Том 280

ЭЛЕКТРОННАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Б. А. КОНОНОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Совершенно очевидно, что не может быть универсального метода неразрушающего контроля качества изделий и материалов, пригодного для дефектоскопии всей многообразной промышленной продукции. Очевидно также, что требования к качеству изделий, а следовательно, и контролю непрерывно растут, поэтому актуальность проблемы совершенствования методов контроля, уточнения границ их наиболее эффективного применения и разработки новых способов контроля постоянно увеличивается.

В настоящем сообщении рассмотрены состояния и некоторые задачи одного из методов раднационного контроля — дефектоскопии бы-

стрыми электронами или электронной дефектоскопии.

Электронная дефектоскопия (ЭД), как любой другой способ радиационного контроля, основана на зависимости поля излучения (т. е. пространственных и энергетических характеристик его) за барьером от толщины его, атомного номера и плотности поглотителя, наличия неоднородностей в нем. Область разумного использования ЭД и чувствительность метода определяются закономерностями взаимодействия электронов с веществом и в первую очередь пробегом, рассеянием и потерей энергии частиц, основные особенности которых кратко напомним [1—4].

Потери энергии. Взаимодействуя с атомами вещества, электрон теряет энергию, причем среднюю энергию, потерянную на единице пути частицей dE/dx, называют линейной потерей энергии (ЛПЭ) или тормозной способностью среды, а энергию, поглощенную единицей массы вещества, отождествляют с поглощенной дозой, ЛПЭ могут быть рассчитаны по теории Бете-Гейтлера или измерены экспериментально и к настоящему времени имеется достаточное количество данных [4—8]. В области от 1 до 30 Мэв ЛПЭ почти линейно возрастают с энергией от 1,5 до 2,5÷5 Мэв·г·см⁻¹ для вещества с атомным номером от 13 до 82, причем при энергии свыше 6 Мэв большие потери энергии наблюдаются в веществах с большим Z. В слое конечной толщины Δt потеря

энергии ΔE будет большей, чем $\int_0^{\Delta t} \left(\frac{dE}{dx}\right) dx$ вследствие рассеяния электронов. Рассеяние приводит к увеличению пути электрона в барьере и росту потерь энергии. Рассеяние электронов растет с Z вещества и уменьшения энергии электронов. Поэтому, если рассматривать потери энергии в слоях конечной толщины для не слишком узкого пучка — задача, представляющая для дефектоскопии практический интерес

они оказываются не зависящими от Е и слаборастущими с Z. Среда как бы оказывает постоянное сопротивление проникновению электрона: на малых энергиях ($1\div 5$ Мэв) малы ЛПЭ, но велико рассеяние частиц. Наоборот, с ростом энергии растут ЛПЭ, но уменьшается рассеяние.

Независимость потерь энергии от начальной энергии частицы под тверждается рис. 1, на котором представлена связь глубины проникновения в вещество электронов с энергией для веществ с Z от 6 до 82. Использованы экспериментальные данные наши и Хардера [9], цифры у кривых соответствуют порядковому номеру элементов.

Пробег линейно растет с Е. Из кривых нетрудно найти значения $\Delta E/\Delta t$ для разных Z, которые можно использовать для подсчета сред-

ней энергии электронов за барьером.

Линейность потери энергии с ростом толщины барьера иллюстрируется рис. 2 по результатам наших с В. М. Антоновым измерений [10]. С увеличением толщины барьера от 50 до 500 мг/см² средние потери энергии линейно растут. Потери энергии слабо зависят от Z, хотя химический состав и кристаллическая структура могут влиять на торможение частиц в пределах 10% (рис. 2, кривые для Al и KCl).

