

**ELEMENTOS DE LA TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS**  
**NOTAS SOBRE LOS GRUPOS DE LORENTZ Y DE**  
**POINCARÉ**

H. FALOMIR  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS - UNLP

1. EL GRUPO DE LORENTZ

El espacio de Minkowski,  $\mathbf{M}_4$ , es un espacio real pseudo - euclídeo de signatura  $(1, 3)$ . Las coordenadas que distintos **observadores inerciales** asignan a un mismo punto de  $\mathbf{M}_4$  están relacionadas por transformaciones lineales que preservan el **intervalo**

$$(1.1) \quad s^2 = (x^0)^2 - x^i x^i = (\bar{x}^0)^2 - \bar{x}^i \bar{x}^i.$$

En términos de la **métrica** del espacio,  $g = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$ , el intervalo se escribe

$$(1.2) \quad s^2 = x^t g x = g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu = \\ \bar{x}^t g \bar{x} = g_{\mu\nu} \bar{x}^\mu \bar{x}^\nu.$$

La relación entre las coordenadas está dada por la transformación lineal

$$(1.3) \quad \bar{x} = Lx,$$

o bien, en componentes,

$$(1.4) \quad \bar{x}^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu,$$

donde los elementos de matriz  $\Lambda^\mu_\nu$  son reales. La invarianza del intervalo implica que las matrices  $L$  preservan la métrica  $g$ ,

$$(1.5) \quad L^t g L = g \implies g_{\mu\nu} \Lambda^\mu_\alpha \Lambda^\nu_\beta = g_{\alpha\beta}.$$

Esto significa que el grupo de Lorentz<sup>1</sup> es lo que antes hemos llamado grupo pseudo-ortogonal  $O(1, 3)$ .

---

actualizado el 2 de marzo de 2018.

<sup>1</sup>Hendrik Antoon Lorentz (1853 - 1928).

La relación (1.5) implica que el determinante de las matrices  $L$  sólo puede tomar los valores

$$(1.6) \quad \det L = \pm 1.$$

Dado que todo grupo de matrices es un grupo de Lie, sus elementos son funciones continuas de los parámetros del grupo. En consecuencia, un cambio de signo del determinante en (1.6) no puede ser producto de la variación de un parámetro continuo. De ello resulta que *la variedad del grupo de Lorentz es no conexa*. Si  $\det L = +1$  ( $-1$ ) la transformación  $L$  se dice **propia** (**impropia**).

Además, de (1.5) surge que

$$(1.7) \quad g_{\mu\nu}\Lambda^{\mu}_0\Lambda^{\nu}_0 = g_{00} \implies (\Lambda^0_0)^2 - \Lambda^i_0\Lambda^i_0 = 1.$$

En consecuencia,  $(\Lambda^0_0)^2 \geq 1$ , y las transformaciones son llamadas **ortócronas** si  $\Lambda^0_0 \geq 1$ , o bien **no ortócronas** para  $\Lambda^0_0 \leq -1$ . Tampoco aquí es posible pasar de unas a otras mediante la variación de un parámetro continuo.

Por lo tanto, el grupo de Lorentz está constituido por cuatro componentes desconectadas entre sí, caracterizadas por los signos de  $\det L$  y de  $\Lambda^0_0$ . De ellas, sólo la parte conexa que contiene a la identidad forma un subgrupo (invariante<sup>2</sup>), llamado **subgrupo propio ortócrono** y denotado por  $\mathcal{L}^{\uparrow}_+$ . Téngase en cuenta que  $\det \mathbf{1}_4 = 1$  y  $\mathbf{1}^0_0 = 1$ .

Las otras componentes corresponden a los *cosets* que se obtienen de  $\mathcal{L}^{\uparrow}_+$ . La transformación de **paridad**,

$$(1.8) \quad P = \text{diag}(1, -1, -1, -1),$$

que cambia el signo de las coordenadas espaciales y satisface

$$(1.9) \quad \det P = -1, P^0_0 = 1, P^2 = \mathbf{1}_4,$$

es una transformación *impropia ortócrona* con la que se construye el coset  $\mathcal{L}^{\uparrow}_- = P\mathcal{L}^{\uparrow}_+$ .

La **inversión temporal**,

$$(1.10) \quad T = \text{diag}(-1, 1, 1, 1),$$

---

<sup>2</sup>En efecto, si  $L_0 \in \mathcal{L}^{\uparrow}_+$ , existe una curva sobre el grupo que la conecta de manera continua con la identidad  $\mathbf{1}_4$ . Entonces,  $\forall L \in \mathcal{L}$ ,  $LL_0L^{-1}$  se conecta con continuidad con  $L\mathbf{1}_4L^{-1} = \mathbf{1}_4$  y, en consecuencia,  $LL_0L^{-1} \in \mathcal{L}^{\uparrow}_+$ .

que satisface

$$(1.11) \quad \det T = -1, T_0^0 = -1, T^2 = \mathbf{1}_4,$$

es una transformación *impropia no ortócrona* con la que se construye el coset  $\mathcal{L}_-^\downarrow = T\mathcal{L}_+^\uparrow$ .

Finalmente, el producto  $PT = TP = -\mathbf{1}_4$  es una transformación *propia no ortócrona*, con la que se obtiene el coset  $\mathcal{L}_+^\downarrow = PT\mathcal{L}_+^\uparrow$ .

El subgrupo propio ortócrono contiene transformaciones que corresponden a *rotaciones en el espacio*,

$$(1.12) \quad L = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & R & & \\ 0 & & & \end{pmatrix}, \text{ con } R \in SO(3).$$

En efecto, puesto que  $R^t R = \mathbf{1}_3$ , es evidente que  $L^t g L = g$ , mientras que

$$(1.13) \quad \det L = \det R = 1, L_0^0 = 1.$$

El subgrupo  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  también contiene *boosts* o transformaciones de Lorentz propiamente dichas. Por ejemplo, para

$$(1.14) \quad \begin{aligned} \bar{x}^0 &= x^0 \cosh \alpha + x^1 \sinh \alpha \\ \bar{x}^1 &= x^0 \sinh \alpha + x^1 \cosh \alpha \\ \bar{x}^2 &= x^2 \\ \bar{x}^3 &= x^3, \end{aligned}$$

tenemos la matriz

$$(1.15) \quad L = \begin{pmatrix} \cosh \alpha & \sinh \alpha & 0 & 0 \\ \sinh \alpha & \cosh \alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

para la cual  $\det L = \cosh^2 \alpha - \sinh^2 \alpha = 1$  y  $L_0^0 = \cosh \alpha \geq 1$ , y que también satisface  $L^t g L = g$ . El parámetro  $\alpha$  está relacionado con  $v$ , velocidad relativa de los observadores inerciales en la dirección del eje  $x^1$ , por

$$(1.16) \quad \cosh \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \sinh \alpha = \frac{v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Nótese que esa matriz no es una función periódica del parámetro  $\alpha \in \mathbb{R}$ , lo que corresponde al hecho de que *el grupo de Lorentz es no compacto*.

