第2卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 2, No. 3
1978 年 5 月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS May, 1978

N-O 模型弦型解附近的量子展开

殷 鹏 程
(复 旦 大 学)

摘 要

在这篇短文里我们利用前篇中我们所推广的量子展开[1]方法,并结合 S. N. Gupta[3] 最近所提出的关于规范场量子化的处理方案,计算了 N-O 模型弦型解附近的量子展开.在特殊情况下可以求出量子激发态的本征值.在计算过程中我们证明了:在我们所考虑的 N-O 模型情况下 $P^0(-1)=0$, $\Pi^0(-1)=0$, 以致使我们的计算大为简化.

在上篇文章里[1]我们推广了李政道所提出的正则量子展开方法,使之适用较广泛的包括规范场在内的情况.在这篇短文里我们将应用[1]里的结论来具体讨论 H. B. Nielsen 和 P. Olesen 的弦型解[2](以下简称 N-O 模型)的量子展开的问题,以作 [1] 所提出的方法的示例.在 [2] 中 N-O 曾讨论了他们所证明存在的弦型解和对偶共振弦的联系,因而在这里讨论的 N-O 模型的量子展开问题,应该说是具有一定实际意义的.

一、N-O 模型的拉氏函数及场方程的解

在 [2] 中 N-O 提出以下的拉氏函数:

$$\mathscr{L}=\frac{-1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+\frac{1}{2}|(\partial_\mu+ieA_\mu)\phi|^2+C_2|\phi|^2-C_4|\phi|^4, \tag{1.1}$$

其中

$$F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu. \tag{1.2}$$

引进 $\bar{A}_\mu=eA_\mu$, $\bar{\varphi}=e\varphi$, $\overleftrightarrow{\partial}_\nu\equiv\vec{\partial}_\nu-\overleftarrow{\partial}_\nu$,

由 [1] 文的 (3) 式可得到场方程如下:

$$\left.\begin{aligned}\partial^\mu\bar{F}_{\mu\nu}&\equiv j_\nu=\frac{i}{2}\bar{\varphi}^*\overleftrightarrow{\partial}_\nu\bar{\varphi}+\bar{\varphi}^*\bar{A}_\nu\bar{\varphi},\\(\partial^\nu-i\bar{A}^\nu)(\partial_\nu-i\bar{A}_\nu)\bar{\varphi}&=-2C_2\bar{\varphi}+\frac{4C_4}{e^2}\bar{\varphi}^2\bar{\varphi}^*.\end{aligned}\right\} \tag{1.3}$$

考虑静态解并取规范 $A_0=0$, 且 $\partial^\mu A_\mu=0=\nabla\cdot\mathbf{A}$. 如同 N-O 取柱对称解并采用柱面坐标

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{A}(r)&=\frac{\mathbf{r}\times\mathbf{e}_z}{r}|A(r)|,\\\phi&=|\phi|e^{i\chi},\end{aligned}\right\} \tag{1.4}$$

本文 1976 年 8 月 3 日收到.

为了得到磁通量量子化，相角 χ 应取为空间柱坐标的极角的倍步，如考虑单位磁通量则 χ 和极角 θ 同步.

把 (1.4) 式代入 (1.3) 式得到:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{-d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(r|\bar{A}|)+|\bar{\phi}|\right)\left(|\bar{A}|-\frac{1}{r}\right)=0,\\&\frac{-1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d}{dr}|\bar{\phi}|\right)+\left[\left(\frac{1}{r}-|\bar{A}|\right)^2-2C_2+\frac{4C_4}{e^2}|\bar{\phi}|^2\right]\bar{\phi}=0,\end{aligned}\right\}\tag{1.5}$$

如同 N-O 取特解，当 $r\to\infty$ 时，$|\bar{\phi}|$ 取真空值 $|\bar{\phi}_0|=$ 常数，而 $|\bar{A}(r)|\to 0$；而当 $r\to 0$ 时，$|\bar{\phi}|\to 0$，$|A|\sim\frac{1}{r}$；(以下我们省略绝对值记号)可取

$$\left.\begin{aligned}&\bar{\phi}=\phi_0(1-e^{-\sqrt{2C_2}r}),\\&A(r)-\frac{1}{r}=\bar{\phi}_0K_1(\bar{\phi}_0r)(1+bre^{-Cr}+\cdots),\end{aligned}\right\}\tag{1.6}$$

其中 $K_1(x)$ 为修改的 Bessel 函数；作为我们的经典特解，其中 b, c 等参数可通过变分原理来决定.

