

# Tachyon에 관한 研究

-Bradyon-Tachyon 결합모형과 양성자의 구조-

玄 南 奎

## A Study on Tachyon

-The Structure of the Proton as Compounds of Bradyon Particle and Tachyon-

Hyun Nam-gyu

### Summary

I supposed that the ground state of the proton is the bradyon tachyon compound constituted of a bradyon B and a charged tachyonic pion having divergent speed  $V=\infty$  relative to B. Consequently, the proper radial mass and charge distributions of the charged tachyonic pion enabled me to calculate spin, magnetic dipole moment of the proton and the mass of Nucleon Resonances as the excited states of the proton.

### 序 論

소립자들이 어떻게 구성되어 있는가 하는 물음은 古來로 지속적으로 제기해 온 의문 중의 하나에 속하나 아직도 그 구조가 확실하게 밝혀지지 않고 있다.

이 논문에서는 소립자 중에서 매우 안정된 입자에 속하는 양성자의 구조를 bradyon-tachyon 결합 모형으로써 논하고자 한다.

### 1. Tachyon 力學

이 절에서는 free tachyon과 tachyon에 미치는 힘의 방정식에 대해서 고전역학적으로 기술하고자 한다(E. Recami. 1986).

$x^\mu$ 가 4차원에서의 위치 vector라 할 때, four-vector와 four-acceleration을 고유시간  $\tau_0$ 으로써  $u^\mu \equiv \frac{dx^\mu}{d\tau_0}$ ,  $a^\mu \equiv \frac{du^\mu}{d\tau_0}$  으로 정의 할 수 있다( $c=1$ ). 그런데 고전역학에서 정지질량  $m_0$ 인 입자에 작용하는 힘에 대한 기본 방정식은

理工大學 專任講師

$$F^\mu \equiv \frac{d}{d\tau_0} (m_0 \frac{dx^\mu}{d\tau_0}) \quad (u^2 < 1) \dots\dots (1)$$

으로 나타낼 수 있듯이, four-momentum  $p^\mu$ 를  $p^\mu = m_0 u^\mu$ 라 정의하면, (실수)정지 질량이  $m_0$ 인 tachyon에 대해서도 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F^\mu = \frac{d}{d\tau_0} (m_0 u^\mu) \equiv \frac{dp^\mu}{d\tau_0} \quad (v^2 > 1) \dots\dots (2)$$

따라서 (2)식은  $v^2 < 1, V^2 > 1$ 에 대하여 성립하는 상대론적 뉴턴 법칙임을 보여 준다. bradyon의 경우와 유사하게, 자유로운 tachyon에 대하여 Lagrangian을 다음과 같이 정의할 수 있으며,

$$L = +m_0 \sqrt{V^2 - 1} \dots\dots\dots (3)$$

운동량은 보편적인 방법에 의해서

$$P = \frac{\partial L}{\partial V} = \frac{m_0 V}{\sqrt{V^2 - 1}} = mV \dots\dots\dots (4)$$

로 나타낼 수 있는데, 여기서 질량  $m$ 은  $m = \frac{m_0}{\sqrt{V^2 - 1}}$ 로 두었다. 또한 tachyon이 자유로운 입자가 아닌 경우에 그것에 작용하는 힘은

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 V}{\sqrt{V^2 - 1}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

로 둘 수 있다. 어떤 시간  $t$ 에서  $x$ 축을 적당히 선택하여  $V = |\mathbf{V}| = V_x$ 가 되도록 하면 그 때 오직 힘의 성분  $F_x$ 만이 유효하게 작용할 것이다.

$$F_x = m_0 \left( \frac{1}{\sqrt{V^2 - 1}} - \frac{V^2}{\sqrt{(V^2 - 1)^3}} \right) a_x \\ = - \frac{m_0}{(V^2 - 1)^{3/2}} a_x \dots\dots\dots (6)$$

bradyon의 경우에는  $F_x = \frac{m_0}{(1 - v^2)^{3/2}} a_x$   
 $F_{y,z} = \frac{m_0}{(1 - v^2)^{3/2}} a_{y,z}$  임에 주목하면, tachyon의 경우에 있어서도  $|\mathbf{V}| = V_x$ 일 때 힘의 진행 방향에 대한 수직성분  $F_{y,z}$ 는 영향을 받지 않을 것이므로

$$F_{y,z} = \frac{m_0}{\sqrt{V^2 - 1}} a_{y,z} \dots\dots\dots (7)$$

로 쓸 수 있다. 또한 Figure 1과 같이 tachyon의 총 에너지는 속력이 증가함에 따라 감소하고 속력이 감소하면 증가하므로, 힘  $F_x$ 가 작용하여 양의 일  $dw$ 를 하게 하기 위해서는 변위  $dx$ 에 대하여  $a_x$ 의 부호가 반대가 되어야 한다.

