11] сделана теоретическая и экспериментальная оценка вклада рассеянных квантов в общий поток излучения, приходящего на детектор. Оценивается фактор накопления B (отношение интенсивности излучения, приходящего на детектор за исследуемым изделием, к интенсивности квантов только первичного, нерассеянного излучения, прошедшего через контролируемый объект и попавшего в детектор), для различной геометрии эксперимента в каждом конкретном случае можно существенно снизить величину B .

Авторы провели серию экспериментов со сцинтилляционным спектрометром по выявлению зависимости фактора накопления в зависимости от площади окна коллиматора. Как видно из рис. 4, с увеличением площади окна коллиматора детектора растет вклад рассеянного в материале поглотителя излучения в общем потоке квантов. Этот рост особенно сказывается в области энергий 150—200 Кэв, т. е. в диапазоне энергий пика многократного рассеяния для стали [4]. В данном случае фактор накопления B определялся как отношение площади под кривой энергетического распределения к площади под фотопиком. На основе полученных спектральных распределений была построена зависимость фактора накопления B для поглотителя из стали $\mu d = 6$ в зависимости от площади коллимационного отверстия (рис. 6).

Как видно из рис. 6, B растет с увеличением окна коллиматора и в пределе стремится к величине 6,25—фактору накопления для стали ($\mu d = 6$) при энергии 1,25 Мэв для условий широкого пучка [9]. Величины B , полученные для площадей коллиматора $\varnothing 25$ и 40 мм, являются несколько завышенными, так как при исправлении приборных спектров не делалась поправка на краевые эффекты в сцинтилляционном кристалле $\text{NaI (Tl)} 70 \times 50$, хотя для таких соизмеримых размеров

площади кристалла и площади окна коллиматора они довольно велики. Такое допущение сделано умышленно, чтобы иметь данные, более удобные для практических расчетов чувствительности метода автоматической сцинтилляционной дефектоскопии.

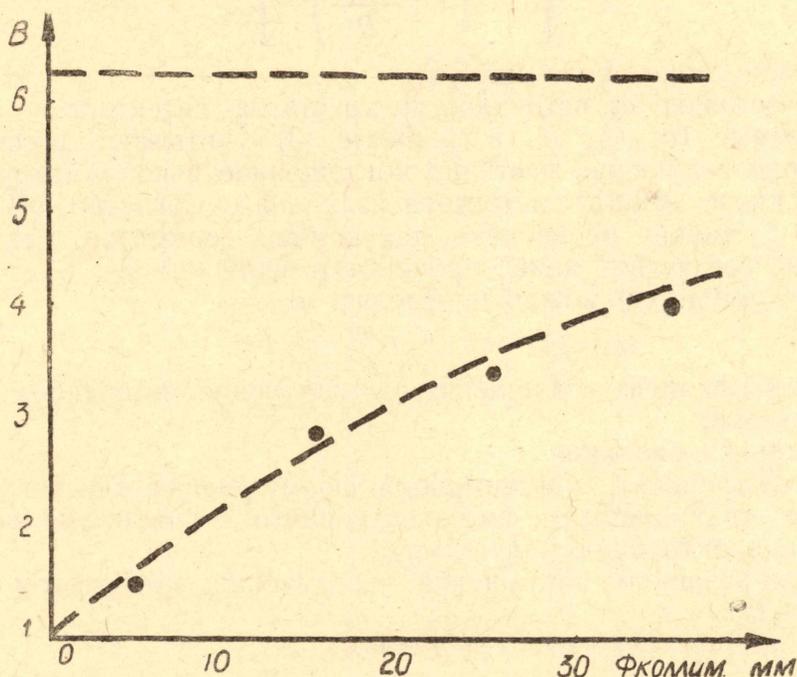


Рис. 6.

