

廣 粒 子 物 理

(一个详细的评述提纲)

郭硕鸿 李华钟

(中山大学)

(一) SU(2)规范场的廣粒子解

在四维欧氏空间中, SU(2) 规范场

$$\begin{aligned}
 F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g[A_\mu, A_\nu], \\
 A_\mu &= A_\mu^a T_a, \quad [T_a, T_b] = i\epsilon_{abc} T_c
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

的无源场方程

$$F_{\mu\nu|\nu} = 0 \tag{2}$$

存在一种廣粒子(瞬子)解。^(1,14)此解可以表为以下几种形式:

$$\begin{aligned}
 A_\mu^{\nu} &= -\frac{2}{g(r^2 + \lambda^2)} \left(x^\nu \delta_\mu^{\nu} - x^\nu \delta_\mu^{\nu} \right) \\
 A_\mu &= \frac{r^2}{g(r^2 + \lambda^2)} \omega^{-1} \partial_\mu \omega, \quad \omega = (x_4 + i \vec{x} \cdot \vec{\sigma}) / r.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

$$A_\mu = -\frac{2i}{g} \frac{\Sigma_{\mu\nu} x^\nu}{r^2 + \lambda^2}, \quad \Sigma_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} & 0 \\ 0 & \bar{\sigma}_{\mu\nu} \end{pmatrix}.$$

$$A_\mu^a = \frac{2}{g} \frac{\eta_{a\mu\nu} x^\nu}{r^2 + \lambda^2}$$

$$\eta_{a\mu\nu} = \epsilon_{a\mu\nu}, \quad \eta_{a4\nu} = -\eta_{\nu 4} = -\delta_{a\nu}, \quad \eta_{a44} = 0, \quad a, \mu, \nu = 1, 2, 3.$$

$$r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2$$

此解具有如下的性质:

(1) A_μ 在全欧氏空间解析, 其场强存在于时空局部区域内。

(2) 自对偶性 $F_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta}$ (4)

(3) 欧氏能量动量张量 = 0

$$T_{\mu\nu} = T_r \left[F_{\mu\sigma} F_{\nu\sigma} g^{\sigma\sigma} - \frac{1}{3} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \right] = 0 \quad (5)$$

(4) 具有有限作用量

$$S = \frac{1}{2} T_r \int F_{\mu\nu}^2 d^4x = \frac{8\pi^2}{g^2} \quad (6)$$

(5) 具有非零拓扑数

$$q = \frac{g^2}{32\pi^2} \int i^4 x T_r \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\alpha\beta} F_{\gamma\delta} = 1 \quad (7)$$

由于以上性质，特别是有拓扑数和有限作用量，使得此解受到广泛的注意。以下我们分析这个四维欧氏空间的解对闵氏空间的物理起着什么作用。

(二) 瞬子和多重真空

1、经典规范场的多重零能解

先取 $A_4 = 0$ 规范。

若 $\omega_0(\vec{x})$ 为能连续变形到 1 的规范变换，则

$$\vec{A}^{(0)}(\vec{x}) = \omega_0^{-1}(\vec{x}) \nabla \omega_0(\vec{x}) \quad (8)$$

为规范场的零能解并与 $\vec{A} = 0$ 等价。

存在不能连续变形为 1 的规范变换。例如

$$\omega_1(\vec{x}) = \frac{\vec{x}^2 - \lambda^2}{\vec{x}^2 + \lambda^2} + \frac{2i\lambda \vec{\sigma} \cdot \vec{x}}{\vec{x}^2 + \lambda^2} \quad (9)$$

$$\omega_1(\vec{x}) \longrightarrow \begin{cases} +1 & |\vec{x}| \longrightarrow \infty \\ -1 & |\vec{x}| \longrightarrow 0 \end{cases}$$

$$\vec{A}^{(1)}(\vec{x}) = \omega_1^{-1}(\vec{x}) \nabla \omega_1(\vec{x}) \quad (10)$$

