

# DE COMO A MIÑA CARREIRA CIENTÍFICA DEPENDEU DA SIMPLICIDADE, DA SIMETRÍA E DAS MATRICES SINXELAS\*

SHELDON LEE GLASHOW

## Abstract

*An intimate vision is given in this article to explain the development of the Standard Model of Particle Physics, which is the most accurate theory explaining the most fundamental workings and composition of matter. The birth and growth of the Standard Model is explained from a personal perspective and related back to the belief of the simplicity of the laws of nature, manifested in a series of simple matrices key for many parts of this theory.*

## RESUMO

Este artigo mostra desde unha moi personal visión como foi desenvolvido o Modelo Estándar de Partículas, que é a máis precisa teoría quen de explicar as interaccións fundamentais e a composición da materia. O nacemento e crecemento deste modelo é explicado desde a personal experiencia do autor e sempre desde unha aproximación baseada na simplicidade das leis da natureza, manifestados nunha serie de simples matrices esenciais para moitas partes da teoría.

*Calquera que sexa a opinión dun mesmo sobre a simplicidade das leis da Natureza, do que non hai dúbida é de que o que posúe esa convicción está en vantaxe na carreira dos descubrimentos da física. Indubidablemente aínda hai moitas conexións sinxelas por descubrir, e aquel que ten unha forte convicción da existencia destas conexións ten unha probabilidade máis alta de atopalas que aquel que non está segura de que estean aí.*

Percy W. Bridgman, 1927

\* Traducido do inglés por Xabier Cid Vidal.

Este é un relato moi persoal de varios incidentes ao longo da miña viaxe vital a través do mundo das partículas elementais. Intereseime na física teórica pola ciencia ficción. Xa desde a época do instituto, encantábanme os argumentos que se baseaban na simetría ou, senón, ferramentas alxébricas elementais para resolver problemas físicos complexos. Seguindo a fe do meu predecesor en Harvard, Percy Bridgman, tiven a fortuna de atopar numerosas conexións sinxelas na procura dos elementos básicos que compoñen a materia e as regras mediante as cales estes se combinan. O “modelo estándar da física das partículas elementais”, na formulación do cal eu participei, resolve moitos dos quebracabezas ante os que nos atopábamnos cando a miña carreira comezaba. Quizais unha fe similar poida axudar aos meus sucesores con moitos dos desagradzibles problemas que fican por resolver. Tentarei centrarme no meu propio papel, pero advírtese ao lector que a creación do modelo estándar dependeu dos esforzos e dedicación de moitos científicos, cunhas contribucións individuais que non se van citar neste artigo.

A miña historia comeza a finais dos anos 40. Entre os meus mellores amigos no Instituto de Ciencias do Bronx estaba Steven Weinberg, quen moito despois compartiría o premio Nobel con Abdus Salam e conmigo, e Gary Feinberg, que se converteu nun físico teórico de renome na universidade de Columbia. Os tres eramos fundadores do clube de ciencia ficción do noso instituto, e participábamnos na publicación da súa primeira revista. En canto Gary e eu comezamos o noso estudo precoz da mecánica cuántica, os dous recoñecemos dous estilos complementarios en física teórica: unha alxébrica e outra analítica. Esta división exemplifícase na teoría cuántica do átomo de hidróxeno, a cal, de xeito natural, sepárase nunha parte “angular” (que involucra as coordenadas direccionais do electrón) e noutra “radial” (que involucra a distancia entre o electrón e o protón). A primeira emprega os operadores do momento angular e pódese tratar de forma alxébrica, mentres que o problema radial, tal e como se presenta habitualmente, precisa resolver unha ecuación diferencial. A miúdo un pode clasificar aos físicos teóricos como predominantemente angulares (como Heisenberg) ou maiormente radiais (como Schrödinger). Máis recentemente podemos dicir que Feynman era o máis angular na súa aproximación diagramática á teoría cuántica de campos, sendo Schwinger o máis radial ou analítico. Pronto na miña carreira optei polos ángulos: unha aproximación á física baseada na simplicidade, simetría e pequenas matrices.

