

在 γ - γ 符合測量中康普頓散射所引起的符合*

徐永昌 鄭林生

(中國科學院物理研究所)

提 要

本文介紹一個具有 0.15 微秒分辨時間，測量由蓋革計數管產生的脈沖的二重符合綫路。並闡述在應用這符合綫路觀測 Zn^{65} β^+ 射綫的湮滅符合時，觀察到 γ 射綫的康普頓散射所引起的符合。

一. 符合綫路

圖 1 是符合綫路的綫路圖。單擊振動器對計數管產生的脈沖很靈敏，輸入脈沖有很小的高度即能使它觸發。單擊振動器輸出的脈沖經過強微分後輸入到符合級。輸入符合級的脈沖高度不能使管 M_7 和 M_8 完全截止，它們對輸入脈沖起着放大的作用，輸出脈沖是管 M_7 和 M_8 輸入脈沖放大後的疊加。用示波器觀察到，兩管同時有輸入時，輸出脈沖高度是一管有輸入時的三倍，並且脈沖通過符合級後頂部比底部放大得多。前者有利於甄別級對符合脈沖的甄別，後者有利於脈沖半寬度的減小，從而有利於分辨時間的減小。這符合綫路的分辨時間與管 M_8 的柵偏壓有關。

為了測量符合綫路的分辨時間，在兩個水平放置着的計算管中間用厚的鉛板隔開，再用兩個 γ 射綫源分別照射二計數管。假設二計數管的計數率分別為 I_1 和 I_2 ，使 $2I_1I_2$ 在小於 3×10^5 次²/秒² 的範圍內改變，測得符合計數率 I_C 和 $2I_1I_2$ 之間有很好的直綫關係(如圖 2 所示)：

$$I_C = 2\tau I_1 I_2 + I_0. \quad (1)$$

將實驗數據用最小二乘法處理我們得到(1)式中的分辨時間： $\tau = (1.50 \pm 0.02) \times 10^{-7}$ 秒和本底符合： $I_0 = (2.0 \pm 1.4) \times 10^{-4}$ 次/秒。這裏所給出的誤差是標準偏差。

表 1. 證明脈沖在符合綫路中沒有丟失的實驗數據

γ 計數管產生的脈沖所經過的路程	定標器給出的計數率 (次/秒)
I. 不通過符合綫路直接輸入到定標器	87.39 \pm 0.66†
II. 將脈沖輸入符合綫路的某一個單擊振動器，單擊振動器輸出的脈沖同時輸入到 M_7 和 M_8 使其符合。符合綫路的輸出通向定標器	87.36 \pm 0.66
III. 將脈沖輸入另一單擊振動器，其他與“II”同	88.49 \pm 0.67
IV. 將脈沖輸入符合綫路的兩個單擊振動器，符合綫路的輸出通向定標器	87.03 \pm 0.66

† 這裏給出的誤差是標準偏差。

* 1957 年 8 月 3 日收到。

爲了要測驗脈沖通入符合綫路，經過符合是否引起丟失，我們曾使由一計數管產生的脈沖以各種不同方式輸入到符合綫路的各級上，觀測它的計數。觀測的結果在表 1 中給出。由表 1 看到，符合綫路沒有引起可觀察到的符合脈沖的丟失。