亦为零能解，但不能连续变形为 $\vec{A}^{(0)}$ 。同样，存在一系列不能互相连续变形的真空规范势

$$\vec{A}^{(0)}(\vec{x}), \vec{A}^{(1)}(\vec{x}), \dots, \vec{A}^{(n)}(\vec{x}) \dots$$

$$\vec{A}^{(n)}(\vec{x}) = \omega_n^{-1}(\vec{x}) \nabla \omega_n(\vec{x}) \quad (11)$$

$$\omega_n(\vec{x}) = [\omega_1(\vec{x})]^n$$

这些规范势物理上不等价，产生可观测的物理效应。

把两不同规范势连接起来的路径必经过一势垒。例如取

$$\vec{A}(\vec{x}; \alpha) = \left(\frac{1}{2} - \alpha\right) \vec{B}^{(1)}(\vec{x})$$

则

$$\vec{A}(\vec{x}; \alpha) \longrightarrow \begin{cases} \vec{A}^{(0)}(\vec{x}) & \alpha = \frac{1}{2} \\ \vec{A}^{(1)}(\vec{x}) & \alpha = -\frac{1}{2} \end{cases}$$

$$F_{ij}(\vec{x}; \alpha) = \left(\frac{1}{4} - \alpha^2\right) g [A_i^{(1)}, A_j^{(1)}]$$

$$\text{势垒能量} \propto \left(\frac{1}{4} - \alpha^2\right) J^2 T_r [A_i^{(1)}, A_j^{(1)}]^2$$

2、瞬子和经典多重零能解的关系

瞬子是在虚时间把不同经典零能规范势连接起来的解。拓扑数可写为

$$q = \frac{g^2}{32\pi^2} \int d^4x T_r \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} = \int \partial_\mu J^\mu d^4x \quad (12)$$

$$J^\mu = \frac{g^2}{8\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} T_r (A_\nu \partial_\alpha A_\beta + \frac{2}{3} A_\nu A_\alpha A_\beta) \quad (13)$$

取规范 $A_4 = 0$ ，当 $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ 时只有 $J^4 \neq 0$ ，

$$q = n_+ - n_- \quad (14)$$

$$n_\pm = \int J_4 d^3x \Big|_{x_4 = \pm \infty} = \frac{g^2}{24\pi^2} \int d^3x \varepsilon_{ijkl} T_r (A_i A_j A_k) \Big|_{x_4 = \pm \infty} \quad (15)$$

n 称为绕数。 n 正是区别不同零能解 $\vec{A}^{(0)}, \vec{A}^{(1)} \dots \vec{A}^{(n)} \dots$ 的数。因此瞬子 ($q=1$) 是在虚时间把 $\Delta n=1$ 的两零能规范势连接起来的经典解。

3、量子理论中的多重真空和真空隧道效应

不考虑隧道效应时，在每一经典零能解上对应一个量子真空态

$$|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle \dots |n\rangle \dots$$

设 T 为 $\Delta n=1$ 的规范变换 (如 $\omega_1(\vec{x})$)，有

$$T|n\rangle = |n+1\rangle \quad (16)$$

两真空之间有一个势垒，考虑隧道效应后，真空态为

$$|\text{vac}\rangle = \sum C_n |n\rangle$$

$|\text{vac}\rangle$ 为T的本征态，本征值 $e^{i\theta}$ 。由参数 θ 表征的真空态可称为 θ 真空

$$|\theta\rangle = \sum e^{in\theta} |n\rangle \quad (17)$$

不同 θ 真空能量不同， $0 \leq \theta \leq 2\pi$ 构成一个能带，与周期场中能带的形成相似。

由于 $[H, T] = 0$ ，每一真空都是稳定的，不能互相跃迁。参数 θ 有可观测的物理效应。物理真空可能对应某一 θ 值。

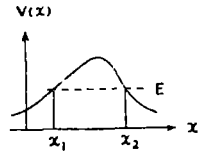
4、欧氏空间经典解和量子理论的隧道效应的关系

经典运动方程

$$m\ddot{x} = -V'(x)$$

在能量 $E > V(x)$ 区有解

$$t = \int^{x_{cl}} \frac{dx}{\sqrt{2(E - V(x))/m}} \quad (18)$$



在 $E < V(x)$ 区不存在经典解，但虚时间的运动方程

$$m \frac{d^2x}{d\tau^2} = V'(x) \quad \tau = it$$

有解

$$\tau = \int^{x_{cl}} \frac{dx}{\sqrt{2(V(x) - E)/m}} \quad (18)$$

在量子理论的路径积分表示中，量子效应表现为经典解附近的起伏。经典轨道对路径积分有主要贡献。

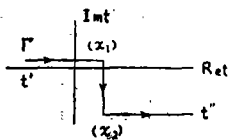
在不存在经典轨道处，换作虚时间，仍有经典解。因此，若把时间 $t' < t < t''$ 换作路径 Γ ，则在整个区域都有经典解。作用量相应改为

