

# DIAGRAMATICA PARA TEORIAS ANYONICAS

A. FOUSSATS, E. MANAVELLA, C.E. REPETTO\*, O.P. ZANDRON\* y O.S. ZANDRON

*Instituto de Física Rosario, Universidad Nacional de Rosario*

*Bvd. 27 de Febrero 210 Bis, 2000 Rosario, Argentina*

*e-mail: repetto@ifir.ifir.edu.ar - opz@ifir.ifir.edu.ar*

En el presente trabajo se estudia una teoría supersimétrica anyonica pura en función de un campo de gauge estadístico  $U(1)$ , desde el punto de vista clásico y cuántico.

Para ello, inicialmente se sigue el método hamiltoniano de Dirac para obtener la estructura de vínculos. Luego, con el mismo propósito, se analiza el modelo utilizando el método de Faddeev-Jackiw. Posteriormente, se comparan los resultados obtenidos por ambos métodos.

Finalmente, partiendo de la estructura de vínculos, se lleva a cabo la cuantificación utilizando la integral de camino, y se obtiene la diagramática del modelo.

## I. INTRODUCCION

En 1990, Hlousek y Spector [1] llevaron a cabo una formulación supersimétrica válida para las teorías cuánticas relativistas de campos, anyonicas puras. Utilizando el formalismo standard de estas teorías, esto es, considerando un campo estadístico de tipo Chern-Simons (CS), con simetría de gauge  $U(1)$ , construyeron el modelo supersimétrico con espín y estadística fraccionarios, por generalización directa del caso no supersimétrico. Esto lo hicieron considerando primero teorías minimales, esto es, de tipo CS y luego teorías topológicamente masivas. Por supuesto, el primer resultado obtenido es que la supersimetría conecta campos de espín  $s$  con campos de espín  $s + \frac{1}{2}$ . Cuando exploran el contenido en partículas y las interacciones del modelo, notan que se requiere una interacción anyon-anyon para que la supersimetría surja naturalmente. Así, la principal conclusión es que, en este tipo de modelos, la interacción entre anyones queda determinada como un requisito necesario de la supersimetría. Este hecho puede verse desde un punto de vista general, definiendo un acoplamiento minimal entre una adecuada supercorriente conservada y un supercampo espinorial de gauge.

En el presente trabajo se realizará la cuantificación de este modelo mediante el método de la integral de camino. Para simplificar, se tratarán solamente teorías de tipo CS. En este procedimiento se aplicarán las técnicas utilizadas en teorías de CS clásicas y cuánticas, en (2+1) dimensiones, acopladas a diferentes tipos de campos de materia.

El trabajo está organizado como sigue: primero, se introducen las definiciones de los elementos que se necesitan para construir la acción supersimétrica clásica en

el superespacio correspondiente. Luego, se analiza la estructura de vínculos del modelo y se obtiene el Hamiltoniano total del sistema supersimétrico vinculado. Siguiendo el algoritmo de Dirac, se analiza la cuantificación canónica del modelo. Finalmente, se construye el formalismo perturbativo utilizando el método de la integral de camino [2].

## II. PRELIMINARES Y ACCION SUPERSIMETRICA CLASICA

Con la finalidad de construir una acción supersimétrica, se introduce el superespacio de coordenadas  $(x^\mu, \theta_\alpha)$ , donde  $\theta_\alpha$ ,  $\alpha = 1, 2$ , es un espinor de Majorana. La supersimetrización de los campos de materia se obtiene, en forma directa, simplemente adicionando las densidades Lagrangianas de campo libre bosónico, para el campo escalar complejo  $\phi$ , y fermiónico, para el campo  $\psi$ . Luego, la densidad Lagrangiana de partida es:

$$\mathcal{L}_0 = D_\mu \phi^* D^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi + \bar{\psi} (i \gamma^\mu D_\mu - m) \psi + \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \epsilon_{\mu\nu\rho} A^\mu \partial^\nu A^\rho, \quad (2.1)$$

donde la derivada covariante es:  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ , siendo  $A_\mu$  el campo estadístico, de tipo CS y  $\vartheta$  el parámetro estadístico.