Теоретическим пределом чувствительности метода сцинтилляционной изотопной дефектоскопии можно считать величину изменения интенсивности прошедшего через изделие излучения, превышающую в Z раз величину

$$\delta = \frac{100}{\sqrt{Nt}}, \quad (1)$$

определяющую в процентах статистические флуктуации радиоактивного распада источника излучения. Величина Z —условное отношение сигнала от минимального дефекта над флуктуационными «шумами». Чем меньше Z , тем с меньшей точностью можно оценить размеры дефекта. N в формуле (1) — скорость счета импульсов, приходящих на детектор, t — время измерения интенсивности в данной точке.

Число импульсов, приходящих в единицу времени с детектора, можно выразить так:

$$N = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot A \cdot \gamma \cdot G \cdot \varepsilon_d \cdot e^{-\mu d} B, \quad (2)$$

где

- A — активность источника (кюри);
- γ — число квантов на один распад;
- G — геометрический фактор ослабления;
- $e^{-\mu d}$ — ослабление пучка γ -квантов материалом исследуемого образца толщиной d ;
- ε_d — эффективность регистрации γ -квантов сцинтилляционным счетчиком;
- B — фактор накопления,

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + G_4. \quad [10] \quad (3)$$

Геометрический фактор ослабления излучения в конусе, ограниченном краем коллиматора,

$$G_1 = 0,5 \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{4r^2}{R^2} \right)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

где r — радиус окна коллиматора;

R — расстояние от источника до кристалла детектора.

Слагаемые G_2 , G_3 , G_4 в формуле (3) учитывают рассеянное в коллиматоре излучение, частично поглощенное в коллиматоре и прошедшее сквозь защиту детектора излучения. Согласно [9] суммой $G_2 + G_3 + G_4$ можно пренебречь, так как для геометрии, указанной на рис. 1, она составляет менее процента от величины G_1 .

ε_d в формуле (2) можно определить как

$$\varepsilon_d = (1 - e^{-\nu_1 d_1}) \cdot P \cdot e^{-\nu_2 d_2}, \quad (5)$$

где ν_1 — коэффициент поглощения γ — излучения материалом сцинтиллятора;

d_1 — длина кристалла;

P — коэффициент, учитывающий форму энергетического спектра импульсов, приходящих с фотоэлектронного умножителя на регистрирующую электронную аппаратуру;

ν_2 — коэффициент поглощения γ -излучения материалом упаковки кристалла;

d_2 — толщина упаковки кристалла.

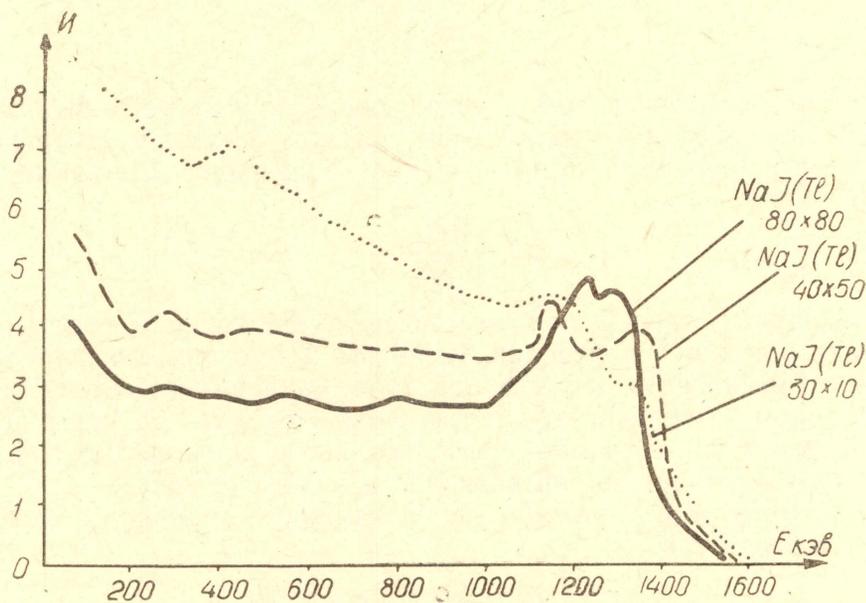


Рис. 7.