Despois de rematar o instituto en 1950, Steve e eu fomos á Universidade de Cornell, mentres que Gary elixiu a de Columbia, onde ficaría ao longo da súa carreira. Estudando mecánica clásica, sorprendeume que as traxectorias dos planetas puidesen ser determinadas mediante técnicas puramente alxébricas, sen a necesidade da análise. (Moito máis tarde sorprendeume aínda máis como a mecánica cuántica do átomo de hidróxeno, cuns poucos coñecementos da teoría de grupos, podía ser resolta alxebicamente). Aprendín como moitos aspectos da física poden ser formulados en termos de pequenas matrices, como as matrices 2x2 de Pauli para o espín do electrón, matrices antisimétricas 3x3 para rotacións no espazo e matrices de Dirac 4x4 para electróns relativistas. Confirmouse a miña dedicación á aproximación angular á física.

---

Nota 1: Algunhas matrices pequenas pero importantes en física

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Wolfgang Pauli empregou estas tres matrices sinxelas 2x2 para desenvolver unha ecuación mediante a cal podía describir as interaccións electromagnéticas de electróns con espín movéndose amodo.

$$t_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad t_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad t_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Estas matrices 3x3 son as xeradoras de rotacións infinitesimais nun espazo tridimensional. Actuando sobre un vector,  $t_j$  xeran pequenas rotacións arredor do eixo  $x$ , etc. Absolutamente calquera rotación pode ser expresada en termos de  $t_j$ .

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Estas catro matrices foron utilizadas por Paul Dirac para formular a súa famosa e epónima ecuación relativista para o electrón. Dirac dicía a miúdo que esta ecuación era máis lista mesmo ca el, porque requiría a existencia de antimateria.

Steve foise á escola de graduados de Princeton e eu escollín Harvard para así poder estudar con Julian Schwinger. Á maioría dos moitos estudantes de Schwinger asignáronselles temas radiais para as súas teses. A Charles Sommerfield, por exemplo, pedíuselle (e acadouno) calcular a radiación radiativa de cuarta orde ao momento magnético do electrón. Marshal Baker foi dirixido cara a implementación da aproximación computacional N/D de Schwinger aos problemas de dispersión. Pero a min, Schwinger ofreceume un problema puramente angular.

Schwinger sospeitaba que a forza feble é mediada por bosóns intermediarios cargados electricamente, as partículas que agora coñecemos como  $W^\pm$ . Dúas características comúns das interaccións eléctrica e feble daban unha pista sobre unha posible orixe común das dúas forzas. Os seus mediadores eran en ámbolos casos bosóns de espín 1. Ademais, os éxitos do triángulo de Puppi (que relaciona o decaemento do muón, o decaemento beta e a captura muónica) indicaban que os acoplamentos das  $W$  eran universais, algo similar aos dos fotóns. Tamén había diferenzas profundas entre as dúas interaccións. O fotón non ten masa, pero as  $W$  tiñan que ser pesadas. A interacción feble viola paridade e estrañeza, pero a interacción electromagnética non. Schwinger pedíume que seguira o seu presentimento o mellor que puidese.

Decateime que as teorías *gauge*, que acaban de ser desenvolvidas por Yang e Mills, tiñan que ser a base de calquera intento de unificar as forzas. O seu esquema ofrecía unha unificación natural dos campos vectoriais cargado e neutral e atopei dous argumentos técnicos ao seu favor: a contribución *W-loop* ao momento magnético do electrón, que é normalmente diverxente, é finito só para o caso especial de acoplamentos de Yang-Mills das  $W$  a fotóns. Ademais, só para estes acoplamentos ten sentido a electrodinámica dun bosón vectorial masivo no límite de masa nula. Calquera teoría dun bosón intermediario para a forza feble tería que ser unha teoría *gauge* e tería que describir tamén o electromagnetismo. A unificación das forzas feble e electromagnética parecía tanto necesaria como atractiva esteticamente, a non ser polos demos axexando nos detalles.

Un dos detalles tiña que ver cos neutrinos. Gary, o meu colega do instituto, decatouse que a hipótese do bosón  $W$  era inaceptable se os neutrinos muónico e electrónico eran o mesmo. Nese caso, a frecuencia do proceso inobservado  $\mu \rightarrow e \gamma$  sería moito maior que o seu limite superior experimental. Schwinger, porén, tiña insistido por razóns de simplicidade que os dous neutrinos

tiñan que ser partículas distintas. A súa intuición resolveu o problema do decaemento radiativo do muón. A defensa da miña tese en 1958 rematou cunha discusión entre Schwinger e Frank Yang sobre se o uso de dúas especies distinguibles de neutrino tiña sentido. Tíñao, como os experimentos acabarían por confirmar. Aprobei o meu exame e marchei para o Instituto Niels Bohr de Copenhague para comezar a miña carreira profesional.

