SUPERSIMETRIA CONFORME Y EL FORMALISMO HAMILTONIANO DE PRIMER ORDEN

A.Foussats, C.Repetto, O.P. Zandron y O.S.Zandron
Facultad de Ciencias Exactas Ingeniería y Agrimensura, Universidad Nacional de Rosario, Av.Pellegrini 250, 2000 Rosario.

En el presente trabajo se desarrolla el formalismo canónico para la supergravedad conforme. Primeramente, se construye el formalismo canónico covariante (FCC) de primer orden, partiendo de la formulación Lagrangiana que provee el grupo de las transformaciones superconformes. A partir de los vínculos primarios que se obtienen de dicho formalismo se construye el Hamiltoniano total del sistema. Luego se pasa al formalismo en componentes haciendo la descomposición espacio-tiempo y finalmente se computan los vínculos de primera clase los cuales determinan todas las simetrías de medida del Hamiltoniano del sistema.

INTRODUCCION

Las propiedades de la supergravedad conforme como teoría de medida del grupo superconforme son conocidas desde hace tiempo [1]. Esta clase de teorías para la supergravedad, las cuales permiten contemplar simetrías internas del grupo U(N), están descriptas por una acción invariante bajo dos transformaciones supersimétricas locales. La supersimetría usual Q_α corresponde a la raíz cuadrada de la translación P_μ y la supersimetría S_α corresponde a la raíz cuadrada del "*conformal boosts* K_μ". Esto hace que la teoría contenga dos gravitinos, cada uno de ellos asociado a uno de los dos generadores supersimétricos Q_α y S_α. La supergravedad conforme tiene dos características fundamentales que no tienen las supergravedades basadas en el supergrupo de Poincaré. a) En la supergravedad conforme el álgebra de calibre cierra "*off shell*". Es decir, el conmutador entre dos operaciones de simetría local da nuevamente una simetría local sin necesidad de usar las ecuaciones de movimiento. No hay por lo tanto necesidad de introducir campos auxiliares. b) En la supergravedad basada en el supergrupo de Poincaré, es posible mostrar que la supersimetría local Q necesariamente conduce a la introducción de la gravedad en la teoría, dando así origen a la supergravedad. Esto no es así para la supersimetría local S en la supergravedad conforme. Este hecho que aparece en la supergravedad conforme muestra que la supersimetría local existe en un espacio-tiempo chato y permite concluir que la simetría bosón-fermión y las simetrías del espacio-tiempo son conceptos independientes. En dimensión D=4 es posible construir la supergravedad conforme en forma geométrica [2], utilizando el formalismo de variedades con estructura de grupo [3]. En dimensión D = 3, no es posible construir una densidad Lagrangiana teniendo en cuenta los principios constructivos que se utilizan en el formalismo geométrico sobre variedades. Esto se puede ver fácilmente teniendo en cuenta que los campos que intervienen en la supergravedad conforme están graduados en Z_∞ y, como se mostró en Ref.[4], la acción para la supergravedad conforme en D=3 está dada por un término de Chern-Simons. Dado las características diferentes que presentan los dos casos arriba mencionados, es de interés el estudio del formalismo canónico en dichas dimensiones. Además, desde el punto de vista cuántico y en particular la dimensión D = 3, tiene interés en la determinación de relaciones de conmutación para las conexiones integradas, las cuales definen una representación cuántica [6,7,8]. Por otra parte, como es sabido, el estudio y el análisis de teorías invariantes conformes en dimensión D = 3 trasciende el campo de la supersimetría y la supergravedad. Por lo expuesto, en este trabajo se desarrollará brevemente el formalismo canónico para ambos casos y se estudiarán los vínculos de primera clase, los cuales permiten entre otras cosas, definir todas las simetrías de calibre del Hamiltoniano del sistema.

