

CZESŁAW GRACZYK

Katedra Pomiarów Maszyn Ciepłych

BADANIE GRUBOŚCI ŚCIAN METALOWYCH

PRZEZ WYKORZYSTANIE EFEKTU COMPTONA PROMIENIOWANIA γ *)

W artykule opisano metodę pomiaru grubości ścian metalowych opartą na wykorzystaniu rozproszenia fotonów w efekcie Comptona pod kątem $\theta = 180^\circ$. Podano teoretyczne uzasadnienie metody, opis aparatury doświadczalnej i pomiarów oraz przedstawiono wyniki.

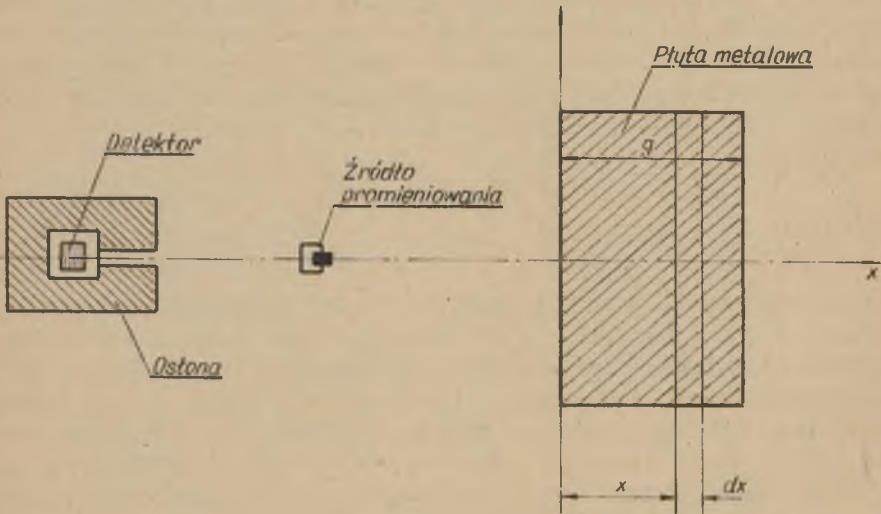
1. Wstęp

Zastosowanie promieniowania γ do określania grubości ścian metalowych nie jest zagadnieniem nowym. Na ogół jednak stosowany był sposób polegający na pomiarze ilości zaabsorbowanych w badanym materiale fotonów przez umieszczenie źródła promieniowania z jednej a detektora z drugiej strony badanej warstwy [1], [2]. Sposób ten jakkolwiek stosunkowo prosty ze względu na wyposażenie aparaturowe jest często z uwagi na warunki ruchowe niemożliwy do zastosowania. Wówczas znacznie wygodniejsza jest metoda oparta na pomiarze intensywności promieniowania fotonów rozproszonych, zezwalająca na umieszczenie miernika po stronie źródła promieniowania.

*) Autor wyraża podziękowanie kierownikowi laboratorium fizyki BOROUGH POLYTECHNIC w Londynie p.A.J.L. COLLINSONowi za umożliwienie wykonania tej pracy.

2. Teoretyczne uzasadnienie metody

Na rysunku 1 przedstawiono schemat ideowy doświadczenia. Zakłada się, że strumień fotonów γ wysyłanych przez źródło jest skolimowany oraz monoenergetyczny. Natężenie promieniowania padającego na powierzchnię czołową płyty oznacza się przez I_0 (foton/cm² sec).



Rys.1. Schemat ideowy pomiaru

Wzajemne oddziaływanie strumienia promieniowania γ z atomami metalu określa się metodami statystycznymi. W wyniku tego oddziaływania fotony γ albo są pochłaniane całkowicie przez atomy metalu lub też tracąc część swojej energii zmieniają kierunek i uchodzą z pęku równoległe przebiegających fotonów jako promieniowanie rozproszone.