A corrente feble responsable das interaccións febles de leptóns que se coñecían daquela podía ser descrita con matrices 2x2 ou 3x3 simples e cunhas relacións de conmutación que xeraban a álgebra do grupo das rotacións. Eu decateime de que a mesma propiedade, se era imposta dalgún xeito á corrente feble hadrónica, proporcionaría unha exposición simple e matematicamente precisa da universalidade da forza feble. Murray Gell-Mann empregou esta noción (dándome o crédito debido) na súa presentación de 1960 na Conferencia Internacional de Física de Altas Enerxías. Non obstante, a corrente neutra asociada coa álgebra **non** era a corrente electromagnética. Certamente, non parecía haber xeito de acomodar a violación da paridade nunha teoría gauge que só involucrase fotóns e bosóns  $W$  cargados. (De feito, si había unha maneira de facelo. Howard Georgi e eu formulamos un modelo bastante barroco deste tipo en 1972, xustamente un ano antes de que o descubrimento experimental das correntes neutras eliminase a necesidade destas contorsións).

#### Nota 2. As matrices do modelo electrofeble

O meu traballo inicial, presentado nunha notación incómoda herdada de Schwinger, traduciuo Gell-Mann así:

$$Q_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad Q_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad Q_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad Q_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Estas matrices actuaban sobre os tres estados leptónicos *zurdos*  $e, \nu_e, e^+$ , con matrices idénticas actuando sobre os correspondentes estados muónicos. Para  $i = 1, 2, 3$  as  $Q_i$  xeran a álgebra das rotacións tridimensionais, ao igual que as matrices de Pauli, mentres que  $Q_4$  conmuta coas outras. Isto é, a álgebra definida por estas tres matrices é a de  $SU(2) \times U(1)$ . A carga eléctrica  $Q_{em}$  vén dada pola combinación:

$$Q_{em} = \frac{1}{2}(Q_3 + Q_4)$$

Gell-Mann pensou que esta relación era suxestiva. Máis tarde en 1960 propuxen o modelo gauge  $SU(2) \times U(1)$ , onde as correntes correspondentes ás  $Q_i$  estaban acopladas ao fotón, á  $W^\pm$  e ao  $Z^0$  da teoría electrofeble de hoxe en día.

No verán de 1960, decateime de que unha teoría gauge empiricamente correcta das interaccións feble e electromagnética podía ser construída se a álgebra de Lie de base era estendida a  $SU(2) \times U(1)$  en lugar de só  $SU(2)$  e o fotón era identificado como unha combinación lineal dos xeradores. Aínda que o meu modelo reproducía o comportamento observado dos leptóns, aínda ficaban varios obstáculos aparentemente insuperables:

1. Tres dos catro bosóns vectoriais da teoría tiñan que ter masas grandes mentres que o fotón tiña que seguir a ter masa nula. Como se podía acadar isto dunha maneira plausible e matematicamente consistente?

2. As teorías que con bosóns vectoriais que interactúan consigo mesmos parecían non ter sentido matemático. Os intentos para acadar solucións máis precisas ás preguntas físicas producían infinitas respostas. Podía este problema tratarse?
3. Había algunha maneira mediante a cal o meu modelo electrofeble puidera ser estendido para tratar as interaccións febles dos nucleóns e outras partículas que tamén interactúan mediante a forza forte (os hadróns)?
4. O meu modelo electrofeble involucrava necesariamente un bosón vectorial neutral  $Z^0$  ademais dos cargados  $W^\pm$ . Por que non se viran os efectos deste bosón? Se a teoría era estendida para describir os hadróns, podía evitarse a aparición dalgúns procesos inaceptables que violaban estrañeza?