$$\text{sign}(a_x) = - \text{sign}(dx)$$

즉, 힘  $F$ 가 (실수)정지 질량  $m_0$ 인 tachyon에 작용하는 경우에 한 일  $dw$ 는 다음 식으로 정의되어야 한다.

$$dw = F \cdot dx = - \frac{m_0}{\sqrt{(V^2 - 1)^3}} a_x dx \dots\dots\dots (8)$$

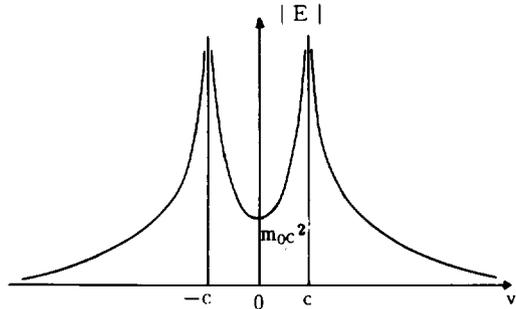


Figure 1. Relativistic energy versus velocity

또한 자유로운 tachyon에 대해서 총 에너지는 다음식과 같이 둘 수 있다.

$$E = P \cdot V - L = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{V^2 - 1}} = mc^2 \dots\dots\dots (9)$$

이와 유사하게 자유로운 tachyon에 대하여 Lagrangian  $L$ 을 다음식과 같이 취하면,

$$L = -m_0 \sqrt{V^2 - 1} \dots\dots\dots (10)$$

그 운동량은

$$P = \frac{\partial L}{\partial V} = - \frac{m_0 V}{\sqrt{V^2 - 1}} = -mV \dots\dots\dots (11)$$

이다. 자유로운 입자가 아닌 tachyon에 대하여 힘  $F$ 는

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{P}}{dt} = - \frac{d}{dt} \frac{m_0 \mathbf{V}}{\sqrt{\mathbf{V}^2 - 1}} \dots\dots\dots (12)$$

으로 되고,  $|\mathbf{V}| = V_x$  일 때,

$$F_x = + \frac{m_0}{\sqrt{(\mathbf{V}^2 - 1)^3}} a_x \dots\dots\dots (13)$$

$$F_{y,z} = - \frac{m_0}{\sqrt{\mathbf{V}^2 - 1}} a_{y,z} \dots\dots\dots (14)$$

이다. 따라서  $\text{sign}(a_x) = -\text{sign}(dx)$ 인 힘  $\mathbf{F}$ 가 작용한 결과 양의 일  $dw$ 가 되게 하기 위해서는 다음과 같이 정의되어야 하고,

$$dw = -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{x} = - \frac{m_0}{\sqrt{(\mathbf{V}^2 - 1)^3}} a_x dx \dots\dots\dots (15)$$

총 에너지  $E$ 는 다음식과 같이 정의해야 한다.

$$E = -(\mathbf{P} \cdot \mathbf{V} - L) = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\mathbf{V}^2 - 1}} \dots\dots\dots (16)$$

## 2. Bradyon과 Tachyon의 결합 모형

### 1) Klein-Gordon 방정식

정지 질량이  $m_0$ 인 자유로운 bradyon과 질량이  $m_1$ 인 자유로운 tachyon은 상대론적으로 불변인 방식으로 서로 결합할 수 있음은 이미 잘 알려진 사실이다(Corben, 1977, 1978a,b)

Klein-Gordon 방정식을 만족시키는 파동함수를  $\Psi_0, \Psi'_1$ 에 의하여 나타낼 수 있는 두 입자들을 생각하자.

$$D_\mu^{(0)} D_\mu^{(0)} \Psi_0 = K_0^2 \Psi_0, \quad D_\mu^{(1)} D_\mu^{(1)} \Psi'_1 = -K_1^2 \Psi'_1, \dots\dots\dots (17)$$