Zmniejszenie natężenia promieniowania γ przebiegającego wzdłuż osi x w cienkiej warstwie substancji dx

jest proporcjonalne do natężenia I' w danym punkcie i grubości warstwy dx , stosownie do wzoru (1)

$$-dI' = \mu I' dx \quad (1)$$

gdzie:
 $\mu \text{ cm}^{-1}$ - całkowity, liniowy współczynnik pochłaniania.

Jak wiadomo w procesie pochłaniania promieni γ zasadniczy wpływ mają trzy zjawiska: f o t o e l e k t r y c z n e, w którym foton całą swą energię oddaje elektronowi orbitalnemu, e f e k t C o m p t o n a, w którym foton jest rozpraszany przez zewnętrzny elektron atomu tracąc część swojej energii na wybitcie i przyspieszenie elektronu oraz tzw. t w o r z e n i e p a r, w którym foton ulega anihilacji a powstaje para elektron-pozyton.

Każde z tych zjawisk, których prawdopodobieństwo zależne jest głównie od energii cząstek oraz liczby atomowej absorbenta wpływa na kształtowanie się całkowitego współczynnika pochłaniania wedle relacji (2)

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad (2)$$

gdzie:

μ_f, μ_c, μ_p - współczynniki cząstkowe pochłaniania związane ze zjawiskiem fotoelektrycznym, efektem Comptona oraz ze zjawiskiem tworzenia par.

W opisanym doświadczeniu ze względu na małe energie fotonów ($< 1,02 \text{ MeV}$) zjawisko tworzenia par nie występuje ($\mu_p \approx 0$).

Wzór (1) po scałkowaniu dla warunków początkowych $x = 0$ oraz $I' = I_0$ przyjmuje postać

$$I' = I_0 e^{-\mu x} \quad (1a)$$

Jest to natężenie promieniowania, które przechodzi przez punkt oddalony o x od początku układu współrzędnych.

Przy pomocy wzorów (1) oraz (1a) można wyznaczyć ubytek natężenia promieniowania fotonów na odcinku dx :

$$dI' = I_0 e^{-\mu x} \mu dx \quad (3)$$

Z ogólnej ilości fotonów pochłoniętych w warstwie dx część rozproszona będzie pod kątem $\theta = 180^\circ$ względem kierunku ruchu fotonów emitowanych przez źródło.

Natężenie promieniowania fotonów odbitych zwrotnie przez warstwę dx wyrazić można wzorem analogicznym do wzoru (3)

$$dI_c = I_0 e^{-\mu x} \mu_c dx \quad (4)$$

gdzie:

μ_c - jest liniowym współczynnikiem odbicia fotonów pod kątem 180° (por. wzór 2).

Fotony zwrotne γ poruszając się w kierunku powrotnym będą również podlegać pochłanianiu wedle relacji:

$$dI^* = dI_c e^{-\mu_a x} = I_0 e^{-\mu x} \mu_c dx e^{-\mu_a x} \quad (5)$$

gdzie:

μ_a - oznacza całkowity liniowy współczynnik pochłaniania fotonów odbitych zwrotnie.

Współczynnik μ_c przedstawić można w postaci bardziej rozwiniętej. W tym celu w płycie o powierzchni czołowej F należy wyodrębnić warstwę elementarną o grubości dx . Warstwa ta zawiera liczbę elektronów równą

$$dN = N_e F dx \quad (6)$$

gdzie:

N_e - liczba elektronów przypadająca na 1 cm^3 substancji płyty.