Роль коэффициента P в формуле (5) становится понятной из более детальной оценки амплитудных спектров импульсов, поступающих с фотоэлектронного умножителя сцинтилляционного счетчика. В работе [12] приводятся приборные спектры кристаллов NaI (Tl) различных размеров (рис. 7). Как видно, кристалл NaI (Tl) маленьких размеров имеет при энергии падающих квантов 1,25 Мэв непрерывное распределение, которое по площади в несколько раз превышает площадь под пиком полной энергии. Чем больше размеры кристалла, тем большая часть падающих на кристалл квантов регистрируется в фотопике.

Нужно заметить, что комптоновские рассеянные в кристалле кванты, обуславливающие непрерывное распределение в спектре импульсов с ФЭУ, несут в себе каждый то же количество информации о целостности просвечиваемого изделия, что и кванты, зарегистрированные в фотопике. Как указывалось выше, в диапазоне непрерывного комптоновского распределения ($0 \div 1$ Мэв) фиксируются γ -кванты, рассеянные в материале поглотителя и попадающие в окно коллиматора детектора (отсюда ярко выраженный пик многократного рассеяния). В диапазоне $0 \div 30$ Кэв по шкале NaI (Tl) лежат шумовые импульсы фотоэлектронного умножителя, которые вносят существенный вклад в непрерывное распределение спектра.

Сцинтилляционный детектор позволяет выделить из регистрируемого потока γ -квантов только ту часть квантов, которая несет информацию о целостности просвечиваемого объекта, так как позволяет осуществить амплитудную дискриминацию импульсов. Правильный выбор параметров сцинтилляционного детектора, геометрии эксперимента (просвечивания) [7] и порога амплитудной дискриминации позволяет максимально приблизить чувствительность метода к ее теоретическому пределу. На рис. 8 схематично показано амплитудное распределение

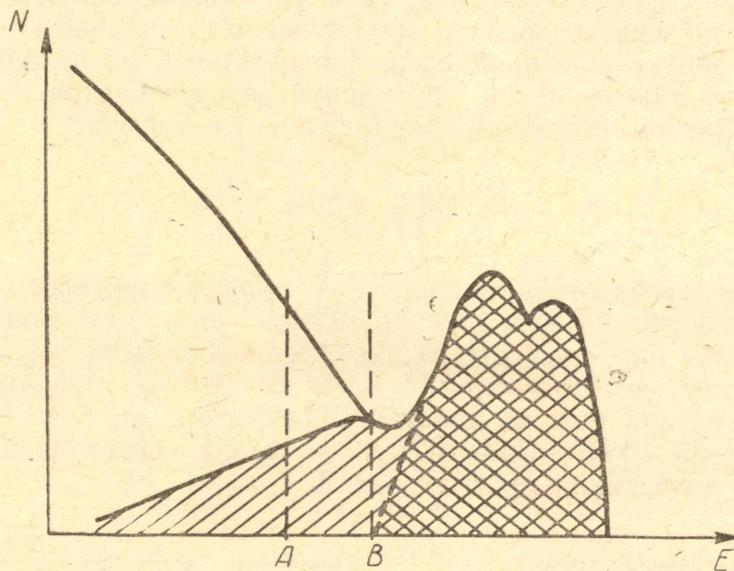


Рис. 8.

импульсов, поступающих с ФЭУ. Заштрихованные участки условно показывают площадь под пиком полной энергии и непрерывным комптоновским распределением, т. е. участки, характеризующие импульсы, несущие полезную информацию. Незаштрихованная часть характеризует вклад импульсов в общее энергетическое распределение за счет шумов ФЭУ и рассеяния в материале поглотителя. Выбор сцинтилляционного кристалла достаточной величины позволяет увеличить число импульсов, зарегистрированных в фотопике за счет резкого уменьшения комптоновского распределения. Выбор оптимальной геометрии просвечивания [7] позволяет снизить вклад рассеянного излучения в материале изделий в энергетическом распределении импульсов с ФЭУ.