여기서  $K_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}, \quad K_1 = \frac{m_1 c}{\hbar} \quad (m_0 \geq m_1)$  과

$$D_\mu^{(0)} = \partial_\mu - \frac{i e_0}{\hbar c} A_\mu, \quad D_\mu^{(1)} = \partial_\mu - \frac{i e_1}{\hbar c} A_\mu \dots\dots\dots (18)$$

이다. (17)식의 첫번째 방정식은 질량이  $m_0$ 이고 전하가  $e_0$ 인 time-like 입자에 대한 것이다. 둘째 방정식은 전하가  $e_1$ 이며, 정지 좌표계를 가정한다면 실수  $m_1$ 으로 나타낼 수 있는 정지질량  $im_1$ 을 갖을 space-like 입자를 나타낸다. 편의상 space-like 입자를 나타내는 파동함수는 prime으로써 구분하였다. 그리고 두 입자들의 에너지-운동량 4-vector가 서로 수직하다는 다음 조건을 임의로 가정하자.

$$D_\mu^{(0)} \Psi_0 \cdot D_\mu^{(1)} \Psi'_1 = 0 \dots\dots\dots (19)$$

그러면 식(17)을 이용하여 다음식이 성립함을 증명할 수 있다.

$$D_\mu D_\mu \Psi = K^2 \Psi \dots\dots\dots (20)$$

여기서  $K^2 = K_0^2 - K_1^2 \geq 0, \quad \Psi = \Psi_0 \Psi'_1,$

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i e}{\hbar c} A_\mu, \quad e = e_0 + e_1$$

이다. 따라서 방정식 (19)는 질량이  $m = \sqrt{m_0^2 - m_1^2}$ 이고 전하가 두 입자의 전하의 합( $e = e_0 + e_1$ )인 또 다른 자유 time-like 입자임을 나타낸다. 즉, 질량이  $m_0$ , 전하가  $e_0$ 인 time-like 입자가 질량이  $m_1$ , 전하가  $e_1$ 인 space-like 입자와 결합하여 질량이  $m = \sqrt{m_0^2 - m_1^2}$ 이고 전하가  $e_1 + e_0$ 인 제 3의 time-like 입자를 형성할 수 있음을 보여준다.

### 2) Bradyon 주위를 회전하는 Tachyon

간단하게 하기 위하여 bradyon 주위를 원궤도를 따라서 회전하는 tachyon을 생각하자. bradyon이나 tachyon이 모두 mass가 있으므로 결합된 강입자 내부에서는 tachyon은 중력장과 유사한 강한 장을 느낀다고 가정할 수 있다.

여기서 tachyon의 총 에너지가 다음식과 같이 주어진다고 하자(Castrorina and Recami, 1978).

$$E = \frac{m_1 c^2}{\sqrt{\mathbf{V}^2 - 1}} + \frac{N m_1 m_0}{r \sqrt{\mathbf{V}^2 - 1}} \dots\dots\dots (21)$$

(21)식의 첫째항은 총 자유에너지이고, 둘째항은 위치에너지를 나타내는데 분자  $N m_0 m_1$  대신에 각

$m_0, m_1$ 에 대응하는 strong charge들의 곱  $gg'$ 으로 대체시킬 수가 있다. 만약 모든 물체들이 최소의 에너지를 갖는 방향으로 움직인다는 사실을 적용시키고, 반경  $r$ 을 일정하게 유지시킨다고 하면, tachyon T는 금방 평형 상태에 이르게 되어 무한대의 속도으로써 bradyon B의 주위를 돌게 될 것인데 이는 bradyon-tachyon 결합체의 최소에너지 상태인 바닥상태로 볼 수 있을 것이다. 즉,  $|\mathbf{V}| \rightarrow \infty$ 이면,

$$\frac{N m_0 m_1}{r \sqrt{V^2 - 1}} \rightarrow 0 \dots \dots \dots (22)$$

따라서 bradyon B와 tachyon T의 결합체가 B와 이에 대하여 속력  $|\mathbf{V}| = \infty$ 로 주위를 도는 tachyon으로 구성되어 진다고 볼 수 있는데, 이는 식(19)에 있어서 두 입자들의 에너지-운동량 4-vector가 서로 수직하다는 조건도 만족시켜 준다. (21)식의 위치에너지에서 유추할 수 있듯이 힘  $\mathbf{F}$ 가 다음과 같이 될 수 있다면(Castrorina and Recami, 1978),