Jeżeli znana jest liczba masowa A , liczba porządkowa Z oraz gęstość materiału ρ , z którego jest wykonana płyta, to N_e oblicza się z wzoru:

$$N_e = \frac{6,03 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot Z}{A} \quad (7)$$

Każdy elektron napromieniowanej substancji jest źródłem rozproszonego promieniowania γ . W ten sposób warstwa o grubości dx może być traktowana jako źródło emitujące promieniowanie rozproszone zwrotne o wydajności

$$dS^* = N_e F dx I_0 e^{-\mu x} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=180^\circ} \text{ foton/sec} \quad (8)$$

W ostatnim wzorze $I_0 e^{-\mu x}$ oznacza natężenie promieniowania pierwotnego padającego na wyodrębnioną warstwę dx położoną w odległości x od powierzchni czołowej płyty. Czynniki $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=180^\circ}$ oznacza prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu pierwotnego przez elektron pod kątem $\theta = 180^\circ$ odniesione do jednostki kąta bryłowego. Czynniki ten może być zapisany w postaci

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=180^\circ} = \frac{r_0^2}{2} (P - P^2 \sin^2 \theta + P^3) \quad (9)$$

gdzie r_0 - promień klasycznego elektronu

$$P = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{E_0}{0,51} (1 - \cos \theta)} \quad \text{wynika z przekształcenia wzoru Comptona.}$$

Wydajność powierzchniową elementarnego źródła o grubości dx można wyrazić wzorem

$$dS_p^* = \frac{dS^*}{F} = N_e I_0 e^{-\mu x} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=180^\circ} dx \frac{\text{fot}}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \quad (10)$$

Promieniowanie to ulega pochłanianiu w materiale płyty. Promieniowanie rozproszone zwrotne na powierzchni czołowej płyty, pochodzące od warstwy dx wyrazi się związkiem:

$$dI^* = N_e \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=180^\circ} I_0 e^{-\mu x} e^{\mu_a x} dx \quad (11)$$

gdzie

μ_a - całkowity, liniowy współczynnik pochłaniania promieniowania rozproszonego zwrotnego w materiale płyty.

Z porównania wzoru (11) z wzorem (5) wynika zależność

$$\mu_c = N_e \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=180^\circ} \quad (12)$$

które określa współczynnik μ_c w postaci rozwiniętej. Wzór (5) po przekształceniu i scałkowaniu przedstawi się w ostatecznej postaci:

$$I^* = I_0 \mu_c \int_0^g e^{-(\mu + \mu_a)x} dx = I_0 \frac{\mu_c}{\mu_a + \mu} \left[1 - e^{-(\mu + \mu_a)g} \right] \quad (13)$$

gdzie:

g - grubość warstwy metalowej,

I^* - natężenie promieniowania fotonów rozproszonych pod kątem $\theta = 180^\circ$ mierzone na powierzchni płyty dla $x = 0$.

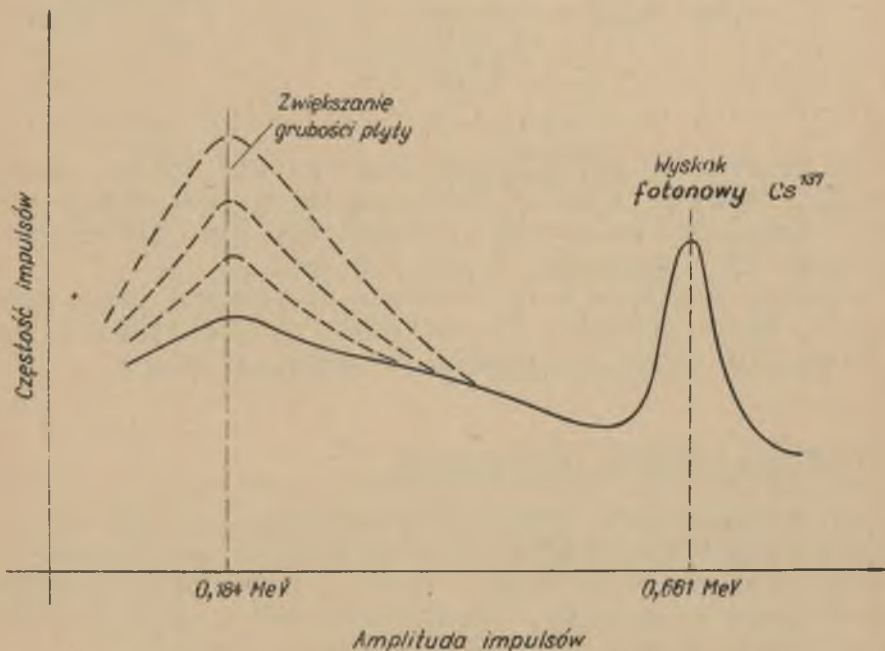
Z wzoru (13) wynika, że natężenie promieniowania skolimowanego strumienia fotonów γ rozproszonego w efekcie Comptona pod kątem $\theta = 180^\circ$ zmienia się w zależności od grubości warstwy metalu wedle funkcji wykładniczej, w wy-