Такое рассмотрение характера амплитудного спектра сигналов с ФЭУ и факторов, влияющих на это распределение, позволяет сделать правильный выбор энергетического диапазона порога дискриминации импульсов для увеличения отношения «сигнал-шум» (на рис. 8 диапазон $A-B$). Исходя из вышесказанного, мы можем дать более конкрет-

ное выражение для коэффициента P (в формуле (5)) — отношения числа квантов, регистрируемых счетным устройством, к числу квантов, зарегистрированных сцинтилляционным детектором (в формуле (2) не учитывается собственный порог чувствительности ФЭУ). В работе [12] обсуждается оптимальный выбор энергетического порога дискриминации и указывается на рациональность амплитудной дискриминации импульсов, даже в случае, если отношение числа импульсов, несущих информацию и зарегистрированных детектором, к общему числу импульсов, поступающих с ФЭУ, будет мало. При контроле больших толщин, где фактор накопления становится значительной величиной, коэффициент P может достигать 0,2—0,1 и ниже. Такое полезное уменьшение числа импульсов, приходящих на вход пересчетной аппаратуры, за счет выделения только несущих полезную информацию импульсов, снижает требования к пересчетной аппаратуре.

Ясно, что для осуществления точной дискриминации импульсов по амплитудам, необходимо обеспечить максимально высокую стабильность порогового устройства. При этом условии метод счета импульсов для измерения интенсивности излучения позволит реализовать все его преимущества над другими методами измерения интенсивности [12].

Определим максимальную суммарную относительную погрешность метода [13]. Обычно в качестве максимальной погрешности принимают величину, равную утроенной среднеквадратичной погрешности. Таким образом, для максимальной суммарной относительной погрешности метода измерений справедлива приближенная формула

$$\varepsilon \approx 3 \cdot \sqrt{\frac{1}{9} \varepsilon_{\text{пор}}^2 + \delta^2},$$

где

$\varepsilon_{\text{пор}}$ — максимальная относительная погрешность порогового устройства, являющаяся функцией параметров его электронной схемы и уровня непрерывного распределения в области дискриминации.

На основе счетно-спектрометрического метода измерения интенсивности авторами был разработан дефектоскоп на базе промышленной γ -установки ГУП — Со-60. Схема контроля представлена на рис. 1. Блок-схема установки дается на рис. 9.

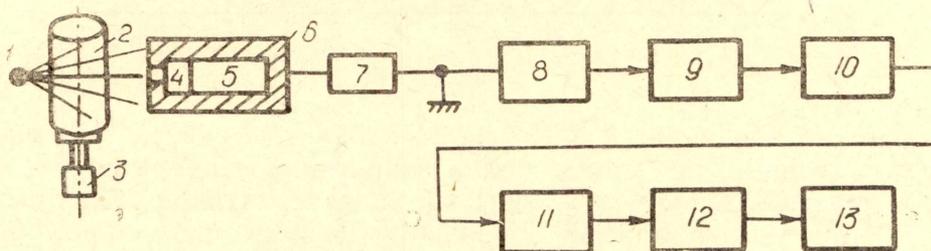


Рис. 9.

- | | |
|-------------------------|--|
| 1. Источник | 8. Дискриминатор импульсов |
| 2. Изделие | 9. Спектрометрический усилитель |
| 3. Двигатель | 10. Дискриминатор импульсов со стабильным порогом срабатывания |
| 4. Сцинтиллятор | 11. Формирователь импульсов |
| 5. ФЭУ | 12. Интегратор |
| 6. Защита | 13. Самопишущий прибор |
| 7. Катодный повторитель | |

Поток γ -квантов от радиоактивного источника Co^{60} (1) проходит сквозь исследуемое изделие (2), которое укреплено на столе специально разработанного манипулятора (3), обеспечивающего реверсивное вращение и осевое перемещение стола с заданными скоростями. За из-