2. ÁLGEBRA DE LIE DEL SUBGRUPO PROPIO ORTÓCRONO  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ 

Las matrices próximas de la identidad tienen la forma

$$(2.1) \quad L = \mathbf{1}_4 + \varepsilon \implies \Lambda^\mu{}_\nu = \delta^\mu{}_\nu + \varepsilon^\mu{}_\nu;$$

reemplazando esta expresión en (1.5) se obtiene

$$(2.2) \quad g_{\mu\nu} + g_{\alpha\nu}\varepsilon^\alpha{}_\mu + g_{\mu\beta}\varepsilon^\beta{}_\nu + \mathcal{O}(\varepsilon^2) = g_{\mu\nu},$$

de donde resulta que el producto  $g\varepsilon$  es una matriz antisimétrica.

Definiendo  $\varepsilon_{\mu\nu} := g_{\mu\alpha}\varepsilon^\alpha{}_\nu$ , y teniendo en cuenta que  $g_{\mu\nu}$  es simétrico, de la anterior ecuación tenemos<sup>3</sup>

$$(2.4) \quad \varepsilon_{\mu\nu} + \varepsilon_{\nu\mu} = 0.$$

En consecuencia, el álgebra de Lie está generada por  $(4^2 - 4)/2 = 6$  generadores, de modo que  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  es un grupo de Lie de dimensión 6.

Para determinar las constantes de estructura sería necesario elegir una base para el espacio de las matrices reales antisimétricas de  $4 \times 4$ , multiplicarlas a izquierda por  $g^{-1} = g$  y calcular los conmutadores de los generadores resultantes (hacer como ejercicio).

Alternativamente, daremos una realización de esos generadores en términos de operadores diferenciales en las coordenadas del espacio - tiempo. Para ello consideremos la diferencia

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \bar{x}^\mu - x^\mu &= \varepsilon^\mu{}_\beta x^\beta + \mathcal{O}(\varepsilon^2) = \varepsilon^\alpha{}_\beta x^\beta (\partial_\alpha x^\mu) + \mathcal{O}(\varepsilon^2) = \\ &= \frac{1}{2}\varepsilon^{\alpha\beta} (x_\beta \partial_\alpha - x_\alpha \partial_\beta) x^\mu + \mathcal{O}(\varepsilon^2) = \frac{i}{2}\varepsilon^{\alpha\beta} \hat{L}_{\alpha\beta} x^\mu + \mathcal{O}(\varepsilon^2), \end{aligned}$$

donde los operadores diferenciales

$$(2.6) \quad \hat{L}_{\alpha\beta} = i(x_\alpha \partial_\beta - x_\beta \partial_\alpha) = -\hat{L}_{\beta\alpha}$$

son hermíticos y antisimétricos en su par de índices. De ese modo, la transformación que sufre el vector de coordenadas también puede ser descrita por

$$(2.7) \quad \bar{x} = \left( 1 + \frac{i}{2} \varepsilon^{\alpha\beta} \hat{L}_{\alpha\beta} + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \right) x.$$

---

<sup>3</sup>Evidentemente,  $g(g\varepsilon)g = \varepsilon g$  es también una matriz antisimétrica. En efecto, si  $\varepsilon^{\mu\nu} := \varepsilon^\mu{}_\alpha g^{\alpha\nu}$ , donde  $g^{\alpha\mu} := (g^{-1})_{\alpha\mu}$  (con  $g^{-1} = g$ ), resulta que

$$(2.3) \quad \varepsilon^{\mu\nu} + \varepsilon^{\nu\mu} = 0.$$

Tomando los conmutadores de los generadores así representados se obtienen las constantes de estructura del grupo  $SO(1, 3)$ ,

$$(2.8) \quad \left[ \hat{L}_{\mu\nu}, \hat{L}_{\rho\sigma} \right] = ig_{\nu\rho} \hat{L}_{\mu\sigma} - ig_{\mu\rho} \hat{L}_{\nu\sigma} - ig_{\nu\sigma} \hat{L}_{\mu\rho} + ig_{\mu\sigma} \hat{L}_{\nu\rho}.$$

En particular, considerando la subálgebra correspondiente a índices espaciales tenemos

$$(2.9) \quad \left[ \hat{L}_{ij}, \hat{L}_{kl} \right] = -i\delta_{jk} \hat{L}_{il} + i\delta_{ik} \hat{L}_{jl} + i\delta_{jl} \hat{L}_{ik} - i\delta_{il} \hat{L}_{jk},$$

en la que se reconoce el álgebra de Lie de  $SO(3)$ .

Puede darse a la operación en el álgebra de Lie de  $SO(1, 3)$  un aspecto más familiar redefiniendo los generadores como

$$(2.10) \quad \hat{L}_i = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} \hat{L}_{jk} \quad \left( \implies \hat{L}_{ij} = \epsilon_{ijk} \hat{L}_k \right)$$

$$\hat{K}_i = \hat{L}_{0i},$$

operadores que satisfacen las reglas de conmutación

$$(2.11) \quad \begin{aligned} \left[ \hat{L}_i, \hat{L}_j \right] &= i \epsilon_{ijk} \hat{L}_k, \\ \left[ \hat{L}_i, \hat{K}_j \right] &= i \epsilon_{ijk} \hat{K}_k, \\ \left[ \hat{K}_i, \hat{K}_j \right] &= -i \epsilon_{ijk} \hat{L}_k, \end{aligned}$$

donde se ve claramente que los  $\hat{L}_i$  son los generadores del subgrupo  $SO(3)$  de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ .

Con las constantes de estructura así determinadas, es posible construir la representación adjunta de esta álgebra y, con ella, la correspondiente forma de Killing. Dicha forma resulta ser regular (lo que corresponde a un álgebra semi-simple) pero no positiva definida (lo que refleja el hecho de que el grupo es no compacto). Su inversa determina el invariante cuadrático de Casimir como

$$(2.12) \quad \hat{C}_1 = \frac{1}{4} \left( \hat{\mathbf{L}}^2 - \hat{\mathbf{K}}^2 \right).$$

Como el álgebra es de rango 2 (nótese que, por ejemplo,  $\left[ \hat{L}_3, \hat{K}_3 \right] = 0$ ), existe un segundo invariante, dado en este caso por

$$(2.13) \quad \hat{C}_2 = i \hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{K}},$$

como puede comprobarse fácilmente empleando (2.11).

3. REPRESENTACIONES IRREDUCIBLES (DEL GRUPO DE CUBRIMIENTO)  
DE  $\mathcal{L}_+^\uparrow$

La construcción de las representaciones matriciales del grupo  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  pasa entonces por encontrar conjuntos de seis matrices,  $\{L_k, K_k; k = 1, 2, 3\}$ , que satisfagan las reglas de conmutación de (2.11), para luego exponenciar elementos de la representación matricial del álgebra de Lie así obtenida. Esto es, exponenciar combinaciones lineales con coeficientes *reales* multiplicadas por la unidad imaginaria, de la forma  $i(\alpha^k L_k + \beta^k K_k)$ , con  $\alpha_k, \beta_k \in \mathbb{R}$ .

Como hemos señalado anteriormente, esta construcción se simplifica considerando las combinaciones lineales *complejas* (elementos de la *complejización* del álgebra de Lie de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ ) que generan un álgebra *compacta* de la misma dimensión y rango. En este caso,

$$(3.1) \quad J_k^{(\pm)} = \frac{1}{2} (L_k \pm iK_k),$$

cuyos conmutadores se reducen a

$$(3.2) \quad \begin{aligned} [J_i^{(\pm)}, J_j^{(\pm)}] &= i\epsilon_{ijk} J_k^{(\pm)}, \\ [J_i^{(\pm)}, J_j^{(\mp)}] &= 0. \end{aligned}$$

Esto corresponde a dos subálgebras  $su(2)$  que conmutan entre sí (ideales), que generan en conjunto el álgebra de Lie del grupo *semi-simple compacto*  $SO(4)$ <sup>4</sup>.