Na vista de todas estas dificultades, moi pouca xente (aparte de Abdus Salam e John Ward) tomaron seriamente a hipótese da síntese electrofeble. Mesmo Schwinger perdera interese nestas cuestións e virara as súas considerables habilidades cara a física da materia condensada. Tendo rematado a miña excursión de dous anos en Europa (patrocinada pola *NSF, National Science Foundation*), aceptei a invitación de Gell-Mann para unirme a el como investigador colaborador no CalTech (Instituto Tecnolóxico de California), onde a miña atención se vería distraída por un tempo da forza feble á forte.

A aproximación mediante a teoría de grupos á teoría das partículas comezou nos anos 30 cando, pouco despois do descubrimento do neutrón, Heisenberg propuxo a noción de espín isotópico. As interaccións dos nucleóns (aparte dos efectos electromagnéticos) supoñíanse que eran invariantes ante un grupo de transformacións similares ao grupo de rotación, tal e como eran as dos píons descubertas nos anos 40. Unha década máis tarde, Gell-Mann tivo éxito clasificando as novas partículas estrañas atopadas en termos do espín isotópico e dun novo número cuántico que denominou “estrañeza”. En linguaxe matemática, as interaccións fortes parecían ser invariantes baixo un grupo  $SU(2) \times U(1)$  (un que non tiña nada que ver co meu grupo electrofeble co mesmo nome).

Algúns físicos sospeitaban que un esquema de simetrías máis elaborado, cun grupo de base maior, podería poñer orde á cantidade de novas partículas que se estaba a atopar. Fixéronse moitas propostas. O esquema de Schwinger (simetría global) empregaba o grupo  $SU(2) \times SU(2)$ . Outros usaban rotacións no espazo sete-dimensional, ou a excepcional Álgebra de Lie  $G_2$ , ou  $SU(3)$  co protón, neutrón e hiperón lambda como partículas fundamentais. Pero Gell-Mann (e independentemente, Yuval Ne’eman) atoparon un esquema cunha simetría aproximada que tiña éxito empiricamente, tremendamente predictivo e finalmente explicable. Gell-Mann chamoulle a este modelo a “vía-óctupla”. Tamén era coñecida como o esquema de simetría unitaria, ou máis recentemente  $SU(3)$  de sabor.

Identificáranse oito partículas de espín 1/2 e que interaccionaban fortemente (barións). O neutrón  $N$  e protón  $P$  forman un *doublet* isotópico. Os outros seis barións levaban o número cuántico da estrañeza,  $S$ . Estes inclúen o  $\Lambda^0$  (un isosinglete) e o isotriplete de barións ( $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ) todos con  $S = -1$ . Un isodoublet adicional ( $\Xi^0$  e  $\Xi^-$ ) ten  $S = -2$ . Estas partículas dispaes eran reunidas nunha representación sinxela do grupo  $SU(3)$ , así como os oito mesóns con espín 0 coñecidos daquela. Os dous conxuntos de partículas formaban patróns bastante hexagonais cando se amosaban correctamente:

$$\begin{array}{cccccc}
 & N & P & & K^0 & K^+ \\
 \Sigma^- & & \Sigma^0, \Lambda^0 & \Sigma^+ & \pi^- & \pi^0, \eta^0 & \pi^+ \\
 \Xi^- & & \Xi^0 & & K^- & & \bar{K}^0
 \end{array}$$

No CalTech, Sid Coleman (daquela un estudante) e eu volvémonos amigos rapidamente e colaboradores próximos. Os dous convencémonos inmediatamente de que a vía-óctupla era un esquema de simetría correcto e útil. Despois de todo, o modelo baseábase en simples matrices 3x3. Dando charlas sobre o novo modelo de Murray arredor do mundo, volvémonos os seus primeiros e preeminentes discípulos. Aos nosos colegas levoulles algo de tempo tragar as novas e raras matemáticas da a vía-óctupla. O meu amigo e confidente Gary fixo (e perdeu) unha seria aposta comigo acerca de que non sería posíbil unir nunha simetría maior partículas tan dispares como kaóns e pións. Foi a miña primeira experiencia en física en sentir o “eu estou certo e ti trabúcaste”. Aprecio as poucas oportunidades na miña vida profesional nas que tiven fortuna abondo de facer estas declaracións e que finalmente se demostraran certas.

