第 17 卷 第 4 期　　高能物理与核物理　　Vol. 17, No. 4
1993 年 4 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Apr., 1993

玻色超共形 Toda 模型与 Dressing 变换

赵 柳　　杨文力
(西北大学现代物理所,西安　710069)

摘　　要

本文从玻色超共形 Toda 模型的经典 γ 矩阵出发,研究各种场量以及经典手征算子在 Dressing 变换下的性质,并且得到相应的量子代数.

一、引　　言

可积性的重要标志是存在 Yang-Baxter 方程,即存在 γ 矩阵. 从 γ 矩阵出发, 我们可以获得可积系"隐藏"的对称性——Dressing 对称性, 进而得到量子系统的量子群对称性[1].

通过 WZNW 模型的共形 Hamilitonian 约化,可以得到一系列共形可积模型[2],例如通常的 Toda 模型. 本文所研究的玻色超共形 Toda 模型[3]就是在二阶约化下得到的一种共形可积模型,它的动力学自由度比通常 Toda 系要多. 从该模型的 γ 矩阵出发,得到各种场量在 Dressing 变换下的性质,由经典手征算子满足的交换代数,得到量子化后的二次代数.

二、模型的简述

设 g 是一个有限维半单李代数,秩为 n, 在 g 上取定 Cartan-Weyl 基 $\{H_i, E_\alpha, F_\alpha\}$. 我们考虑 g 的二阶主阶化,由 Hamilitonian 约化,可以得到如下的约化运动方程[3]

$$\partial_-(\partial_+ B B^{-1}) + [B\Phi_- B^{-1}, \Phi_+] + [B\nu B^{-1}, \mu] = 0. \tag{2.1a}$$

$$\partial_+(B^{-1}\partial_- B) - [B^{-1}\Phi_+ B, \Phi_-] - [B^{-1}\mu B, \nu] = 0. \tag{2.1b}$$

$$\partial_+ \phi_- = B^{-1}\Phi_+ B. \tag{2.1c}$$

$$\partial_- \phi_+ = B\Phi_- B^{-1}. \tag{2.1d}$$

其中

$$B = \exp\Phi = \exp\left(\sum_{i=1}^{n} \phi^i H_i\right), \quad \phi_+ = \sum_{i=1}^{n} \phi_i^+ F_i, \phi_- = \sum_{i=1}^{n} \phi_i^- E_i,$$

$$\mu = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} \mathrm{sign}\,(i-j)[E_i, E_j], \quad \nu = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} \mathrm{sign}\,(j-i)[F_i, F_j],$$

本文 1992 年 5 月 6 日收到.

$$\Phi_{+} = [\mu, \psi_{+}],\ \Phi_{-} = [\psi_{-}, \nu].$$

(2.1a,b)可以视为零曲率方程,即它们可以表达为如下线性方程组的相容性条件[3]

$$\begin{cases} \partial_0 T = \dfrac{1}{2} A_0 T, \\ \partial_1 T = \dfrac{1}{2} A_1 T. \end{cases} \tag{2.2}$$

其中

$$A_{+} = \frac{1}{2}\partial_{+}\Phi + e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\Phi_{+} + e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\mu,$$

$$A_{-} = -\left(\frac{1}{2}\partial_{-}\Phi + e^{\frac{1}{2}ad\Phi}\Phi_{-} + e^{\frac{1}{2}ad\Phi}\nu\right),$$

$$A_0 = A_{+} + A_{-},$$

$$A_1 = A_{+} - A_{-}.$$

由各场量的基本 Poisson 括号可以得到如下的正则 Poisson 括号[3]

$$\{A_1(x)\otimes, A_1(y)\} = [\gamma^{\pm}, A_1(x)\otimes 1 + 1\otimes A_1(y)]\delta(x-y), \tag{2.3}$$

$$\gamma^{+} = -\frac{1}{k}\left\{\sum_{ij=1}^{n}(k^{-1})^{ij}H_i\otimes H_j + 2\sum_{\alpha>0}E_\alpha\otimes F_\alpha\right\},$$

$$\gamma^{-} = \frac{1}{k}\left\{\sum_{ij=1}^{n}(k^{-1})^{ij}H_i\otimes H_j + 2\sum_{\alpha>0}F_\alpha\otimes E_\alpha\right\}.$$