Ya hemos estudiado las representaciones unitarias irreducibles del álgebra de Lie de  $SU(2)$ , que están caracterizadas por un *entero o semientero*  $j$  y generadas por tres matrices *autoadjuntas*  $J_k^{(j)}, k = 1, 2, 3$ , de dimensión  $2j + 1$ . Podemos tomar entonces

$$(3.3) \quad \begin{aligned} J_k^{(+)} &:= J_k^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)}, \\ J_k^{(-)} &:= \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes J_k^{(j_-)}, \end{aligned}$$

las que satisfacen trivialmente (3.2).

De esa manera, *las representaciones matriciales irreducibles del grupo (de cubrimiento de)  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  están caracterizadas por un par de enteros o semienteros  $(j_+, j_-)$ , siendo su dimensión  $(2j_+ + 1)(2j_- + 1)$ .*

<sup>4</sup>O bien, de su grupo de cubrimiento, grupo simplemente conexo denominado  $Spin(4)$ .

Téngase en cuenta que, mientras que las matrices que representan a los generadores  $\hat{L}_k$  de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ ,

$$(3.4) \quad L_k^{(j_+, j_-)} = J_k^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} + \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes J_k^{(j_-)},$$

son *autoadjuntas*, las correspondientes a los  $\hat{K}_k$ ,

$$(3.5) \quad K_k^{(j_+, j_-)} = -i \left( J_k^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} - \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes J_k^{(j_-)} \right),$$

son *anti - autoadjuntas*. En consecuencia, las representaciones matriciales así obtenidas *no son unitarias*.

Se puede demostrar que  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  (que es un grupo de Lie no compacto) *no tiene representaciones unitarias de dimensión finita* (aparte de la representación trivial).

Los invariantes de Casimir en la representación  $(j_+, j_-)$  se reducen a

$$(3.6) \quad \begin{aligned} C_1^{(j_+, j_-)} &= \frac{1}{2} \left( \mathbf{J}^{(j_+)^2} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} + \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes \mathbf{J}^{(j_-)^2} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ j_+ (j_+ + 1) + j_- (j_- + 1) \right\} \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)}, \\ C_2^{(j_+, j_-)} &= \left( \mathbf{J}^{(j_+)^2} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} - \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes \mathbf{J}^{(j_-)^2} \right) = \\ &= \left\{ j_+ (j_+ + 1) - j_- (j_- + 1) \right\} \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)}. \end{aligned}$$

En esas condiciones, los elementos de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  contenidos en los subgrupos Abelianos generados por cada vector en el álgebra de Lie están identificados por un conjunto de seis parámetros reales  $\alpha_k, \beta_k$ , con  $k = 1, 2, 3$ . En la representación irreducible  $(j_+, j_-)$  tenemos

$$(3.7) \quad \begin{aligned} D^{(j_+, j_-)}(\alpha, \beta) &:= e^{i \left( \alpha^k L_k + \beta^k K_k \right)} = \\ &= e^{i \left( (\alpha^k - i\beta^k) J_k^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} + (\alpha^k + i\beta^k) \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes J_k^{(j_-)} \right)} = \\ &= e^{i \left( (\alpha^k - i\beta^k) J_k^{(j_+)} \otimes \mathbf{1}^{(j_-)} \right)} e^{i \left( (\alpha^k + i\beta^k) \mathbf{1}^{(j_+)} \otimes J_k^{(j_-)} \right)} = \\ &= e^{i(\alpha - i\beta)^k J_k^{(j_+)}} \otimes e^{i(\alpha + i\beta)^k J_k^{(j_-)}}, \end{aligned}$$

donde se han tenido en cuenta (3.4) y (3.5) para expresar las matrices de la representación como un producto directo<sup>5</sup> (donde cada factor actúa sobre distintos conjuntos de índices de las componentes de los vectores del espacio producto directo). Téngase en cuenta que no se trata de un producto directo de grupos, pues ambos factores dependen de los mismos parámetros. Además resulta claro que, mientras que los parámetros  $\alpha^k$  corresponden a *subgrupos abelianos unidimensionales compactos*, los  $\beta^k$  corresponden a *subgrupos abelianos unidimensionales no compactos*.

En consecuencia, los vectores de la representación irreducible  $(j_+, j_-)$  tienen componentes identificadas por un par de índices,  $a$  y  $\dot{b}$ , que toman  $(2j_+ + 1)$  y  $(2j_- + 1)$  valores respectivamente. Frente a transformaciones de Lorentz ellas se transforman según

$$(3.9) \quad \psi'_{a\dot{b}} = \left( e^{i(\alpha - i\beta)^k J_k^{(j_+)}} \right)_{aa'} \left( e^{i(\alpha + i\beta)^k J_k^{(j_-)}} \right)_{\dot{b}\dot{b}'} \psi_{a'\dot{b}'}$$

Finalmente, señalemos que frente a la transformación de paridad (que cambia el signo de las coordenadas espaciales) los generadores expresados como operadores diferenciales en (2.6) se transforman según

$$(3.10) \quad P \hat{L}_{ij} P^{-1} = \hat{L}_{ij},$$

$$P \hat{L}_{0k} P^{-1} = -\hat{L}_{0k}.$$

Entonces, en una dada representación matricial caracterizada por el par  $(j_+, j_-)$  tendremos un operador  $\mathcal{P}$  que transforme los generadores según

$$(3.11) \quad \mathcal{P} L_k \mathcal{P}^{-1} = L_k,$$

$$\mathcal{P} K_k \mathcal{P}^{-1} = -K_k$$

y, en consecuencia,

$$(3.12) \quad \mathcal{P} D^{(j_+, j_-)}(\alpha, \beta) \mathcal{P}^{-1} = D^{(j_+, j_-)}(\alpha, -\beta) \sim D^{(j_-, j_+)}(\alpha, \beta),$$

resultando una representación equivalente a la  $(j_-, j_+)$ .

Por lo tanto, si  $j_+ \neq j_-$  la representación no es invariante frente a paridad. En ese caso, para construir representaciones invariantes (a menos de

---

<sup>5</sup>En el último paso se ha usado la igualdad

$$(3.8) \quad e^M \otimes \mathbf{1} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} (M \otimes \mathbf{1})^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} M^n \otimes \mathbf{1} = e^M \otimes \mathbf{1}.$$

transformaciones de similitud) frente a  $\mathcal{P}$  debemos considerar las sumas directas

$$(3.13) \quad \mathcal{D}^{(j_+, j_-)} = D^{(j_+, j_-)} \oplus D^{(j_-, j_+)},$$

de dimensión  $2(2j_+ + 1)(2j_- + 1)$ .

#### 4. GRUPO DE CUBRIMIENTO DE $\mathcal{L}_+^\uparrow$

El hecho de que  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  contenga a  $SO(3)$  es indicativo de que no se trata de un grupo simplemente conexo. Para determinar su grupo de cubrimiento, primero señalemos que es posible establecer una relación biunívoca entre los vectores del espacio de Minkowski,  $\mathbf{M}_4$ , y las matrices autoadjuntas de dimensión  $2 \times 2$ .