A esta densidad Lagrangiana se le deben agregar los términos correspondientes al partner supersimétrico del campo de CS.

En el presente trabajo, se utilizará la representación (2+1)-dimensional del álgebra de Clifford con matrices  $\gamma$  de Dirac de la forma:  $\gamma^0 = \sigma^2$ ,  $\gamma^1 = i\sigma^1$  y  $\gamma^2 = i\sigma^3$ , donde las  $\sigma^i$  son las matrices de Pauli.

En el modelo considerado, para describir la supersimetría en términos de los campos de materia se utilizaron supercampos escalares complejos  $\Phi(x^\mu, \theta_\alpha)$  y  $\Phi^*(x^\mu, \theta_\alpha)$ . Para describir la supersimetría respecto del campo de gauge  $A_\mu$  se utilizaron supercampos espinoriales de gauge. En estos últimos se involucra la conexión de gauge  $A_\mu$  y su correspondiente superpartner  $\lambda_\alpha$  (gaugino). Por simplicidad, en el modelo considerado, se trabajó en el gauge de Wess-Zumino (WZ).

A partir de la acción supersimétrica en el gauge de WZ en Ref. [1], la densidad Lagrangiana supersimétrica minimal adopta la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WZ} = & D_\mu \phi^* D^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi + \bar{\psi} (i \gamma^\mu D_\mu - m) \psi + \\ & + i e (\bar{\psi} \lambda \phi - \bar{\lambda} \psi \phi^*) \\ & + \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \varepsilon^{\mu\nu\rho} A^\mu \partial^\nu A^\rho - \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \bar{\lambda} \lambda. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Se hace notar que si bien se ha utilizado el calificativo de supersimétrica para referirse a la densidad Lagrangiana (2.2), se sabe que al trabajar en el gauge de WZ dicha propiedad se pierde.

La densidad Lagrangiana (2.2) describe la teoría interactiva de un campo  $\phi$  de espín  $s = \frac{1}{2}$  con un campo  $\psi$  de espín  $s = \frac{1}{2} + \frac{\vartheta}{2}$  (y sus conjugados). Además, cuando  $e \rightarrow 0$  los términos de interacción desaparecen mientras que la supersimetría permanece. Cuando la supersimetría es eliminada, el modelo se reduce al correspondiente a un sistema anyonico (bosónico o fermiónico) ordinario, manteniendo su espín y su estadística en forma fraccionaria [3]. Puede verse, también, cómo la supersimetría conduce naturalmente a interacciones anyon-anyon dadas por el cuarto término de (2.2), a través de los acoplamientos producidos por el gaugino.

### III. ESTRUCTURA DE VINCULOS, HAMILTONIANO TOTAL Y CONDICIONES DE FIJADO DE GAUGE

Se analiza, a continuación, este modelo en el contexto del formalismo de Dirac para sistemas Hamiltonianos vinculados. Es interesante conocer la estructura de vínculos, las condiciones de fijado de gauge y todos los elementos necesarios para desarrollar el método perturbativo, partiendo del formalismo de la integral de camino.

El espacio de fases se construye partiendo de la densidad Lagrangiana (2.2). Los momentos canónicamente conjugados a las variables de campo independientes están dados por:

$$P_\Lambda^0 = 0 \quad y \quad P_\Lambda^i = \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \varepsilon^{ij} A_j, \quad (3.1a-b)$$

$$P_\phi = \partial_0 \phi - i e A_0 \phi \quad y \quad P_\phi^* = \partial_0 \phi^* + i e A_0 \phi^*, \quad (3.1c-d)$$

$$\bar{\Pi}_\psi = -i \bar{\psi} \gamma^0 \quad y \quad \Pi_\psi = 0, \quad (3.1e-f)$$

$$\bar{\Pi}_\lambda = 0 \quad y \quad \Pi_\lambda = 0, \quad (3.1g-h)$$

donde los índices latinos toman los valores  $i, j = 1, 2$ .