由(2.3)式我们可以得到 transport 矩阵的 Poisson 括号

$$\{T(x)\otimes, T(x)\} = \frac{1}{2}[\gamma^{\pm}, T(x)\otimes T(x)],$$

$$T(x) = P\exp\int_0^x A_1(t)\mathrm{d}t.$$

选择 g 的一个有限维不可约表示 ρ，其最高权和次高权态分别为 $|\lambda^{\rho}_{\max}\rangle$ 和 $|\lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i\rangle$,而且有

$$E_j|\lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i\rangle = \delta_{ij}|\lambda^{\rho}_{\max}\rangle,$$

其中 α^i 为李代数 g 的素根,这样我们很容易得到手征算子

$$\xi(x) = \langle\lambda^{\rho}_{\max}|T_L(x),\ \ \eta(x) = \sum_i\langle\lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i|e^{\psi_-(x)}T_L(x).$$

$$\bar{\xi}(x) = T_R^{-1}(x)|\lambda^{\rho}_{\max}\rangle,\ \bar{\eta}(x) = \sum_i T_R^{-1}(x)e^{\psi_-(x)}|\lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i\rangle.$$

其中

$$T(x) \equiv e^{-\frac{1}{2}\Phi(x)}T_L(x) \equiv e^{\frac{1}{2}\Phi(x)}T_R(x),$$

$$\partial_{-}(\xi(x)) = \partial_{-}(\eta(x)) = 0,$$

$$\partial_{+}(\bar{\xi}(x)) = \partial_{+}(\bar{\eta}(x)) = 0.$$

它们的交换代数

$$\{\xi(x)\otimes, \xi(y)\} = -\frac{1}{2}\xi(x)\otimes\xi(y)[\gamma^{+}\theta(x-y) + \gamma^{-}\theta(y-x)]. \tag{2.4a}$$

$$\{\xi(x)\otimes,\bar{\xi}(y)\} = \frac{1}{2}(\xi(x)\otimes I)r^-(I\otimes\bar{\xi}(y)). \tag{2.4b}$$

$$\{\bar{\xi}(x)\otimes,\xi(y)\} = \frac{1}{2}(I\otimes\xi(y))r^+(\bar{\xi}(x)\otimes I). \tag{2.4c}$$

$$\{\bar{\xi}(x)\otimes,\bar{\xi}(y)\} = -\frac{1}{2}[r^-\theta(x-y)+r^+\theta(y-x)]\bar{\xi}(x)\otimes\bar{\xi}(y). \tag{2.4d}$$

$$\{\eta(x)\otimes,\eta(y)\} = -\frac{1}{2}\eta(x)\otimes\eta(y)[r^+\theta(x-y)+r^-\theta(y-x)]. \tag{2.4e}$$

$$\{\eta(x)\otimes,\bar{\eta}(y)\} = \frac{1}{2}(\eta(x)\otimes I)r^-(1\otimes\bar{\eta}(y)). \tag{2.4f}$$

$$\{\bar{\eta}(x)\otimes,\eta(y)\} = \frac{1}{2}(I\otimes\eta(y))r^+(\bar{\eta}(x)\otimes I). \tag{2.4g}$$

$$\{\bar{\eta}(x)\otimes,\bar{\eta}(y)\} = -\frac{1}{2}[r^-\theta(x-y)+r^+\theta(y-x)]\bar{\eta}(x)\otimes\bar{\eta}(y). \tag{2.4h}$$

$$\{\xi(x)\otimes,\eta(y)\} = -\frac{1}{2}\xi(x)\otimes\eta(y)[r^+\theta(x-y)+r^-\theta(y-x)]. \tag{2.4i}$$

$$\{\eta(x)\otimes,\xi(y)\} = -\frac{1}{2}\eta(x)\otimes\xi(y)[r^+\theta(x-y)+r^-\theta(y-x)]. \tag{2.4j}$$

$$\{\xi(x)\otimes,\bar{\eta}(y)\} = \frac{1}{2}(\xi(x)\otimes I)r^-(I\otimes\bar{\eta}(y)). \tag{2.4k}$$

