

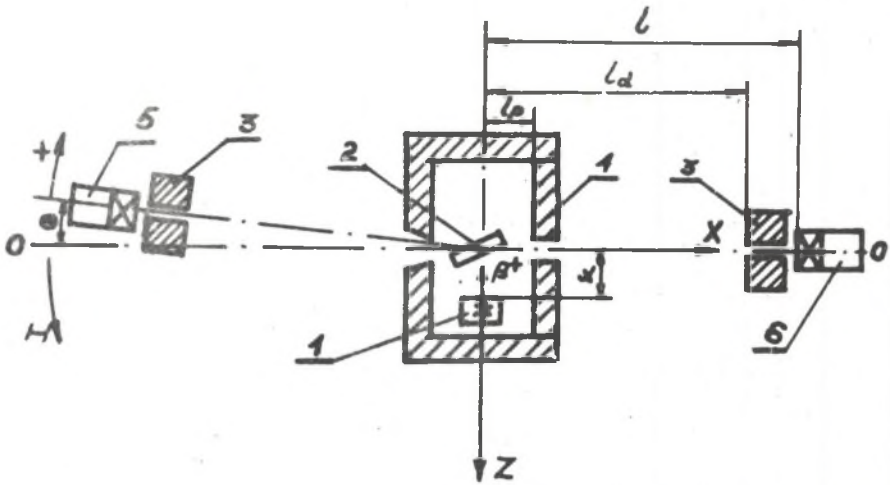
MARIA INGLÓT, GUSTAW KAMIONKA  
Katedra Fizyki Technicznej

DOBÓR OPTYMALNYCH PARAMETRÓW UKŁADU POMIAROWEGO  
DO BADAŃ KORELACJI KĄTOWEJ ANIHILACYJNYCH KWANTÓW GAMMA

Streszczenie. Zestawiono aparaturę do pomiaru kierunkowej korelacji kwantów gamma pochodzących z dwufotonowej anihilacji pozytonów w różnych materiałach. Optymalizację przeprowadzono z punktu widzenia uzyskania możliwie małej liczby koincydencji przypadkowych oraz dobrej geometrycznej i energetycznej zdolności rozdzielczej.

## 1. WSTĘP

Doświadczenia nad korelacją kątową (rys. 1) kwantów powstających przy anihilacji pozytonów w metalach, cieczech i gazach pozwalają sądzić o rozkładzie pędów elektronów swobodnych. Badania powyższe w powiązaniu z pomiarami czasu życia pozytonów pozwalają wnioskować o mechanizmie procesu anihilacji, umożliwiając wyciągnięcie wniosków o własnościach badanych ciał. Wydaje się zatem celowym rozpatrzenie optymalnej techniki eksperymentów, prowadzące się do rozważań na temat źródeł pozytonów, geometrii układu, detekcji promieniowania, analizy impulsów. Zasadę pomiaru korelacji kątownej anihilacji dwufotonowej przedstawia rysunek 1. Próbkę emituje para fotonów, każdy o energii 0,511 MeV w przybliżeniu w przeciwnych kierunkach. Dwie sondy umożliwiają detekcję fotonów. Jedna z sond jest nieruchoma, natomiast druga posiada możliwość kontrolowanego przesuwu w kierunku poziomym ( $\hat{z}$ ). Pozwala to na pomiar rzutu kąta między dwoma fotonami na płaszczyznę  $zx$ , pomiar składowej "z" pędu pary anihilacyjnej. Impulsy sond rejestruje typowa aparatura elektronowa, która stwierdza fakt pojawienia się równoczesnego dwóch fotonów o energii 0,511 MeV.



Rys. 1. Geometria układu pomiarowego korelacji kątowej anihilacji dwufotonowej

- 1 - emiter pozytonów, 2 - próbka, 3 - szczeliny analizujące, 4 - diafragmy pomocnicze, 5 - sonda ruchoma, 6 - sonda nieruchoma