$$|\mathbf{F}| = \frac{N m_0 m_1}{r^2 \sqrt{V^2 - 1}} \dots \dots \dots (23)$$

$r$ 이 일정하고  $|\mathbf{V}| \rightarrow \infty$ 일때  $|\mathbf{F}| \rightarrow 0$ 임을 알 수 있다. 따라서 tachyon T를 원궤도상에서 돌게 하는 구속력은 tachyon의 속력이  $|\mathbf{V}| = \infty$ 일 때 0으로 접근한다. 이러한 경우에 이 두 입자들의 상호작용은 무시할 수 있으므로 비록 tachyon과 bradyon이 서로 결합되어 있으나 각각이 자유 입자들인 한 쌍으로 볼 수 있다.

### 3. 양성자의 Spin, 자기능률과 전하분포

점입자들이 Dirac 방정식을 만족시키는 점입자와 같이 나타나는 것에 반하여, 양성자나 중성자도 spin이 높고 자기능률이 1核磁子가 되어야 할 것으로 예측되었으나 실험 결과에 의하면, 양성자는 2.79 핵자자이고 중성자는 -1.91 핵자자이었다. 이것을 이론적으로 설명하기 위해서는 강

입자 상호작용을 고려하여 실제의 양성자가 어떤 확률로 벌거벗은 양성자가 되었다가, 중성자+ $\pi^+$ 가 되었다가, 그 밖에 중성자+ $\rho^+$  등으로 된다고 가정하고 있다. 여기서 벌거벗은 핵자들은 점입자이고, 실제 핵자들의 유한한 크기는 가상입자의 구름에 기인한다고 가정해 보면, 가상입자 중에서 가장 가벼운  $\pi$  중간자가 가장 바깥쪽 부분을 맡고 있다고 할 수 있을 것이다. 이  $\pi$  중간자 구름으로써 이상 자기능률을 근사적으로 설명할 수 있으나 그것에 대한 만족할만한 계산 방법이 아직 발견되지 않고 있다. 그러데 소립자의 구조에 있어서 tachyon의 역할에 대해서는 Corben(1977, 1978a,b)이 세운 강입자 또는 공명입자들의 Lorentz invariant (boot-strap) 이론이 매우 흥미로우나 정지질량에 대한 해석의 문제가 야기된다고 볼 수 있을 것이다. 즉, 정지질량  $m_0$ 인 bradyon과 (실수)질량  $m_1$ 인 tachyon이 결합하여 질량  $m$ 인 또 다른 bradyon이 된다고 하면  $m = \sqrt{m_0^2 - m_1^2}$ 의 관계가 성립하므로 이  $m$ 을 방정식에 의하여 정지 질량으로 볼 수 있으나, tachyon은 정지할 수 없는 입자이므로 bradyon-tachyon 결합체는 동시에 둘 다 정지하고 있다는 개념을 적용시킬 수가 없으므로  $m$ 은 측정가능한 양이라기 보다는 이론적인 양으로 볼 수 있 것이다. 따라서 측정 가능한 에너지의 상태에 주목한다면, bradyon에 정지한 좌표계에서  $|\mathbf{V}| = \infty$ 인 tachyon의 에너지가 0이므로 그 때 bradyon-tachyon 결합체의 총에너지가 tachyon 에너지 뿐임을 알 수 있다. 따라서 이 논문에서는 Corben의 이론을 도입하기는 하였으나 그 해석은 달리하였다. 즉,  $m = \sqrt{m_0^2 - m_1^2}$ 를 정지질량 에너지로 보는대신에  $m_0$ 를 tachyon-bradyon 결합체의 바닥상태의 에너지로 보았다. 그 때 tachyon의 속도가  $v = \infty$ 이어서 에너지는 0이나 운동량은 실수인 최소값  $m_1 c$ 를 가지므로, tachyon의 mass와 charge가 공간적인 분포를 한다고 가정하면 어떤 입자의 정지질량 에너지를 변화시키지 않고서도 bradyon에 정지한 좌표계에서의 tachyon의 위치  $\mathbf{r}$ 과 운동량  $\mathbf{P}$ 등으로써 bradyon-tachyon 결합입자의 spin과 자기능률을 정의할 수 있을 것이다.