$$S = \int_{\Gamma} L dt \quad (19)$$

可以证明，对路径积分作半经典近似 $x = x^{cl} + x^{qu}$ ，所得结果与WKB方法一致。

因此，欧氏经典解对应量子隧道效应。欧氏零能经典解（如瞬子解）对应真空隧道效应。

用路径积分表示规范场真空的跃迁幅为



$$out\langle n|m\rangle_{in} = \int [DA_\mu \dots]_{(n-m)} e^{-\int dx [L(A_\mu) + \dots]} \quad (20)$$

$(DA)_{(n-m)}$ 表示只对拓扑数为 $n-m$ 的场组态积分。

$$out\langle \theta' | \theta \rangle_{in} = \delta(\theta - \theta') I(\theta) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} I(\theta) &= \sum_r e^{-i^r \theta} \int [DA_\mu \dots]_r e^{-\int d^n x [L(A_\mu) + \dots]} \\ &= \int [DA_\mu \dots] e^{-\int dx [L(A_\mu) + L_\theta + \dots]} \end{aligned} \quad (22)$$

$$L_\theta = -\frac{i\theta}{8\pi^2} \text{tr} (F_{\mu\nu} \widetilde{F}^{\mu\nu}) \quad (\widetilde{F}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta})$$

闵氏空间中建立在 θ 真空上的理论的有效拉氏量为

$$L_{eff} = \text{tr} [F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{\theta}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \widetilde{F}^{\mu\nu}] \quad (23)$$

参数 θ 产生物理效应。由上式立刻可见, 当 $\theta \neq 0$ 时, P, T 不守恒。赝粒子解的存在导致 P, T 自发破缺。

(三) 瞬子和手征对称自发破缺

1. $U_A(1)$ 问题^(5,6)

零质量费米场理论有手征对称性, 例如 $SU(3) \otimes SU(3)$ 对称性。这种理论同时有 $U(1)$ 和 $U_A(1)$ 对称性:

$$\begin{aligned} U(1): & \quad \phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi \\ U_A(1): & \quad \phi \rightarrow e^{i\alpha \gamma_5} \phi \end{aligned} \quad (24)$$

因而零质量层子模型有对称性

$$U(1) \otimes U_1(1) \times SU(3) \times SU(3),$$

$SU(3) \otimes SU(3)$ 对称性一般认为以Goldstone方式实现, 即出现8个Goldstone粒子($\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^0, \widetilde{K}^-, \widetilde{K}^0, \eta$), 剩下一个 $SU(3)$ 对称性实现为 $SU(3)$ 多重态。

$U(1)$ 对称实现为重子数守恒。

$U_A(1)$ 对称如何实现? 若以代数方式实现, 应有重子宇称双重态, 若以Goldstone方法实现, 应有第9个Goldstone玻色子。两种方式都与实验事实不符, 因此可能存在对称实现的第三种方式。

2. Adler - Bell - Jackiw反常

轴流 $j_5^\mu(x) = \overline{\phi} \gamma_\mu \gamma_5 \phi$ 并不真正守恒, 而是有反常散度

$$\partial_\mu j_\nu^\mu(x) = \frac{g}{16\pi^2} \widetilde{F}_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) \quad (25)$$

$$Q_5 = \int j_\nu^0(x) d^3x \text{ 不守恒}$$

但 Q_5 不守恒并不消除 $U_A(1)$ 问题。因为(25)式右边为一散度 $\partial_\mu J^\mu$,

$$J^\mu = \frac{g}{8\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (A_\nu^a \partial_\alpha A_\beta^a + \frac{1}{3} g f^{abc} A_\nu^a A_\alpha^b A_\beta^c) \quad (26)$$