$$\{\bar{\eta}(x)\otimes,\xi(y)\} = \frac{1}{2}(I\otimes\xi(y))r^+(\bar{\eta}(x)\otimes I). \tag{2.4l}$$

$$\{\bar{\xi}(x)\otimes,\eta(y)\} = \frac{1}{2}(I\otimes\eta(y))r^+(\bar{\xi}(x)\otimes I). \tag{2.4m}$$

$$\{\eta(x)\otimes,\bar{\xi}(y)\} = \frac{1}{2}(\eta(x)\otimes I)r^-(1\otimes\bar{\xi}(y)). \tag{2.4n}$$

$$\{\bar{\xi}(x)\otimes,\bar{\eta}(y)\} = -\frac{1}{2}[r^-\theta(x-y)+r^+\theta(y-x)]\bar{\xi}(x)\otimes\bar{\eta}(y). \tag{2.4o}$$

$$\{\bar{\eta}(x)\otimes,\bar{\xi}(y)\} = -\frac{1}{2}[r^-\theta(x-y)+r^+\theta(y-x)]\bar{\eta}(x)\otimes\bar{\xi}(y). \tag{2.4p}$$

三、Dressing 对称性

Dressing 变换是作用在 Lax 联络(线性化方程中的规范势 A_μ)的非定域规范变换，它保持 A_μ 的形式不变，即从系统的一组解到另一组解的变换，同时它是相空间上的 Poisson-Lie 作用[4]。

先考虑 Dressing 变换对 transport 矩阵的作用

$$T \to T^g = \Theta_\pm T g_\pm^{-1},$$

其中

$$\Theta_-^{-1}\Theta_+ = TgT^{-1},$$

$$g_-^{-1}g_+ = g, \qquad \partial_+ g = \partial_- g = 0,$$
$$\Theta_+, g_+ \in B_+, \qquad \Theta_-, g_- \in B_-.$$

$B_\pm$ 是由 $\gamma^\pm$ 诱导出的对群的分解,这里就是正负 Borel 子群. 对于主阶化，我们还可以将 $\Theta_\pm$ 进一步地分解[2]

$$\Theta_\pm = \exp\theta_\pm^{(0)}\exp\theta_\pm^{(\pm 1)}\cdots\cdots\exp\theta_\pm^{(\pm m)}.$$

为了保证 A_μ 的形式不变，$\Theta_\pm$ 的零次分量必须满足

$$\theta_+^{(0)} + \theta_-^{(0)} = 0.$$

为了书写方便,我们引入记号

$$\Theta_\pm^{[\pm k]} = \exp\theta_\pm^{(\pm k)}\cdot\exp\theta_\pm^{(\pm(k+1))}\cdots\cdots\exp\theta_\pm^{(\pm m)}.$$

$A_\pm$ 在 Dressing 变换下变为 $A_\pm^g$

$$A_\pm \to A_\pm^g = \partial_\pm\Theta_\pm\Theta_\pm^{-1} + \Theta_\pm A_\pm\Theta_\pm^{-1}. \tag{3.1}$$

这里我们先考虑 A_+ 部分,为了保证 A_+ 的形式不变,要求

$$\Phi \to \Phi^g = \Phi + 2\log\Theta_+^{(0)} = \Phi - 2\log\Theta_-^{(0)}, \tag{3.2}$$
$$\log\Theta_\pm^{(0)} = \theta_\pm^{(0)}.$$

我们很容易得到 $T_{L/R}$ 在 Dressing 变换下的性质

$$T_L \to T_L^g = e^{\frac{1}{2}\Phi^g}T^g = e^{\frac{1}{2}\Phi}\Theta_-^{[-1]}Tg_-^{-1}. \tag{3.3a}$$
$$T_R^{-1} \to (T_R^g)^{-1} = g_+T^{-1}\Theta_+^{-1[1]}e^{\frac{1}{2}\Phi}. \tag{3.3b}$$

A_+^g 的一阶部分

$$(A_+^g)^{(1)} = (\partial\Theta_+\Theta_+^{-1})^{(1)} + (\Theta_+A_+\Theta_+^{-1})^{(1)}$$
$$= e^{ad\theta_+^0}\left\{\partial_+\theta_+^{(1)} + \left[\theta_+^{(1)}, \frac{1}{2}\partial_+\Phi\right] + e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\Phi_+\right\}.$$