1) Spin

spin은 순수한 양자역학적인 성질인 바 이는 입자를 분류하는 중요한 성질이며 또한 고유 각운동량으로 볼 수 있다. 이것을 이해하는데는 보통 고전적인 뜻이 있는 궤도 각운동량으로 기술되지 않으면 안된다. 고전적으로 궤도 각운동량  $L$ 은 운동량  $P$ 와 관계된다.

$$L = r \times P \dots\dots\dots (23)$$

여기서  $r$ 은 동경 vector이다. 그러나 spin은 (23)식에서와 같이 고전적인 위치와 운동량의 좌표로 표시할 수가 없다. 따라서 고전역학에서는 그와 유사한 것이 없다. 흔히 spin은 입자가 빨리 자전하는 궤이라고 가정함에 의해서 묘사되고 있으나 입자의 허용되는 반경값을 생각하면 입자의 표면에서의 속도는 광속도를 초과하게 되어 이러한 기술은 적합하지 않다(Frauenfelder and Henley, 1974). 더구나 광자 및 중성미자와 같은 질량이 없는 입자까지도 spin을 가지고 있으므로 spin의 존재는 사실로써 받아들여져야 한다. 입자에 정지한 좌표계에 있어서는 어떤 궤도 각운동량 효과도 사라지므로 spin은 그러한 정지 좌표계에서의 각운동량으로 볼 수 있다. 따라서 938.3MeV의 질량을 갖는 점입자 bradyon에 정지해 있는 좌표계를 생각하자. 좌표의 원점 주위를 실수의 정지질량 139.6MeV을 갖는 charged tachyonic-pion이 정지좌표계에서 다음과 같은 질량 밀도로써 분포되어 있다고 가정하자.

$$\begin{aligned} \rho_{m1}(r) &= \rho_{m1}'(r) + \rho_{m1}''(r) \\ &= \frac{12\sqrt{3}}{4\pi} \left[ \frac{0.49}{a_1^3} e^{-\sqrt{12}\frac{r}{a_1}} + \frac{0.51}{a_2^3} e^{-\sqrt{12}\frac{r}{a_2}} \right] \dots\dots (24) \end{aligned}$$

여기서  $a_1$ 과  $a_2$ 는 밀도가 각각  $\rho_{m1}'(r)$ 과  $\rho_{m1}''(r)$ 인 질량 분포에 대한 rms반경에 해당하는데,  $a_1=1.13\text{fm}$ ,  $a_2=0.9515\text{fm}$ 로 두었다.  $\rho_{m1}'(r)$ ,  $\rho_{m1}''(r)$ 과  $\rho_{m1}(r)$ 을 좌표 원점에서부터의 거리  $r$ 의 함수로써 나타내면 table 1. 및 Figure 2.와 같다. 그런데 밀도도 운동량과 유사하게 다음과 같이 Lorentz변환시킬 수 있다.

$$\rho_m(r) = \frac{\rho_{m1}(r)}{\sqrt{V^2 - 1}} \dots\dots\dots (25)$$

따라서 bradyon 주위를  $|V| = \infty$ 의 속력으로 반경  $r$ 인 원궤도 위를 돌고 있는 tachyonic-pion의  $z$ -축 주위에 대한 궤도 각운동량  $L_z$ 로써 spin  $S_z$ 를 계산할 수 있다.

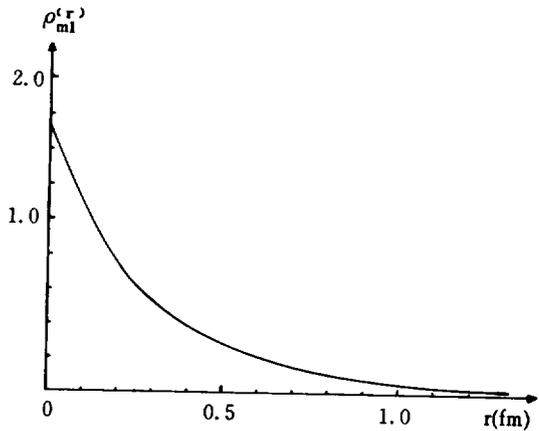


Figure 2. Radial mass distribution of the tachyonic pion in the proton versus radial distance from the center of the proton.

Table 1. Numerical values of the radial mass distribution of the tachyonic pion in the proton.