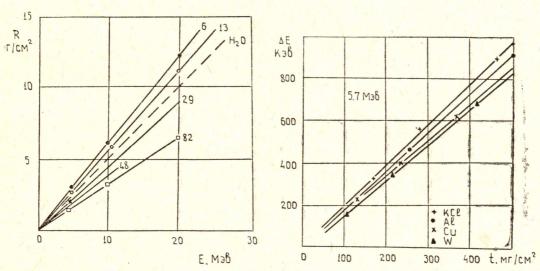


Рис. 1. Рост пробега с увеличением Рис. 2. Средние потери энергии узкого пучка электронов в барьерах $50 \div 500 \text{ мг/см}^2$

Отметим три следствия рассмотренных особенностей взаимодействия электронов с веществом. Во-первых, потеря энергии не зависит от энергии электрона (в указанном выше интервале), и, следовательно, электроны разных энергий, проходя сквозь данный барьер, теряют одну и ту же энергию. Во-вторых, потерянная энергия пропорциональна толщине барьера, и, следовательно, по мере проникновения электронов в поглотитель их энергия линейно уменьшается с глубиной. В-третьих, потеря энергии в барьере слабо зависит от Z, что позволяет использовать электронный пучок для контроля переменных по химическому составу или слоистых материалов.

Толщина материалов t, контролируемая электронным пучком c хорошей чувствительностью, лежит в области $t = (0.6 \div 0.9) R_9$,

где R_{θ} — экстраполированный пробег электронов в материале. Используя предложенную нами связь между начальной энергией и пробегом электрона, можно оценить энергию частиц, необходимую для контроля изделий заданной толщины, или для заданной максимальной

энергии электронов оценить толщины, доступные электронной дефектоскопии:

$$t = (0.6 \div 0.9) R_0 = (0.6 \div 0.9) \cdot [0.53E - 0.1 - (2.5E + 1) (Z-13) \cdot 10^{-3}],$$
 где t и $R_0 - B$ г/см², а $E - M$ эв.

К толщине или наличию дефектов в просвечиваемом изделии чувствительны интенсивность и доза пучка и энергия электронов за барьером. Поэтому, как и в случае гамма-дефектоскопии, возможны следующие методы электронной дефектоскопии: ионизационный (сцинтилляционный), спектрометрический, радиография.

Вид зависимостей числа электронов, дозы и энергетического спектра от толщины и атомного номера поглотителя хорошо известен [1, 3, 8] и

определяет чувствительность метода контроля.

Чувствительность ионизационного метода контроля может быть представлена в виде

$$|\delta x|_{\text{MHH}} = \xi \cdot \omega / a(Zx), \tag{1}$$

где $|\delta_{\text{мин}}|$ — минимальный размер выявленного дефекта Δx , отнесенный к толщине изделия x, ω — чувствительность детектора; ξ — коэффициент палежности, обычно принимаемый равным 3; a(7,x) — отношение относительного изменения интенсивности излучения за образцом к вызвавшему его изменению толщины образца. Выражение (1) не учитывает отношения площадей дефекта и коллиматора (т. е. предполагается $S_{\text{пеф}}/S_{\text{кол}}=1$), которое может быть учтено обычным способом.

Для моноэнергетического электронного пучка с энергией в несколько Мэв, например, а (Z,x), легко может быть получен в пределах от 20 до 30, что при $\omega=0.05$ позволяет достичь чувствительности порядка 0.5%.

Наиболее важным является то обстоятельство, что эту высокую чувствительность можно достичь в случае контроля слоистых материалов практически при любом сочетании толщины и атомных номеров вещества слоев, что недостижимо при других методах дефектоскопии.

Если в качестве детектора использовать рентгеновскую пленку, неоднородности изделия можно документировать [11]. Отличие от рентгенографии состоит в меньшей области просвечиваемых толщин $t = (0.6 \div 0.9) \, R_{\rm p}$, при которых сохраняется корреляция между почернением пленки и размером дефекта при заданной энергии электронов, а также в большем размытии изображения, увеличивающемся с удалением от поверхности, из которой выходят электроны. В настоящее время границы целесообразного применения электронной радиографии не определены.

В несколько раз большая чувствительность достигнута при спектрометрическом методе электронной дефектоскопии. Автором совместно со Ю. М. Степановым детально проанализированы возможности спектрометрического метода применительно к контролю однородных и слоистых материалов, о чем будет сделано дополнительное сообщение. Показано, в частности, что чувствительность дефектоскопа определяется величиной вероятных потерь энергии электронов в контролируемом изделии и флуктуациями энергии пучка. Величина минимального выявляемого дефекта не зависит от толщины и слабо уменьшается с ростом атомного номера материала мишени, составляя $3 \div 5$ мг/см², или 0,1% от толщины изделия.