Los paréntesis de Poisson entre pares de variables canónicas conjugadas son los usuales.

Observando las ecuaciones (3.1), se halla que existen seis vínculos primarios, dos bosónicos, (3.1a,b), y cuatro fermiónicos, (3.1e-h). A partir de estos vínculos, se puede construir el Hamiltoniano clásico total,  $H_T = \int d^2x \mathcal{H}_T$ , donde la densidad Hamiltoniana  $\mathcal{H}_T$  está dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_T = & \mathcal{H}_{can} + b_{0\Lambda} P_\Lambda^0 + b_{i\Lambda} \left( P_\Lambda^i - \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \varepsilon^{ij} A_j \right) + \\ & + \bar{f}_\psi \Pi_\psi + (\bar{\Pi}_\psi + i \bar{\psi} \gamma^0) f_\psi + \bar{f}_\lambda \Pi_\lambda + \bar{\Pi}_\lambda f_\lambda. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Aquí,  $b_{0\Lambda}$ ,  $b_{i\Lambda}$ ,  $\bar{f}$  y  $f$  son multiplicadores de Lagrange. Como es usual, la funcional  $\mathcal{H}_{can}$  está definida por:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{can} = & \dot{A}_\mu P_\Lambda^\mu + \dot{\phi}^* P_\phi + \dot{\phi} P_\phi^* + \dot{\bar{\psi}} \Pi_\psi + \dot{\psi} \bar{\Pi}_\psi + \\ & + \dot{\bar{\lambda}} \Pi_\lambda + \dot{\lambda} \bar{\Pi}_\lambda - \mathcal{L}_{WZ} \\ = & P_\phi^* P_\phi + i e A^0 (\phi P_\phi^* - P_\phi \phi^*) - \\ & - e^2 A_i A^i \phi^* \phi + m^2 \phi^* \phi - \dot{\phi}^* \phi^* \partial_i \phi + \\ & + i e A^i (\phi \partial_i \phi^* - \phi^* \partial_i \phi) + \\ & + m \bar{\psi} \psi - i \bar{\psi} \gamma^i \partial_i \psi - i e (\bar{\psi} \lambda \phi - \bar{\lambda} \psi \phi^*) - \\ & - \frac{e^2}{2\pi\vartheta} A^0 \varepsilon^{ij} \partial_i A_j + \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \bar{\lambda} \lambda. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Ahora, aplicando las condiciones de consistencia sobre los vínculos primarios resultan dos nuevos vínculos:

$$\Phi_1 = i e (\phi^* P_\phi - P_\phi^* \phi) + \frac{e^2}{2\pi\vartheta} \partial_i A_j \varepsilon^{ij} \approx 0 \quad (3.4a)$$

$$\Phi_2 = -i e (\psi \phi - \psi \phi^*) + \frac{e^2}{2\pi\vartheta} \lambda \approx 0 \quad (3.4b)$$

Estos dos vínculos forman un multiplete y son las ecuaciones de movimiento de los campos no propagantes  $A_0$  y  $\lambda$ .

Además los multiplicadores de Lagrange  $b_{i\Lambda}$ ,  $\bar{f}_\psi$  y  $f_\psi$ , en la ecuación (3.2) quedan unívocamente determinados. De esta manera, quedan tres vínculos de segunda clase: uno bosónico (el (3.1b)) y dos fermiónicos (los (3.1e,f)).

Por cálculo directo, se puede hallar una combinación lineal de vínculos de segunda clase que da lugar a un vínculo bosónico de primera clase. Así, el conjunto final de vínculos está dado como sigue:

(i) El vínculo de primera clase bosónico es:

$$\Sigma = e \left( \partial_i P_A^i - \frac{e^2}{4\pi\vartheta} \varepsilon^{ij} \partial_i A_j \right) \approx 0. \quad (3.5)$$

(ii) Los dos vínculos de segunda clase fermiónicos, que se designarán con  $\bar{\Omega}$  y  $\Omega$ , están dados por las ecuaciones (3.1e,f).