### Nota 3. A vía-óctupla, con matrices 3x3

As transformacións da vía-óctupla podían ser amosadas como matrices 8x8 bastante *torpes* actuando sobre os estados dos oito barións. Porén, traballar con matrices deste tamaño era bastante pouco atractivo. Sid Coleman e eu decatámonos de que moitos dos cálculos precisos podían levarse a cabo máis facilmente manipulando matrices 3x3 moito máis pequenas. Comezamos escribindo os oito barións de espín 1/2 como unha matriz:

$$B = \begin{pmatrix} -\sqrt{2/3}\Lambda & N & P \\ -\Xi^0 & \Lambda/\sqrt{6} + \Sigma^0/\sqrt{2} & \Sigma^+ \\ \Xi^- & \Sigma^- & \Lambda/\sqrt{6} - \Sigma^0/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Usando esta representación matricial sinxela para os barións, deducimos moitas implicacións novas da teoría de Gell-Mann. Por exemplo, amosamos que no límite simétrico o momento magnético do  $\Lambda^0$  é a metade do do neutrón, e os do  $\Sigma^+$  e o protón son iguais. Tamén demos deducido a relación entre as separacións electromagnéticas da masa dos barións, na chamada fórmula de Coleman-Glashow:

$$m(\Xi^-) - m(\Xi^0) = m(\Sigma^-) - m(\Sigma^+) + m(p) - m(n)$$

A validez aproximada destas relacións deu máis crédito á nova teoría de Gell-Mann. Tamén o fixo a nova fórmula de masas introducida por Gell-Mann e Okubo, que Sid e eu de xeito célebre non puidemos atopar.

En 1964 o esquema simétrico unitario estaba a emerxer como unha parte aceptada do dogma da física de partículas. Varios mesóns con espín máis alto (incluíndo a partícula de espín 1  $\omega$ , descuberta en 1961) eran acomodados limpamente como singletes e octetes de  $SU(3)$ . Dous anos máis tarde, Gell-Mann agrupou os nove barións con espín 3/2 coñecidos daquela nunha familia 10 dimensional na vía-óctupla, predicindo xa que logo a existencia e propiedades dunha décima partícula que denominou Omega menos. O membro que faltaba do grupo de 10 foi observado a comezos de 1964 por Nick Samios e os seus colaborades en Brookhaven, a partir do cal Gary pagou a súa aposta comigo.

Foi tamén en 1964 cando Gell-Mann inventou os quarks. Se tentaba que as súas construcións foran ficcións matemáticas útiles ou os constituíntes reais dos hadróns (como realmente o son) non estivo claro ao principio. Non obstante, os quarks proporcionaban unha base simple e práctica para entender os triunfos empíricos da vía-óctupla. Cada barión componse exactamente

de tres quarks elixidos de entre os tres sabores de quark: *up* (*u*), *down* (*d*) e *strange* (*s*). Cada mesón componse dun quark e dun antiquark. (Ocorre que non hai realmente nada estraño coas partículas *estranñas*: estas simplemente conteñen un ou máis quarks *strange*). Toda combinación de tres quarks, tres antiquarks, ou un de cada, corresponde a un tipo observado de hadrón, ao igual que cada hadrón observado “elemental” ou composto ten un número de quarks divisible entre tres. Os sistemas con carga fraccional, como os quarks illados ou di-quarks, nin foron nin poden ser vistos illados. As caprichosas regras sobre os quarks de Murray funcionaban e serían postos nunha base máis matemática unha década máis tarde co desenvolvemento da cromodinámica cuántica.

Un ano antes destes desenvolvementos emocionantes, Nicola Cabibbo propuxo que a corrente feble hadrónica debiera ser construída a partir das correntes “parcialmente conservadas” da vía-óctupla. Isto consistiría en dúas partes: un termo dominante conservador da estrañeza e proporcional ao coseno dun ángulo e doutro termo máis pequeno que variaría a estrañeza e sería proporcional ao seno. En termos dos quarks, tanto a corrente electromagnética como a corrente cargada feble de Cabibbo corresponden a matrices 3x3 sinxelas actuando sobre *u*, *d* e *s*:

$$Q_{em} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad Q_{feble} = \begin{pmatrix} 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

onde  $\theta$  sería coñecido a partir de entón como o ángulo de Cabibbo. A de Nicola foi unha contribución envexable e claramente angular á física.