kładnika której jest suma współczynnika pochłaniania fotonów pierwotnych wysyłanych przez źródło i współczynnika pochłaniania fotonów rozproszonych.

W rzeczywistości wzajemne oddziaływanie fotonów z atomami metalu w opisanym doświadczeniu jest bardziej skomplikowane aniżeli określa to wzór (13).

Ważną wielkością wzoru (13) jest współczynnik μ_c określający rozkład promieniowania rozproszonego Comptona dla kąta $\theta = 180^\circ$. Wedle wzoru Kleina-Nishiny jest on funkcją energii fotonów przy czym przybiera tym większe, tj. wygodniejsze dla przeprowadzenia pomiaru wartości, im energia fotonu pierwotnego jest mniejsza [4]. Ponieważ dla fotonów o energiach dużych (większych od 1-2 MeV) wartość współczynnika μ_c wyraźnie maleje, w doświadczeniach najwygodniejsze mogą być fotony pierwotne o energii mniejszej od 0,5 MeV tj. w zakresie w którym działa głównie zjawisko fotoelektryczne.

Rozkład widmowy ilości fotonów w zależności od ich energii (rys.2) wykazuje wyraźny wyskok krzywej. Własność ta jest wykorzystywana w pomiarze.



Rys.2. Rozkład widmowy fotonów

Dla Cs^{137} jako źródła promieniowania i powietrza jako absorbenta charakterystyczny punkt wyskoku występuje dla energii fotonów równej 0,661 MeV.

W efekcie Comptona wskutek zderzenia z elektronem, foton pierwotny traci część swojej energii, co można wyrazić w postaci równania

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{0,51} (1 - \cos\theta)} \quad (14)$$

gdzie:

E_0 - energia fotonu pierwotnego MeV,

E - energia fotonu rozproszonego MeV.

Dla kąta $\theta = 180^\circ$ wzór (14) redukuje się do postaci (14a)

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{2}{0,51} E_0} \quad (14a)$$