Se continúa el procedimiento construyendo los paréntesis de Dirac a partir de los de Poisson y teniendo en cuenta que al utilizar los paréntesis de Dirac se deben tomar los vínculos de segunda clase como ecuaciones fuertemente iguales a cero.

Consecuentemente, en el contexto de la cuantificación canónica, el Hamiltoniano cuántico del sistema vinculado bajo consideración se escribe como:

$$H_T^* = \int d^3x (\mathcal{H}_{can} + a\Sigma), \quad (3.6)$$

donde  $a$  es un parámetro indeterminado y el vínculo de primera clase asociado al mismo corresponde a las simetrías de gauge del modelo. Finalmente, para completar la cuantificación canónica, se reemplazan los paréntesis de Dirac por los conmutadores o anticonmutadores, a tiempos iguales, de acuerdo a la regla usual.

Dado que en el sistema bajo consideración queda un vínculo de primera clase,  $\Sigma$ , para restringirlo al verdadero espacio de fases debe imponerse una condición de fijado de gauge  $F \approx 0$ . Por razones de simplicidad, se elige la siguiente condición:

$$F = \partial_i A^i \approx 0. \quad (3.7)$$

Cuando se implemente el procedimiento de cuantificación mediante el método de la integral de camino, se utilizará explícitamente esta condición de fijado de gauge.

Si en vez de utilizar el algoritmo de Dirac se hubiese utilizado el método Lagrangiano alternativo de Faddeev-Jackiw [4], en su versión supersimétrica [5, 6, 7] el conjunto de vínculos es distinto. Al final del proceso iterativo de Faddeev-Jackiw resultan solamente los vínculos (3.4a) y (3.4b). Los vínculos primarios (3.1) no aparecen como tales en este algoritmo.

Para poder invertir la matriz simpléctica, cuyos elementos de matriz permiten obtener los conmutadores generalizados de Faddeev-Jackiw, se debe romper la simetría

de gauge del potencial simpléctico mediante una condición de fijado de gauge, por ejemplo (3.7).

Vemos así que el número de vínculos que resultan del método de Faddeev-Jackiw es significativamente menor que el número de vínculos que se obtiene a partir del método de Dirac. Este hecho, en algunos casos, simplifica sustancialmente los cálculos produciendo los mismos resultados cuánticos.

#### IV. CUANTIFICACION A TRAVES DE LA INTEGRAL DE CAMINO Y METODO PERTURBATIVO

En esta sección, se implementará el método perturbativo para construir la diagramática en el contexto del formalismo de la integral de camino. Como el sistema que se está analizando tiene vínculos de primera y segunda clase, el camino más simple es proceder de acuerdo al método de FS [8]. Así, se asume que la función de partición para este modelo supersimétrico, con simetría de gauge  $U(1)$ , puede escribirse como sigue:

$$\begin{aligned} Z = & \int \prod \mathcal{D}(A_i) \mathcal{D}(P_A^i) \mathcal{D}(\phi^*) \mathcal{D}(P_\phi) \mathcal{D}(\psi) \mathcal{D}(P_\psi^*) \\ & \times \mathcal{D}(\bar{\psi}) \mathcal{D}(\Pi_\psi) \mathcal{D}(\psi) \mathcal{D}(\Pi_\psi) \delta(\Sigma) \delta(F) \det[\Sigma, F]^D \\ & \times \delta(\bar{\Omega}) \delta(\Omega) \det[\bar{\Omega}, \Omega]^P \exp \left\{ i \int d^3x \left[ \dot{A}_i P_A^i + \right. \right. \\ & \left. \left. + \dot{\phi} P_\phi + \dot{\phi}^* P_\phi^* + \dot{\bar{\psi}} \Pi_\psi + \dot{\psi} \bar{\Pi}_\psi - \mathcal{H}_T \right] \right\}, \quad (4.1) \end{aligned}$$