## 2. Źródła oraz geometria układu

Najczęściej stosowanymi źródłami pozytonów - to  $\text{Na}^{22}$  okres połowicznego zaniku 2,58 lat oraz  $\text{Cu}^{64}$  (okres połowicznego zaniku 14 godzin).  $\text{Na}^{22}$  otrzymuje się z reguły w postaci wodnego roztworu  $\text{NaCl}$  o aktywności właściwej około 0,1 mCi/mg  $\text{NaCl}$ . Roztwór poddaje się wyparowaniu na płytkach z aluminium lub miki o grubościach rzędu  $20\mu$  [1,2]. W wykonaniu autorów artykułu wodny roztwór  $\text{NaCl}$  odparowano w specjalnej ampułce ze szkła organicznego z okienkiem miki o grubości  $20\mu$ . Ampułka znajduje się w specjalnym pojemniku ochronnym. W pojemniku możliwa jest kolimacja wiązki pozytonów skierowanej na badaną próbkę celem zmniejszenia prawdopodobieństwa anihilacji w innych substancjach znajdujących się w polu widzenia sond. Kolimacja umożliwia również wybór odpowiedniej wysokości  $h$  napromieniowania próbki pozytonami, co przy równoczesnym ustaleniu wysokości powierzchni detekcyjnej sondy nieruchomej równej  $h$ , zapewnia objęcie sondą ruchomą o wysokości  $H = h + 2s$ , całkowitego roz-

kładu kąтового anihilacyjnych kwantów w kierunku pionowym, gdzie  $s$  jest łukiem o promieniu  $l$  (patrz rys. 1) odpowiadającym maksymalnemu kątowi w rozkładzie kątowym. Maksymalny kąt z reguły nie przekracza  $\pm 12$  mrad [2]. Aparatura rejestruje wówczas impulsy odpowiadające odpowiednim składowym "z" pędu pary anihilacyjnej. Odpowiednie wielkości w aparaturze autorów wynoszą:  $h = 5$  mm,  $H = 45$  mm. Wymagane aktywności źródeł pozytonów nie są zbyt wielkie. Górna granica aktywności określona jest przez maksymalnie dopuszczalny poziom przypadkowych koincydencji [1]. Stosunek rzeczywistej do przypadkowej ilości koincydencji zależy zasadniczo od czasu rozdzielczego układu koincydencji oraz aktywności. Wykazuje to uproszczone rozumowanie.

Założmy:  $\alpha_1, \alpha_2$  - współczynnik kąta przestrzennego,

$W_1, W_2$  - wydajności liczników,

$A$  - aktywność nuklidu.

Szybkości zliczeń w kanałach wynoszą:

$$N_1 = \alpha_1 W_1 A; \quad N_2 = \alpha_2 W_2 A$$

Liczba rzeczywistych koincydencji wyniesie:

$$N_R = \alpha_1 \alpha_2 W_1 W_2 A$$

Przy założeniu czasu rozdzielczego układu koincydencji  $\tau$  przypadkowa liczba koincydencji wyniesie:

$$N_p = \tau N_1 N_2.$$

Ostatecznie stosunek rzeczywistej do przypadkowej ilości koincydencji wyniesie:

$$\frac{N_R}{N_p} = \frac{1}{\tau A} \quad (1)$$

W badaniach korelacji katowej dwufotonowej anihilacji zakłada się stosunek

$$\frac{N_R}{N_P} = 10 - 100 \quad (2)$$

Czasy rozdzielcze układów koincydencji ze względu na stosowane detektory są rzędu  $10^{-6} - 10^{-7}$  s.

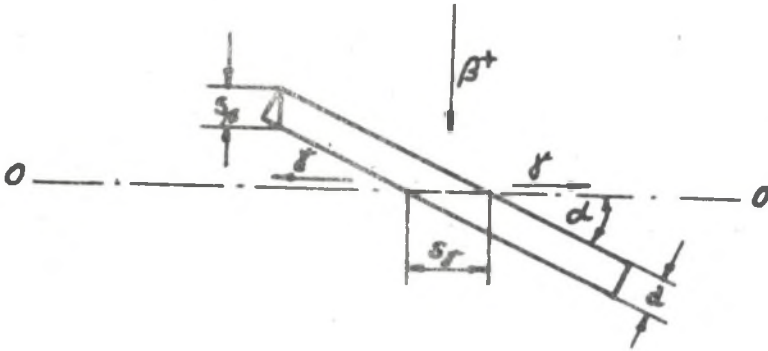
Dla tych założeń maksymalne aktywności wypadają kilkadziesiąt  $\mu$ Ci. Autorzy w pomiarach stosowali źródło o aktywności około 300  $\mu$ Ci.

Względny uchyb pomiarowy zależy przede wszystkim od rzeczywistej liczby koincydencji. Należy zatem dobrać detektory o możliwie dużej wydajności jak również wykonać geometrię układu tak, aby współczynnik kąta przestrzennego  $\alpha$  były jak największe.