定义 $\widetilde{j}_\nu^\mu = j_\nu^\mu - J^\mu \quad (27)$

则 $\partial_\mu \widetilde{j}_\nu^\mu(x) = 0$

$$\widetilde{Q}_5 = \int \widetilde{j}_\nu^0(x) d^3x \text{ 守恒} \quad (28)$$

由守恒荷 \widetilde{Q}_5 生成的 $U_A(1)$ 对称性仍成立。

\widetilde{Q}_5 荷守恒,对连续规范变换不变,但对总体规范变换(改变拓扑数)非不变,设 T 为使拓扑数改变1的总体规范变换,

$$T \widetilde{Q}_5 T^{-1} = \widetilde{Q}_5 - 2N \quad (29)$$

N 为 flavor 数目。

3、有零质量费米子情形的真空隧道效应问题^(2,7)

定义 $|0\rangle$ 为 \widetilde{Q}_5 荷=0的真空态

$$\widetilde{Q}_5 |0\rangle = 0 \quad (30)$$

由 $T |n\rangle = |n+1\rangle$

及(29)式得

$$\widetilde{Q}_5 |n\rangle = 2Nn |n\rangle \quad (31)$$

但 \widetilde{Q}_5 守恒,因此绕数 n 不能改变,真空隧道效应被抑制。

$$\begin{aligned} \text{out} \langle n | m \rangle_{in} &= \delta_{nm} \int [DA_\mu \dots]_{(0)} e^{-\int dx [L(A_\mu) + \dots]} \\ \text{out} \langle \theta' | \theta \rangle_{in} &= \delta(\theta - \theta') \int [DA_\mu \dots]_{(0)} e^{-\int dx [L(A_\mu) + \dots]} \end{aligned} \quad (32)$$

在有费米子场的情况下,具有非零拓扑荷的场态的真空隧道效应被抑制,但导致手征算子有非零真空期待值。设 D_ν 为手征数 $2N_\nu$ 的算子

$$[\widetilde{Q}_5, D_\nu] = 2N_\nu D_\nu \quad (33)$$

则

$$\langle \theta' | D_\nu | \theta \rangle = \delta(\theta - \theta') \int [DA_\mu \dots]_{(1)} e^{-\int dx [L(A_\mu) + \dots]} D_\nu \quad (34)$$

$\langle \theta' | D_\nu | \theta \rangle \neq 0$, 因而 \tilde{Q}_5 对称自发破缺。 \tilde{Q}_5 变换使真空 θ 值改变

$$e^{i\alpha \tilde{Q}_5} | \theta \rangle = e^{i\alpha \tilde{Q}_5} \sum e^{in\theta} | n \rangle = | \theta + 2N\alpha \rangle \quad (35)$$

即 $U_A(1)$ 变换使 $|\theta\rangle$ 变为 $|\theta'\rangle = |\theta + 2N\alpha\rangle$, 不伴有 Goldstone 粒子, 原因是具有非零拓扑荷的场组态为长程效应, 各不同时空点的场态互相关联, 不能形成零质量激发, 因而禁戒了 Goldstone 粒子。即存在对称实现的第三种方式。这种现象有时被称为“真空溶固”(vacuum seizing) 这种对称实现方式的特点是: 有多重真空, 对称被某些算子的非零期待值自发破缺。但由于作用的长程性质而禁戒了 Goldstone 粒子。

4. 瞬子与费米子的有效作用, 质量的自发产生^[7]

N_f -flavor 费米场情形, 具有 \tilde{Q}_5 荷 = $2N_f$ 的场算子为

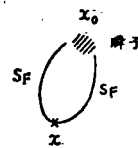
$$\prod_{s=1}^{N_f} \bar{\psi}_s (1 + \gamma_5) \psi_s \quad (36)$$

拓扑数 $q=1$ 的场态导致此算子有非零真空期待值

$$\langle \prod_s \bar{\psi}_s (1 + \gamma_5) \psi_s \rangle \neq 0 \quad (37)$$

此期待值可以表为^[7]

$$C \prod S_F(x - x_0) (1 + \gamma_5) S_F(-x + x_0)$$



由此导出瞬子与费米子的有效作用

$$L_{eff} \propto e^{-\frac{8\pi^2}{g^2}} \prod \bar{\psi}_s (1 + \gamma_5) \psi_s \quad (38)$$

1-flavor 情形, 相当于层子的质量项。

2-flavor 情形, 对应于 η 介子的质量项

N-flavor 情形比较复杂, 还没有弄清楚其物理含义。

(四) 胶粒子和层子囚禁问题^[8-11]