SUPERGRAVEDAD CONFORME EN DIMENSION D = 4

Para construir el FCC en dimensión D = 4 partimos del formalismo Lagrangiano desarrollado en Ref.[2]. El supergrupo G de la variedad es el grupo asociado a la superálgebra conforme. La superálgebra conforme contiene 24 generadores: P_a, M_{ab}, K_a, D, A, Q_α y S_α. Las componentes en la base holónoma de los correspondientes siete campos de calibre (1-formas) μ^A (A índice compuesto) se escriben:

$$\mu^A_\upsilon = V^a_\upsilon P_a + \omega^{ab} M_{ab} + \xi^\alpha_\upsilon A_\alpha + \\ + K^a_\upsilon K_a + D_\upsilon D + A_\upsilon A + \bar{\varphi}^\alpha_\upsilon S_\alpha \tag{2.1}$$

donde: V^a (tetrada), ω^{ab} (conexión spinorial), ξ (gravitino-Q), K^a (campo de calibre conforme), D (dilatón), A (axión) y φ (gravitino-S o gravitino conforme). Los campos físicos de la teoría son: $V^a{}_\upsilon$ (spin 2), $\xi^\alpha{}_\upsilon$ (spin 3/2) y A_υ (spin 1). La elección del subgrupo bosónico de calibre exacto $H \subset G$ no es única. La elección más conveniente es parametrizar la fibra H del fibrado principal G con los campos bosónicos ω^{ab}, D y A (los tres graduados en Z_∞ con grado cero). En estas condiciones se puede mostrar que la densidad Lagrangiana que conduce a las ecuaciones correctas de la supergravedad conforme es lineal en las curvaturas $R^A(\mu)$ y consta de tres partes:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}\text{ (cohomológico)} + \\ + \mathcal{L}\text{ (Maxwell)} + \mathcal{L}\text{ (vínculos)}. \tag{2.2}$$

La parte $\mathcal{L}$ (cohom) es la puramente geométrica; $\mathcal{L}$ (Maxwell) contiene dos 0-formas (tensores de Lorentz) necesarias por razones de rehonomía [2], y $\mathcal{L}$ (vínculos) contiene dos 1-formas como multiplicadores de Lagrange: t^{ab} (tensor bosónico de Lorentz) y λ (espinor de Majorana). Esta última parte del Lagrangiano es necesaria para obtener las ecuaciones de vínculos correctas de la supergravedad conforme, en un formalismo de primer orden. El método constructivo que permite obtener la densidad Lagrangiana (2.2) fue desarrollado en Ref.[2]. Es posible mostrar que esta densidad Lagrangiana lineal en las curvaturas, es equivalente a la densidad Lagrangiana cuadrática en las curvaturas primeramente propuesta en Ref. [1]. La ecuación (2.2) constituye el punto de partida para construir nuestro FCC de primer orden el cual contiene once campos independientes. Siguiendo los pasos dados en Refs.[9,10], primero se calculan los impulsos canónicos conjugados correspondientes a los 11 campos independientes del sistema en cuestión. Los impulsos se definen formalmente mediante la ecuación:

$$\pi_A = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta(d\mu^A)} \tag{2.3}$$

A partir de ellos se escribe el conjunto de vínculos primarios del sistema, los cuales resultan ser:

$$\begin{aligned}
\Phi_{ab}(\omega) &= \pi_{ab}(\omega) \approx 0 \\
\Phi_a(V) &= \pi_a(V) - (\omega^{bc} \wedge K^d + t^{bc} \wedge V^d)\, \varepsilon_{abcd} + \\
&\quad + (1/2)\, \bar{\lambda} \wedge \gamma_5\, \gamma_a\, \xi \approx 0 \\
\Phi_a(K) &= \pi_a(K) - \omega^{bc} \wedge V^d\, \varepsilon_{abcd} \approx 0 \\
\Phi\,(A) &= \pi\,(A) + (1 - (y/3)\, [(3/4)\, i\, \xi \wedge \varphi + \\
&\quad + (3/8)\, F^{ab}\, V^c \wedge V^d\, \varepsilon_{abcd}] - iy\, V^a \wedge K_a \approx 0 \\
\Phi\,(D) &= \pi\,(D) - (1/2\, (1 + y)\, [\xi \wedge \gamma_5\, \varphi - \\
&\quad - G^{ab}\, V^c \wedge V^d\, \varepsilon_{abcd}] \approx 0 \\
\Phi\,(\xi) &= \pi\,(\xi) - \gamma_5\, \gamma_a\, \xi \wedge K^a - \\
&\quad - \gamma_5\, \gamma_a\, \lambda \wedge V^a \approx 0 \\
\Phi\,(\varphi) &= \pi\,(\varphi) + \gamma_5\, \gamma_a\, \varphi \wedge V^a \approx 0 \\
\Phi_{ab} &= \tau_{ab}(F) \approx 0 \\
\Phi\,(\lambda) &= \theta\,(\lambda) \approx 0 \\
\Phi_{ab} &= \tau_{ab}(G) \approx 0 \\
\Phi_{ab}\,(t) &= \theta_{ab}\,(\lambda) \approx 0\,.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Es fácil mostrar que los vínculos primarios (2.4) son de segunda clase y que en el FCC no hay vínculos secundarios. El Hamiltoniano total H_T (ver [9]) es una cantidad dinámica de primera clase y se define:

$$H_T = H_{can} + \Lambda^A(\tilde{\mu}) \wedge \Phi_A(\tilde{\mu}) \tag{2.5}$$

donde $\tilde{\mu}$ toma los 11 valores

$$\tilde{\mu}^A = (\mu^A, F^{ab}, G^{ab}, t^{ab}, \lambda)$$

y $\Lambda^A(\tilde{\mu})$ son adecuados multiplicadores de Lagrange a determinar.

El Hamiltoniano canónico H_{can} se define:

$$H_{can} = d\tilde{\mu}^A \wedge \tilde{\pi}_A - \mathcal{L}(\tilde{\mu}) \tag{2.6}$$

y resulta:

$$
\begin{aligned}
H_{can} = {} & \omega^{ae} \wedge \omega_e^b \wedge V^c \wedge H^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - 2\, V^a \wedge V^b \wedge K^c \wedge K^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - \xi \wedge \sigma^{ab} \varphi \wedge V^c \wedge K^d \, \varepsilon_{abcd} + \\
& + y\, \xi \wedge \gamma_5\, \varphi \wedge V^a \wedge K_a - \\
& - (1/2)\, (1-y)\, \xi \wedge \gamma_5\, \varphi \wedge \xi \wedge \varphi + \\
& + (1/4)\, \omega_{ab} \wedge \xi \wedge \gamma^c \xi \wedge K^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - (1/4)\, \omega^{ab} \wedge \bar{\varphi} \wedge \gamma^c \varphi \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} + \\
& + (3/4)\, i\, A \wedge \xi \wedge \gamma_b\, \xi \wedge K^b + \\
& + (3/4)\, i\, A \wedge \bar{\varphi} \wedge \gamma_b\, \varphi \wedge V^b + \\
& + 2\, \bar{\varphi} \wedge \gamma_5\, \sigma_{ab}\, \xi \wedge V^a \wedge K^b - \\
& - (1/8)\, (1-y) \xi \wedge \sigma_{ab} \xi \wedge \bar{\varphi} \wedge \sigma_{cd} \varphi \, \varepsilon^{abcd} - \\
& - [(1/32)(1-y/3) F_{ab}F^{ab} + (1/24)(1+y) G_{ab}G^{ab}] \, . \\
& .\, V^c \wedge V^d \wedge V^e \wedge V^f \, \varepsilon_{cdef} + \\
& + (3/8)\, i\, (1-y/3)\, F^{ab}\, \xi \wedge \gamma_5\, . \\
& \qquad .\, \varphi \wedge V^c \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - (1/2)\, (1+y)\, G^{ab}\, [(1/2)\, \xi \wedge \varphi + \\
& + 2\, V^e \wedge K_e] \wedge V^c \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} + \\
& + \omega^{ae} \wedge V_e \wedge t^{bc} \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - D \wedge V^a \wedge t^{bc} \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} + \\
& + (1/4)\, \xi \wedge \gamma^a\, \xi \wedge t^{bc} \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} + \\
& + (1/4)\, \omega^{ae} \wedge \bar{\lambda} \wedge \gamma^c\, \xi \wedge V^d \, \varepsilon_{abcd} - \\
& - D \wedge \xi \wedge \gamma_5 \gamma_a \lambda \wedge V^a - \\
& - (1/8)\, \bar{\lambda} \wedge \gamma_5 \gamma_a\, \xi \wedge \xi \wedge \gamma^a\, \xi + \\
& + (3/4)\, i\, A \wedge \xi \wedge \gamma_a\, \lambda \wedge V^a + \\
& + \bar{\varphi} \wedge \gamma_5\, \gamma_a\, \gamma_b\, \lambda \wedge V^a \wedge V^b
\end{aligned}
\qquad (2.7)
$$