Wzrost  $\alpha$  można uzyskać przez zwiększenie szerokości szczeliny analizującej, jak również przez zbliżenie sond do próbki; pogarsza to jednak geometryczną zdolność rozdzielczą, lub przez zwiększenie liczby pozytonów dochodzących do próbki przy stałej aktywności źródła; realizuje się to przez maksymalne zbliżenie źródła do próbki. Oczywiście, by nie zwiększać tła w poszczególnych kanałach oraz celem uniknięcia wpływu anihilacyjnych kwantów gamma w źródle na rozkład katowy, źródła nie można wstawić w pole widzenia sond, ogranicza to najmniejszą odległość źródło - próbka. Przykładowo w układzie wykonanym przez autorów bez próbki liczba impulsów w obu kanałach wynosi około 25 imp/s. Liczba koincydencji przypadkowych  $6 \pm 2$  imp/godz; nie zależna od położenia sondy ruchomej. Podziałka ruchomej sondy wykonana jest w mrad, wartość jednej działki wynosi 0,6 mrad, odległość sond  $2l = 3100$  mm (rys. 1) Analizująca szczelina o szerokości 2 mm w odległości  $l_d = 1400$  mm od osi obrotu odpowiada wyborowi kąta  $\pm 0,7$  mrad. Odległość źródła od próbki  $x = 10$  mm. Odległość diafragm pomocniczych  $l_p = 80$  mm, szerokość szczeliny 4 mm.

W zagadnieniach optymalnych geometrii układu również zwrócić należy uwagę na kształt badanego ciała. Z reguły grubość próbki dobiera się tak, by liczba anihilowanych pozytonów była maksymalna.

Grubość zatem wynika z zasięgu pozytonów w danym materiale. Zakładając minimalną absorpcję (około 10%) fotonów anihilacyjnych w próbce otrzymujemy informację odnośnie kąta ustawienia próbki. Uproszczone rozważania przedstawia rysunek 2.



Rys. 2. Usytuowanie próbki względem głównej osi 0-0

gdzie:

$s_{\beta}$  - zasięg pozytonów,

$s_{\gamma}$  - grubość materiału dająca 10% osłabienia kwantów gamma,

$2s_0$  - szerokość szczeliny analizującej,

$d$  - grubość próbki,

$2l$  - szerokość próbki

$$d = \frac{s_{\beta} s_{\gamma}}{\sqrt{s_{\beta}^2 + s_{\gamma}^2}} \quad (3)$$

$$l = \frac{s_0 \sqrt{s_{\gamma}^2 + s_0^2}}{s_{\beta}} \quad (4)$$

$$\frac{d}{s_{\gamma}} = \sin \alpha \quad (5)$$

Przykładowo dla próbek miedzianych badanych przez autorów odpowiednie wielkości wynoszą:

$$s_{\beta} = 0,34 \text{ mm}, \quad s_{\gamma} = 1,3 \text{ mm}, \quad d = 0,33 \text{ mm}, \quad \alpha = 14,5^{\circ}, \quad 2l = 8 \text{ mm}.$$

### 3. Detekcja promieniowania

Jako detektory promieniowania wykorzystuje się najczęściej liczniki scyntylicyjne, wynika to z ich małej bezwładności, dużych wzmocnień jak również liniowej zależności pomiędzy amplitudą sygnału wyjściowego a energią rejestrowanej cząstki. W pomiarach korelacji kątowej kwantów gamma anihilacyjnych podstawowym parametrem eksploatacyjnym jest amplitudowa zdolność rozdzielcza i jej stałość w czasie; do badań tych używa się detektorów względnie powolnych. Natomiast w pomiarach czasów życia pozytonów najistotniejszym jest uzyskanie jak najlepszej czasowej zdolności rozdzielczej. W praktyce okazało się bardzo trudnym opracowanie fotopowielacza łączącego w sobie dobre parametry amplitudowe i czasowe [3]. W chwili obecnej wytwórnie produkują specjalne fotopowielacze do celów spektrometrii i do pomiarów czasu. Zdolność rozdzielcza detektorów scyntylicyjnych zależy zarówno od parametrów fotopowielacza jak i scyntylatora.