делием расположен сцинтилляционный счетчик (4), (5) (кристалл NaI (Tl) 70×50 и ФЭУ — 13) в свинцовой защите. Кристалл оптически сочленен со световодом из органического стекла и дальше — с окном фотокатода фотоэлектронного умножителя. В выносном блоке помещен катодный повторитель (6) для согласования с кабелем, соединяющим выносной блок с пультом оператора. Импульсы с ФЭУ подаются на диодный дискриминатор с регулируемым порогом (7), порог дискриминации устанавливается на основе изучения спектра импульсов с ФЭУ для конкретного просвечиваемого изделия. Усиление импульсов происходит на спектрометрическом усилителе (8), собранном на лампах со вторичной эмиссией. Усилитель позволяет работать надежно при высоких скоростях счета (до 0,5—1 мгц). Усиленные сигналы подаются на высокостабильное пороговое устройство (9), собранное на лампах с бесконечной крутизной типа 6ЛП. Импульсы с амплитудой выше установленного порога дискриминации формируются по амплитуде и длительности на формирующем каскаде (10). Нормализованные импульсы интегрируются и подаются на ламповый вольтметр, в диагональ моста которого включен самопишущий потенциометр ЭПП-09.

Использование схем регистрации и обработки импульсов с ФЭУ с высоким амплитудным и временным разрешением позволяет использовать дефектоскоп в режиме больших скоростей счета (до 500000 *имп/сек.* после дискриминатора). Это обеспечивает высокую чувствительность (до 0,5% от толщины просвечиваемого свода при диаметре коллиматора 1,2 см) при контроле больших толщин (до 15 см) стали с большой производительностью (до 3 м²/час).

При просвечивании сварных швов дефектоскоп выполнялся по дифференциальной схеме, вводился второй опорный аналогичный канал, который следил за изменением толщины контролируемых сварных изделий.

Небольшие изменения в конструкции детектора и регистрирующей аппаратуры, связанные со спецификой технологического процесса, очевидно, позволят уверенно контролировать качество проката на металлургических заводах, толщину и целостность толстостенных труб и т. д., то есть там, где необходимо непрерывно и автоматически контролировать качество изделий без разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Shiebold, E. Becker. F. Vorsprach, W. Z. № 3, 209—217, 1960.
2. E. Shiebold, E. Becker. F. Vorsprach, W. Z. № 1, 283—292, 1961.
3. О. И. Лейпунский и др. Распространение гамма-квантов в веществе. Физматгиз, 1960.
4. Е. П. Столярова и др. Исследование спектрально-угловых распределений рассеянного гамма-излучения в защитных барьерах. Сб. МИФИ, вып. 3, 1962.
5. В. И. Кухтевич и др. Угловое распределение дозы рассеянного гамма-излучения в воде. Атомная энергия, т. 5, № 6, 1958.
6. Г. Е. Бутакова и др. Счетно-спектрометрический метод в изотопной дефектоскопии материалов. Сб. «Неразрушающие методы контроля». Москва, 1964.
7. В. И. Горбунов и др. Исследование спектрального состава гамма-излучения кобальта 60 за поглотителем. Доклад на конференции по неразрушающим методам контроля, Киев, 1963.
8. Д. П. Осанов. Зависимость факторов накопления от расположения защитного барьера между источником и детектором. Сб. МИФИ, вып. 3, 1962.
9. Н. Г. Гусев и др. Гамма-излучение радиоактивных изотопов и продуктов деления, 1961.
10. M. Geisler und Brumer. Atomkern Energie № 2, 60—65, 1960.
11. M. Witer, J. Canad. Phys, № 7, 33—96, 1955.
12. В. И. Горбунов и др. Скоростная изотопная дефектоскопия. Доклад на конференции по неразрушающим методам, 1963.
13. Л. К. Ткаченко Радиоактивные изотопы в приборостроении. 1960.
14. В. Ш. Джагацпаян. Применение радиоактивных изотопов в химической технологии, 1963.