En el FCC las ecuaciones de movimiento se obtienen a partir de la ecuación:

$$d\Phi_A = (\Phi_A \, , \, H_T) + \partial\Phi_A \approx 0 \qquad (2.8)$$

Esta ecuación es la manera de expresar en forma covariante lo que en una teoría Hamiltoniana en componentes es la condición de preservación débilmente cero (≈ 0) de la derivada temporal de los vínculos.

Con la finalidad de hallar explícitamente el conjunto de vínculos de primera clase, es necesario hacer la descomposición espacio-tiempo en la variedad para poder hallar el Hamiltoniano usual del sistema como generador de evoluciones temporales. Esto se lleva a cabo haciendo:

$$\int H_T = \int dx^o \wedge \tilde{\mathcal{H}} \qquad (2.9)$$

donde la 3-forma $\tilde{\mathcal{H}}$ está dada por:

$$
\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{H}} = \int [\, & (1/2)\, \omega_0^{ab}\, \mathcal{H}_{ab}(x) + L_0^a\, \mathcal{H}_a^V(x) + \\
& + K_0^a\, \mathcal{H}_a^K(x) + \xi_0\, \mathcal{H}^\xi(x) + \bar{\varphi}_0\, \mathcal{H}^\varphi(x) + \\
& + A_0\, \mathcal{H}^A(x) + D_0\, \mathcal{H}^D(x) + \\
& + t_0^{ab}\, h_{ab}(x) + \bar{\lambda}_0\, h(x) \,]\, d^3x
\end{aligned}
\qquad (2.10)
$$

Se considera una hipersuperficie Σ de M^4 de tipo espacial y se hacen las siguientes prescripciones sobre los vínculos primarios (2.4) proyectados sobre dicha hipersuperficie:

$$\Phi_A(\mu)_{|\Sigma} \approx 0 \quad \text{para todo A} \qquad (2.11)$$

De esta manera, los vínculos de primera clase quedan determinados por las siguientes ecuaciones:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}_{ab}(x)\, d^3x = [\, & \text{ec. de mov.} + [\Phi_a(V)\wedge V_b - \\
& - \Phi_b(V)\wedge V_a] + [\Phi_a(K)\wedge K_b - \\
& - \Phi_b(K)\wedge k_a] + 2(\omega_a^c\wedge\Phi_{cb} - \omega_b^c\wedge\Phi_{ca}) - \\
& - \xi\wedge\sigma_{ab}\Phi(\xi) - \bar{\varphi}\wedge\sigma_{ab}\Phi(\varphi)]_{|\Sigma} \approx 0
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}_a^L(x)\, d^3x = [\, & \text{ec. de mov.} - \omega_a^b\wedge\Phi_b(V) + \\
& + D\wedge\Phi_a(V) - 4K^b\wedge\Phi_{ab} + \\
& + 2K_a\wedge\Phi(D) - \bar{\varphi}\wedge\gamma_a\, \Phi(\xi)]_{|\Sigma} \approx 0
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}_a^K(x)\, d^3x = [\, & \text{ec. de mov.} + \omega_a^b\wedge\Phi_b(K) - \\
& - D\wedge\Phi_a(K) - 4V^b\wedge\Phi_{ab} - \\
& - 2V_a\wedge\Phi(D) + \xi\wedge\gamma_a\, \Phi(\varphi)]_{|\Sigma} \approx 0
\end{aligned}
$$