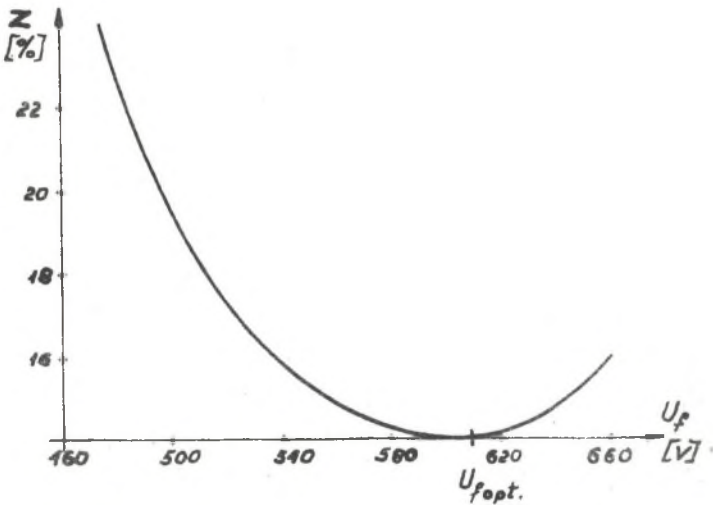
W detektorach względnie powolnych, typowym scyntylatorem jest NaJ(Tl) jodek sodu aktywowany talem, o czasie wyświecania  $T_p = 250 \text{ ns}$ . Rozrzut czasu przelotu elektronów w fotopowielaczu może być tego samego rzędu  $10^{-7} \text{ s}$ . Typowe fotopowielacze stosowane przez wielu autorów - to: EMI 6260, RCA 5819, FEU 24.

Praktycznie przy energii kwantów gamma 1 MeV można uzyskać zdolność rozdzielczą kilku procentową.

W pomiarach czasowych stosuje się najczęściej scyntylatory organiczne o czasach wyświecania znacznie mniejszych, np. Stilben ( $T_p = 6 \text{ ns}$ ), n-terfenyl ( $T_p = 4,2 \text{ ns}$ ), współpracujące z fotopowielaczami o rozrzucie czasu przelotu elektronów rzędu  $10^{-9} \text{ s}$ , (RCA 6810, RCA 7850, RCA 1P21, FEU 33, FEU 36, EMI 6092B) które pracują z reguły przy zawyżonych napięciach zasilających. Szczególną uwagę przy

pomiarach czasów życia należy zwrócić na jakość sprzężenia scyntylatora z fotopowielaczem, by uniknąć znacznych błędów [4]. W aparaturze autorów do pomiaru korelacji kątovej anihilacji dwufotonowej jako scyntylatora użyto NaJ(Tl) o średnicy 45 mm i grubości 53 mm oraz fotopowielacze typu EMI 6260. Sonda powyższa wykazuje dobrą liniowość amplitudy impulsów w zależności od energii przy różnych napięciach zasilających fotopowielacza.

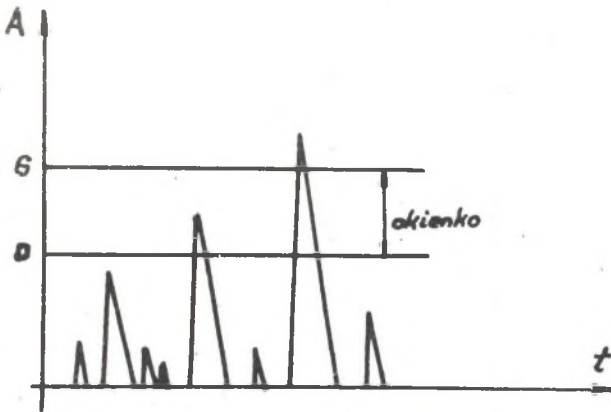
Odpowiednią wartość napięcia zasilającego fotopowielacza dobrano kierując się uzyskaniem maksymalnej zdolności rozdzielczej (rysunek 3).