由 A_+^g 的形式不变,我们有

$$e^{-\frac{1}{2}ad\Phi^g}\Phi_+^g = (A_+^g)^{(1)},$$

即

$$e^{-ad\Phi^g}\Phi_+^g = e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\partial_+\theta_+^{(1)} + e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\left[\theta_+^{(1)}, \frac{1}{2}\partial_+\Phi\right] + e^{-ad\Phi}\Phi_+.$$

利用约化运动方程(2.1c),并注意到 Dressing 变换保持运动方程形式不变,我们可以得到

$$\psi_-^g = e^{-\frac{1}{2}ad\Phi}\theta_+^{(1)} + \psi_-, \tag{3.4}$$

用同样的方法可以得到

$$\psi_+^g = \psi_+ - e^{\frac{1}{2}ad\Phi}\theta_-^{(-1)}. \tag{3.5}$$

这样得到 Dressing 变换下各场量的变换性质(3.2)、(3.4)、(3.5). 将上述的变换性质应用到手征算子上,就得到手征算子的变换性质

$$\xi_{(x)}^g = \langle\lambda_{max}^\rho | T_L^g = \xi(x)g_-^{-1}. \tag{3.6a}$$
$$\bar{\xi}_{(x)}^g = (T_R^g)^{-1}|\lambda_{max}^\rho\rangle = g_+\bar{\xi}(x). \tag{3.6b}$$

$$\eta^g(x) = \sum_i \langle\lambda_{max}^\rho - \alpha^i| e^{\psi_+^g}T_L^g$$
$$= \sum_i \langle\lambda_{max}^\rho - \alpha^i| e^{\psi_+ - e^{\frac{1}{2}ad\Phi}\theta_-^{(-1)}} e^{\frac{1}{2}\Phi}\Theta_-^{[-1]}Tg_-^{-1}$$

$$= \sum_i \langle \lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i | e^{\psi} + e^{\frac{1}{2}\Phi} e^{-\theta_-^{(-1)}} \Theta_-^{[-1]} T g_-^{-1}$$

$$= \sum_i \langle \lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i | e^{\psi} + e^{\frac{1}{2}\Phi} \Theta_-^{[-2]} T g_-^{-1}$$

$$= \eta(x) g_-^{-1}. \tag{3.6c}$$

$$\bar{\eta}^g(x) = \sum_i (T_R^g)^{-1} e^{\psi_-^g} | \lambda^{\rho}_{\max} - \alpha^i \rangle = g_+ \bar{\eta}(x). \tag{3.6d}$$

当在 Dressing 群 G_R 中引入如下的 Poisson 括号，使得 G_R 对 $\xi, \bar{\xi}$、η、$\bar{\eta}$ 的作用为 Poisson-Lie 作用

$$\{g_+ \otimes, g_-\} = -\frac{1}{2}[\gamma^{\pm}, g_+ \otimes g_+]. \tag{3.7a}$$

$$\{g_- \otimes, g_-\} = -\frac{1}{2}[\gamma^{\pm}, g_- \otimes g_-]. \tag{3.7b}$$

$$\{g_- \otimes, g_+\} = -\frac{1}{2}[\gamma^{-}, g_- \otimes g_+]. \tag{3.7c}$$

$$\{g_+ \otimes, g_-\} = -\frac{1}{2}[\gamma^{+}, g_+ \otimes g_-]. \tag{3.7d}$$

对于 $g = g_-^{-1} g_+$，我们有 Poisson 括号

$$\{g \otimes, g\} = -\frac{1}{2}\{(g \otimes I)\gamma^+(1 \otimes g) - (I \otimes g)\gamma^-(g \otimes I)$$
$$+ (g \otimes g)\gamma^{\pm} + \gamma^{\mp}(g \otimes g)\}. \tag{3.7e}$$