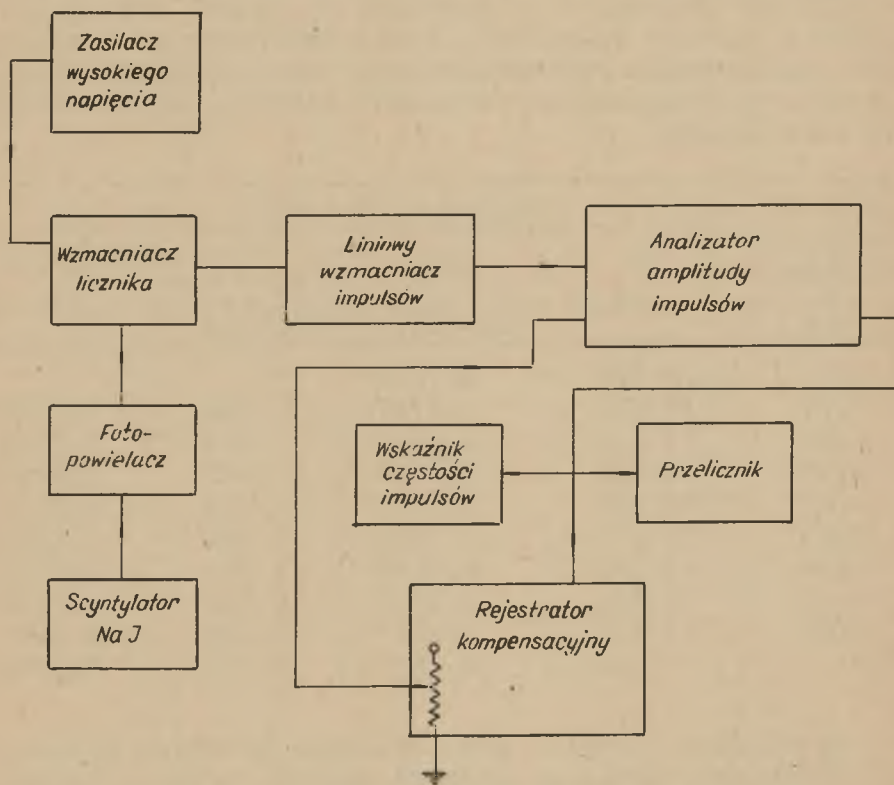
Gdy do wzoru (14a) podstawimy energię fotonu pierwotnego równą $E_0 = 0,661$ MeV a odpowiadającą dużej częstotliwości impulsów, to energia fotonów odbitych zwrotnie pod kątem 180° wyniesie $E = 0,184$ MeV.

Częstość impulsów o tej energii sumowanych przez przelicznik, proporcjonalna do natężenia promieniowania, jest wg wzoru (13) funkcją grubości absorbenta g .

3. Przebieg i wyniki doświadczeń

Zestaw przyrządów użyty do doświadczeń składał się z: licznika scyntylicyjnego ze stabilizowanym zasilaczem wysokiego napięcia, liniowego wzmacniacza jednokanałowego, dyskryminatora impulsów, wskaźnika-częstotliwości, przelicznika i rejestratora częstotliwości impulsów (rys.3).

Rejestrator wyposażony był w specjalne urządzenie, dzięki któremu przesuw taśmy papieru powodował wybieranie odpowiedniej wstęgi (zakresu) amplitudy impulsów. Dzięki temu wykres otrzymywany na taśmie przedstawiał krzywą częstości impulsów o różnej energii.



Rys.3. Schemat ideowy aparatury pomiarowej

Właściwe pomiary przeprowadzono za pomocą przelicznika i stopera, natomiast wskaźnik i rejestrator stosowano jedynie do nastawienia na określoną wstęgę amplitud oraz dla kreślenia krzywych charakterystycznych. Źródłem promieniowania był izotop ^{137}Cs .

Pierwsza faza doświadczenia polegała na wyszukaniu fotonów o energii $0,661\text{ MeV}$. W tym celu wykreślono krzywą charakterystyczną z wyraźnie widocznym wyskokiem.

W trakcie zdejmowania krzywej absorbent był usunięty. Następnie przystąpiono do stopniowego nakładania płytek stalowych zwiększając przez to grubość warstwy metalu. Równocześnie rejestrowano zmianę kształtu krzywej w okolicy punktu odpowiadającego wartości 0,184 MeV.

Rysunek 4 przedstawia oryginalny przebieg krzywej zdjętej w czasie pomiaru. Dzięki niej istnieje możliwość dokładnego nastawienia aparatury na pomiar odbitych fotonów o energii 0,184 MeV. Pomiar właściwy przy użyciu już przelicznika dokonywano przy zatrzymanym posuwie papieru dla ekstremalnej wartości krzywych. Wyniki zawarte są w tabeli