$r(\text{fm})$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	...
$\rho_{m1}'(r)$	0.562	0.414	0.304	0.223	0.165	0.121	0.089	0.066	0.048	0.035	0.026	0.019	0.015	0.010	...
$\rho_{m1}''(r)$	0.976	0.678	0.471	0.327	0.228	0.158	0.109	0.076	0.053	0.036	0.025	0.018	0.012	0.008	...
$\rho_{m1}(r)$	1.538	1.092	0.775	0.550	0.393	0.279	0.198	0.142	0.101	0.071	0.051	0.037	0.027	0.018	...

$$\begin{aligned}
 S_z &= L_z \\
 &= (\mathbf{r} \times \mathbf{p})_z \\
 &= \iiint r \sin \theta m_1 \rho_m(r) |V| d^3x \\
 &= \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} r^3 \rho_{m1}(r) c \sin^2 \theta d\phi d\theta dr \\
 &= \frac{\sqrt{3}}{8} \pi m_1 c (0.49a_1 + 0.51a_2) \\
 &= 5.271 \times 10^{-35} \text{ (J s)} \\
 &\cong \frac{1}{2} \hbar (= 5.272 \times 10^{-35} \text{ J s}) \dots\dots\dots (26)
 \end{aligned}$$

2) 자기 쌍극 능력과 전하 분포

소립자를 하나의 회전 球로 묘사해 보자. 만일 전하가 입자 전체에 걸쳐 분포되어 있다면 그것들은 자전함으로써 전류환을 만들고, 이 전류환은 자기쌍극 능력  $\mu$ 를 생기게 한다. 여기서 자기쌍극 능력  $\mu$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mu = \text{전류} \times \text{면적}$$

$\mu$ 의 방향은 전류환에 수직하고 전류와  $\mu$ 는 바른나사 구조를 형성한다.

여기서 양성자의 전하 밀도는 charged tachyonic-pion의 전하에 기인한다고 가정하며, 정지 좌표계에서의 전하 밀도를  $\rho_0(r)$ 이라고 하면 이를 다음 식과 같이 두어도 좋을 것이다.

$$\begin{aligned}
 \rho_0(r) &= \rho_1(r) + \rho_2(r) \\
 &= \frac{12\sqrt{3}}{4\pi} \left( \frac{-0.49}{a_1^3} e^{-\sqrt{12}\frac{r}{a_1}} + \frac{1.49}{a_2^3} e^{-\sqrt{12}\frac{r}{a_2}} \right) \dots\dots\dots (27)
 \end{aligned}$$

이들은 물론 반경  $r$ 과  $r+dr$  사이의 shell 내에 있는 전하량에 비례하는 양인  $4\pi r^2 \rho_0(r)$ 을 양성자 중심에서 부터의 거리  $r$ 의 함수로써 나타내면

table 2와 Figure 3과 같다. 전하 밀도 또한 Lorentz 변환시키면

$$\rho(r) = \frac{\rho_0(r)}{\sqrt{v^2 - 1}} \dots\dots\dots (28)$$

과 같이 되므로 이를 이용하여 자기쌍극 능력  $\mu$ 를 다음 식에서 계산할 수 있다.

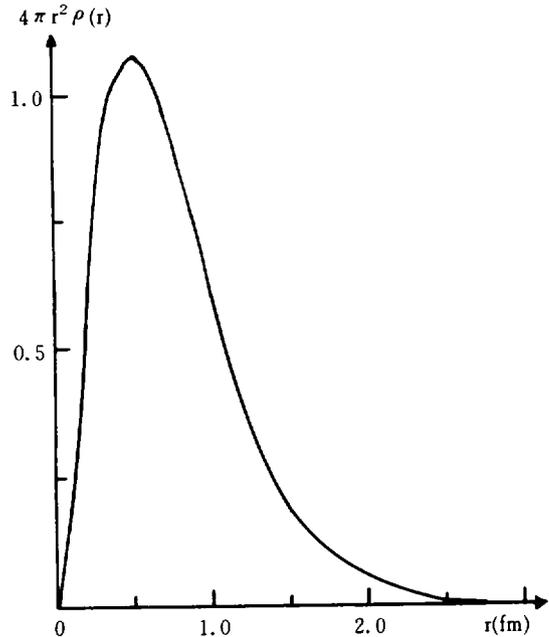


Figure 3. A plot of  $4\pi r^2 \rho(r)$  versus radial distance from the center of the proton.