Una base para ese espacio de matrices (de dimensión 4) está dada por la identidad  $\sigma_0 = \mathbf{1}_2$  y las matrices de Pauli  $\{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ , que tienen las propiedades

$$(4.1) \quad \text{tr}\{\sigma_k\} = 0, \text{tr}\{\mathbf{1}_2\} = 2, \text{tr}\{\sigma_k \sigma_l\} = 2\delta_{kl}.$$

Ahora bien, dado  $x \in \mathbf{M}_4$ , podemos formar la matriz

$$(4.2) \quad \sigma(x) := x^0 \mathbf{1}_2 + x^k \sigma_k = \begin{pmatrix} x^0 + x^3 & x^1 - ix^2 \\ x^1 + ix^2 & x^0 - x^3 \end{pmatrix} = \sigma(x)^\dagger.$$

De (4.1) tenemos que

$$(4.3) \quad x^\mu = \frac{1}{2} \text{tr}\{\sigma_\mu \sigma(x)\},$$

donde  $(\sigma_\mu) := (\sigma_0, \boldsymbol{\sigma})$ , con  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ , mientras que el determinante de esa matriz es igual al intervalo,

$$(4.4) \quad \det \sigma(x) = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = s^2.$$

Inversamente, dada una matriz autoadjunta  $A$  de dimensión  $2 \times 2$ , ella determina un vector en  $\mathbf{M}_4$  cuyas componentes contravariantes son

$$(4.5) \quad x^\mu = \frac{1}{2} \text{tr}\{\sigma_\mu A\},$$

pudiendo ser escrita como

$$(4.6) \quad A = \sum_{\mu=0}^3 x^\mu \sigma_\mu.$$

Las transformaciones de Lorentz son tales que preservan el intervalo  $s^2$ , de modo que corresponden a las transformaciones lineales de la matriz  $\sigma(x)$  que la mantienen autoadjunta y dejan invariante su determinante. Consideremos el cambio

$$(4.7) \quad \begin{aligned} \bar{\sigma} &= \Lambda \sigma(x) \Lambda^\dagger = \bar{\sigma}^\dagger, \\ \Rightarrow \det \bar{\sigma} &= |\det \Lambda|^2 \det \sigma(x). \end{aligned}$$

Entonces,  $|\det \Lambda|^2 = 1 \Rightarrow \det \Lambda = e^{i\theta}$ . Pero ese valor se debe a una fase global  $e^{i\theta/2}$  en  $\Lambda$  que no tiene consecuencias sobre la transformación (4.7). De ese modo, basta con considerar matrices complejas de  $2 \times 2$  cuyo determinante es  $\det \Lambda = 1$ .

En consecuencia, el grupo de transformaciones que debemos considerar es lo que hemos llamado  $SL(2, \mathbb{C})$  y las coordenadas del vector transformado están dadas por

$$(4.8) \quad \bar{x}^\mu = \frac{1}{2} \text{tr}\{\sigma_\mu \Lambda \sigma(x) \Lambda^\dagger\}, \text{ con } \Lambda \in SL(2, \mathbb{C}).$$

Pero aún así,  $-\mathbf{1}_2 \in SL(2, \mathbb{C})$  y

$$(4.9) \quad (-\mathbf{1}_2) \sigma(x) (-\mathbf{1}_2)^\dagger = \sigma(x),$$

lo que corresponde a no variar las coordenadas.

Dicho de otro modo, el par de matrices  $\{+\Lambda, -\Lambda\} \subset SL(2, \mathbb{C})$  corresponden a la misma transformación de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ . Por lo tanto, hemos establecido un homomorfismo<sup>6</sup> entre  $SL(2, \mathbb{C})$  y  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ , cuyo núcleo es el *centro* del primer grupo,

$$(4.10) \quad \{+\mathbf{1}_2, -\mathbf{1}_2\} \approx \mathbb{Z}_2.$$

En consecuencia,  $SL(2, \mathbb{C})$  (simplemente conexo) es el *grupo de cubrimiento* de  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ . Y éste, por ser *doblemente conexo* ( $\Pi_1(\mathcal{L}_+^\uparrow) \approx \mathbb{Z}_2$ ), resulta *globalmente isomorfo al grupo cociente*

$$(4.11) \quad \mathcal{L}_+^\uparrow \approx SL(2, \mathbb{C})/\mathbb{Z}_2.$$

---

<sup>6</sup>Evidentemente, esto se corresponde con el homomorfismo existente entre  $SU(2)$  y  $SO(3)$ , subgrupos de  $SL(2, \mathbb{C})$  y  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  respectivamente.

5. ALGEBRA DE LIE DEL GRUPO  $SL(2, \mathbb{C})$ . REPRESENTACIONES IRREDUCIBLES

Para determinar el álgebra de Lie de  $SL(2, \mathbb{C})$ , tengamos en cuenta que para matrices próximas de la identidad,  $\Lambda \simeq \mathbf{1}_2 + A$ ,

$$(5.1) \quad \det \Lambda = 1 \Rightarrow \text{tr}\{A\} = 0.$$

Como A es compleja, una base para ese espacio lineal (de dimensión  $2 \times 2^2 - 2 = 6$ ) está dada por

$$(5.2) \quad \left\{ \frac{1}{2} \sigma_k, -\frac{i}{2} \sigma_k, \text{ con } k = 1, 2, 3 \right\}.$$

Naturalmente, los conmutadores de estas matrices reproducen las relaciones de (2.11),

$$(5.3) \quad \begin{aligned} \left[ \frac{1}{2} \sigma_i, \frac{1}{2} \sigma_j \right] &= i \epsilon_{ijk} \frac{1}{2} \sigma_k, \\ \left[ \frac{1}{2} \sigma_i, -\frac{i}{2} \sigma_j \right] &= i \epsilon_{ijk} \left( -\frac{i}{2} \sigma_k \right), \\ \left[ -\frac{i}{2} \sigma_i, -\frac{i}{2} \sigma_j \right] &= -i \epsilon_{ijk} \frac{1}{2} \sigma_k, \end{aligned}$$

como corresponde a grupos localmente isomorfos. La correspondencia establecida es<sup>7</sup>

$$(5.5) \quad \begin{aligned} L_k &\longleftrightarrow \frac{1}{2} \sigma_k \\ K_k &\longleftrightarrow -\frac{i}{2} \sigma_k. \end{aligned}$$

Por exponenciación de elementos en el álgebra de Lie obtenemos las matrices

$$(5.6) \quad \Lambda(\alpha, \beta) = e^{i \left( \alpha^k \frac{1}{2} \sigma_k - \beta^k \frac{i}{2} \sigma_k \right)} = e^{i (\alpha - i\beta)^k \frac{1}{2} \sigma_k}.$$

Como  $J_k^{(1/2)} = \frac{1}{2} \sigma_k$ , por comparación con (3.7) vemos que esta *representación fundamental* del grupo  $SL(2, \mathbb{C})$  coincide con la representación irreducible  $(1/2, 0)$ .