二、量 子 展 开

应该指出在进行量子化时，取 (1.1) 式的 $\mathscr{L}$ 是有困难的，因为 (1.1) 式中不含有 $\frac{\partial A^0}{\partial x_0}$ 项，因而对应 A^0 的共轭动量 Π^0 为零，A^0 不是独立变量，这样就给量子展开带来了麻烦. 最近 S. N. Gupta[3] 提出了不用路线积分来对规范场进行量子化的方案. 这个方案对于我们克服以上困难是有效的. 按照 S. N. Gupta 的这个最新方案，对于规范场的 $\mathscr{L}$ 应有三个部份组成:

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_G+\mathscr{L}_{GF}+\mathscr{L}_{GC},$$

其中 $\mathscr{L}_G$ 就是通常所用的规范不变的拉氏函数，$\mathscr{L}_{GF}$ 是规范固定项，通常取为

$$\frac{-1}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2,$$

$\mathscr{L}_{GC}$ 称为规范抵销项，具体形式与规范群有关. 对于可交换群例如 $U(1)$ 群，$\mathscr{L}_{GC}$ 项实际效果可不计.

量子化后对于实际出现的物理态需要引进不定度规，并且物理态还要满足补助条件

$$(\partial_\mu A^\mu)^{(-)}|\phi\rangle=0,$$

对于电磁场，由于 $\mathscr{L}=\mathscr{L}_G+\mathscr{L}_{GF}$ 所导致的运动方程可使 $\partial_\mu A^\mu\equiv F$ 满足自由场的场方程，即

$$\partial_\mu\partial^\mu F=0,$$

以致不需要引进 $\mathscr{L}_{GC}$ 项. 这时就回到通常在量子电动力学里的 Gupta 和 Bleuler 的量子化方案.

可是对于一般不可交换的规范场情况，由于有自作用存在，由 $\mathscr{L}=\mathscr{L}_G+\mathscr{L}_{GF}$ 所导致的运动方程不能保证 $\partial_\mu A^\mu\equiv F$ 满足自由场的场方程，这就是需要引进 $\mathscr{L}_{GC}$ 项的

由来．按照 S. N. Gupta[3] 所提出的一般程序，对于包含有 $U(1)$ 群规范场的 N-O 体系，如取 $\mathscr{L}_{GF}=\frac{-1}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2$，这时它的 $\mathscr{L}_{GC}=-\partial_\mu C^*\cdot\partial^\mu C$．其中 C 是一个复的标量场，可是它应满足 Fermi-Dirac 量子化条件．由于此时 C 和 A 或 φ 都没有耦合．这一项的实际效果可不计．因此我们所应考虑的 $\mathscr{L}$ 如下：

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_G+\mathscr{L}_{GF}=\frac{-1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-\frac{1}{2}(\partial_\mu A^\mu)^2+\frac{1}{2}|(\partial_\mu+ieA_\mu)\phi|^2+C_2|\phi|^2-C_4|\phi|^4. \tag{2.1}$$

由以上 $\mathscr{L}$ 所得到的场方程为

$$\left.\begin{aligned}&\partial_\mu\partial^\mu\bar{A}_\nu=\frac{i}{2}\bar{\varphi}^*\overleftrightarrow{\partial}_\nu\bar{\varphi}+\bar{\varphi}^*\bar{A}_\nu\bar{\varphi}=j_\nu,\\&(\partial^\nu-i\bar{A}^\nu)(\partial_\nu-i\bar{A}_\nu)\bar{\varphi}=-2C_2\bar{\varphi}+\frac{4C_4}{e^2}\bar{\varphi}^2\bar{\varphi}^*.\end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

容易证明 N-O 特解 (1.6) 式也是上式 (2.2) 式的特解．而且

$$\partial_\mu\partial^\mu(\partial_\nu\bar{A}^\nu)=\partial_\mu\partial^\mu F=\partial_\nu j^\nu=0.$$