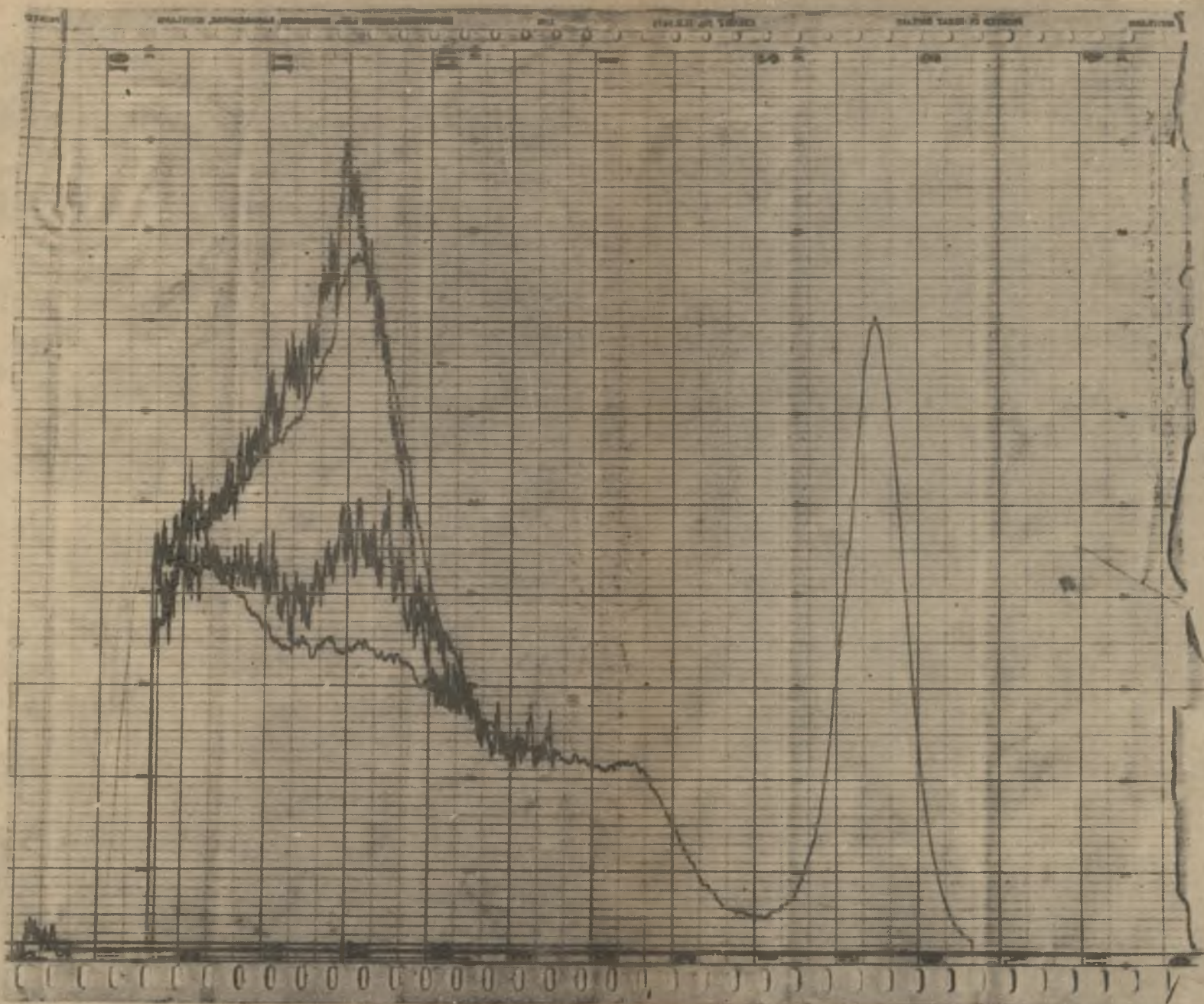
grubość płyty stalowej g	częstość impulsów			
	n	lg n	$\Delta n =$ $n_0 - n$	lg Δn
inch	impulsy / 3 minuty			
0,75	15 237	4,1829		
0,70	15 072	4,1781	165	2,2175
0,60	15 033	4,1770	204	2,3096
0,50	14 814	4,1706	423	2,6263
0,40	14 363	4,1566	874	2,9415
0,30	13 417	4,1245	1 820	3,2601
0,20	11 966	4,0782	3 271	3,5145
0,10	9 339	3,9700	5 898	3,7708
0,05	7 608	3,8814	7 629	3,8825
0	5 500	3,7400	9 737	3,9886