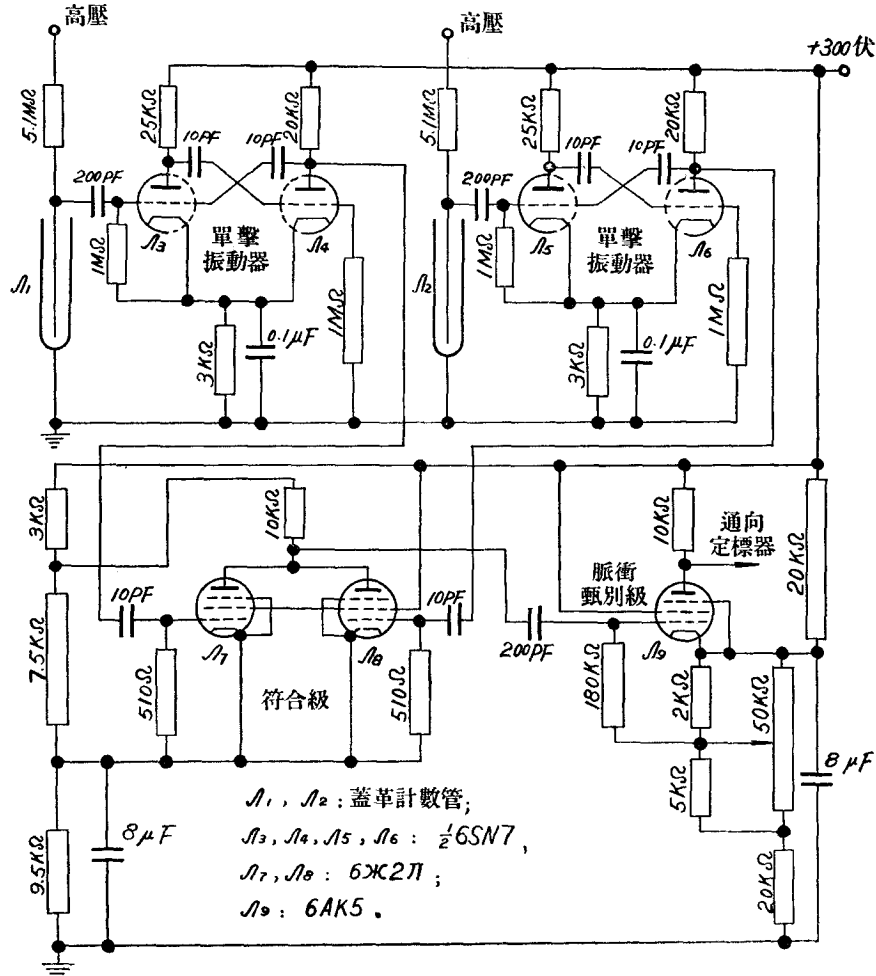


圖 1. 符合綫路綫路圖

二. Zn^{65} β^+ 射綫的湮滅符合

Zn^{65} 的衰變系統如圖 3 所示^[1]。我們的目的是觀測小成分的 β^+ 射綫的湮滅符合。在實驗中，我們分別按照圖 4 有鉛光欄 C 和無鉛光欄 C 的佈置，用 Zn^{65} 做源觀察 γ - γ 符合計數率隨一計數管前的鉛吸收片厚度的變化。實驗結果在圖 5 中給出。由圖 5 可以看到，在無光欄 C 的情況下，符合吸收曲綫不但顯示湮滅符合，而且還顯示了能量約爲 0.2 兆電子伏特的 γ 射綫符合成分。假若認爲後一成分的出現是和湮滅輻射產生符合的結果，那麼我們就要得到 Cohn 等人所得到的結論：即 Zn^{65} 以放出 β^+ 射綫的形式衰變到 Cu^{65} 的一個激發態上，然後再由這個激發態放出 0.2 兆電子伏特的 γ 射綫衰變到 Cu^{65} 的基態^[2]。然而，在有光欄 C 的佈置下，0.2 兆電子伏特成分的不出現，使我們懷疑所觀察到

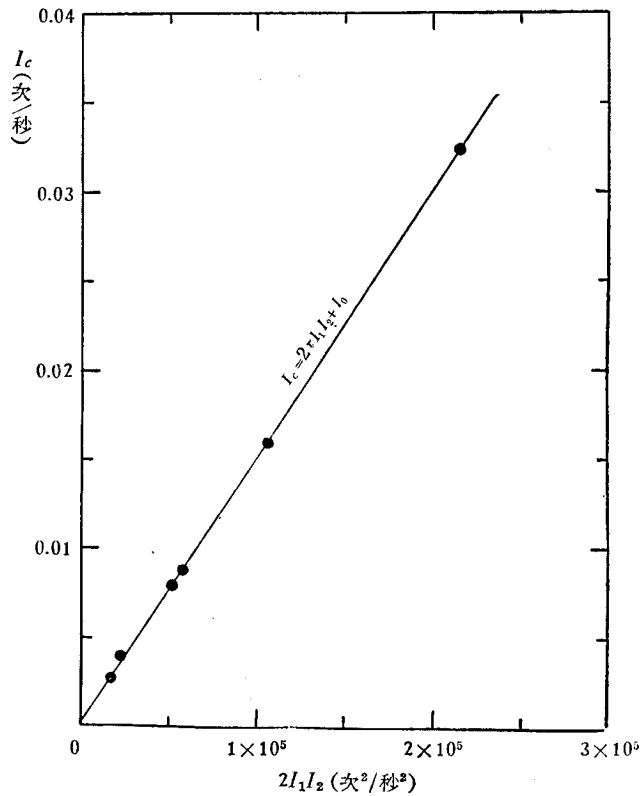


圖2. 測量符合綫路分辨時間的實驗曲綫
 用最小二乘法求得： $\tau = (1.50 \pm 0.02) \times 10^{-7}$ 秒， $I_0 = (2.0 \pm 1.4) \times 10^{-4}$ 次/秒。
 這裏所給出的誤差是標準偏差