为了便于应用 [1] 中的公式，我们把上式写成 [1] 中的 (1) 式形式：

$$\mathscr{L}=\frac{-1}{2}[g^{\mu\mu'}g^{\alpha'\alpha}-g^{\partial\mu'}g^{\mu\alpha'}+g^{\mu\alpha}g^{\mu'\alpha'}](\partial_\mu A_\alpha)(\partial_{\mu'}A_{\alpha'})-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}h^{ij}\frac{\partial\varphi^i}{\partial\chi^\mu}\cdot\frac{\partial\varphi^j}{\partial\chi^\nu}+V(e\varphi), \tag{2.3}$$

其中

$$V(e\varphi)=\frac{i}{2}g^{\mu\nu}\bar{A}_\mu(\bar{\varphi}^*\overleftrightarrow{\partial}_\nu\bar{\varphi})+\frac{1}{2}\bar{\varphi}^*\bar{A}_\mu\bar{A}^\mu\bar{\varphi}-C_2\bar{\varphi}^*\bar{\varphi}+\frac{C_4}{e^2}\bar{\varphi}^{*2}\bar{\varphi}^2. \tag{2.4}$$

[1] 文中的 (35) 式

$$[F]_{ij}=-g^{lm}h^{ij}\partial_l\partial_m+\frac{\partial^2V_I}{\partial\sigma^i\cdot\partial\sigma^j}-\partial_l\left(\frac{\partial^2V_I}{\partial(\partial_l\sigma^i)\cdot\partial(\partial_m\sigma^j)}\cdot\partial_m\right)+\frac{\partial^2V_I}{\partial\sigma^i\cdot\partial(\partial_l\sigma^j)}\partial_l+\overleftarrow{\partial}_l\frac{\partial^2V_I}{\partial(\partial_l\sigma^i)\cdot\partial\sigma^j}, \tag{2.5}$$

应该指出上式是在实数场情况下导出的．在具体应用时我们把以上的 φ 和 φ^* 用它们的实部 φ_1 和虚部 φ_2 表示出来．也就是要经过 $\varphi=\varphi_1+i\varphi_2$ 和 $\varphi^*=\varphi_1-i\varphi_2$ 的代换．

$$\left.\begin{aligned}&\frac{-1}{2}g^{\mu\nu}\frac{\partial\bar{\varphi}^*}{\partial\chi^\mu}\cdot\frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\chi^\nu}\Rightarrow\frac{-1}{2}g^{\mu\nu}\delta_{ij}\frac{\partial\bar{\varphi}^i}{\partial\chi^\mu}\cdot\frac{\partial\bar{\varphi}^j}{\partial\chi^\nu},\\&V=g^{\mu\nu}\bar{A}_\mu(\bar{\varphi}_2\partial_\nu\bar{\varphi}_1-\bar{\varphi}_1\partial_\nu\bar{\varphi}_2)+\frac{1}{2}(\bar{\varphi}_1^2+\bar{\varphi}_2^2)\bar{A}_\mu\bar{A}^\mu\\&\quad-C_2(\bar{\varphi}_1^2+\bar{\varphi}_2^2)+\frac{C_4}{e^2}(\bar{\varphi}_1^4+2\bar{\varphi}_1^2\bar{\varphi}_2^2+\bar{\varphi}_2^4),\end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