---

<sup>7</sup>Nótese que (5.3) también admite la identificación

$$(5.4) \quad \begin{aligned} L_k &\longleftrightarrow \frac{1}{2} \sigma_k \\ K_k &\longleftrightarrow \frac{i}{2} \sigma_k. \end{aligned}$$

La representación de (5.6) no es equivalente a su conjugada. En efecto, teniendo en cuenta que

$$(5.7) \quad \sigma_k^* = -\sigma_2 \sigma_k \sigma_2,$$

vemos que la representación conjugada de  $(1/2, 0)$  es equivalente a la representación  $(0, 1/2)$  de la ec. (3.7) (que corresponde a la segunda representación fundamental del álgebra simple (3.2), de rango 2):

$$(5.8) \quad \Lambda^*(\alpha, \beta) = e^{-i(\alpha + i\beta)k} \frac{1}{2} \sigma_k^* = \sigma_2 e^{i(\alpha + i\beta)k} \frac{1}{2} \sigma_k \sigma_2,$$

es decir,

$$(5.9) \quad \left( D^{(\frac{1}{2}, 0)}(\alpha, \beta) \right)^* = \sigma_2 D^{(0, \frac{1}{2})}(\alpha, \beta) \sigma_2.$$

Los vectores de la representación  $(1/2, 0)$ ,  $\psi_L$ , son llamados **espinores de Weyl de polarización izquierda**, mientras que los de la representación  $(0, 1/2)$ ,  $\psi_R$ , son **espinores de Weyl de polarización derecha**. Los **espinores de Dirac**<sup>8</sup> son vectores del espacio suma directa  $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$ ,

$$(5.10) \quad \Psi_D = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix},$$

los que, frente a transformaciones de Lorentz, cambian según

$$(5.11) \quad \Psi'_D = \begin{pmatrix} \Lambda(\alpha, \beta) & 0 \\ 0 & \sigma_2 \Lambda^*(\alpha, \beta) \sigma_2 \end{pmatrix} \Psi_D.$$

La transformación de las coordenadas que induce (4.7), dada en la ecuación (4.8), es la que corresponde a las componentes contravariantes de un tetravector. En consecuencia, éstos se transforman como vectores de una representación equivalente a la  $(1/2, 1/2)$  (de dimensión  $2 \times 2 = 4$ ). En efecto,

$$(5.12) \quad V'_{ab} = \Lambda_{aa'} V_{a'b'} (\Lambda^\dagger)_{b'b} = \Lambda_{aa'} \Lambda_{bb'}^* V_{a'b'}.$$

Teniendo en cuenta que  $\psi_L \rightarrow \Lambda \psi_L$  con  $\Lambda$  dada en la Ec. (5.6), vemos que el producto directo

$$(5.13) \quad \psi_L \otimes \psi_L^\dagger \rightarrow \Lambda \psi_L \otimes \psi_L^\dagger \Lambda^\dagger$$

---

<sup>8</sup>Paul Adrien Maurice Dirac (1902 - 1984).

también se transforma como un tetravector. Sus componentes contravariantes se obtienen tomando las trazas

$$(5.14) \quad \frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \sigma_\mu \psi_L \otimes \psi_L^\dagger \right\} = \frac{1}{2} \psi_L^\dagger \sigma_\mu \psi_L.$$

Similarmente, de la Eq. (5.8) se deduce que los complejos conjugados de los vectores de la representación  $(0, 1/2)$  se transforman según  $\sigma_2 \psi_R^* \rightarrow \Lambda \sigma_2 \psi_R^*$ , de modo que  $\sigma_2 \psi_R^* \otimes \psi_R^\dagger \sigma_2$  también se transforma como un tetravector, y los conjugados complejos de sus componentes contravariantes resultan de tomar

$$(5.15) \quad \frac{1}{2} \text{tr} \left\{ \sigma_\mu \sigma_2 \psi_R^* \otimes \psi_R^\dagger \sigma_2 \right\}^* = \frac{1}{2} \psi_R^\dagger \sigma_2 \sigma_\mu^* \sigma_2 \psi_R = \frac{1}{2} \psi_R^\dagger \bar{\sigma}_\mu \psi_R,$$

donde hemos definido  $\bar{\sigma}_0 = \sigma_0 = \mathbf{1}_2$  y  $\bar{\sigma}_k = -\sigma_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ .

Para un espinor de Dirac tenemos que las expresiones

$$(5.16) \quad \begin{aligned} \psi_L^\dagger \sigma_\mu \psi_L + \psi_R^\dagger \bar{\sigma}_\mu \psi_R &= \psi_D^\dagger \begin{pmatrix} \sigma_\mu & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \bar{\sigma}_\mu \end{pmatrix} \psi_D = \\ &= \psi_D^\dagger \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{1}_2 \\ \mathbf{1}_2 & \mathbf{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \bar{\sigma}_\mu \\ \sigma_\mu & \mathbf{0} \end{pmatrix} \psi_D = \bar{\psi}_D \gamma^\mu \psi_D \end{aligned}$$

se transforman como las componentes contravariantes de un tetravector, donde hemos definido las **matrices de Dirac** (en la representación de Weyl) como

$$(5.17) \quad \gamma^0 := \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{1}_2 \\ \mathbf{1}_2 & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma^k := \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -\sigma_k \\ \sigma_k & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad k = 1, 2, 3,$$

y el **espinor adjunto** como  $\bar{\psi}_D := \psi_D^\dagger \gamma^0$ .

A partir de las propiedades de las matrices de Pauli, resulta inmediato verificar que las matrices de Dirac satisfacen el **álgebra de Clifford**<sup>9</sup>

$$(5.18) \quad \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \mathbf{1}_4.$$

El producto directo de representaciones irreducibles de  $SL(2, \mathbb{C})$  se descompone como suma directa de manera consistente con la descomposición de Clebsh - Gordan de productos directos de representaciones irreducibles de  $SU(2)$ .

<sup>9</sup>William Kingdon Clifford (1845 - 1879).

Por ejemplo,  $(1/2, 0) \otimes (1/2, 0) = (1, 0) \oplus (0, 0)$ . Se verifica que la representación  $(1, 0)$ , de dimensión 3, corresponde a *tensores antisimétricos autoduales*,

$$(5.19) \quad F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta}.$$

Similarmente, el producto directo de dos cuatrivectores, que forma un tensor de segundo rango ( $4 \times 4 = 16$  componentes), tiene una descomposición en componentes irreducibles que corresponden a un escalar (1), un tensor simétrico de traza nula (9), un tensor antisimétrico autodual (3) y un tensor antisimétrico anti-autodual (3). En efecto,

$$(1/2, 1/2) \otimes (1/2, 1/2) = (0, 0) \oplus (0, 1) \oplus (1, 0) \oplus (1, 1)$$

representaciones irreducibles de dimensiones  $1 + 3 + 3 + 9 = 16$ .

## 6. EL GRUPO DE POINCARÉ

Observadores inerciales cuyos orígenes de coordenadas no coinciden asignan a un mismo punto del espacio de Minkowski conjuntos de coordenadas que están relacionadas entre sí por una transformación (no homogénea) del **grupo de Poincaré**, de la forma

$$(6.1) \quad \bar{x} = Lx + a \quad \Rightarrow \quad \bar{x}^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu,$$

donde  $L$  es una transformación del grupo de Lorentz y  $a$  es un tetravector que representa una traslación rígida en el espacio-tiempo.