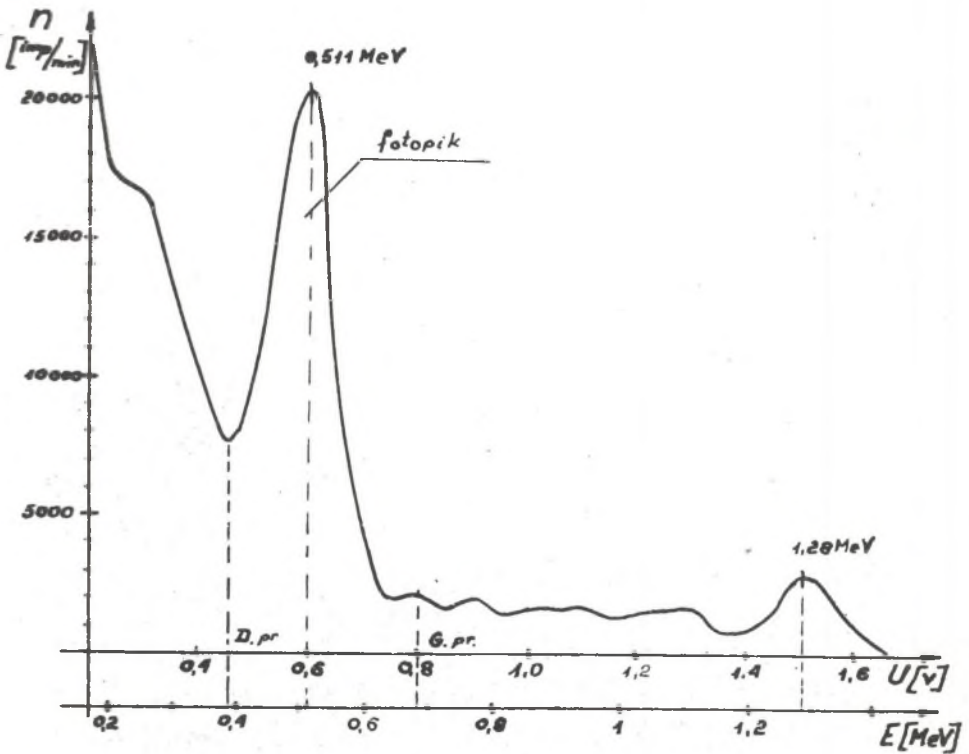
Rys. 3. Zdolność rozdzielcza detektora w zależności od napięcia zasilającego dla energii 0,511 MeV

#### 4. Analiza impulsów

Za pomocą analizy okienkowej (rys. 4) celem zmniejszenia tła w poszczególnych kanałach wybrano do badań korelacji kątovej linię anihilacyjną 2 gamma, która daje w rozkładzie energetycznym impulsów tzw. fotopik o szerokości określonej ograniczoną zdolnością rozdzielczą detektorów (rys. 5). Układ pomiarowy przedstawia rysunek 6. Wykorzystano bloki elementarne konstrukcji panelowej produkcji krajowej. Niezależna regulacja dolnego (blok 2, rys. 6) i gór-

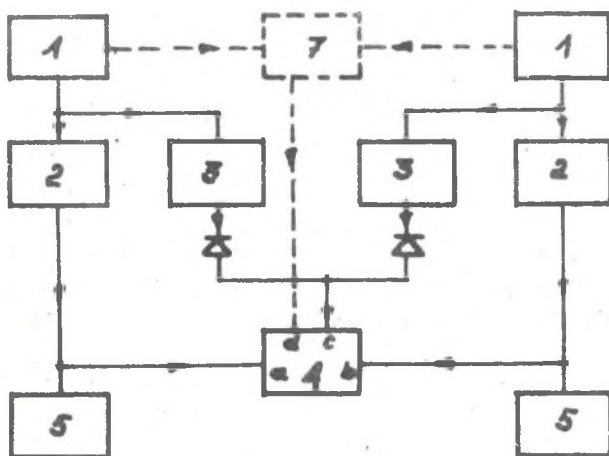


Rys. 4. Zasada działania analizatora okienkowego  
 A - amplituda impulsów, t - czas, G - górny próg, D - dolny próg



Rys. 5. Widmo energii promieniowania nuklidu  $\text{Na}^{22}$  (detektor  $\text{NaJ(Tl)}$  + fotopowielacz EMI 6260)



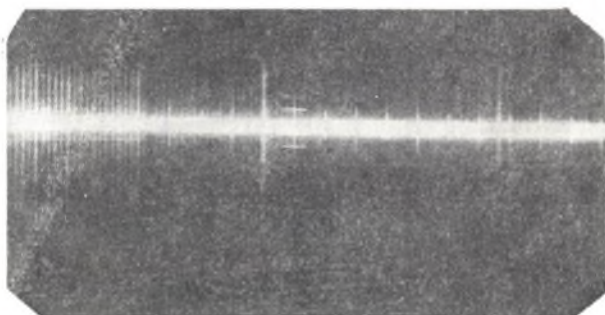


Rys. 6. Schemat aparatury elektronicznej do pomiarów korelacji kątowych (linia ciągła)