donde la densidad Hamiltoniana  $\mathcal{H}_T$  fue ya definida en (3.2). En la ecuación (4.1), la matriz unidimensional de elemento  $[\Sigma, F]^D$ , se escribe como sigue:

$$[\Sigma, F]^D = e \nabla^2 \delta(x - y) = \det[\Sigma, F]^D \neq 0, \quad (4.2)$$

como este determinante no depende de las variables de campo ni de los momentos canónicamente conjugados correspondientes, el mismo se incluye en el factor de normalización de la integral de camino. Lo mismo ocurre con el otro determinante que aparece en (4.1), construido con los vínculos de segunda clase, el cual tiene el valor:

$$\det[\bar{\Omega}, \Omega]^P = -i \gamma^0 \delta(x - y). \quad (4.3)$$

Como en otros casos de modelos Abelianos, este determinante no depende de los campos y va a la norma de la integral de camino (4.1). Si se hubiera utilizado el conjunto de vínculos que arroja el método de Faddeev-Jackiw, dado que no existen vínculos de segunda clase,

dicho determinante no aparece. Se obtendría así la misma expresión (4.1) para la función de partición.

Utilizando, en la ecuación (4.1), las funciones  $\delta(\bar{\Omega})$  y  $\delta(\Omega)$ , inmediatamente se realiza la integral de camino sobre  $\bar{\Pi}_\psi$  y  $\Pi_\psi$ , respectivamente. Consecuentemente, después de realizadas estas integraciones, la densidad Hamiltoniana  $\mathcal{H}_T$ , que aparece en la acción de la ecuación (4.1), pasa a ser  $\mathcal{H}_{can}$  (ver ecuación (3.2)).

Ahora, se puede utilizar la representación integral  $\delta(\Sigma) = \int \mathcal{D}\Lambda \exp(i \int d^3x \Lambda \Sigma)$ . Teniendo en cuenta la arbitrariedad del multiplicador  $\Lambda$  y siguiendo los pasos usuales, es posible reescalar la correspondiente variable de integración de manera tal de recobrar la densidad Hamiltoniana  $\mathcal{H}_{can}$  original.

Realizando las integrales Gaussianas sobre las variables momento remanentes, se encuentra la forma final de la función de partición (4.1):

$$Z = \int \mathcal{D}A_i \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\phi^* \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \delta(\partial_i A^i) \exp\left(i \int d^3x \mathcal{L}_{eff}\right), \quad (4.4)$$

donde  $\mathcal{L}_{eff}$  es la densidad Lagrangiana original, escrita en (2.2). Finalmente, utilizando el artificio de Faddeev-Popov, se pasa a un gauge covariante general escribiendo la condición de fijado de gauge de la siguiente forma:  $\partial_\mu A^\mu - c(x) \approx 0$ . De esta manera, se ve que la expresión final para la función de partición (4.4) es:

$$Z = \int \mathcal{D}A_i \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\phi^* \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \exp\left(i \int d^3x \mathcal{L}^*\right). \quad (4.5)$$

En esta ecuación, la funcional  $\mathcal{L}^*$  está dada por:

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L}_{eff} + \mathcal{L}_{fix}, \quad (4.6)$$

donde

$$\mathcal{L}_{fix} = \frac{\Lambda_A}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2. \quad (4.7)$$

Observando la ecuación (4.5), se puede ver que se obtuvo una forma conveniente para la función de partición, la cual, permite describir el problema cuántico en términos de una integral de camino sobre todos los campos dinámicos independientes del modelo:  $A_i$ ,  $\phi$ ,  $\phi^*$ ,  $\bar{\psi}$  y  $\psi$ . Este problema puede tratarse, ahora, utilizando la técnica diagramática en el contexto de la teoría perturbativa de la integral de camino. En principio, es correcto pasar de la integral de camino (4.5) a las reglas de Feynman para propagadores y vértices [9].