Es fácil ver que estas transformaciones se componen como elementos de un grupo, y que las traslaciones no conmutan con las transformaciones de Lorentz. En efecto, frente a dos transformaciones consecutivas tenemos

$$(6.2) \quad x \rightarrow L_1 x + a_1 \rightarrow L_1 (L_2 x + a_2) + a_1 = L_1 L_2 x + (L_1 a_2 + a_1).$$

Podemos introducir una realización de los generadores correspondientes a las traslaciones en el espacio-tiempo en términos de operadores diferenciales de la forma

$$(6.3) \quad \hat{P}_\mu = -i\partial_\mu,$$

de modo que

$$(6.4) \quad \bar{x}^\mu - x^\mu = i a^\alpha \hat{P}_\alpha x^\mu + \mathcal{O}(a^2).$$

Como las coordenadas son independientes, resulta que los  $\hat{P}_\mu$  conmutan entre sí,

$$(6.5) \quad \left[ \hat{P}_\mu, \hat{P}_\nu \right] = 0.$$

Por otra parte, resulta inmediato verificar que

$$(6.6) \quad \left[ \hat{L}_{\mu\nu}, \hat{P}_\alpha \right] = -i g_{\mu\alpha} \hat{P}_\nu + i g_{\nu\alpha} \hat{P}_\mu,$$

lo que corresponde a la transformación de un tetravector covariante.

Las ecuaciones (2.8), (6.5) y (6.6) determinan el álgebra de Lie del grupo de Poincaré. Nótese que el rango de esta álgebra es 4.

Por su parte, el **cuadrado** del tatravector  $\hat{P}_\mu$ ,  $\hat{\mathbf{P}}^2 := g^{\mu\nu} \hat{P}_\mu \hat{P}_\nu$ , es un invariante cuadrático del grupo de Poincaré,

$$(6.7) \quad \left[ \hat{P}_\mu, \hat{\mathbf{P}}^2 \right] = 0, \quad \left[ \hat{L}_{\mu\nu}, \hat{\mathbf{P}}^2 \right] = 0.$$

En términos de los operadores  $\hat{L}_i$  y  $\hat{K}_i$  definidos en (2.10), el álgebra de conmutadores toma el aspecto más familiar

$$(6.8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left[ \hat{L}_i, \hat{L}_j \right] = i \epsilon_{ijk} \hat{L}_k, \\ \left[ \hat{L}_i, \hat{K}_j \right] = i \epsilon_{ijk} \hat{K}_k, \quad \left[ \hat{K}_i, \hat{K}_j \right] = -i \epsilon_{ijk} \hat{L}_k, \\ \left[ \hat{L}_i, \hat{P}_j \right] = i \epsilon_{ijk} \hat{P}_k, \quad \left[ \hat{K}_i, \hat{P}_j \right] = i \delta_{ij} \hat{P}_0, \\ \left[ \hat{L}_i, \hat{P}_0 \right] = 0, \quad \left[ \hat{K}_i, \hat{P}_0 \right] = i \hat{P}_i, \\ \left[ \hat{P}_i, \hat{P}_j \right] = 0, \quad \left[ \hat{P}_i, \hat{P}_0 \right] = 0. \end{array} \right.$$

**6.1. Representaciones unitarias del grupo de Poincaré.** Dado que el grupo de Poincaré contiene como subgrupo al grupo de Lorentz, sus representaciones unitarias tampoco son de dimensión finita. En ellas, los generadores están representados por operadores hermíticos  $\{M_{\mu\nu}, P_\mu\}$ , con

$\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ , que satisfacen el álgebra de conmutadores<sup>10</sup>

$$(6.9) \quad \begin{cases} [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = +ig_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - ig_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - ig_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} + ig_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}, \\ [M_{\mu\nu}, P_\alpha] = -ig_{\mu\alpha}P_\nu + ig_{\nu\alpha}P_\mu, \\ [P_\mu, P_\nu] = 0. \end{cases}$$

Como los generadores  $P_\mu$  conmutan entre sí, pueden ser simultáneamente diagonalizados, de modo que existen vectores en el espacio de la representación tales que

$$(6.10) \quad P_\mu |\mathbf{p}\rangle = p_\mu |\mathbf{p}\rangle, \quad \mu = 0, \dots, 3,$$

con  $p_\mu \in \mathbb{R}$ . En esas condiciones, se puede buscar el **grupo de estabilidad** (o pequeño grupo) del conjunto de autovalores  $p_\mu$ , esto es, el conjunto de las transformaciones del grupo de Lorentz que dejan invariante al tetravector  $\mathbf{p}$ .

Esas transformaciones están descritas por el **vector de Pauli - Lubansky** (o vector de polarización),

$$(6.11) \quad W^\mu := \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} P_\nu M_{\rho\sigma} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} M_{\rho\sigma} P_\nu = W^{\mu\dagger},$$

donde  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  es un tensor totalmente antisimétrico tal que  $\epsilon^{0123} = 1$ . En efecto,

$$(6.12) \quad \begin{aligned} [P_\alpha, W^\mu] &= \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} P_\nu [P_\alpha, M_{\rho\sigma}] = \\ &= -\frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} P_\nu (ig_{\alpha\rho}P_\sigma - ig_{\alpha\sigma}P_\rho) = 0, \end{aligned}$$

de modo que  $W^\mu |\mathbf{p}\rangle$  es también autovector de los operadores  $P_\alpha$  correspondiente a los mismos autovalores  $p_\alpha$ .

<sup>10</sup>En una teoría cuántica, la realización de las transformaciones del grupo de Poincaré en términos de operadores unitarios (definidos sobre el espacio de Hilbert de los vectores de estado del sistema físico) garantiza la invarianza relativista de las probabilidades de transición.

El generador de las traslaciones en el tiempo debe ser identificado con el **hamiltoniano** del sistema,  $P_0 \equiv H$ , mientras que los posibles estados del sistema están descritos por los vectores de la correspondiente representación lineal del grupo de Poincaré. Operadores hermíticos que conmutan con  $P_0$  corresponden a **magnitudes conservadas** en la teoría cuántica. En ese sentido, (6.8-6.9) muestran que el **impulso lineal**,  $\vec{P} = (P_1, P_2, P_3)$ , y el **impulso angular**,  $\vec{M} = (M_1, M_2, M_3)$ , con  $M_i = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} M_{jk}$ , son magnitudes conservadas.

El operador  $W^\mu$  es ortogonal a  $P_\mu$ ,

$$(6.13) \quad P_\mu W^\mu = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} P_\mu P_\nu M_{\rho\sigma} = 0,$$

y se transforma como un vector contravariante,

$$(6.14) \quad [M_{\alpha\beta}, W^\mu] = \left( i \delta_\alpha^\mu g_{\nu\beta} - i \delta_\beta^\mu g_{\nu\alpha} \right) W^\nu.$$

De (6.12) y (6.14) resulta que el cuadrado de  $W^\mu$ ,  $\mathbf{W}^2 = g_{\mu\nu} W^\mu W^\nu$ , es un segundo invariante,

$$(6.15) \quad [M_{\alpha\beta}, \mathbf{W}^2] = 0, \quad [P_\mu, \mathbf{W}^2] = 0.$$

Pero como

$$(6.16) \quad [W^\mu, W^\nu] \neq 0,$$

sólo una de sus componentes puede ser diagonalizada al mismo tiempo que los  $P_\mu$ . En lo que sigue veremos cómo conviene elegir dicha componente.