$$\mathcal{H}^{L}_a(x)\, d^3x = [\text{ ec. de mov. } - \omega_a^b\wedge\Phi_b(V) + D\wedge\Phi_a(V) - 4K^b\wedge\Phi_{ab} + 2K_a\wedge\Phi(D) - \varphi\wedge\gamma_a\,\Phi(\xi)]_{|\Sigma} \approx 0$$

$$\mathcal{H}^{K}_a(x)\, d^3x = [\text{ ec. de mov. } + \omega_a^b\wedge\Phi_b(K) - D\wedge\Phi_a(K) - 4V^b\wedge\Phi_{ab} - 2V_a\wedge\Phi(D) + \xi\wedge\gamma_a\,\Phi(\varphi)]_{|\Sigma} \approx 0$$

$$\mathcal{H}_\xi(x)d^3x = [\text{ ec. de mov.} +(1/2)\gamma^a\,\xi\wedge\Phi_a(V) + (1/2)\,\varphi\wedge\Phi(D) - \sigma_{ab}\varphi\wedge\Phi_{ab} + [(D/2)+(1/2)\omega^{ab}\sigma_{ab}-(3/4)i\gamma_5 A]\wedge\Phi(\xi) - i\gamma_5\varphi\wedge\Phi(A) - \gamma_a K^a\wedge\Phi(\varphi)]_{|\Sigma} \approx 0$$

$$\mathcal{H}_\varphi\, d^3x = [\text{ ec. de mov. } - (1/2)\gamma^a\varphi\wedge\Phi_a(K) - (1/2)\,\xi\wedge\Phi(D) - \sigma_{ab}\xi\wedge\Phi_{ab} - [(D/2)-\omega^{ab}\sigma_{ab}/2-(3/4)i\gamma_5 A]\wedge\Phi(\varphi) + i\gamma_5\xi\wedge\Phi(A) + \gamma_a V^a\wedge\Phi(\xi)\Big]_{|\Sigma} \approx 0$$

$$\mathcal{H}^D(x)\, d^3x = - D\pi(D) \approx 0$$

$$\mathcal{H}^A(x)\, d^3x = - D\pi(A) \approx 0$$

$$h_{ab}(x)\, d^3x = [\text{ec. de mov. }]_{|\Sigma} \approx 0$$

$$h\,(x)\, d^3x = [\text{ec. de mov. }]_{|\Sigma} \approx 0 \qquad (2.12)$$

donde:

$$D\pi(D) = d\pi(D) + V^a\wedge\pi_a(V) - K^a\wedge\pi_a(K) - (1/2)\,\varphi\wedge\pi(\varphi) + (1/2)\,\xi\wedge\pi(\xi)$$

$$D\pi(A) = d\pi(A) + (3/4)\, i\,\varphi\wedge\gamma_5\pi(\varphi) - (3/4)\, i\xi\wedge\gamma_5\pi(\xi).$$

$$(3.13)$$

No hemos escrito explícitamente las ecuaciones de movimiento debido a su extensión. Se demuestra que los vínculos definidos en (2.12) son de primera clase. El pasaje al formalismo de segundo orden se completa tomando $R^a(v) = 0$ y $\gamma^\mu R_{\mu\upsilon}(Q) = 0$. Así se obtiene una densidad Lagrangiana la cual sólo es función de los campos físicos V^a, ξ y A y contiene términos en altas derivadas. Partiendo de ella se construye el formalismo canónico de segundo orden.