代入 (2.5) 式经过整理可得 $[F]_{ij}$ 为一 6×6 的矩阵，其矩阵元如下：

	0	z	r	θ	φ_1	φ_2
0	$-\nabla^2+\lvert\bar{\varphi}\rvert^2$	0	0	0	0	0
z	0	$-\nabla^2+\lvert\bar{\varphi}\rvert^2$	0	0	$(-\partial_z\varphi_2)+\varphi_2\partial_z+2\varphi_1A^z$	$(\partial_z\varphi_1)-\varphi_1\partial_z+2\varphi_2A^z$
r	0	0	$-\nabla^2+\lvert\bar{\varphi}\rvert^2$	0	$(-\partial_r\varphi_2)+\varphi_2\partial_r+2\varphi_1A^r$	$(\partial_r\varphi_1)-\varphi_1\partial_r+2\varphi_2A^r$
θ	0	0	0	$-\nabla^2+\lvert\bar{\varphi}\rvert^2$	$(-\partial_\theta\varphi_2)+\varphi_2\partial_\theta+2\varphi_1A^\theta$	$(\partial_\theta\varphi_1)-\varphi_1\partial_\theta+2\varphi_2A^\theta$
φ_1	0	$[(-\partial_z\varphi_2)+\vec{\partial}_z\varphi_2+2\varphi_1A^z]$	#	$[(-\partial_\theta\varphi_2)+\vec{\partial}_\theta\varphi_2+2\varphi_1A^\theta]$	$\left[-\nabla^2+\lvert\vec{A}\rvert^2-2C_2+\frac{4C_4}{e^2}(3\varphi_1^2+\varphi_2^2)\right]$	$\frac{8C_4}{e^2}\varphi_1\varphi_2-A_\theta\partial_\theta$
φ_2	0	$[(\partial_z\varphi_1)-\vec{\partial}_z\varphi_1+2\varphi_2A^z]$	$\triangle$	$[(\partial_\theta\varphi_1)-\vec{\partial}_\theta\varphi_1+2\varphi_2A^\theta]$	$\frac{8C_4}{e^2}\varphi_1\varphi_2-\vec{\partial}_\theta A^\theta$	$\left[(-\nabla^2+\lvert A\rvert^2-2C_2+\frac{4C_4}{e^2}(3\varphi_2^2+\varphi_1^2)\right]$

(2.7)

其中

$$\left.\begin{aligned}\# &\equiv (-\partial_r\varphi_2) + \overleftarrow{\partial}_r\varphi_2 + \partial\varphi_1 A^r,\\ \Delta &\equiv (\partial_r\varphi_1) - \overleftarrow{\partial}_r\varphi_1 + \partial\varphi_2 A^r.\end{aligned}\right\} \tag{2.8}$$

$$\partial_\theta \equiv \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}$$

这里 $\overleftarrow{\partial}$ 表示在求 $\int d\tau \psi^i_n F_{ij}\psi^j_{n'}$ 积分时要对左边的 ψ^i_n 微分.

按照 [1] 文 (4) 式,量子展开取以下形式

$$\left.\begin{aligned}A^\mu(x) &= e^{-1}\bar{A}^\mu(x) = e^{-1}A^\mu_{cl}(x) + \sum_{n=4}^{\infty} q_n(t)\psi^\mu_n(x),\\ \varphi^i(x) &= e^{-1}\bar{\varphi}^i(x) = e^{-1}\varphi^i_{cl}(x) + \sum_{n=4}^{\infty} q_n(t)\psi^i_n(x),\ i=1,\ 2\end{aligned}\right\} \tag{2.9}$$

其中 A^μ_{cl} 和 φ^i_{cl} 就以前面我们所求得的经典解代入.

由前面 (2.7) 式的具体形式看出，$[F]$ 是可约化的. 由 $[F]$ 的本征方程 $[F]_{ij}\psi_j = E\psi_i$ 可以分离出 $(-\nabla^2 + |\bar{\varphi}|^2)\psi^0 = E\psi^0$, 由此我们可以选取 $\psi^0 = 0$.

在未具体求出 F 的本征值谱以前,我们先来对 [1] 文的 (35) 式中的其余各项作一番检查. 对于静态解 [1] 文的 (35) 式中除了 $[F]$ 项外还应考虑 $\frac{1}{2}P^0_k(-1)M_0^{-1}P^0(-1)$ 项,其中 $P^0(-1)$ 根据 [1] 文的 (14) 式为:

$$P^0(-1) = -\left\{\int d\tau\left[2g^{l0}h^{ij}\left(\frac{\partial}{\partial\chi_l}\cdot\frac{\partial\sigma^i}{\partial Z_k}\right) + \frac{\partial^2 V_{II}}{\partial\sigma^i\cdot\partial(\partial_t\sigma^j)}\cdot\frac{\partial\sigma^j}{\partial Z_k} - \left(\frac{\partial}{\partial Z_k}\frac{\partial V_{II}}{\partial(\partial_t\sigma^j)}\right)\right]\psi^j_n + \frac{\partial}{\partial Z_k}\int d\tau\left(g^{l0}h^{ij}\frac{\partial\sigma^j}{\partial Z_k} + \frac{\partial V_{II}}{\partial(\partial_t\sigma^j)}\right)\psi^j_n\right\},$$

其中 σ^j 包括我们前面的 φ_1、φ_2 和 A 的统一表示，Z_k 实际上相当 N-O 弦的中心位置.