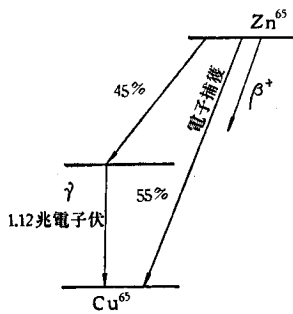


圖3. Zn^{65} 的衰變圖
 (參考文獻[1])

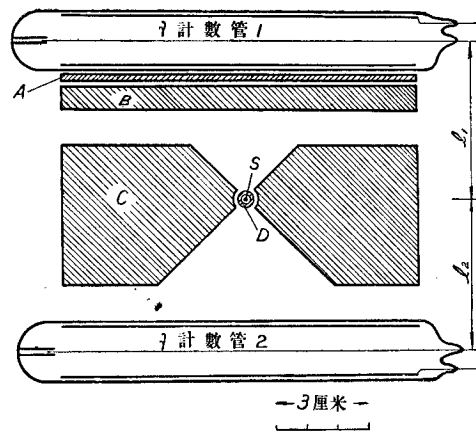


圖4. 測量 Zn^{65} β^+ 射綫湮滅輻射實驗佈置示意圖
 A: 0.41 克/厘米² 厚的鉛片, 它的作用是使 γ 射綫照射在鉛吸收片 B 而產生的次級電子不能進入計數管 1 內; B: 鉛吸收片; C: 鉛光欄; D: β^+ 射綫的湮滅輻射轉換體, 它是 0.17 克/厘米² 厚的小鉛筒; S: 放射源 Zn^{65}