Na wykresie (rys.5) przedstawiono przebieg krzywej $n = f(g)$ przy czym g oznacza grubość płyty. Pokrywa się on z wyprowadzonym uprzednio wzorem (13), gdyż krzywa $n = f(g)$ asymptotycznie zbliża się do wartości $n_0 = 15\ 237$ impulsów/3 min. Funkcja $n = f(g)$ przedstawiona jest wzorem analogicznym do wzoru (13):

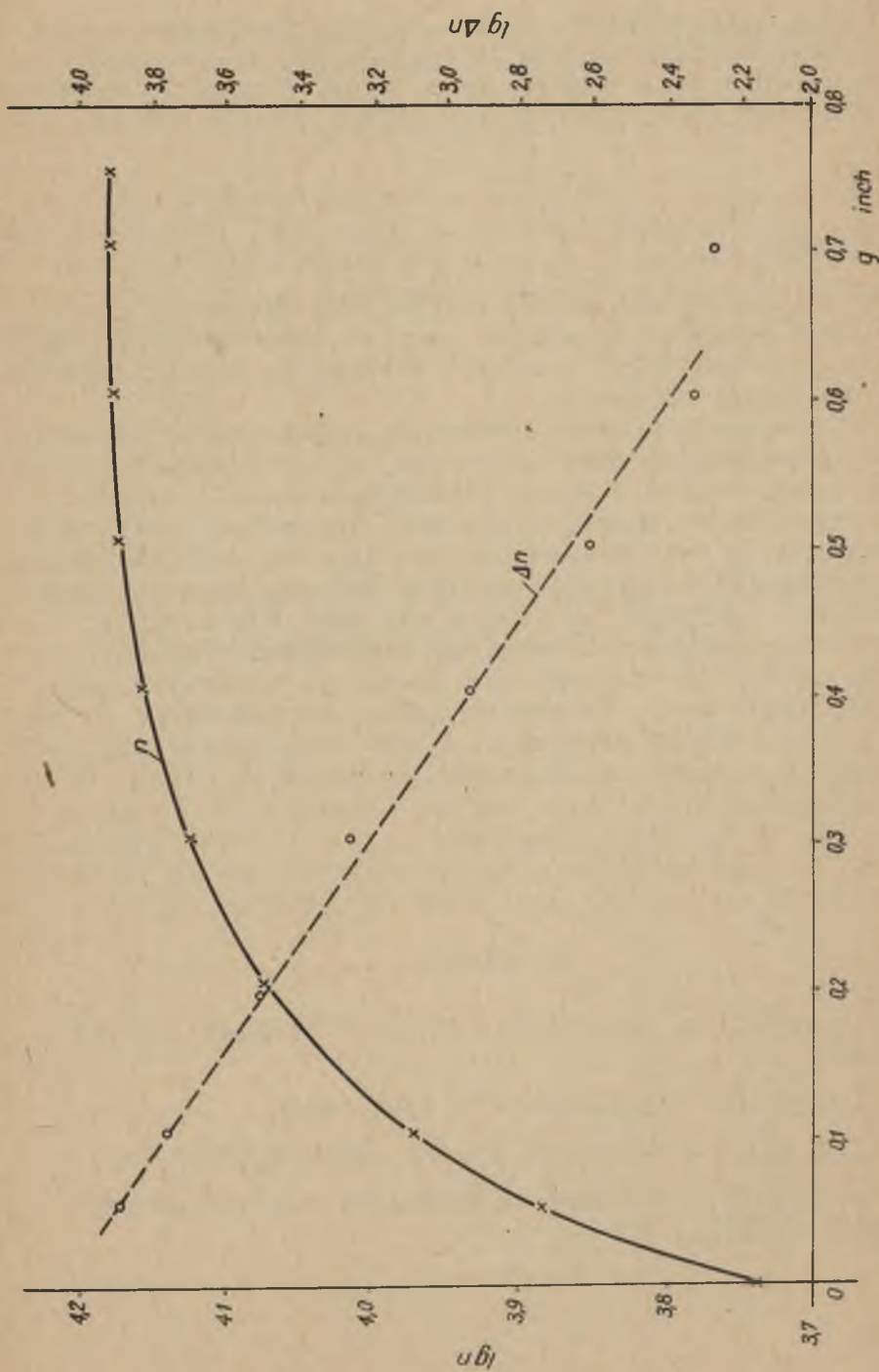
$$n = n_0(1 - e^{-\bar{\mu}g}) \quad (15)$$

