DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO. 1

中性メゾトロンの壽命に就いて

（第35回 理研 學術講演会）

核力理論によると メゾトロンには 帯電せるものの他に 中性のものも存在せねばならない。 中性メゾトロンは 重粒子に對しては 帯電メゾトロンと同じ位の大いさの交互作用をもつてゐるが，輕粒子との間の交互作用は 現在の經驗事實からは 特に假定する必要はない。從つて中性メゾトロンは 帯電メゾトロンと類似の過程によつて 輕粒子の對に轉化する事は出來ない。 併し乍ら 中性メゾトロンは次の如き過程により光子に轉化する事が出來るので 矢張 有限の壽命をもつてゐる；

$$Y^0 \rightarrow \text{Proton} + \text{Negative Proton} \rightarrow 2h\nu \qquad (1_2)$$
$$\searrow 3h\nu \qquad (1_3)$$
$$\searrow 4h\nu \qquad (1_4)$$
$$\searrow 5h\nu \qquad (1_5)$$
$$\vdots \qquad \vdots$$

即ち 中性メゾトロンは先づ 重粒子との交互作用のために 陰陽 Proton 對に轉化し 次いで それ等が 二個以上の光子を放出して消滅するのである。(1_2), (1_3), (1_4), --- の過程が 單位時間に生起する確率を夫々 $w_2, w_3, w_4, ---$ とするならば 中性メゾトロンの壽命は

$$\tau = \frac{1}{w_2 + w_3 + w_4 + \cdots} \qquad (2)$$

で與へられる。

所が 光子を澤山放出する過程ほど 高次の輻射過程であるから その確率は 次の如く漸次小さくなる；

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO. 2

$$\frac{w_3}{w_2} \sim \frac{w_4}{w_3} \sim \frac{w_5}{w_4} \sim \cdots\cdots \sim \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \qquad (3)$$

従って中性メゾトロンの壽命は大体 (1_2) により決定される筈であるが此場合には "Furry[1] の定理" に依り

$$W_{2n} = 0 \qquad (4)$$

となるので，(1_3) の過程が主要な役割を演ずる事になる，即ち

$$\tau \doteqdot \frac{1}{w_3} \qquad (5)$$

Furry の定理の内容は「陰陽電子対或は Proton 対の生滅過程が單に觸媒としてのみ關與してゐる過程に於いては，攝動理論の奇數次過程は起り得ない」と云ふのである。之は中間状態に於ける陰陽電子（或は Proton）の役割を交換した二つの過程が互に干渉するためである。但し此處に注意を要するのは斯様な干渉が交互作用の形に依る事で Furry の定理が成り立つのは輻射場や Mesotron 場の場合の如く 四元ベクトル $(1, \vec{\alpha})$ 及 六元ベクトル $(i\beta\alpha_i, i\beta\alpha_i\alpha_j)$ が交互作用として現れる際である。

上述の如く中性メゾトロンの壽命を求めるには陰陽 Proton 対の生滅過程を媒介として中性メゾトロンが三個の光子に轉化する過程の確率 w_3 を計算すればよい。攝動理論によると例の如く

$$w_3 = \frac{2\pi}{\hbar} \sum \rho_F |H'|^2 \qquad (6)$$

で與へられる。但し ρ_F は終局状態の密度，H' は第四近似の行列要素で

$$H' = \sum_{\mathrm{I\,II\,III}} \frac{H_{F\mathrm{III}} H_{\mathrm{III\,II}} H_{\mathrm{II\,I}} H_{\mathrm{I}A}}{(E_A - E_{\mathrm{III}})(E_A - E_{\mathrm{II}})(E_A - E_{\mathrm{I}})} \qquad (7)$$

とかかれる。此處で $H_{F\mathrm{III}}, H_{\mathrm{III\,II}}$, etc. は Proton による Y^0 の吸收或は光子の放出を現はす行列要素であり $E_{\mathrm{I}}, E_{\mathrm{II}}, E_{\mathrm{III}}, E_A$ は中間状態 I, II, III 及

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

始源状態Aの全勢力である。$\sum_{\mathrm{I\,II\,III}}$はすべての可能な中間状態に就いての和で種々な運動量の対に就いての積分を含む。今計算は中性メゾトロンが静止してゐる系で行ひ，固有寿命を求める。

Proton を Iwanenko-Sokolow[2] の理論に従って量子化した理論に基いて固有寿命を計算すると

$$\tau \doteqdot \frac{1}{W_3} \sim \frac{(\hbar c)^4}{e^6 g^2} \frac{m_u c^2}{\hbar} \Big/ \left| \int_{Mc^2}^{\infty} \frac{dE}{E} \right|^2 \qquad (8)$$

$$\sim 10^{-16}\,\mathrm{sec} \Big/ \left| \int_{Mc^2}^{\infty} \frac{dE}{E} \right|^2 \qquad (9)$$

となる。此處の積分は中間状態に現れる対の勢力に就いてであって明かに発散する。此発散は Protonの 自己勢力や磁気能率の際に現れる無限大と同様に中間状態の数が無限にあるために起るものである。此場合にも積分の上限を対の波長が elementary length $r_0 \sim \frac{\hbar}{m_u c}$ となる所で切るならば，積分の値は大体 $\frac{1}{10}$ 位になる。従って

$$\tau \sim 10^{-14}\,\mathrm{sec} \qquad (10)$$

になる。

Euler[3] の"光子による光子の散乱"の計算の際にも同様な無限大が現れたが，Heisenberg[4] の陽電子理論を基礎に置くと斯様な第四近似の項は此理論に特有な直接の項とうまく cancel して有限の結果が得られた。従って此場合にも Heisenberg の理論を基とすると初めから有限の結果が得られるものと期待される。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO. 4

(1) Furry :– Phys. Rev. 51 (1937) 125
(2) Iwanenko-Sokolow :– Sow. Phys. 11 (1937) 590
(3) Euler :– Ann. Phys. 26 (1936) 398; Achieser :– Sow. Phys. 11 (1937) 263.
(4) Heisenberg :– ZS. f. Phys. 90 (1934) 209