De esta manera, se reconocen las partes cuadráticas de la densidad Lagrangiana  $\mathcal{L}^*$  como representativas de

los propagadores y las partes restantes como representativas de los vértices. Consecuentemente,  $\mathcal{L}^*$  constituye la densidad Lagrangiana efectiva de este sistema anyonico y, además, puede ser particionada como sigue:

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L}^*(A_\mu) + \mathcal{L}^*(\phi^*, \phi) + \mathcal{L}^*(\bar{\psi}, \psi) + \mathcal{L}_{int}^*(A_\mu, \phi^*, \phi, \bar{\psi}, \psi). \quad (4.8)$$

Aquí, se ha denotado:

$$\mathcal{L}^*(A_\mu) = \frac{1}{2} A_\mu (D^{-1})^{\mu\nu} A_\nu, \quad (4.9a)$$

$$\mathcal{L}^*(\phi^*, \phi) = \phi^* P^{-1} \phi, \quad (4.9b)$$

$$\mathcal{L}^*(\bar{\psi}, \psi) = \bar{\psi} G^{-1} \psi, \quad (4.9c)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^*(A_\mu, \phi^*, \phi, \bar{\psi}, \psi) = & e^2 \phi^* A_\mu V^{\mu\nu} A_\nu \phi - \\ & - 2\pi\vartheta (\bar{\psi}\psi(\phi - \phi^*)\phi - \bar{\psi}(\phi - \phi^*)\psi\phi^*) \\ & + 2ie\phi^* A_\mu \partial^\mu \phi + e\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu \psi. \end{aligned} \quad (4.9d)$$

De la ecuación (4.9a) se obtiene el propagador  $D_{\mu\nu}(k)$ , en el espacio de los momentos, asociado al campo  $A_\mu$ . De esta manera, el propagador  $D_{\mu\nu}(r)$ , en el espacio de los momentos, puede evaluarse y se escribe:

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}(r) = & \frac{(-i)2\pi\vartheta}{e^2 \Lambda_A k^4} \left[ \left( \frac{ie^2}{2\pi\vartheta} \right) k_\mu k_\nu + \Lambda_A k^2 k^\rho \epsilon_{\mu\nu\rho} \right] = \\ = & \frac{k_\mu k_\nu}{\Lambda_A k^4} - \frac{2\pi i \vartheta}{e^2 k^2} k^\rho \epsilon_{\mu\nu\rho}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Finalmente, en las ecuaciones (4.9b) y (4.9c),  $P^{-1}$  y  $G^{-1}$  son los inversos de los propagadores asociados a los campos de materia anyonico bosónico y fermiónico, respectivamente. En el espacio de los momentos, estos propagadores están dados por:

$$P(l) = \frac{1}{l^2 - m^2}, \quad (4.11)$$

$$G(p) = \frac{-(\gamma \cdot p - m)}{p^2 - m^2}. \quad (4.12)$$

La ecuación (4.9d) es la parte de la densidad Lagrangiana que da cuenta de los vértices del modelo. Existen dos vértices de cuatro patas. La matriz  $V^{\mu\nu}$  ( $3 \times 3$ ) se escribe:

$$V^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Los otros vértices tienen tres patas, uno de los cuales contiene una derivada.

Se pueden escribir, ahora, las reglas de Feynman para propagadores y vértices:

(i) Propagadores: Se asocia al propagador  $D_{\mu\nu}(k)$ , del campo bosónico  $A_\mu$ , una línea ondulada conectando dos puntos genéricos



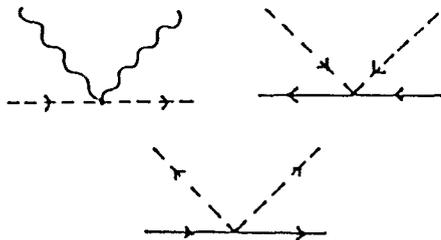
y a los propagadores usuales de los campos de materia bosónico,  $P(l)$ , y fermiónico,  $G(p)$ , una línea punteada y una continua, respectivamente,



(ii) Vértices: Se representa a los vértices de tres patas del modelo  $2ie\partial^\mu$  y  $e\gamma_\mu$ , como:



y a los vértices de cuatro patas  $e^2 V^{\mu\nu}$ ,  $2\pi\vartheta$  y  $-2\pi\vartheta$ , en la forma:



respectivamente.