En consecuencia, las representaciones unitarias irreducibles del grupo de Poincaré (que no son de dimensión finita) contienen conjuntos de autovectores simultáneos de los operadores  $\{P_0, \vec{P}, W^\mu, \mathbf{W}^2\}$ , para un valor particular de  $\mu$ . Se distinguen tres casos según el signo del autovalor de  $\mathbf{P}^2$ ,

$$(6.17) \quad \mathbf{P}^2 |\mathbf{p}\rangle = m^2 |\mathbf{p}\rangle, \quad \text{con } m^2 = p_0^2 - \vec{p}^2.$$

6.1.1.  $m^2 > 0$ . En este caso existe un sistema de referencia para el cual  $p_0 = m$  y  $\vec{p} = \vec{0}$ . La acción del operador  $W^\mu$  está representada por

$$(6.18) \quad \begin{aligned} W^\mu |\mathbf{p}\rangle &= \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} M_{\rho\sigma} p_\nu |\mathbf{p}\rangle = \frac{p_0}{2} \epsilon^{\mu 0ij} M_{ij} |\mathbf{p}\rangle = \\ &= -\frac{m}{2} \delta_k^\mu \epsilon^{0kij} M_{ij} |\mathbf{p}\rangle = -\frac{m}{2} \delta_k^\mu \epsilon_{kij} M_{ij} |\mathbf{p}\rangle = -\delta_k^\mu m M_k |\mathbf{p}\rangle. \end{aligned}$$

Teniendo en cuenta que

$$(6.19) \quad [M_i, M_j] = i \epsilon_{ijk} M_k,$$

vemos que el operador de Pauli - Lubansky, restringido al conjunto de vectores de la forma  $|p_0 = m, \vec{p} = \vec{0}\rangle$ , se reduce a la aplicación de los generadores de un álgebra  $su(2)$  (es decir, el pequeño grupo del autovalor  $\mathbf{p} = (m, 0, 0, 0)$  es  $SU(2)$ ).

La construcción usual muestra que en la representación del pequeño grupo de  $\mathbf{p}$  existe un conjunto de  $(2s + 1)$  vectores  $|p_0 = m, \vec{p} = \vec{0}, s, s_3\rangle$ , con  $2s \in \mathbb{N}$  y  $s_3 = -s, -s + 1, \dots, s - 1, s$ , tales que

$$(6.20) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_0 |m, \vec{0}, s, s_3\rangle = m |m, \vec{0}, s, s_3\rangle, \\ P_i |m, \vec{0}, s, s_3\rangle = 0, \\ -\frac{W_3}{m} |m, \vec{0}, s, s_3\rangle = s_3 |m, \vec{0}, s, s_3\rangle, \\ -\frac{\mathbf{W}^2}{m^2} |m, \vec{0}, s, s_3\rangle = s(s + 1) |m, \vec{0}, s, s_3\rangle. \end{array} \right.$$

El semientero  $s$  es el **espín** de la representación irreducible considerada, cuyo espacio de representación puede construirse a partir de esos vectores mediante la aplicación de las transformaciones del grupo de Poincaré<sup>11</sup>.

6.1.2.  $m^2 = 0$ . En este caso existe un sistema inercial para el cual

$$(6.21) \quad p = (p_0, 0, 0, p_0),$$

con  $p_0 > 0$ . En esas condiciones,

$$(6.22) \quad W^\mu |p\rangle = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} M_{\rho\sigma} p_\nu |p\rangle = \frac{p_0}{2} (\epsilon^{\mu 0\rho\sigma} + \epsilon^{\mu 3\rho\sigma}) M_{\rho\sigma} |p\rangle,$$

de modo que

$$(6.23) \quad \begin{aligned} W^0 |p\rangle &= p_0 \epsilon^{0312} M_{12} |p\rangle = p_0 M_3 |p\rangle, \\ W^3 |p\rangle &= p_0 \epsilon^{3012} M_{12} |p\rangle = -p_0 M_3 |p\rangle, \\ W^1 |p\rangle &= \frac{p_0}{2} (\epsilon^{10\rho\sigma} + \epsilon^{13\rho\sigma}) M_{\rho\sigma} |p\rangle = \\ &= p_0 (\epsilon^{1023} M_{23} + \epsilon^{1302} M_{02}) |p\rangle = -p_0 (M_1 + M_{02}) |p\rangle, \\ W^2 |p\rangle &= \frac{p_0}{2} (\epsilon^{20\rho\sigma} + \epsilon^{23\rho\sigma}) M_{\rho\sigma} |p\rangle = \\ &= p_0 (\epsilon^{2013} M_{13} + \epsilon^{2301} M_{01}) |p\rangle = -p_0 (M_2 - M_{01}) |p\rangle. \end{aligned}$$

<sup>11</sup>Esta construcción de una representación irreducible a partir del conocimiento de una representación del *pequeño grupo* se conoce como *método de las representaciones inducidas*.

Similarmente, dado que la aplicación de  $W^\mu$  no cambia los autovalores de  $P_\mu$  (ver ecuación (6.12)), tenemos que

$$\begin{aligned}
 [W^3, W^1] |p\rangle &= p_0^2 [M_3, M_1 + M_{02}] |p\rangle = \\
 &= i p_0^2 (M_2 - M_{01}) |p\rangle = -i p_0 W^2 |p\rangle , \\
 [W^3, W^2] |p\rangle &= p_0^2 [M_3, M_2 - M_{01}] |p\rangle = \\
 (6.24) \quad &= -i p_0^2 (M_1 + M_{02}) |p\rangle = i p_0 W^1 |p\rangle , \\
 [W^1, W^2] |p\rangle &= p_0^2 [M_1 + M_{02}, M_2 - M_{01}] |p\rangle = \\
 &= i p_0^2 (M_3 - M_3) |p\rangle = 0 .
 \end{aligned}$$

Por lo tanto, aplicados sobre el conjunto de autovectores correspondientes a los autovalores  $p = (p_0, 0, 0, p_0)$  (es decir, en el subespacio invariante frente al grupo de estabilidad de  $\mathbf{p}$ ), los operadores  $W^{1,2}$  conmutan entre sí (de modo que existen autovectores comunes a ambos, dado que son hermíticos), por lo que pueden ser considerados operadores de traslación en un espacio bidimensional, mientras que  $W^3$  actúa como el generador de las rotaciones en dicho plano. En este caso, el pequeño grupo del autovalor  $\mathbf{p} = (p_0, 0, 0, p_0)$  es  $ISO(2)$ , el grupo de simetrías de un espacio euclídeo bidimensional.

Por otra parte,

$$\begin{aligned}
 \langle p | \mathbf{W}^2 | p \rangle &= \langle p | \left[ (W^0)^2 - (W^1)^2 - (W^2)^2 - (W^3)^2 \right] | p \rangle = \\
 (6.25) \quad &= - \langle p | \left[ (W^1)^2 + (W^2)^2 \right] | p \rangle \leq 0 .
 \end{aligned}$$

Ahora bien, si existiera un vector para el cual  $\langle p | \mathbf{W}^2 | p \rangle = -q^2 < 0$  (por ejemplo, un autovector de  $W^1$  y  $W^2$  con autovalores  $q$  y  $0$  respectivamente), de (6.24) vemos que podríamos construir un continuo de vectores con esa misma propiedad por aplicación del operador  $e^{i\theta W^3}$  con  $\theta \in [0, 2\pi)$ ,

$$(6.26) \quad |p\rangle \longrightarrow e^{-i\theta \frac{W^3}{p_0}} |p\rangle ,$$

todos ellos autovectores degenerados del tetraimpulso correspondientes a los autovalores  $(p_0, 0, 0, p_0)$ . Pero en la naturaleza no se encuentran **partículas** de **masa** nula con esa clase de *polarizaciones continuas*, por lo que esta posibilidad debe ser descartada.