Table 2. Numerical values of the radial charge distribution in the proton.

r(fm)	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	-	2.85	-
$\rho_1(r)$	-0.562	-0.414	-0.304	-0.223	-0.165	-0.121	-0.089	-0.066	-0.048	-0.035	-0.026	-0.019	-	$-8.8 \times 10^{-5}$	-
$\rho_2(r)$	2.861	1.985	1.382	0.960	0.667	0.463	0.322	0.223	0.155	0.108	0.075	0.051	-	$8.8 \times 10^{-5}$	-
$\rho(r)$	2.299	1.571	1.078	0.737	0.502	0.342	0.233	0.157	0.107	0.073	0.049	0.032	-	0	-
$4\pi r^2 \rho(r)$	0	0.197	0.542	0.834	1.009	1.074	1.054	0.968	0.860	0.743	0.616	0.487	-	0	-

$$\begin{aligned} \mu &= \int \pi (r \sin \theta)^2 e \rho(r) \mathbf{v} \cdot d\mathbf{g} \\ &= e \pi \int_0^\infty \int_0^\pi r^2 \sin^2 \theta \rho_0(r) c r d\theta dr \\ &= 1.41 \times 10^{-26} (\text{J/Tesla}) \quad \dots \\ &\cong 2.79 \text{ nm} \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

4. 공명 입자의 질량 계산

고에너지  $\pi$  중간자를 수소 표적에 입사시켜 투과 선속과 산란 선속을 검출해서  $\pi$  중간자-양성자 산란 전단면적을 그림으로 표시해보면 공명이 나타나는 것을 명백히 알 수 있다. 이런 공명 입자들은 독자적인 양자수에 의하여 특징지워짐은 물론, 핵자의 여기 상태라고 해석할 수 있으므로 이들을 양성자의 bradyon-tachyon 결합 모형에 적용 가능할 것으로 본다.

核子の 중심은 정지해 있으나 그 주위를 속력  $|\mathbf{V}| = \infty$ 로써 원궤도 위를 회전 운동하고 있는 charged tachyonic-pion의 궤도 각 운동량의  $(2\ell$

$+1)\hbar$  (단,  $\ell=1,2,3\dots$ ) 상태가 될 수 있을 때, 속력  $V$ 는 유한하게 되며 에너지 또한 0이 아닌 양의 값을 가지게 되어 이 에너지가 공명 입자의 에너지를 계산하는데 기여한다고 가정하자. 그러면 각운동량의 z축 성분이  $(2\ell+1)\hbar$ 인 공명 입자의 전에너지는 양성자의 정지 질량 에너지, 입사 pion의 정지 질량 에너지와 charged tachyonic-pion의 에너지의 합으로써 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} E &= \frac{m_1 c^2}{\sqrt{V^2 - 1}} + \frac{gg'}{r\sqrt{V^2 - 1}} + 1077.85 \\ &= \sqrt{\ell^2 - 1} (m_1 c^2 + \frac{gg'}{r}) + 1077.85 \text{ (Mev)} \quad (30) \end{aligned}$$

여기서  $|\mathbf{V}|$ 는  $L_z = \frac{1}{2}(2\ell+1)\hbar$ 의 조건을 만족시키는 각 정수  $\ell$  값에 대하여 계산할 수 있으며,  $\frac{gg'}{\hbar c} = 0.08$ ,  $r = 1.0428 \text{ fm}$ 로 두었다. 이렇게 하여 계산한 결과를 실험치(Hendry, 1978, Whoh, Chan, et al., 1984)와 table 3.에서 비교하였다.

Table 3. Masses of nucleon resonances (N)

Particle	Experimental Masses of N			Calculated Masses of N
	$L_1 2J$	Mass(Gev)	$\pm \Delta M$	Mass(Gev)
p		0.94		0.94
n				
N(1520)	D1,3	1.52	0.01	1.515
N(1680)	F1,5	1.68	0.01	1.836*
	G1,7	2.14	0.04	2.150
	H1,9	2.30	0.1	2.462
	I1,11	2.70	0.1	2.773
	K1,13	3.00	0.1	3.084
	L1,15	3.50	0.2	3.394
	M1,17	3.80	0.2	3.704
	N1,19	4.10	0.2	4.014
	( )1,21	-	-	4.324
	( )1,23	-	-	4.634
	( )1,25	-	-	4.944
	⋮	⋮	⋮	⋮
	⋮	⋮	⋮	⋮

## 結 論

bradyon과 tachyon의 결합 모형을 양성자에 적용시켜 양성자의 spin, 자기능률, 전하의 공간적 분포 및 양성자의 여기 상태로서의 공명 입자들의 질량을 계산하였다.