瞬子解的存在可能是层子囚禁的一个重要因素。最近的讨论认为层子囚禁和非整数拓扑荷场态有密切关系。下面先计算真空的能量, 然后计算瞬子对于两个层子间相互作用的影响。

1、二维模型的真空能量密度

真空能量可由(21)和(22)式导出。在(22)式中包括各种拓扑荷的场态的贡献。在“稀薄气体”近似下，设主要的组态为远离的无相互作用的瞬子“气体”。由(22)式有

$$\langle \theta' | e^{-Ht} | \theta \rangle \sim \delta(\theta' - \theta) \sum_{n_+, n_- = 0}^{\infty} e^{-(n_+ + n_-)s_{cl}} \frac{e^{i\theta(n_+ - n_-)}}{n_+! n_-!} \left(\frac{V}{V_0}\right)^{n_+ + n_-} \quad (39)$$

式中 n_{\pm} 为正反瞬子数目， $V = LT$ 为时空体积，来自瞬子位置的积分， V_0 为归一化因子。上式的和式可写为

$$e^{-E1} = \exp\left(2\frac{V}{V_0} e^{-s_{cl}} \cos\theta\right)$$

∴ θ 真空的能量密度为

$$\epsilon_0 = \frac{2}{V_0} e^{-s_{cl}} \cos\theta \quad (40)$$

$$0 \leq \theta \leq 2\pi$$

2、二维模型的层子相互作用位能

层子间的位能可由下式计算求得

$$C = \langle \exp(iq \oint_L A^\mu dx_\mu) \rangle \quad (41)$$

q 为层子电荷。 L 为线度为 R ， T 的闭环， $T \gg R$ 。因

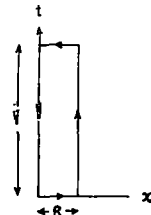
$$\oint_L A^\mu dx_\mu \approx (A^0(R) - A^0(0)) iT = i\varepsilon(R)T$$

因而 $C \sim \langle e^{-\varepsilon(R)T} \rangle \quad (42)$

$\varepsilon(R)$ 为层子间的作用位能。

用稀薄气体近似计算 C 。由于

$$e \oint_L A_\mu dx^\mu = \begin{cases} 2\pi & \text{瞬子在 } L \text{ 内} \\ 0 & \text{瞬子在 } L \text{ 外} \end{cases} \quad (43)$$



因而只有在闭环 L 之内的瞬子对 $\varepsilon(R)$ 有贡献。设 n_{\pm}^L 为环内的瞬子数，则

$$C = I_q / I_0$$

$$I_q = \sum_{n_+, n_-} \prod_{i=1}^{n_+} \frac{d^2 x_i^+}{V_0} \prod_{i=1}^{n_-} \frac{d^2 x_i^-}{V_0} \frac{1}{n_+! n_-!} e^{-(n_+ + n_-)S_{ce} + i(n_+ - n_-)\theta + i(n_+^L - n_-^L)\theta} \frac{2\pi q}{e}$$

由此得

$$C = \exp \left[\frac{RT}{V_0} e^{-S_{cl}} \left\{ \cos \theta - \cos \left(\theta + \frac{2\pi q}{e} \right) \right\} \right]$$

$$e(R) = \frac{R}{V_0} e^{-S_{cl}} \left[\cos \theta - \cos \left(\theta + \frac{2\pi q}{e} \right) \right] \quad (44)$$

(1) 若 $q/e \neq$ 整数, 则 $e(R) \sim R$, 层子被囚禁, 但事实上在此二维模型中 $q/e =$ 整数, 因而不能实现。

(2) 当瞬子体积与 L 交迭时, $e \oint A_\mu dx^\mu \neq 2\pi$, 因而对 $e(R)$ 有贡献。但此时 C 值仅 $\propto L$ 周界 $= R + T \sim T$, 与 R 无关, 即只对 e 增加一常量, 相当于质量重整化。

(3) 若存在一对半拓扑荷场态, 称为半子 (Meron), 此半子对的拓扑荷一半在 L 内, 一半在 L 外, 且

$$S_{oi}(r) \sim g^{-2} \ln r$$

(r 为两半荷距离), 则此场态对 $e(R)$ 有贡献

$$e(R)T \sim \int_{|x^+| < R} d^2x^+ \int_{|x^-| < R} d^2x^- e^{-g^{-2} \ln r} \sim T R^{3-g^{-2}}$$