下面我们验证 monodromy 矩阵 $T(L)$ 为 Poisson-Lie 作用的非阿贝尔 Hamilitonian。为此，经过繁长而直接的计算，我们得到

$$\{\xi(x) \otimes, T(L)\} = -\frac{1}{2}(\xi(x) \otimes T(L))\gamma^-. \tag{3.8a}$$

$$\{\bar{\xi}(x) \otimes, T(L)\} = \frac{1}{2}(I \otimes T(L))\gamma^+(\bar{\xi}(x) \otimes 1). \tag{3.8b}$$

$$\{\eta(x) \otimes, T(L)\} = -\frac{1}{2}(\eta(x) \otimes T(L))\gamma^-. \tag{3.8c}$$

$$\{\bar{\eta}(x) \otimes, T(L)\} = \frac{1}{2}(I \otimes T(L))\gamma^+(\bar{\eta}(x) \otimes I). \tag{3.8d}$$

由 (3.8a—d)，我们可以得到

$$\delta_X \xi(x) = \mathrm{t}\gamma_2(I \otimes X T^{-1}(L))\{\xi \otimes, T(L)\} = -\frac{1}{2}\xi(x) X_-.$$

$$\delta_X \bar{\xi}(x) = \mathrm{t}\gamma_2(I \otimes X T^{-1}(L))\{\bar{\xi} \otimes, T(L)\} = \frac{1}{2} X_+ \bar{\xi}(x).$$

$$\delta_X \eta(x) = \mathrm{t}\gamma_2(I \otimes X T^{-1}(L))\{\eta \otimes, T(L)\} = -\frac{1}{2}\eta(x) X_-.$$

$$\delta_X \bar{\eta}(x) = \mathrm{t}\gamma_2(I \otimes X T^{-1}(L))\{\bar{\eta} \otimes, T(L)\} = \frac{1}{2} X_+ \bar{\eta}(x).$$

其中 $\mathrm{t}\gamma_2$ 表示仅对第二空间求迹，$X_{\pm} = \mathrm{t}\gamma_2(I \otimes X)\gamma^{\pm}$ 这说明 monodromy 矩阵为 Dressing 群的非阿贝尔 Hamilitonian。

由于我们得到的 mondromy 矩阵的 Poisson 括号与[4]相同，因此荷 $Q(T(L)=e^{Q})$ 所生成的代数与[4]的相同，它是 $U_q(g^*)$ 半经典极限。

四、量　子　化

通过量子化的过程，我们将经典物理过渡到量子情形。(2.4a—p) 所表示的经典手征算子经过量子化得到如下的量子二次交换代数

$$\xi_1(x)\xi_2(y)[R_{12}^{+}\theta(x-y)+R_{12}^{-}\theta(y-x)]=\xi_2(y)\xi_1(x). \tag{4.1a}$$

$$\xi_1(x)R_{21}^{+}\bar{\xi}_2(y)=\bar{\xi}_2(y)\xi_1(x). \tag{4.1b}$$

$$\bar{\xi}_1(x)\xi_2(y)=\xi_2(y)R_{12}^{+}\bar{\xi}_1(x). \tag{4.1c}$$

$$[R_{12}^{+}\theta(y-x)+R_{12}^{-}\theta(x-y)]\bar{\xi}_1(x)\bar{\xi}_2(y)=\bar{\xi}_2(y)\bar{\xi}_1(x), \tag{4.1d}$$

$$\eta_1(x)\eta_2(y)[R_{12}^{+}\theta(x-y)+R_{12}^{-}\theta(y-x)]=\eta_2(y)\eta_1(x). \tag{4.1e}$$

$$\eta_1(x)R_{21}^{+}\bar{\eta}_2(y)=\bar{\eta}_2(y)\eta_1(x). \tag{4.1f}$$

$$\bar{\eta}_1(x)\eta_2(y)=\eta_2(y)R_{12}^{+}\bar{\eta}_1(x). \tag{4.1g}$$

$$[R_{12}^{+}\theta(y-x)+R_{12}^{-}\theta(x-y)]\bar{\eta}_1(x)\bar{\eta}_2(y)=\bar{\eta}_2(y)\bar{\eta}_1(x). \tag{4.1h}$$

$$\xi_1(x)\eta_2(y)[R_{12}^{+}\theta(x-y)+R_{12}^{-}\theta(y-x)]=\eta_2(y)\xi_1(x). \tag{4.1i}$$