上式第一项 $\sim g^{l0}h^{ij}$ 项中只有来自 $\mathscr{L}$ 中的非对角动能部份,也就是来自 (2.3) 式中的第二和第三项. 即 $g^{l0}h^{ij} \sim g^{il}g^{0j}$ 和 $g^{i0}g^{lj}$ 项. 其中 i, j 指标至少有一个为零指标,可是在我们所取的经典特解中 $A^0 = 0$,而且前面已讲过我们可取 $\psi^0 = 0$,所以第一项贡献为零. 其实 (2.3) 式中的第二和第三项可以合并成为一个四维散度，通常可以自 $\mathscr{L}$ 中除掉，不过我们在这里为慎重起见而把它保留在 (2.3) 中. 看来第一项贡献为零是可以通过的.

上式中第二项 $\sim \frac{\partial^2 V_{II}}{\partial\sigma^i\cdot\partial(\partial_t\sigma^j)}\cdot\frac{\partial\sigma^j}{\partial Z_k}$ 来自 (2.4) 式的 $V_{II} \sim \frac{i}{2}\bar{A}^0(\bar{\varphi}^*\overleftrightarrow{\partial}_0\bar{\varphi})$,由此看来上式第二项的 i 指标只能属于 $\bar{\varphi}_1$ 或 $\bar{\varphi}_2$. 而 j 指标则可以为 $\bar{\varphi}_1$, $\bar{\varphi}_2$ 或 $\bar{A}^0$, 由于我们选取了 $\psi^0 = 0$,因而 j 指标为零指标时无贡献,而另一方面如果 i, j 指标都属于 φ_1 或 φ_2 则 $\frac{\partial^2 V_{II}}{\partial\sigma^i\cdot\partial(\partial_t\sigma^j)} \sim \bar{A}^0$. 由于选取 $\bar{A}^0 = 0$ 也无贡献.

根据同样的分析可以证明第三项为零,第四项的积分也为零.实际上这最后一项积分为零也就是 $\Pi^0(-1)=0$.因此我们最终证明了 $P^0(-1)=0=\Pi^0(-1)$ 以致使我们的计算大大简化. 对于我们目前所考虑的问题,我们只需要求出(2.7)式算符的本征值和本征态.

把 ψ^z, ψ^θ, 和 ψ^r 统一记为 $\vec{\psi}$, 而 φ_1 和 φ_2 记为旋量形式 φ 同时把 ψ_1 和 ψ_2 记为旋量

形式 ψ，则(2.7)式的本征方程可写成以下简洁的形式：

$$-\nabla^2\vec{\psi}+|\varphi|^2\vec{\psi}+\tilde{\varphi}\vec{\partial}\begin{vmatrix}0 & -1\\ 1 & 0\end{vmatrix}\psi+2\varphi\vec{A}\psi-E\vec{\psi}=0,$$

$$\begin{vmatrix}0 & -1\\ 1 & 0\end{vmatrix}\cdot[2(\vec{\partial}\varphi)+\varphi\vec{\partial}]\cdot\vec{\psi}+\left(-\nabla^2+|A|^2-2C_2+\frac{4C_4}{e^2}|\varphi|^2\right)\psi$$

$$+\begin{vmatrix}8\varphi_1^2\dfrac{C_4}{e^2} & 8\dfrac{C_4}{e^2}\varphi_1\varphi_2-|A^\theta|\partial_\theta\\ 8\dfrac{C_4}{e^2}\varphi_1\varphi_2+|A^\theta|\partial_\theta & 8\varphi_2^2\dfrac{C_4}{e^2}\end{vmatrix}\psi+2\varphi\vec{A}\cdot\vec{\psi}-E\psi=0, \quad (2.10)$$

如果把以上方程组对 Z_k 求偏微分可以发现 $\dfrac{\partial\sigma}{\partial Z_k}$ 是以上方程组当本征值 $E=0$ 时的解.