Каждый из рассмотренных выше методов электронной дефектоскопии, и особенно спектрометрический, требует высокой стабильности интенсивности и энергии электронного пучка, а также возможности плавной регулировки начальной энергии и хорошей моноэнергетичности электронов.

Какие ускорители электронов наиболее удовлетворяют требованиям

электронной дефектоскопии? Рассмотрим некоторые параметры ускорителей, представленных в таблице.

Некоторые важные для дефектоскопии параметры электронных ускорителей

	Е _{макс} , Мэв	Моноэнергетич- ность, %	Стабильность энергии	Регулировка энергии	Интенсивность, част/сек	Стабильность ин-
Ускорители прямого действия Линейные ускорите-	до 5	0,1	10^{-3}	плавная	до 10 ¹⁷	высокая
ли микротроны Бетатроны	1000 30 30	$5 \div 15$ $0,5$ $0,5$	$10^{-2} \\ 10^{-3} \\ 10^{-3}$	ступенчатая » плавная	$10^{12} - 10^{14} \\ 10^{10} - 10^{12}$	средняя хорошая средняя

Ускорители прямого действия имеют высокую моноэнергетичность, стабильность, но малую энергию электронов. Линейные ускорители плохи из-за моноэнергетичности пучка, сложности управления и дороговизны. Микротрон удовлетворяет всем требованиям, кроме плавной регулировки, которая сложна. Его использование целесообразно, если требуется высокая производительность контроля. Бетатрон позволяет получить сравнительно просто стабилизированный моноэнергетический пучок с легко регулируемой энергией. Однако в установках, изготовляемых серийно или мелкими партиями, частота следования импульсов излучения $50 \, \Gamma$ ц, а интенсивность порядка $10^{10} \, \text{эл/см}^2$ сек, что ограничивает производительность контроля, например, швов, скоростью до 1 м/мин. Область целесообразного использования электронного пучка микротрона или бетатрона подлежит уточнению и технико-экономическому анализу. Одно несомненно, в настоящее время имеются источники быстрых электронов, удовлетворяющие требованиям электронной дефектоскопии.

Сложнее с детекторами. В Томском политехническом институте разработана методика выбора детектора с целью достижения большей чувствительности. В основе методики лежит создание условий наиболее полного использования той части прошедшего электронного пучка, которая несет наибольший удельный объем информации. В некоторых случаях достаточно использование сцинтилляционных детекторов, но, по-видимому, для электронной дефектоскопии должен быть создан специальный детектор.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. А. Воробьев, Б. А. Кононов. Прохождение электронов черезвещество. Томск, Изд. ТГУ. 1966.
 2. В. М. Антонов, Б. А. Кононов, В. В. Евстигнеев. Изв. АН
- CCCP, T. XXVIII, № 2, 400, 1964.
- 3. Б. А. Кононов и др. Дозиметрия больших доз. Сб. докл. Ташкент, Изд. ФАН, 1966.
 - 4. Б. А. Кононов и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 28, 400, 1964. 5. М. І. Berger, S. M. Seltzer, Pube. 1133, NAS-NRC, 1964.

 - 6 H. E. Halletal, Phys. Rev, 115, 633, 1959.
- 6 Н. Е. Напетац, Phys. Rev. 115, 055, 1955.

 7. К. І. Vancamp, V. І. Vanhuse, Zeit. Phys, 211, 152, 1968.

 8. Б. А. Кононов, Е. А. Гусев. Физика. 1969, № 6, 12.

 9. D. Harder, Poschet, Phys, Let 24 В, N 10, 519, 1967.

 10. В. М. Антонов, Б. А. Кононов. Тезисы VI межвуз. конференции по электронным ускорителям. Томск, Изд. ТГУ, 1967.
 - 11. Б. А. Кононовидр. «Дефектоскопия», 1967, № 4, 81; 1968; № 4,