的 0.2 兆電子伏特成分是否直接由 Zn^{65} 放射出來。同時，Джелепов 等人在他們的實驗中並沒有觀察到這一成分的存在^[3]。

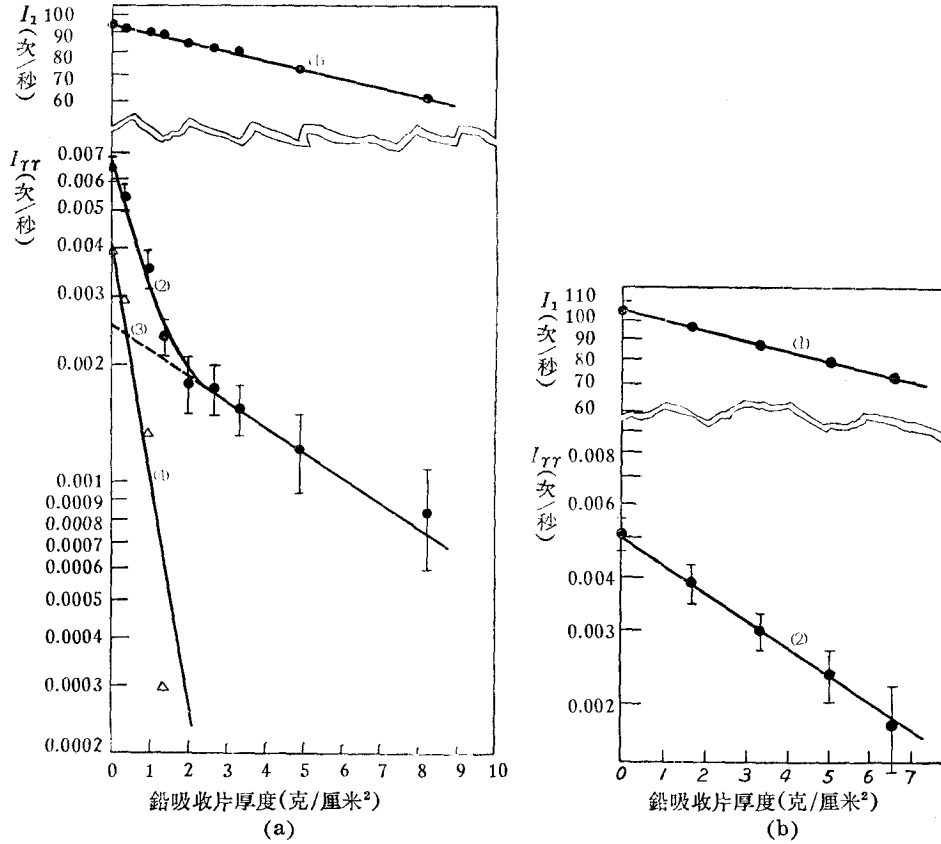


圖 5. 測量 Zn^{65} β^+ 射綫湮滅輻射的實驗曲綫

圖(a)對應圖 4 中無鉛光欄 C 和 $l_1 = l_2 = 5$ 厘米的情況。(1)是 γ 計數管 1 的計數率隨吸收片厚度的變化，其吸收係數指出 γ 射綫能量為 1.12 兆電子伏；(2)是 γ - γ 符合吸收曲綫，它可以分解成爲(3)和(4)；(3)指出能量為 0.51 兆電子伏的湮滅符合；(4)指出能量約為 0.2 兆電子伏的 γ - γ 符合。

圖(b)對應圖 4 中有鉛光欄和 $l_1 = l_2 = 4$ 厘米的情況。(1)與圖(a)中(1)相同；(2)是 γ - γ 符合吸收曲綫，它與圖(a)中(2)的區別在於 0.2 兆電子伏能量的 γ - γ 符合成分不出現了。

圖中實驗點所示誤差是標準偏差

我們對 0.2 兆電子伏特 γ 射綫的來源解釋如下。

Zn^{65} 放射綫中有一個成分很大的 1.12 兆電子伏特的 γ 射綫^[1]，這個 γ 射綫在第一個計數管陰極壁上打出一個康普頓次級電子，引起第一個計數管計數，同時隨之產生的次級 γ 射綫也有可能打在第二個計數管上而引起符合計數。在有光欄 C 的情況下，絕大部分的次級 γ 射綫被光欄擋住不能打在第二個管上而引起符合。按照無光欄的實驗裝置，粗略地說，散射角在 $150-180^\circ$ 之間的次級 γ 射綫均有機會打在第二個計數管上。由次

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma_0}^{[4a]}}{1 + \frac{E_{\gamma_0}}{mc^2}(1 - \cos \theta)}$$

散射角在 $150-180^\circ$ 間的次級 γ 射綫能量就在 0.22—0.20 兆電子伏特範圍內。

因爲 γ 計數管主要借助於 γ 射綫在陰極壁上打出的次級電子引起放電，而能量爲

1.12 兆電子伏特的 r 射綫對黃銅(所用計數管是黃銅陰極的)來說, 主要作用是康普頓散射效應^[4b], 因此 1.12 兆電子伏特 r 射綫的計數幾乎都是由康普頓次級電子所引起的。照上面的考慮我們可以寫出, 在圖 4 中無光欄情況下, 由 1.12 兆電子伏特 r 射綫的康普頓散射所引起的符合計數率:

$$I_{rr} = b_1 I_1 \epsilon_2 + b_2 I_2 \epsilon_1,$$

式中 $b_1(b_2)$ 為 r 射綫在第一(二)個計數管陰極產生康普頓散射引起計數後, 它的次級 r 射綫打在第二(一)個計數管上的幾率; ϵ_1 和 ϵ_2 分別是第一個和第二個計數管對次級 r 射綫的平均計數效率; I_1 和 I_2 分別是第一個和第二個計數管對 1.12 兆電子伏特初級 r 射綫的計數率。在實驗佈置完全對稱的情況下,

$$I_{rr} = 2b_1 I_1 \epsilon_1 = 2b_2 I_2 \epsilon_2.$$

忽略 r 射綫在實驗裝置的其他部分(例如支架, 桌面等)上的散射, 我們寫出偶然符合計數率:

$$2\tau I_1 I_2 = 2\tau \left(1 + b_1 \epsilon_1 + 2\alpha \frac{\epsilon_{0.51}}{\epsilon_{1.12}}\right)^2 I_1^2,$$