SUPERGRAVEDAD CONFORME EN DIMENSION D = 3

En este caso no hay posibilidad de construir una 3-forma con peso conforme correcto con un término que contenga la curvatura de Riemann Rab, y que verifique los principios constructivos de la formulación de supergravedades en variedades con estructura de grupo. Es así que la densidad Lagrangiana para la supergravedad conforme es un término de Chern-Simons [4] y el término que contiene la curvatura de Riemann está dado por $R^{ab}\wedge\,\omega_{ab}$. En Ref.[4] para construir la acción en D = 3 se parte de la acción invariante de Pontryagin bilineal en las curvaturas:

$$I = \int \gamma_{AB}\, R^A\wedge R^B \qquad (3.1)$$

donde A,B son índices compuestos y γ_{AB} es la supersimétrica de Killing del grupo Osp (4/1). Dado que la variación de la acción (3.1) se anula, ella se puede escribir como la derivada total exterior de una 3-forma, siendo ésta una buena candidata para describir la supergravedad conforme en D = 3. Partiremos entonces considerando la siguiente densidad Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \gamma_{AB}\, R^B\wedge\mu^A + (1/6)\, f_{ABC}\,\mu^c\wedge\mu^B\wedge\mu^A \qquad (3.2)$$

donde el tensor totalmente antisimétrico f_{ABC} está relacionado con la métrica simétrica de Killing γ_{AB} mediante las constantes de estructura del superálgebra conforme:

$$f_{ABC} = \gamma_{AD}\, f^D_{BC} \qquad (3.3)$$

Las curvaturas se definen:

$$R^B = d\mu^B - (1/2)\, f^B_{CD}\,\mu^D\wedge\mu^C \qquad (3.4)$$

Los campos de calibre (1-formas) en este caso son seis $\mu^A = (\omega^{ab}, V^a, \xi^\alpha, K^a, D, \varphi^\alpha)$. Escribiendo explícitamente (3.2) resulta:

$$\mathcal{L} R^{ab} \wedge \omega_{ab} + (1/3)\, \omega^{ab} \wedge \omega^{c}_{b} \wedge \omega^{a}_{c} -$$
$$- 2R(D) \wedge D + 4R^{a}(K) \wedge V_a +$$
$$+ 4R^{a}(V) \wedge K_a - 8\bar{\rho}(\varphi) \wedge \xi - 8\bar{\rho}(\xi) \wedge \varphi +$$
$$+ 4\, \omega^{ab} \wedge V_a \wedge K_b - 4\, K^{a} \wedge V_a \wedge D +$$
$$+ 4\bar{\varphi} \wedge \xi \wedge D - 2\bar{\varphi} \wedge \tau_{ab}\, \xi \wedge \omega^{ab} -$$
$$- 4\bar{\varphi} \wedge \tau_a\, \varphi \wedge V^{a} + 4\bar{\xi} \wedge \tau_a \xi \wedge K^{a} . \qquad (3.5)$$

A diferencia del caso D = 4, aquí el campo "*chiral*" A está ausente debido a que en este caso no hay transformaciones de rotaciones "*chirales*". En el trabajo utilizamos las matrices τ^a de pseudo-Pauli [7]. Partiendo de (3.2) el FCC se construye en forma análoga al caso anterior y los vínculos primarios resultan $\Phi_A = \pi_A - \gamma_{CA}\mu^C \approx 0$, explícitamente:

$$\begin{aligned} \Phi^{ab} &= \pi^{ab} - \omega^{ab} \approx 0 \\ \Phi^{a}(V) &= \pi^{a}(V) - 4K^{a} \approx 0 \\ \Phi(\xi) &= \pi(\xi) + 8\varphi \approx 0 \\ \Phi(D) &= \pi(D) + 2D \approx 0 \\ \Phi^{a}(K) &= \pi^{a}(K) - 4V^{a} \approx 0 \\ \Phi(\varphi) &= \pi(\varphi) + 8\xi \approx 0 \end{aligned} \qquad (3.6)$$

Utilizando las reglas de los "*form-bracket*" [9] se muestra que:

$$(\Phi_A , \Phi_B) = - (-1)^{|A|}\, 2\, \gamma_{AB} ,$$

o sea que los vínculos primarios (3.6) son de segunda clase.