Regresei a Copenhague na primavera de 1964 de ano sabático desde Berkeley. Alí colaboraría brevemente con James Bjorken (BJ). BJ e eu imaxinamos que podía haber máis de tres quarks. En particular, centrámonos na posible existencia dun cuarto, que denominados o quark *encantado* (*charm*). Un argumento a favor da nosa hipótese era estético. A matriz 3x3 de Cabibbo, xunto co seu hermitiano conxugado, xeraba o grupo *SU(2)*, exactamente como precisaban os meus primeiros argumentos sobre a universalidade leptón-hadrón. Porén, a corrente neutral obtida deste xeito correspondía a unha matriz bastante fea:

$$Q_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -c^2 & -sc \\ 0 & -sc & -s^2 \end{pmatrix}$$

Onde *s* e *c* representan o seno e coseno do ángulo de Cabibbo. Esta matriz non ten relación evidente coa matriz de carga dos quarks,  $Q_{em}$ , e corresponde a unha corrente neutra que viola estrañeza, cuns efectos que nunca foran observados.

BJ e eu sinalamos que se obtén un resultado máis elegante cunha matriz 4x4 actuando sobre catro quarks: quarks *up* e *strange* con carga 2/3, e *down* e *charm* con carga -1/3. A nosa extensión da matriz de Cabibbo e a súa compañeira neutra a matrices 4x4 son:

$$Q_{feble} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & 0 & -\sin\theta & \cos\theta \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad Q_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Neste caso a corrente neutral obsérvase na Natureza e conserva estrañeza, estando moi relacionada coa matriz de carga dos quarks:

$$Q_{em} = \frac{1}{2}Q_3 + \frac{1}{6}I$$

onde  $I$  é a matriz unidade. Poderíamos ternos decatado de que o noso modelo con catro quarks resolvía sinxela e elegantemente dous dos catros “obstáculos insalvables” da síntese electrofeble que se listaron antes. Os quarks proporcionan un escenario natural para estender o modelo a hadróns e o quark charm alivia o problema das correntes neutrais con cambio de estrañeza non observadas. Certamente, como se pode ver en todos os dicionarios, o novo quark merece o seu nome, *charm* (encanto), como un mecanismo para evitar o mal. Non obstante, Bjorken e eu non nos decatamos disto. Semella que esquecera ou abandonara os meus soños de mocidade sobre a unificación.

Volvín a Harvard en 1966. Varios anos despois, John Iliopoulos, Luciano Maiani e eu revisamos a cuestión das correntes neutrais que violaban estrañeza, para procesos como o  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$ , que non fora visto aínda e que se sabía que estaba fortemente suprimido. Sinalamos a seriedade deste problema desde o punto de vista de calquera modelo de interaccións febles con bosóns intermediarios vectoriais, unificado ou non. Porén, non habería problema ningún cun quark *charm*, caso no cal o chamado mecanismo GIM viría actuar. Os tres estabamos seguros de que o *charm* sería descuberto pronto. Non todo o mundo tomou o noso traballo en serio. Fixemos (e gañamos) moitas apostas, porque estabamos o suficientemente seguros de que nós estábamos certos e eles se trabucaban.

En 1967, Steve Weinberg (e pouco despois Abdus Salam) fixeron a síntese electrofeble teoricamente firme amosando como os bosóns intermediarios  $W^\pm$  e  $Z^0$  (e outras partículas) podían obter as súas masas mediante a ruptura espontánea da simetría. Unha vez máis, case ninguén tomou en serio o seu traballo orixinal ata 1973, cando os efectos das correntes neutras (que conservaban estrañeza, para estar seguros!) foron detectados tanto no CERN como en Fermilab. Un ano máis tarde, en Novembro de 1974, o increíble descubrimento da partícula  $J/\psi$  foi anunciado simultaneamente por Burt Richter en SLAC e Sam Ting en Brookhaven. Ficou claro para nós en Harvard (e para os nosos compañeiros de Cornell e Princeton) que a nova partícula estaba composta por un quark *charm* e o seu antiquark. Outra vez, non todo o mundo estivo de acordo. Ata que partículas cun so quark *charm* foron descubertas, en abril de 1976, non estivo claro para todo o mundo que o quark *charm* era real, e non foi ata 1979 que os suecos tiveron a confianza suficiente no modelo electrofeble para recompensarnos co Premio Nobel a Abdus, Steve e a min.