上式一般求解是困难的. 下面我们只在特殊情况下讨论问题. 假定激发仍然保持柱对称且 $\vec{\psi}$ 与 Z 和 θ 无关，我们可取 $\vec{\psi}$ 沿 θ 方向而 $\psi^r=0=\psi^z$. 这样就由原来(2.10)式的五个微分方程简化为三个微分方程. 如果进一步假定 ψ_1 和 ψ_2 的相角与 φ_1 和 φ_2 的相角同样保持与空间极角同步. 我们的方程又可简化为关于 ψ^θ 和 $|\psi|$ 的两个常微分方程. 同样取柱坐标：

$$\frac{d^2\psi^\theta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\psi^\theta}{dr}+\left(E-\frac{1}{r^2}\right)\psi^\theta-2\left(|A|-\frac{1}{r}\right)|\varphi|\cdot|\psi|-|\varphi|^2\psi^\theta=0,$$

$$\frac{d^2|\psi|}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d|\psi|}{dr}+\left[E-\frac{1}{r^2}-\frac{12C_4}{e^2}|\varphi|^2-|A|\left(|A|-\frac{1}{r}\right)+2C_2\right]\cdot|\psi|$$

$$-2\left(|A|-\frac{1}{r}\right)|\varphi|\psi^\theta=0. \quad (2.11)$$

由上式看出 ψ^θ 和 $|\psi|$ 之间的耦合系数是 $2\left(|A|-\dfrac{1}{r}\right)|\varphi|$. 同时由(1.6)的解的函数形式可看出其中一因子不为零的区域基本上是另一因子为零的区域，因而它们的乘积可以忽略，在这样可以退耦的条件下，方程组又可分解为两个分立的方程. 这样问题就归结普通的求本征值的问题. 例如讨论最简单的激发 $|\psi|=0$，这时 ψ^θ 就满足[以(1.6)式代入]

$$\frac{d^2\psi^\theta}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\psi^\theta}{dr}+\left[E-\frac{1}{r^2}-\varphi_0^2(1+e^{-2\sqrt{2C_2}r}-2e^{-\sqrt{2C_2}r})\right]\psi^\theta=0. \quad (2.12)$$

具体本征值数值有待进一步数字计算.

三、讨 论

以上我们在非常殊特的情况下，也就是在保持原有柱对称，采用原有的规范即 $\psi^0=0$，$\nabla\vec{\psi}=0$，而且 ψ 的相角和 φ 的相角同样保持和空间极角同步的条件下（这种条件下的量子激发以后简称为同构激发），求出在经典孤子型特解附近的量子展开的本征方程. 这说明我们所推广的量子展开方法，应用于包括规范场的情况是可以行之有效的.

在我们以上计算中证明了在 N-O 的弦型解情况，$P^0(-1)=0$，$\Pi^0(-1)=0$，因而

使我们的计算大为简化．$P^0(-1)$ 和 $\Pi^0(-1)$ 都是由拉氏函数中的非对角动能部份和势能中的与 $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ 有关的部分 V_{II} 所决定的，而在规范场理论中这两部分的形式由规范不变性所确定．由此看来有可能对于规范场这种 $P^0(-1)=0$，$\Pi^0(-1)=0$ 是普遍成立的．不过我们尚未对此作严格证明．如果真是这样，这也许又是规范场理论一个优越性．

参　考　资　料

[1] 殷鹏程，物理学报，**26** (1977)，477．
[2] H. B. Nielsen and P. Olesen, *Nucl. Phys.*, **B61**(1973), 45.
[3] S. N. Gupta, *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 2596.

QUANTUM EXPANSION AROUND THE VERTEX TYPE SOLUTION OF N-O MODEL

YIN PONG-CHENG
(*Fu-Tan University*)

ABSTRACT

By means of the generalized method of quantum expansion and the general treatement for quantization of gauge fields recently proposed by S. N. Gupta, we calculate the quantum expansion around the vertex type solution of N-O model. Under special conditions, the eigen-value of the energy of quantum excitation can be obtained.

It is shown that both $P^0(-1)$ and $\Pi^0(-1)$ are equal to zero in the case we considered. As a result, our calculations are greatly simplified.