1 - detektor, 2,3 - dyskryminatory impulsów typu WE-3, 4 - układ koincydencyjny typu UK3 ( $\tau = 1 \mu s$ ), 5 - przelicznik kontrolny, 6 - przelicznik zliczający zdarzenie  $a+b+c$ , 7 - układ koincydencji szybkich, a, b, d - wejścia koincydencji, c - wejścia antykoincydencji

nego progu (blok 3, rys. 6) dyskryminacji, umożliwia wybór dowolnej szerokości wycinka energii z rozkładu. Układ antykoincydencyjny (wejścia a-c, b-c) zapewnia wybór impulsów zawartych w okienku. Równoczesność impulsów w okienkach z dwóch kanałów stwierdza układ koincydencji. Stosując np. jednokanałowe analizatory typu AAJ-03 nie ma możliwości wyboru całej szerokości fotopiku ze względu na ograniczoną szerokość okienka (4V). W tym przypadku zachodziłaby również konieczność stosowania wzmacniacza impulsowego, który znacznie zwiększa czułość układu na pojawiające się przypadkowo impulsy zakłócające w sieci energetycznej (rys. 7). Ze względu na dużą odporność wejściową wzmacniaczy liniowych wystarczy niewielka pojemność pomiędzy wejściem wzmacniacza i przewodem, którego potencjał zmienia się, aby na wyjściu układu wystąpiło zakłócenie. Niezbędnym staje się wówczas stosowanie odpowiednich filtrów, jak

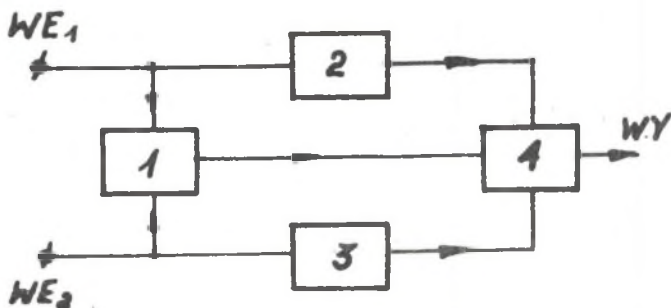
również szczególną uwagę należy zwrócić na odpowiednie uziemienie i ekranowanie całej aparatury.



Rys. 7. Zakłócenia w sieci energetycznej

Amplituda imp. - 400 mV, czas trwania - 2 ms, częstotliwość - przy-  
padkowa, szybkość podstawy czasu - 200 ms/cm

Współczesne układy umożliwiające pomiary czasowe rzędu ns ba-  
zują na tzw. układach koincydencji szybko-powolnych [5]. Zasadę  
przedstawia rysunek 8. Adaptacja aparatury korelacji kątowych ani-



Rys. 8. Schemat blokowy układu koincydencyjnego szybko-powolnego

1 - układ koincydencji szybkich, 2 - analizator jednokanałowy, 3 -  
analizator jednokanałowy, 4 - układ koincydencji powolny

hilacji dwufotonowej do pomiarów czasowych wymaga zatem zastosowa-  
nia dodatkowego układu szybkich koincydencji (rys. 6, linia przery-  
wana), jak również zastąpienia dyskryminatorów typu WE-3 bazują-  
cych na przerzutnikach Schmitta, dyskryminatorami np. typu Moody

реагующими на быстрый час нарасту (рзędu 0,25 V/nś) импульсów отrzy-  
манных з scынтлаторów органичных.

Wпłyнеžo до Редакци в лутым 1971 р.

LITERATURA

- [1] GREEN J., LEE J. - Positronium Chemistry Academic Press, New York and London 1964.
- [2] GOLDER G.A., DUDARIEW W.J. - Аннигиляция Positronов в твистер-  
дых тельках, Москва 1960.
- [3] SANIN A.A. - Электроничне прирззды физики ядровой, Warszawa  
1964.
- [4] KERR D.P., HOGG B.G. - Rev. Sci. Instr. 33, 391, 1962.
- [5] Problemy elektroniki i telekomunikacji, nr 17, 1968.

ПОДБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Р е з ю м е

В статье дано описание составленной авторами аппаратуры для исследования углового распределения двухфотонного аннигиляционного излучения в различных веществах.

Критерии оптимизации были следующие: получение минимум случайных коинцидентий, а также получение большой геометрической и энергетической разрешительной способности.

CHOICE OF THE OPTIMUM PARAMETERS OF AN APPARATUS FOR  
INVESTIGATION OF ANGULAR CORRELATION OF ANNIHILATION PHOTONS

S u m m a r y .

An apparatus for determination of angular correlation of  $\gamma$  photons derived from two-photon annihilation of positrons in several specimens was designed. The criterium for optimisation was the minimum number of random coincidences and most advantageous geometrical, and energetical resolving power.