式中 α 是 Zn^{65} 的 β^+ 射綫與 1.12 兆電子伏特 r 射綫強度之比, $\epsilon_{0.51}$ 和 $\epsilon_{1.12}$ 分別是計數管對能量為 0.51 兆電子伏特的湮滅輻射和 1.12 兆電子伏特 r 射綫的計數效率。因為 $2\alpha \frac{\epsilon_{0.51}}{\epsilon_{1.12}} \ll 1$ (見下頁)和 $b_1 \epsilon_1 \ll 1$, 所以

$$\frac{I_{rr}}{2\tau I_1 I_2} \approx \frac{b_1 \epsilon_1}{\tau I_1}. \quad (2)$$

注意到: b_1 等於“1.12 兆電子伏特的 r 射綫在第一個計數管引起計數, 並且它的次級 r 射綫能够打在第二個管陰極上的平均康普頓散射截面”與“1.12 兆電子伏特的 r 射綫打在第一個計數管陰極上引起該計數管計數的平均康普頓散射截面”之比。按實驗佈置和康普頓散射微分截面公式^[4c], 我們估計得 $b \approx 1.32\%$ 。

在我們所做的實驗中, $I_1 = 95.0$ 次/秒, 並且 $\tau = 1.50 \times 10^{-7}$ 秒和 $\epsilon_1 = 0.15\%$ ^[4d]。由以上的數值和公式(2)得

$$\frac{I_{rr}}{2\tau I_1 I_2} \approx 1.39. \quad (3)$$

由圖 5 得 I_{rr} 的實驗值為 $0.0041_5 \pm 0.0006_2$ 次/秒, 由 $2I_1 I_2$ 的實驗數值和用最小二乘法求得的 τ 值算出 $2\tau I_1 I_2 = 0.0026_7 \pm 0.0000_5$ 次/秒, 於是

$$\frac{I_{rr}}{2\tau I_1 I_2} = 1.5_5 \pm 0.2_3. \quad (4)$$

我們看到理論估計結果(3)和實驗結果(4)相符合, 並且在上面我們已經指出, 反散射 r 射綫能量大約是 0.2 兆電子伏特。由此可見: 0.2 兆電子伏特 r 射綫成分的出現是由於 1.12 兆電子伏特 r 射綫的康普頓散射所引起的。對於這一說法的可靠性的又一證明是: 按圖 4 中無光欄的實驗佈置對 Cs^{137} 也做了符合測量, 康普頓散射所引起的符合在這裏單獨地被觀察到了(見圖 6)。在有光欄 C 的情況下, 對 Cs^{137} , 在實驗誤差範圍以外, 沒有觀察到任何符合: 實驗測得在沒有鉛吸收片時 $I_{rr} + I_C = 0.0037_6 \pm 0.0003_8$ 次/秒, 而 $I_C =$

$= 0.0034_0 \pm 0.0001_5$ 次/秒，所以 $I_{\gamma\gamma} = 0.0003_6 \pm 0.0004_1$ 次/秒。

根據圖 4 中有光柵 C 佈置下的實驗數據(見圖 5)可以對 Zn^{65} 的 β^+ 成分與 1.12 兆電子伏特 γ 成分之比, α , 給以估計。在兩個計數管位置對源是對稱的情況下, 在沒有吸收片時的湮滅符合計數率是

$$I_{\gamma\gamma} = 2\alpha I_{1.12} \omega \epsilon_{0.51}^2, \quad (5)$$

而偶然符合計數率是

$$2\tau I_1 I_2 = 2\tau(\epsilon_{1.12} + 2\alpha\epsilon_{0.51})^2 I_{1.12}^2 \omega^2, \quad (6)$$

式中 $I_{1.12}$ 為 Zn^{65} 放出的 1.12 兆電子伏特 γ 射綫的總強度, ω 是計數管被照射截面對源所張的立體角除以 4π 。測量結果是

$$I_{\gamma\gamma} = 0.0051_4 \pm 0.0005_0 \text{ 次/秒,}$$

$$\omega(\epsilon_{1.12} + 2\alpha\epsilon_{0.51}) I_{1.12} = 105 \pm 1 \text{ 次/秒,}$$