Además, como es usual, se debe tener en cuenta un signo menos para todo loop fermiónico cerrado y otro signo menos para diagramas relacionados por el intercambio de dos líneas fermiónicas, internas o externas. Debe tenerse en cuenta también un factor combinatorio que corrija el doble conteo en el caso en que aparezcan partículas idénticas.

No se tratará, aquí, el problema de la regularización y la renormalización de este modelo. Sin embargo, utilizando las reglas de Feynman y las expresiones de los propagadores y vértices, se ve que se podría obtener una información completa acerca de la conducta perturba-

tiva. La estructura a un loop, al menos, podría estudiarse fácilmente analizando el grado superficial de divergencia de los correspondientes diagramas. Puede mostrarse que este modelo de gauge pertenece a la clase de teorías con sólo un número finito de diagramas divergentes. Así, el problema de la regularización y la renormalización se reduce al de una teoría super-renormalizable y puede resolverse con los métodos usuales.

Finalmente, se puede ver que cuando son adicionados términos en altas derivadas a la densidad Lagrangiana supersimétrica, el comportamiento ultravioleta de algunos propagadores puede ser mejorado.

## V. CONCLUSIONES

Se trató un modelo de gauge anyonico supersimétrico como un sistema Hamiltoniano vinculado y se realizó la cuantificación canónica. En este contexto, se encontraron los vínculos de primera clase asociados con la simetría de gauge del modelo. Se propuso una condición de fijado de gauge simple, compatible con las ecuaciones del modelo. Se comentó también el resultado que se obtiene si dicho modelo supersimétrico se trata en el marco del formalismo Lagrangiano simplético de Faddeev-Jackiw.

Luego, utilizando el método de cuantificación de la integral de camino, se escribió la función de partición. Teniendo en cuenta la condición de fijado de gauge se determinó la acción efectiva. Además, se obtuvieron las reglas de Feynman y la diagramática del modelo. Se mostró que el modelo anyonico supersimétrico puede ser tratado en el contexto del formalismo perturbativo. Todos los diagramas se obtienen conectando vértices y propagadores, como es usual.

El modelo tiene diferentes vértices; de tres y cuatro patas. La estructura de los vértices es una consecuencia directa de los acoplamientos en la densidad Lagrangiana supersimétrica.

Además, observando la diagramática, es posible concluir que el modelo pertenece a la clase de teorías super-renormalizables, debido a que tiene un número finito de diagramas divergentes.

## VI. REFERENCIAS

- 1 - Hlousek Z. and Spector D., *Nucl. Phys. B* **344**, 763 (1990).
- 2 - Foussats A., Manavella E., Repetto C.E., Zandron O.P. and Zandron O.S., *Int. J. Theor. Phys.* **35**, 1679 (1996).
- 3 - Polyakov A. M., *Mod. Phys. Lett. A* **3**, 325 (1988). Kogan I. I., *Phys. Lett. B* **262**, 83 (1991). Kogan I. I. and Semenov G. W., *Nucl. Phys. B* **368**, 718 (1992).
- 4 - L. Faddeev and R. Jackiw, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1692 (1988).
- 5 - J. Govaerts, *Int. Journal Mod. Phys. A* **5**, 3625 (1990).
- 6 - A. Foussats and O. S. Zandron, *Journal of Phys. A* **30**, L 513 (1997).
- 7 - A. Foussats, C. E. Repetto, O. P. Zandron and O. S. Zandron, *Annals of Physics* **267** (1998).
- 8 - Faddeev L.D., *Theor. Math. Phys.* **1**, 1 (1970). Senjanovic P., *Ann. Phys. (NY)* **100**, 227 (1976)
- 9 - 't Hooft G. and Veltman M. "Diagrammar", *Geneva: CERN* (1973).