El Hamiltoniano canónico resulta:

$$\begin{aligned} H_{can} &= d\mu^{A} \wedge \pi_A - \mathcal{L} = \\ &= (1/3)\, f_{ABC}\, \mu^{C} \wedge \mu^{B} \wedge \mu^{A} . \end{aligned} \qquad (3.8)$$

con el cual se construye el Hamiltoniano total (2.5) para este caso.

Computando explícitamente los "*form-brackets*" que aparecen en (2.8), en dimensión D = 3 resulta:

$$d\Phi_A = - 2\, \gamma_{AB}\, R^{B} \approx 0 . \qquad (3.9)$$

Ahora se debe relizar la descomposición espacio-tiempo (2+1) del Hamiltoniano H_T dado en (2.5). Para el caso D = 3 se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \int [&(1/2)\, \omega_0^{ab}\, \mathcal{H}_{ab}(x) + L_0^{a}\, \mathcal{H}_a(x) + \\ &+ K_0^{a}\, \mathcal{H}^{K}_a(x) + \bar{\xi}_0\, \mathcal{H}^{\xi}(x) + \\ &\bar{\varphi}_0\, \mathcal{H}^{\varphi}(x) + D_0\, \mathcal{H}^{D}(x)]\, d^2x . \end{aligned} \qquad (3.10)$$

Haciendo prescripciones análogas a las (2.11), resultan las siguientes expresiones para los vínculos de primera clase:

$\mathcal{H}_{ab}(x)\, d^2x = -\{2\, R_{ab}$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

$\mathcal{H}^{L}_a(x)\, d^2x = -\{8\, R_a(K)$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

$\mathcal{H}^{K}_a(x)\, d^2x = -\{8\, R^{b}$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

$\mathcal{H}^{\xi}(x)\, d^2x = \{16\, \rho(\varphi)$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

$\mathcal{H}^{\varphi}(x)\, d^2x = \{16\, \rho(\xi)$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

$\mathcal{H}^{D}(x)\, d^2x = -\{4\, R^{(D)}$ + Comb. lineal de los vínc. $\Phi_A\}_{|\Sigma} \approx 0$

El pasaje al formalismo de segundo orden se completa considerando las ecuaciones de movimiento de la supergravedad conforme en 3-dimensiones como vínculos fuertes. Además se muestra facilmente que en segundo orden el formalismo resulta independiente de los campos K^a, φ y D, y sólo depende de los campos físicos V^a y ξ. La construcción es análoga al caso D = 4. Un desarrollo más detallado del formalismo Hamiltoniano de segundo orden será presentado en un trabajo en preparación [5].

REFERENCIAS

1. M.Kaku, P.K.Townsend and P. van Nieuwen-

huizen, Phys.Rev. D17 (1978) 3179.
2. L.Castellani, P.Fré and P.van Nieuwenhuizen, Annals of Phys. 136 (1981) 398.
3. Y.Neéman and T.Regge, Phys.Lett. 74B (1978) 31.
L.Castellani, R.D'Auria and P.Fré: *Supersymmetry and Supergravity 1983*, Ed.B.Milewsky (Singapore: World Scientific 1983).
4. P.van Nieuwenhuizen, Phys.Rev. D32 (1985) 872.
5. A.Foussats, C.Repetto, O.P.Zandron y O.S.Zandron. en preparación (1991).
6. E.Witten, Nucl.Phys. B311 (1989) 46.
7. J.E.Nelson and T.Regge, Nucl.Phys. B328 (1989) 190.
8. J.E.Nelson, T.Regge and F.Zertuche, Nucl.Phys. B339 (1990) 516.
9. A.Foussats and O.Zandron, Int.Journal Of M.Phys. A5 (1990) 725.
10. A.Foussats and O.Zandron, Phys.Rev. D43 (1991) 1883.