skąd

$$\Delta n = n_0 - n = n_0 e^{-\bar{\mu}g} = f_1(g) \quad (15a)$$



4. Rzeczywisty przebieg krzywej rozkładu widmowego fotonów



Rys.5. Zależność $n = f(g)$ oraz $\Delta n = f_1(g)$

Dowodem, że wyrażenie $n_0 e^{-\bar{u}g}$ jest rzeczywiście funkcją eksponencjalną o stałym wykładniku, służy wykres 5, który przedstawia funkcję $\Delta n = f_1(g)$. Krzywa ta zachowuje przebieg linii prostej dla całego prawie zakresu pomiaru.

4. Wnioski

Rezultaty doświadczeń potwierdziły słuszność teoretycznych rozważań. Uzyskano również dużą zgodność i powtarzalność pomiarów. W tabeli zawarte są wyniki średnie z kilku serii odczytów.

W porównaniu z metodą konwencjonalną opartą na pomiarze intensywności promieniowania, które przechodzi przez absorbent, metoda pomiaru odbitych promieni γ wymaga bogatszego wyposażenia w aparaturę. Konieczne jest bowiem zastosowanie jednokanałowego analizatora oraz wskaźnika częstości dla selekcji i pomiaru fotonów wyskoku. Rejestrator w seryjnych pomiarach nie musi być używany.

Opisana metoda może znaleźć zastosowanie przede wszystkim wtedy, gdy warunki nie pozwalają na zastosowanie metody klasycznej. Przypadek taki może zachodzić na przykład przy badaniu grubości lub też wewnętrznej struktury ścianek rurociągu lub zbiorników wypełnionych płynem pod ciśnieniem.

LITERATURA

- [1] C.M.DAVIDSSON, R.D.EVANS - "Revs.Mod.Phys" . 24,79 - 1952.
- [2] T.L.COVAN - "Phys.Rev." 74 1941-1948.
- [3] D.HALLIDAY - "Wstęp do fizyki jądrowej", PWT 1957.
- [4] T.W.GORSZKOW - "Gamma izkuczenije radioaktywnych tieł" I.L.U., 1956.

Измерение толщины металлических стен при помощи эффекта
Комптона γ -радиации

РЕЗЮМЕ

В работе представлен метод определения толщины металлических стен, при помощи обратно рассеянных фотонов ($\theta = 180^\circ$) в комптоновском эффекте. Автор дает теоретические основы этого метода, описывает опытную установку и полученные результаты.

The measurement of the thickness of the metallic walls
by means the γ -rays in Compton effect

SUMMARY

The article performs the method of determining the thickness of the metallic walls, using the back scattered photons ($\theta = 180^\circ$) in the Compton effect. The author gives the theoretical grounds of this method, describes the research installation and the obtained results.