当 $g^2 > \frac{3}{2}$ 时导致层子囚禁。但此组态在二维理论中也是不能实现的。因此模型下 $S_{oi}(r) \sim r$, 不导致层子囚禁。

3. 四维情形

(1) 瞬子 (整数拓扑荷) 不导致层子囚禁。

(2) 半子对组态可导致层子囚禁。

一种可能的半子对组态为 Fubini 等的解⁽¹²⁾

$$A_\mu^a = \eta_{\mu\nu}^a \partial^\nu \ln \rho(x)$$

$$\rho(x) = \left[(x-x_1)(x-x_2) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

其拓扑荷密度为

$$Q(x) = \frac{1}{16\pi^2} \left[T_\nu F_{\mu\nu} \widetilde{F}^{\mu\nu} \right] = \frac{1}{2} \left[\delta^4(x-x_1) + \delta^4(x-x_2) \right]$$

其作用量 $\propto g^{-2} \ln(x_1 - x_2)^2$

具体计算结果表明当

$$\bar{g}^2 / 8\pi^2 \geq \frac{3}{28}$$

时, 可导致层子囚禁。

由以上的综述可见, 在欧氏空间的 $SU(2)$ 规范场的经典解在量子化后可以导致有兴趣的物理效应。赝粒子不是物理的粒子, 但是它诱导和透露规范理论所包含深刻的物理内容。同规范场在基本粒子强相互作用的应用——量子色动力学有密切的关系。赝粒子物理是当前规范场研究的重要方向之一。

参 考 文 献

- [1] A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. S. Schwartz, Yu. S. Tyupkin, *Phys. Lett.*, 59B (1975), 85.
- [2] C. G. Callan, R. F. Dashen, D. J. Gross, *Phys. Lett.*, 63B (1976), 334.
- [3] R. Jackiw, C. Rebbi, *Phys. Rev. Lett.*, 37 (1976), 132.
- [4] R. Jackiw, *Rev. Mod. Phys.*, 49 (1977), 681.
- [5] H. R. Pagels, *Phys. Rev.*, D13 (1976), 343.
- [6] J. Kogut, L. Susskind, *Phys. Rev.*, D11 (1975), 3594.
- [7] G. 't Hooft, *Phys. Rev.*, D14 (1976), 3432; *Phys. Rev. Lett.*, 37 (1976), 8.
- [8] A. M. Polyakov, *Nucl. Phys.*, B120 (1977), 429.
- [9] C. G. Callan, R. F. Dashen, D. J. Gross, *Phys. Lett.*, 66B (1977), 375.
- [10] N. K. Nielson, B. Schroer, *Phys. Lett.*, 66B (1977), 475.
- [11] S. Dimopoulos, S. T. Eguchi, *Phys. Lett.*, 66B (1977), 480.
- [12] V. de Alfारे, S. Fubini, G. Furlan, *Phys. Lett.*, 65B (1976), 173.
- [13] S. Wadic, T. Yoneya, *Phys. Lett.*, 66B (1977), 341.
- [14] R. Jackiw, C. Rebbi, *Phys. Lett.*, 67B (1977), 189.

学术动态

中山大学学术委员会成立

为了促进学校科学研究工作的开展和学术水平的提高,以及便于开展国际学术交流活 动,我校已于一月二日成立中山大学学术委员会。其职责是:对学校教育事业发展规 划、科学研究工作和研究生培养工作中的重大问题提出建议,审查、鉴定科学研究的 成果,评议研究生的毕业论文、毕业设计、参与提升教授、副教授工作 审议,主持校内学术讨论会,组织参加国内和国际学术交流活动等。它也是学校的一 种咨询机构,有利于贯彻群众路线和发扬民主,更好地发挥专业人员的积极作用。

学术委员会设主任和副主任,成员中包括老、中、青年的教授、学者的代表, 各重要学科的学术领导人,以及教学和科研单位的领导骨干。学术委员会设正副秘 书长,由委员兼任。

一月三日,学术委员会举行了第一次全体会议,讨论了加强学报工作等问题。 同时,学术委员会还与教师职称评审委员会举行联席会议,讨论了去年教师职称的 评审工作。