Volvamos a comezo dos anos 70, cando o modelo estándar das forzas forte, feble e electromagnética estaba a xurdir. Describín como matrices  $2 \times 2$  me levaron ao modelo electrofeble, como matrices  $3 \times 3$  nos permitiron a Sid Coleman e a min explotar o esquema simétrico unitario, e como matrices  $4 \times 4$  posibilitaron o mecanismo GIM. Concluírei coa miña aventura conxunta con Howard Georgi con matrices aínda máis grandes de  $5 \times 5$ . O modelo estándar está baseado no produto de tres grupos factor. Que elegante sería se un único grupo sinxelo puidera describir as tres forzas: forte, feble e electromagnética! Howard e eu introducimos a Gran Teoría Unificada máis simple baseada no grupo  $SU(5)$ . Os seus elementos toman a seguinte forma:



$$\begin{pmatrix} \bullet & \bullet & \bullet & \dots & \dots \\ \bullet & \bullet & \bullet & \dots & \dots \\ \bullet & \bullet & \bullet & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \bullet & \bullet \\ \dots & \dots & \dots & \bullet & \bullet \end{pmatrix}$$

onde as entradas cos puntos grosos describen a  $SU(2) \times SU(2) \times U(1)$  do modelo estándar. As outras entradas eran algo completamente novo. Corresponden a doce bosóns gauge adicionais que median o decaemento do protón, requiríndose entón que toda a materia sexa (moi lixeiramente) radioactiva. Howard, xunto con Weinberg e Helen Quinn, calcularon a vida media agardada do protón e experimentos inmensos foron creados para procurar o efecto anticipado. Tristemente (para nós), os protóns viven polo menos 1000 veces máis tempo do que a teoría predí. As teorías de gran unificación máis sinxelas son erradas, pero o concepto é tan atractivo que seguramente deba conter polo menos un chisco de verdade.

Concluirei observando que lle ten concedido nun pasado relativamente recente o Premio Nobel a quince físicos por traballos que directamente levaron á creación da nosa triunfante teoría estándar das partículas elementais

- 1976 A Samuel C.C. Ting e Burton Richter, polo seu pioneiro traballo no descubrimento dunha partícula elemental pesada dun novo tipo, o estado  $J/\psi$  do charmonium.
- 1979 A Sheldon L. Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg, polas súas contribucións á teoría da interacción unificada feble e electromagnética entre partículas elementais, incluíndo, entre outras cousas, a predición da corrente neutral feble.
- 1984 A Carlo Rubbia e Simon van der Meer, polas súas decisivas contribucións ao gran proxecto que levou ao descubrimento das partículas de campo W e Z, comunicadoras da interacción feble.
- 2000 A Gerardus t'Hooft e Martinus J.G. Veltman, por elucidar a estrutura cuántica das interaccións electrofebles na física. O seu traballo amosou que o modelo electrofeble era unha teoría consistente.
- 2004 A David Gross, H. David Politzer e Frank Wilczek, polo seu descubrimento da liberdade asintótica na teoría da interacción forte. O seu traballo foi crucial no desenvolvemento da cromodinámica cuántica, a teoría da forza forte.
- 2008 A Yoichiro Nambu, polo descubrimento da ruptura espontánea da simetría en fenómenos subatómicos; e a Makoko Kobayashi e Toshihide Maskawa, polo descubrimento da orixe da simetría rota que predí a existencia de polo menos tres familias de quarks.

Destes, só o premio que compartín cos meus amigos Abdus e Steve (e o traballo de Kobayashi e Maskawa) foi concedido por traballo teórico que era esencialmente angular. Os cinco pasámolo moi ben xogando coas pequenas matrices que nos axudaron a atopar algunhas das “moitas conexións sinxelas” que Percy Bridgman estaba certo que “aínda había por descubrir”.

**Sheldon Lee Glashow.** Boston University. **Premio Nobel de Física** en 1979 pola súa contribución á teoría da unificación da interacción feble e electromagnética entre partículas elementais, incluíndo, entre outras, a predición da corrente neutra feble.