938.3MeV의 bradyon이 중심에 있고 그 주위를  $|V| = \infty$ 로 회전하는 charged tachyonic pion의 질량과 전하의 공간적 분포가 rms 반경이 각각  $a_1 = 1.13\text{fm}$ ,  $a_2 = 0.9515\text{fm}$ 인 두 exponential 함수의 1차 결합으로 나타내어 진다고 가정한 결과 양성자 spin의 z-축 성분  $S_z = \frac{1}{2}\hbar$ 와 자기능률  $\mu = 2.79\mu_N$ 값을 계산할 수 있었다.

그리고 charged tachyonic-pion의 질량 분포에 대한 rms 반경  $\langle r_m^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ 은  $1.0428\text{fm}$ 이었고 전하분포에 대한 rms 반경  $\langle r_e^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ 은  $0.85\text{fm}$ 이었는데, 후자는 실험적인 결과( $0.80\text{fm}$  < Hofstadter, 1956 > 과,  $0.85\text{fm}$  < Hofstadter and herman, 1961 >)에 크게 벗어나지 않았다.

Isospin이 높이고 각운동량 J가  $\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots, \frac{19}{2}$ 인 상태의 mass를 양성자의 여기 상태로 보고

계산한 결과  $J = \frac{5}{2}$ 인 상태를 제외하고는, table 3.에 나타나 있듯이, 대부분의 실험 오차값 이내에 있었다. 따라서 bradyon-tachyon 결합 모형을 받아들인다면,  $J = \frac{5}{2}$ 인 상태로서 mass가  $1836\text{MeV}$ 인 공명 입자와  $J = \frac{21}{2}, \frac{23}{2}, \frac{25}{2}, \dots$ 등에 대응하는 mass가  $4324, 4634, 4944\text{MeV} \dots$ 등인 공명 입자들이 존재할 수 있을 것으로 추측된다.

## 摘 要

이 논문에서는 bradyon-tachyon 결합 모형으로써 양성자의 구조를 논하였다. 중심에  $938.3\text{MeV}$ 의 질량을 갖는 bradyon 주위에 charged tachyonic-pion이  $|V| = \infty$ 인 속력으로써 원운동 하고 있는 상태가 양성자의 바닥상태라고 가정하였다. 그런데  $|V| = \infty$ 인 charged tachyonic-pion의 에너지는  $E=0$ 이나  $P=m_1c$ 인 최저 운동량을 갖고 있으므로 질량과 전하의 공간적 분포를 적절히 가정하여 양성자의 spin과 자기능률은 물론 각운동량의 양자화 조건에 의하여 양성자의 여기 상태로서 공명 입자의 질량도 계산하였다.

## 參 考 文 獻

- Castrorina, P. and Recami, E. 1978, Hadrons as Compounds of Brdyon Particles and Tachyons. *Lett. Nuovo Cimento*. 22 : 195~201.
- Corben, H. C. 1977. Relativistic Selftrapping of Hadrons. *Lett. Nuoveo Cimento*, 20 : 645~648.
- Corben, H. C. 1978a. The  $\phi$   $\rho$ , F, K Spectrum. *Lett. Nuovo Cimento*. 22 : 116~120.
- Corben, H. C. 1978b. Tachyon Monopoles and Related Topics E. Recami(ed), pp.31~41. North-Holland, Amsterdam.
- Frauenfelder, H. and Henley, E. M. 1974. Subatomic Physics. pp.67~70. Prentice-Hall, InC. New Jersey.
- Hendry, A. W. 1978. Analysis of Pion-Nucleon Scattering up to  $10\text{ GeV}$ . *Phys. Rev. Lett.* 41 : 222~225.
- Hofstadter, R. 1956. Electron Scattering and Nuclear Structure *Rev. Mod. Phys.* 28 : 214~254.
- Hofstadter, R and Herman, 1961, Electric and Magnetic Structure of the Proton and Nucleon, *Phys. Rev. Lett.* 6 : 293~296.
- Recami, E. 1986. Classical Tachyons and Possible Applications *Riv. Nuovo Cimento* 9 : 1~178.
- Wohl, C. G. Chan, P. N. Rittenberg, A. et al. 1984. Particle Data Group: Review of Particle Properties. *Rev. Mod. Phys.* 56 : S1~S304.