$$\eta_1(x)\xi_2(y)[R_{12}^{+}\theta(x-y)+R_{12}^{-}\theta(y-x)]=\xi_2(y)\eta_1(x). \tag{4.1j}$$

$$\xi_1(x)R_{21}^{+}\bar{\eta}_2(y)=\bar{\eta}_2(y)\xi_1(x). \tag{4.1k}$$

$$\bar{\eta}_1(x)\xi_2(y)=\xi_2(y)R_{12}^{+}\bar{\eta}_1(x). \tag{4.1l}$$

$$\bar{\xi}_1(x)\eta_2(y)=\eta_2(y)R_{12}^{+}\bar{\xi}_1(x). \tag{4.1m}$$

$$\eta_1(x)R_{21}^{+}\bar{\xi}_2(y)=\bar{\xi}_2(y)\eta_1(x). \tag{4.1n}$$

$$[R_{12}^{-}\theta(x-y)+R_{12}^{+}\theta(y-x)]\bar{\xi}_1(x)\bar{\eta}_2(y)=\bar{\eta}_2(y)\bar{\xi}_1(x). \tag{4.1o}$$

$$[R_{12}^{-}\theta(x-y)+R_{12}^{+}\theta(y-x)]\bar{\eta}_1(x)\bar{\xi}_2(y)=\bar{\xi}_2(y)\bar{\eta}_1(x). \tag{4.1p}$$

其中

$$\xi_1(x)=\xi(x)\otimes 1,\quad \xi_2(x)=1\otimes\xi(x).$$

矩阵 $R_{12}^{\pm}$ 是量子 Yang-Baxter 方程的解，即满足

$$R_{12}^{\pm}R_{13}^{\pm}R_{23}^{\pm}=R_{23}^{\pm}R_{13}^{\pm}R_{12}^{\pm},\quad R_{21}^{+}R_{12}^{-}=1.$$

在经典极限情况下 $R_{12}^{\pm}\to 1+\frac{i\hbar}{2}\gamma_{12}^{\pm}$.

由于 Dressing 群 G_R 对相空间的作用是 Poisson-Lie 作用，我们必须在对相空间量子化的同时，对 G_R 也进行量子化，于是就得到量子群。这里我们用 $G^{\pm}$ 代表 $g_{\pm}$ 量子化后的算子，它满足

$$R_{12}^{\pm}G_1^{+}G_2^{+}=G_2^{+}G_1^{+}R_{12}^{\pm}. \tag{4.2a}$$

$$R_{12}^{\pm}G_1^{-}G_2^{-}=G_2^{-}G_1^{-}R_{12}^{\pm}. \tag{4.2b}$$

$$R_{12}^{-}G_1^{-}G_2^{+}=G_2^{+}G_1^{-}R_{12}^{-}. \tag{4.2c}$$

$$R_{12}^{+}G_1^{+}G_2^{-}=G_2^{-}G_1^{+}R_{12}^{+}. \tag{4.2d}$$

当 G^{-} 中引入了 S(antipode)，我们将得到与经典量 $g=g_{-}^{-1}g_{+}$ 相对应的量子算子 $G=$

$S(G^-)G^+$,它满足

$$R_{21}^{+}G_1R_{12}^{+}G_2 = G_2R_{21}^{+}G_1R_{12}^{+}. \tag{4.3}$$

$G^{\pm}$ 中的余乘法为 $\Delta(G^{\pm})_{ij} = \sum_k G^{\pm}_{ik} \otimes G^{\pm}_{kj}$.

参考文献

[1] O. Babelon and D. Bernand, Preprint Par Lpthe-91-15.
[2] Bo-yu Hou and Liu Chao, NWU/IMP/911115.
[3] Bo-yu Hou and Liu Chao, NWU/IMP/920327.
[4] O. Babelon and D. Bernand, Preprint Par Lpthe-91-56.

Bosonic Superconformal Toda Model and Dressing Transformation

Zhao Liu   Yang Wenli

(Institute of Modern Physics, Northwest University Xi'an 710069)

Abstract

We show the dressing transformations of the basic field and the classical chiral operators in the Bosonic Superconformal Toda model. After quantization, we obtain the related quantum algebra.