$$\tau = (1.50 \pm 0.02) \times 10^{-7} \text{ 秒,}$$

用 $2I_1 I_2$ 實驗數值計算得

$$2\tau I_1 I_2 = 0.0030_5 \pm 0.0000_6 \text{ 次/秒,}$$

並且

$$\epsilon_{0.51} = 0.0022, \quad \epsilon_{1.12} = 0.0061^{[4d]}.$$

這樣, 用公式(5)和(6)計算得

$$\alpha = (3.5_4 \pm 0.3_6) \%$$

這和 Джелепов 等人給出的結果 $(3.35 \pm 0.25) \%$ [3] 很符合。按圖 3 所示的衰變系統從 α 值可以算出 Zn^{65} β^+ 衰變佔總衰變的百分比, 它等於 $(1.5_6 \pm 0.1_6) \%$, 這個數值和 Perkins 等人給出的結果 $(1.74 \pm 0.20) \%$ 在實驗誤差範圍內相符合。

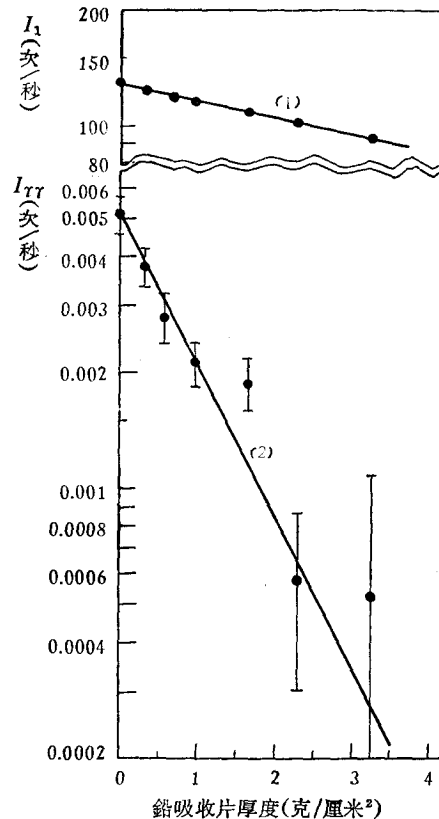


圖 6. 測量 Cs^{137} 的 γ 射綫因康普頓散射所引起的 γ - γ 符合的實驗曲綫

實驗佈置如圖 4 中無鉛光柵情況: $l_1 = l_2 = 4.5$ 厘米; D 改為 1.7 克/厘米² 厚的黃銅小筒; S 是源 Cs^{137} 。(1) 是單一吸收曲綫, 其吸收係數指示 γ 射綫能量為 0.66 兆電子伏; (2) 是 γ - γ 符合吸收曲綫, 其吸收係數指出符合 γ 射綫能量約為 0.2 兆電子伏。

圖中實驗點所示誤差是標準偏差

參 考 文 獻

- [1] Сиборг, Г., Перлман, И. и Холлендер, Дж., Таблица изотопов, Издательство иностранной литературы, Москва (1956), 64.
- [2] Sohn, R. A. and Kurbatov, J. D., *Phys. Rev.* **78** (1950), 318.
- [3] Джелепов, Б. С., Приходцева, В. П., Феоктистов, А. И. и Хольнов, Ю. Р., *Изв. АН СССР, серия физич.* **20** (1956), 1359.
- [4a] Segrè, E., *Experimental Nuclear Physics*, vol. I, 318, John Wiley & Sons, Inc., New York (1953), 318.
- [4b] —, *ibid.*, 307.
- [4c] —, *ibid.*, 320.
- [4d] —, *ibid.*, 47.
- [5] Ferkins, J. F. and Haynes, S. H., *Phys. Rev.* **92** (1953), 687.

COINCIDENCES CAUSED BY COMPTON BACKSCATTERING OF GAMMA-RAYS

Hsu YUNG-CHANG CHENG LIN-SHENG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

With slight improvement of ordinary Rossi circuit, a coincidence circuit of resolving time of 1.5×10^{-7} sec. has been built. Using this instrument, the annihilation radiations of small component β^+ -rays emitted by Zn^{65} have been investigated under various experimental conditions. The experiments demonstrate that the 0.21 Mev γ -rays found previously by some authors^[2] in Zn^{65} may be the backscattered γ -rays due to large component 1.12 Mev γ -rays of Zn^{65} . Moreover, the coincidence rate of collimated annihilation radiations gives the percentage of β^+ -decay of Zn^{65} per total disintegration as $(1.5_6 \pm 0.1_6)\%$.