En consecuencia, debemos suponer que  $\langle p | \mathbf{W}^2 | p \rangle = 0$ , lo que implica que  $W^{1,2}$  actúan sobre el conjunto de vectores  $|p\rangle$  como operadores nulos.

En esas condiciones, podemos elegir un conjunto de autovectores simultáneos de  $W^3$  y de los operadores  $P_\mu$ , para los cuales

$$(6.27) \quad -\frac{\mathbf{W}}{p_0^2} \cdot \mathbf{P} |p, \lambda\rangle = -\frac{W^3}{p_0} |p, \lambda\rangle = M_3 |p, \lambda\rangle = \lambda |p, \lambda\rangle ,$$

donde el autovalor  $\lambda$  es la **helicidad** del vector (autovalor del **impulso angular** en la dirección de movimiento). Dado que  $M_3$  es un generador de un grupo localmente isomorfo a  $SU(2)$ , sabemos que  $e^{i4\pi M_3} = 1$ , de modo que  $2\lambda \in \mathbb{Z}$ .

En el presente caso no disponemos de *operadores escalera* para construir nuevos vectores de la representación con diferentes autovalores para  $M_3$ . Pero teniendo en cuenta que el operador de paridad satisface

$$(6.28) \quad \mathcal{P}P_0\mathcal{P} = +P_0, \quad \mathcal{P}P_i\mathcal{P} = -P_i, \quad \mathcal{P}M_3\mathcal{P} = +M_3$$

(ver ec. (3.11)), vemos que su aplicación produce un cambio de signo en la proyección del momento angular en la dirección de movimiento, de modo que en la representación también existe el vector

$$(6.29) \quad \mathcal{P} |(p_0, 0, 0, p_0), \lambda\rangle \sim |(p_0, 0, 0, -p_0), -\lambda\rangle .$$

Este vector, por efecto de una rotación en  $\pi$  alrededor del eje 2,  $e^{i\pi M_2}$  (que cambia el signo de los autovalores de  $P_3$  y  $M_3$  manteniendo el signo de la helicidad), es llevado al vector

$$(6.30) \quad e^{i\pi M_2} \mathcal{P} |(p_0, 0, 0, p_0), \lambda\rangle \sim |(p_0, 0, 0, p_0), -\lambda\rangle$$

que corresponde al mismo tetraimpulso y a la helicidad opuesta del vector original<sup>12</sup>.

Por lo tanto, en el caso de masa nula,  $m^2 = 0$ , los vectores de las representaciones irreducibles del grupo de Poincaré con autovalores definidos para  $P_\mu$  tienen dos posibles valores para su helicidad,  $\pm\lambda$ , con  $\lambda = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$

---

<sup>12</sup>Esto muestra que la existencia del operador de inversión espacial requiere que toda especie de partículas de masa nula y helicidad no nula esté acompañada por otra de helicidad opuesta, que puede corresponder a las mismas partículas, como en el caso de fotones y gravitones (cuyas interacciones son invariantes frente a paridad), o a otras diferentes, como en el caso de neutrinos y antineutrinos (cuyas interacciones no son invariantes frente a paridad).

También en este caso, el resto de los vectores del espacio de la representación se obtiene a partir del conjunto  $\{|(p_0, 0, 0, p_0), \pm\lambda\rangle, p_0 \in \mathbb{R}^+\}$  por aplicación de las transformaciones del grupo de Poincaré.

6.1.3.  $m^2 < 0$ . Finalmente, las representaciones con  $m^2 < 0$  son *taquiónicas* (corresponderían a partículas que se mueven a mayor velocidad que la luz), por lo que no nos ocuparemos de ellas.

## 7. EJERCICIOS PROPUESTOS

1. Determinar la ley de composición correspondiente al grupo cociente entre el grupo de Lorentz y su subgrupo propio ortócrono,  $O(1, 3)/\mathcal{L}_+^\uparrow$ .
2. Mostrar que  $\mathcal{L}_+^\uparrow$  es no compacto (Sugerencia: considerar los *boosts*). ¿Cabe esperar que este grupo tenga representaciones matriciales unitarias?
3. Determinar el álgebra de Lie del grupo  $SO(1, 3)$  (Sugerencia: considerar el espacio de las matrices de  $4 \times 4$  reales y antisimétricas). ¿Qué dimensión tiene esa álgebra?

Mostrar que los generadores pueden elegirse como

$$L_1 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad L_2 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$L_3 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad K_1 = -i \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$K_2 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad K_3 = -i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

y que esas matrices satisfacen las relaciones de conmutación de la Ec. 2.11.

4. Construir la representación adjunta del grupo  $SO(1, 3)$ . Mostrar que la forma de Killing es regular (lo que corresponde a un álgebra semi-simple) pero no positiva definida (lo que refleja el hecho de que el grupo es no compacto). Mostrar que esa representación adjunta corresponde a la representación irreducible  $(j_+ = 1, j_- = 1)$  (Sugerencia: Construir las matrices correspondientes a las combinaciones  $J_k^{(\pm)}$  y con ellas los correspondientes invariantes cuadráticos de Casimir).
5. Mostrar que los operadores diferenciales (definidos sobre funciones suaves de las coordenadas del espacio-tiempo)  $\hat{L}_{\alpha\beta} := i(x_\alpha \partial_\beta - x_\beta \partial_\alpha)$ , con  $\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$ , generan un álgebra isomorfa a la del grupo  $SO(1, 3)$ .
6. Mostrar que existe una correspondencia biunívoca entre el espacio de Minkowski  $M_4$  y el espacio de las matrices autoadjuntas de  $2 \times 2$ . Dar la expresión del *intervalo*  $s^2$  en esta segunda representación y determinar el grupo de transformaciones lineales que lo dejan invariante. Mostrar que existe un homomorfismo entre este grupo y  $\mathcal{L}_+^\uparrow$ .
7. Determinar el álgebra de Lie del grupo  $SL(2, \mathbb{C})$ . Mostrar que es de rango 2 y decir cuántas representaciones fundamentales tiene esa álgebra.
8. Identificar una representación fundamental de  $SL(2, \mathbb{C})$  (determinar que par  $(j_+, j_-)$  le corresponde). Mostrar que su conjugada es no equivalente a dicha representación fundamental.
9. Mostrar que un tetravector se transforma como vector de una representación irreducible de  $SL(2, \mathbb{C})$  equivalente a la representación  $(1/2, 1/2)$ . (Sugerencia: ver Ejercicio 6).
10. Verificar que las matrices de Dirac (definidas en (5.17)) satisfacen el álgebra de Clifford

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \mathbf{1}_4.$$

**Bibliografía:**

- H. Bacry, *Leçons sur la Théorie des Groupes et les Symétries des Particules Élémentaires*.
- P. Ramond, *Field Theory: a modern primer*.
- Pierre Ramond, *Group Theory, A Physicists Survey*, Cambridge University Press, 2010.
- H. Falomir, *Curso de Métodos de la Física Matemática, Vol. II: Introducción a la Teoría de Grupos*, EDULP, 2015.